

SBORNÍK
JEDNOTY ČESKÝCH MATHEMATIKŮ A FYSIKŮ
V PRAZE.

— Číslo XV. —

Č. STROUHÁLA A VLAD. NOVÁKA

OPTIKA.



V PRAZE.

NÁKLADEM JEDNOTY ČESKÝCH MATHEMATIKŮ A FYSIKŮ.

*J. Dr. V. Vojtěchovi
milému spolupracovníku
30/11/20. věčně věrně
St. Strouhal*

OPTIKA.

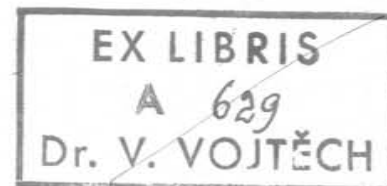
SEPSALI

DR. ČENĚK STROUHÁL,
PROFESSOR NA ČESKÉ UNIVERSITĚ V PRAZE

A

DR. VLADIMÍR NOVÁK,
PROFESSOR NA ČESKÉ TECHNICE V BRNĚ.

POCTĚNĚ PODPOROU ČESKÉ AKADEMIE.



V PRAZE 1919.

NÁKLADEM JEDNOTY ČESKÝCH MATHEMATIKŮ A FYSIKŮ.

• -1. 11.20

ČESKÉ AKADEMII
PRO VĚDY, SLOVESNOST A UMĚNÍ

dílo toto věnují

Dr. VINCENC STROUHÁL,
řádný člen č. akademie,

Dr. VLADIMÍR NOVÁK,
dopisující člen č. akademie.

2489
MFF KU
Knihovna DPV

669/76

31831

Předmluva.

Předkládám vědecké veřejnosti naši Optiku, jež tvoří vedle Mechaniky, Akustiky a Thermiky čtvrtý svazek mé Experimentální fyziky. Spolupracovníkem byl mi tentokráte můj bývalý asistent, nyní professor české techniky v Brně, *Dr. Vladimír Novák*, jenž již při lithografovaném vydání mých přednášek redigoval část optickou. Rozsáhlou látku rozdělili jsme tak, že kapitoly začáteční (I.—IV.) a konečné (X.—XIV.) jsem vypracoval sám, on pak kapitoly střední (V.—IX.). Tím způsobem mohl *Dr. Novák* uplatnit své bohaté zkušenosti v oboru optických strojů a zejména fotografie, kterou se intensivně zaušší. Bude proto Optika dojísta vítána také všem, kteří se o vědeckých základech fotografie, fotografických přístrojů a zařízení chtějí poučiti. Kapitoly o geometrické optice doplňuje v podrobnostech dílo prof. *Dra B. Kučery* „Geometrická optika“ (1915). Obrazce podle našich skizz kreslil pečlivě stud. *Vladimír Novák* v Brně. Fotografické reprodukce obstaral v mé části podle originálů ústavu fyzikálního docent *Dr. Viktorin Vojtěch*, v části *dra Nováka* autor sám.

Vydání Optiky opozdilo se velice poměry válečnými. Tisk začal se již před válkou, ale byl po dlouhou dobu téměř úplně přerušen. (Tím se vysvětluje také, že nebylo možná v knize použiti opraveného názvosloví chemického, jež letošním studijním rokem bylo závazně zavedeno pro český jazyk.) Doufám však,

že tím vliďněji bude toto dílo přijato nyní, kdy opět zájmy vědecké se dostávají v popředí a kdy v blízké budoucnosti se budou zařizovati nové školy vysoké. Doplňkem bude ještě napsána Optika speciální, jež by obsahovala Optiku fyziologickou a meteorologickou, jakož i Elektrooptiku a Magnetooptiku.

Zbývá pak ještě vypracovati knihu o Elektrizitě a Magnetismu, jež by po stránce experimentální se přidružila ke knize prof. Dra F. Kolářky, jednající o témž předmětu. Doufal jsem před lety, že také tuto knihu budu moci vydati sám. Avšak zatím přikvačila leta — fugaces labuntur anni — a již se vidím na konci své úřední činnosti, kdy dlužno uvažovati „quid valeant humeri quid ferre recusent.“ Vzhledem k tomu svěřuji s plnou důvěrou sepsání té knihy svému nástupci, prof. Dru B. Kučerovi, jenž také svého času redigování mých lithografovaných přednášek o Elektrizitě a Magnetismu přejal, a jen to přání mám, abych se vydání této knihy ještě dočkal.

Vděčně vzpomínám živého účastenství, jakého projevíli při vydání Optiky moji bývalí asistenti a tím podstatně přispěli ke zdokonalení tohoto díla. Byl to prof. *Dr. Závěška*, jenž četl rukopis a mnohými doplňky opatřil, a prof. *Dr. Posejpal*, jenž četl korekturu. Bude-li kniha po stránce jazykové vyhovovati přísnější kritice, je to zásluhou prof. *Dra B. Mašky*, jenž rovněž četl rukopis a s pečlivostí jemu vlastní stylisticky i grammaticky upravil. Jim všem vzdávám tímto díky nejvřelejší. Podotýkám ještě, že slova původu latinského nebo řeckého píši pravopisem etymologickým, řídě se příkladem národů nejvíce vzdělaných, Francouzů, Angličanů, Němců a j. Rovněž tiskárně Stýblově jsem vděčen za velkou péči, kterou věnovala úpravě knihy. Díky vzdávám též české Akademii jménem vlastním i svého spolupracovníka, jež z Nadání Josefa, Marie a Zdenky Hlávkových přidělila nám podporu 1200 K.

Náklad na knihu a to vzhledem k nynějším drahotným poměrům velmi veliký vedla Jednota českých matematiků a fysiků. Přál bych si, aby hojným prodejem knihy v kruzích naší intel-

ligence se kryly výdaje tyto postupem doby nikoli dlouhé. Louče se pak s Jednotou jako svým nakladatelem mám ještě prosbu poslední. V knihách mnou sepsaných je obsaženo mnoho, velmi mnoho práce. Ale nemá li tato zaniknouti, je nutno míti o to péči, aby knihy nezastaraly. V našich poměrech vědeckých bylo by hříšným plýtváním sil, kdyby se po letech přikročilo k sepsání nových podobných knih. Byl by to luxus, jehož jen velicí národové si mohou dopřáti. Naši fysikové, zejména vysokoškolská, nemají jen úkolu spisovatelského, nýbrž též badatelského, nemají jen sepsovati vědecké učebnice, nýbrž též samostatně vědecky pracovati. Oba tyto úkoly lze jen velmi nesnadno sloučiti. Snáze je pak dílo, jež zde již jest, udržovati novým vydáním na výši doby, doplňovati a zdokonalovati, než založiti a dokončiti dílo zcela nové. V příčině té mohou nám býti vzorem Němci. Známé velké učebnice fysiky „Müller-Pouillet“, vzdělané původně podle francouzské učebnice, vyšlo již deset vydání! U nás by se nesmělo čekati, až se kniha úplně rozprodá, což bohužel i při mírném nákladu 1000 exemplářů trvá mnoho let. Za ten čas věda pokračuje a dílo volá po novém vydání doplněném podle stavu vědy. Doufám, že naše Jednota, která o zvelebení české literatury mathematické i fysikální má tak veliké zásluhy, přání mému porozumí a vyhová.

V PRAZE, dne 6. července 1919.

Dr. Vincenc Strouhal.

Již před válkou byl jsem vyzván svým bývalým učitelem a někdejším představeným, prof. *Strouhalem*, abych do IV. dílu jeho kompendia — *Optiky* — napsal kapitulu o *fotografii*. Později teprve, když jsem byl již s touto částí hotov, připadlo mi i zpracovati oddíly V. VI., VII. a IX. a optiku meteorologickou, kterážto kapitola byla později odsunuta do zvláštního díla. Jako rozsah určen mi byl objem 20 archů. Překročil jsem tuto mez asi o 4 archy, což bylo zaviněno — nehledě k rozsáhlému obsahu experimentálnímu zmíněných kapitol — zejména velkým množstvím obrazců v kapitole o strojích optických, z nichž snad mnohé mohly býti reprodukovány v rozměrech menších. Kapitulu V. (Optické stroje) psal jsem naposledy, vyčkávaje dokončení díla *Kučerova* „Nástin geometrické optiky a základů fotometrie“, jež vyšlo jako XIV. svazek tohoto Sborníku. Mohl jsem se tak omeziti jen na praktické poznámky a popis skutečných strojů optických, opakuje z teorie tolik, co nevyhnutelně bylo potřeba.

Upotřebil jsem při tom i některých velmi poučných výkresů z jmenovaného díla s laskavým svolením autorovým. Uváděti literaturu této kapitoly nebudu, jest velmi důkladně sestavena v knize *Kučerově* a v Přehledech pokroků fyziky, jež vycházejí ve Věstniku České Akademie. Jen bych se zmínil o krásném díle *G. E. Haleově* „The Study of Stellar Evolution“ (Chicago 1908) a publikacích observatoře *Yerkesovy* („Publications of the Yerkes Observatory vol. II. Chicago 1904), z nichž jsem převzal některé obrazce, zejména fotografické.

Pro kapitolu VI. (Spektroskopie) bylo mi základní pomůckou šestisvazkové dílo *Kayserovo* „Handbuch der Spectroscopie“ (Lipsko 1900—12) a pěkná knížka *Konenova* „Das Leuchten der

Gase und Dämpfe“ (Brunšvik 1913), v níž strizlivě jsou sestaveny *spektrální zákonitosti*. V části jednající o *magnetickém rozkladu spektrálních čar* přihlíženo podle spisu *P. Zeemana* „Magnetooptische Untersuchungen“ (překlad od M. Ikléa, Lipsko 1914) k úplné literatuře, jež je v této knize sestavena až do r. 1913.

V kapitole VII. (Fotochemie), kterou jsem napsal velmi stručně, omezuje se výhradně na fyzikální povahu zjevů sem náležejících, použil jsem těchto spisů: *H. W. Vogel* „Photochemie“ (V. vyd. od E. Königa, Berlin 1906); *Plotnikov* „Photochemie“ (Halle 1919), též „Photochemische Versuchstechnik“ (Lipsko 1912), *Schaum* „Photochemie und Photographie“ (Lipsko 1908), *Weigert* „Die chemischen Wirkungen des Lichtes“ (Stuttgart 1911), *A. Benrath* „Lehrbuch der Photochemie“ (Heidelberg 1912), *S. S. E. Sheppard* „Lehrbuch der Photochemie“ (překl. od M. Ikléa 1916) a četných článků uveřejněných v Zeitschrift für wissenschaftliche Photographie. K části VIII. (Fotografie), na jejíž zpracování jsem měl nejvíce času, uvádím jen nejdůležitější díla, třeba jsem k tomuto oblíbenému předmětu opatřil si literaturu velmi rozsáhlou. Základním vodítkem byl mi čtyřdílný spis *J. M. Edera* „Ausführliches Handbuch der Photographie“ (Halle), dále *G. Pizzighelli* „Handbuch der Photographie“ (3 díly, Halle, 1892), *F. Schmidt*: „Kompendium der praktischen Photographie“ (13. vyd., Lipsko 1916), *R. Namias* „Theoretisch-praktisches Handbuch der photographischen Chemie“ (Halle 1907), *S. E. Sheppard* a *C. E. Kenneth Mees* „Untersuchungen über die Theorie des photographischen Prozesses“ (Halle 1912), pak téměř všechna čísla 28-svazkové sbírky „Photographische Bibliothek“ (v Berlíně u Deutsche Verlagsgesellschaft „Union“) a množství článků v různých časopisech fotografických zejména v *Ederově* „Jahrbuch für Photographie und Reproduktionstechnik“ a v „The British Journal of Photography“.

V části IX. (Luminiscence) přidržel jsem se příslušných kapitol z velkého kompendia *Winkelmannova* (Handbuch der

Physik, VI. Optik, Lipsko (1906) a fyzikální optiky *R. Woodovy* „Physical Optics“ (New-York 1905), čerpaje jinak — jako ovšem i pro předešlé kapitoly — z původních pojednání novější literatury, kterou již od r. 1902 přehledně zpracovávám v oddíle IV. „Nauka o vlnivém pohybu aetheru“ v Přehledech pokroků fyziky. Podrobně uvádím v textu jen literaturu českou; jinak jsem podržel označení, jež zavedl Dr. *Kučera* již v II. vydání *Mechaniky* (Sborník č. II.) a jež namnoze postačí, aby podle letopočtu bylo příslušné udání literární v Přehledech nalezeno.

Ke konci spisu sestavil jsem místo úhrnného abecedního indexu dva rejstříky, věcný i jmen osobních, abych usnadnil čtenáři, hledá-li v této knize dosti objemné.

Všechny korektury četl přítel a druh můj již z dob studijních, prof. Dr. *B. Mašek*, který poněkud upravil můj rukopis po stránce jazykové.

Jsem mu zavázán velikými díky, neboť vykonával tuto práci a spojené s ní pochůzky do tiskárny atd. velmi horlivě a včas, ač byl v téže době hojně zaměstnán prací podobnou — korigováním mé *Fyziky*.

Dále děkuji tiskárně *Stýblově* za péči a práci, kterou věnovala tisku knihy a *Jednotě českých matematiků a fysiků* za náklad na toto dílo, který množstvím obrazců a nad to velkým zdražením tisku v době válečné vzrostl na veliký peníz.

V BRNĚ dne 6. července 1919.

Dr. *Vladimír Novák*.

Od České Akademie došel tento příspěvek:

Slovutný pane!

Valné shromáždění České Akademie, konané dne 7. t. m., povolilo Vám k návrhu příslušné jury z Nadání Josefa, Marie a Zdenky Hlávkových podporu 1200 (tisíc dvě stě) korun na vydání „*Optiky*“.

Podporu vyplatí Vám na potvrzení kancelář Akademie.

Dle § 17. stanov „Nadání“ vyžaduje se, aby publikace, kterou tento úděl umožnil, přinesla na první straně za předmluvou opis udělovacího dekretu. Tři výtisky spisu račte Akademii zdarma dodati.

V Praze, dne 8. prosince 1917.

K. VRBĚ v. r.,
president.

R. DVOŘÁK, v. r.
gener. sekretář.

Slovutný pán, pan

prof. Dr. V. Strouhal,
c. k. dvorní rada,
ř. člen České Akademie
atd. v Praze.

O B S Ā H.

	Stránka
§ 1. Úvod	I
I. Přímocaré šíření světla.	
§ 2. Úkazy základní	6
§ 3. Komora temná	7
<i>Rychlost světla.</i>	
§ 4. G. Galilei (1632)	9
§ 5. O. Römer (1676)	10
§ 6. J. Bradley (1728)	12
§ 7. Stanovení rychlosti světelné methodami astronomickými a parallaxa slunce	16
§ 8. H. Fizeau (1849)	18
§ 9. L. Foucault (1850, 1862)	22
§ 10. Výsledky závěrečné	25
<i>Fotometrie.</i>	
§ 11. Jednotky svítivosti	27
§ 12. Definice fotometrické	30
§ 13. Fotometry	31
II. Odraz světla. (Katoptrika.)	
§ 14. Základní zákony	37
<i>Zrcadla rovinná.</i>	
§ 15. Zobrazení svítícího bodu	39
§ 16. Zobrazení svítícího předmětu	40
<i>Zrcadla kulová.</i>	
§ 17. Definice	42
§ 18. Aberrace sférická	43
§ 19. Zobrazení svítícího bodu; zvětšení úhlové; zrcadlo duté	45
§ 20. Pokračování; zrcadlo vypuklé	49
§ 21. Zobrazení svítícího předmětu; zvětšení bočné, hloulkové a úhlové; zrcadlo duté	49
§ 22. Pokračování; zrcadlo vypuklé	52

Zákony o zrcadlech kulových na základě geometrie polohy.

§ 23. Základní rovnice	53
§ 24. Konstrukce pro duté zrcadlo	54
§ 25. Konstrukce pro zrcadlo vypuklé	55

Jak se stanoví délka ohnisková (poloměr křivosti).

§ 26. Zrcadlo duté	56
§ 27. Zrcadlo vypuklé	57
§ 28. Křivky kataustické	59

III. Lom světla. (Dioptrika.)

§ 29. Základní zákony	65
§ 30. Index lomu absolutní a relativní; dráha optická	66
§ 31. Jak lze sestrojiti zlomený paprsek	68
§ 32. O závislosti úhlu dopadu α , lomu β a úchyly $\alpha - \beta$	70
§ 33. Úplný odraz	72

Lom světla rovinou.

§ 34. Paprsky homocentrické	75
§ 35. Průchod světla planparalelní deskou	79

Lom světla plochou kulovou.

§ 36. Definice a konstrukce	81
§ 37. Sférická aberrace	83
§ 38. Zobrazení svítícího bodu; zvětšení úhlové; plocha vypuklá	87
§ 39. Pokračování; plocha dutá	91
§ 40. Zobrazení svítícího předmětu; zvětšení bočné, hloubkové, úhlové; plocha vypuklá	92
§ 41. Pokračování; plocha dutá	95

Zákony lomu světla na plochách kulových podle geometrie polohy.

§ 42. Základní rovnice	96
§ 43. Konstrukce pro lámavou plochu vypuklou	97
§ 44. Konstrukce pro lámavou plochu dutou	98
§ 45. Rozšířený význam vzorců	99

Soustavy dvou lámavých kulových ploch. (Čočky.)

§ 46. Výklady úvodní	101
--------------------------------	-----

Čočky velice tenké.

§ 47. Zobrazení svítícího bodu; čočka vypuklá	102
§ 48. Pokračování; čočka dutá	105
§ 49. Zobrazení svítícího předmětu; zvětšení bočné, hloubkové a úhlové; čočka spojná	106
§ 50. Pokračování; čočka rozptylná	108

Zákony o čočkách podle geometrie polohy.

§ 51. Čočka spojná	110
§ 52. Čočka rozptylná	111

Čočky libovolné tloušťky.

§ 53. Roviny hlavní	112
§ 54. Číselný příklad	114
§ 55. Zobrazování čočkami spojnými	116
§ 56. Zobrazování čočkami rozptylnými	117
§ 57. Uzlové body	118
§ 58. Mathematické vztahy	118
§ 59. Optický střed čočky	121

Soustava centrovaných lámavých ploch kulových v počtu libovolném.

§ 60. Roviny hlavní a ohniska v problému všeobecném	122
§ 61. Body uzlové	124
§ 62. Obdoba s lámavou plochou kulovou	125
§ 63. Jak se stanoví pokusně poloha rovin ohniskových i hlavních a délka ohnisková. Čočka spojná	126
§ 64. Pokračování; čočka rozptylná	129
§ 65. Sférická aberrace; astigmatismus	130

IV. Rozklad světla. (Chromatika.)

§ 66. Výklad úvodní	132
§ 67. Lom světla hranolem	134
§ 68. Jak závisí deviace na dopadu paprsku; příklad číselný	134
§ 69. Minimální deviace; důkaz algebraický	137
§ 70. Pokračování; důkaz počtem diferenciálním	137
§ 71. Řešení grafické	139
§ 72. Kolmý výstup paprsku z hranolu	149
§ 73. Hranoly se stálou deviací	141
§ 74. Jak se určí exponent lomu	143
§ 75. Spektrum sluneční	144
§ 76. Čary Fraunhoferovy	146
§ 77. Disperse celková, střední a poměrná	147
§ 78. Místní disperse	153
§ 79. Vzorce pro dispersi	154
§ 80. Hranol achromatický	156
§ 81. Pokračování. Řešení konstruktivní	159
§ 82. Přímohledný hranol	160
§ 83. Achromatická čočka	162
§ 84. Pokusy o rozkládání a skládání světla	165

V. Optické stroje.

§ 85. Rozdělení úkolu	171
§ 86. Materiál optických strojů	172
§ 87. Konstanty optického skla	175
§ 88. Zkouška optického materiálu	181
§ 89. Zpracování optického skla	182

Základní pojmy strojů optických.

§ 90.	Rozdělení úkolu	184
§ 91.	Zvětšovací	185
§ 92.	Clonky. Zorné pole	186
§ 93.	Číselná apertura	189
§ 94.	Rozlišovací schopnost	192

Vady optických součástí a jak se odstraňují.

§ 95.	Úvahy obecné	194
§ 95.	Vada kulová	195
§ 97.	Vada barevná	197
§ 98.	Astigmatismus. Koma	200
§ 99.	Zklenutí pole a zkreslení	202
§ 100.	Vada ohybová	204
§ 101.	Vada hloubková	205
§ 102.	Vnitřní odrazy	206

Stroje zrcadlové.

§ 103.	Výroba zrcadel	207
§ 104.	Zrcadla rtuťová	210
§ 105.	Heliostaty a siderostaty	211
§ 106.	Heliotropy	216
§ 107.	Měřicí stroje s rovinnými zrcadly	217
§ 108.	Zrcadlový objektiv	220

Jednoduché stroje čočkové.

§ 109.	Lupa (zvětšovací sklo, jednoduchý drobnohled)	221
§ 110.	Objektiv dalekohledový	225
§ 111.	Objektiv drobnohledný	226
§ 112.	Objektiv fotografický	229
§ 113.	Druhy fotografického objektivu	233

Složené stroje zrcadlové a čočkové.

§ 114.	Účel a druhy okulárů	239
--------	----------------------	-----

Dalekohledy.

§ 115.	Z dějin dalekohledu	242
§ 116.	Dalekohledy zrcadlové (katoptrické)	243
§ 117.	Refraktory	251

Drobnohledy.

§ 118.	Optické zobrazování v drobnohledu	266
§ 119.	Mikroskopické zobrazování předmětů nesvítících	270
§ 120.	Druhy drobnohledů	274
§ 121.	Stroje osvětlovací a promítací	279
§ 122.	Stroje fotografické	282

Stroje hranolové.

§ 123.	Komora světla	292
§ 124.	Dalekohledy hranolové	293
§ 125.	Reflektometry a refraktometry	295
§ 126.	Hranolové stroje spektrální	299

VI. Spektroskopie.

§ 127.	Rozdělení úkolu	313
§ 128.	Rozdělení spekter	314
§ 129.	Vlivy na spektra	336
§ 130.	Číselné vztahy ve spektrech čárových a pásmových	363
§ 131.	Spektra absorpční	387
§ 132.	Theorie emise a absorpce	408
§ 133.	Spektrální rozbor	417

VII. Fotochemie.

§ 134.	Historický úvod	428
§ 135.	Jak se měří účinek fotochemický	429
§ 136.	Rozdělení úkazů fotochemických	433

Nejdůležitější úkazy fotochemické.

§ 137.	Fyzikální změny	434
§ 138.	Chemické změny způsobené energií světelnou	439
§ 139.	Fotochemické reakce v rostlinstvu	440
§ 140.	Bílení barviv světlem	441
§ 141.	Fotochemické působení výboje elektrického a některých druhů záření	443
§ 142.	Reakce fotochemická se stanoviska energetického	445
§ 143.	Fotochemické zákony	449

VIII. Fotografie.

§ 144.	Dějiny fotografické desky	455
§ 145.	Fotografický účinek světla	458
§ 146.	Jak se měří účinek fotografický	461
§ 147.	Sensitometrie fotografických desek	464
§ 148.	Zvláštnosti fotografického účinku světla	469
§ 149.	Exposice	473

Pochod negativní.

§ 150.	Vývoj	477
§ 151.	Ustálení negativu	481
§ 152.	Zesílení a zeslabení negativu. Retuš	482

Positivní pochod.

§ 153.	Diapositiv	483
§ 154.	Positiv na papíře chlorostříbrnatém a bromostříbrnatém	487
§ 155.	Platinotypie. Kyanotypie	489
§ 156.	Kopie na chromovaných křihovinách	490

	Stránka
§ 157. Methody práškovací	495
§ 158. Užití fotografie při tiskové reprodukci	496
§ 159. Tisk plošný	501
§ 160. Tisk hloubkový	502

Fotografie v přirozených barvách.

§ 161. Methody přímé	504
§ 162. Methody nepřímé	506
§ 163. Methody kladné (sčítací)	507
§ 164. Methody odčítací (negativní)	509
§ 165. Trojbarevný tisk fotografický na papíře	513
§ 166. Fotografie v praxi a vědě	515

IX. Luminiscence.

§ 167. Různé druhy luminiscence	518
§ 168. Thermoluminiscence	518
§ 169. Triboluminiscence a krystaloluminiscence	520
§ 170. Chemiluminiscence	522
§ 171. Elektroluminiscence	523

Fotoluminiscence.

§ 172. Základní úkazy	524
---------------------------------	-----

Fluorescence.

§ 173. Methody pozorovací	525
§ 174. Fluorescence a zákon Lambertův. Polarisovaná fluorescence	529
§ 175. Vztah absorpce k fluorescenci	531
§ 176. Fluorescence plynů a par. Spektra rezonanční	535
§ 177. Fluorescence a chemické složení látek. Názory o fluorescenci	538

Fosforescence.

§ 178. Methody a přístroje pozorovací	542
§ 179. Fosfory	544
§ 180. Vyznívání fosforescence. Fosforescence ultrafialová a infračervená	548
§ 181. Fosforescence v nízkých teplotách	549
§ 182. Kathodoluminiscence	550
§ 183. Jak souvisí fosforescence s absorpcí a konstitucí látek fosforujících	552
§ 184. Theorie fosforescenční	550

X. Interference světla.

§ 185. Historický rozvoj theorie vlnivé	561
§ 186. Pokračování; doba nová	564
§ 187. O pohybu kmitavém	567
§ 188. Skládání jednoduchých pohybů kmitavých	568
§ 189. Interference světla; výklad úvodní	570
§ 190. Pokus Youngův	573

§ 191. Fresnelův pokus zrcátkový	577
§ 192. Fresnelův pokus dvojhranolkem	581
§ 193. Pokus Lloydův jediným zrcátkem	583
§ 194. Pokus Billetův a Meslinův dvěma poločočkami	584
§ 195. Spektrální rozbor úkazů interferenčních	586
§ 196. Proužky Talbotovy	587
§ 197. Earvy tenkých vrstev	588
§ 198. Tenké deštičky	589
§ 199. Vzduchové vrstvy	592
§ 200. Newtonovy kroužky	593
§ 201. Jak se ukazují barvy tenkých vrstev v projekci	597
§ 202. Jak se studují barvy tenkých vrstev spektrálním rozbořením	599
§ 203. Barvy tenkých vrstev v grafickém znázornění	600
§ 204. Jaminův interferenční refraktometr	604
§ 205. Kroužky stejného sklonu	607
§ 206. Interferenční spektroskopie	613
§ 207. Výsledky	618
§ 208. Stojaté vlny světelné	622
§ 209. Závěrek	624

XI. Ohyb světla.

§ 210. Úvod	626
§ 211. Princip Huygensův	628
§ 212. Výklad přímočarého šíření světla	630
§ 213. Výklad odrazu a lomu světla	631
§ 214. Konstrukce Huygensova	633
§ 215. Doplnění principu Huygensova Fresnelem; vlna rovinná	635
§ 216. Pokračování; vlny kulové	639
§ 217. Úvahy závěrečné	640

Ohybové úkazy Fresnelovy.

§ 218. Kruhový otvor	641
§ 219. Kruhové stínítko	643
§ 220. Deštičky s půlvlnovými pásmy	644
§ 221. Rovný kraj stínítka	645
§ 222. Úzký drát	649
§ 223. Úzká šterbina	650
§ 224. Newtonovy kruhy dutým zrcadlem	651

Ohybové úkazy Fraunhoferovy.

§ 225. Přehled úkazů	654
§ 226. Výklad předběžný	655
§ 227. Ohyb jedinou šterbinou; řešení geometrické	656
§ 228. Pokračování; řešení analytické	658
§ 229. Průběh světelné intenzity I	659
§ 230. Dvě šterbiny stejně široké	663
§ 231. Libovolný počet šterbin	666
§ 232. Rozbor výrazu pro intenzitu I	668

	Stránka
§ 233. Řešení rovnice $m \operatorname{tg} \omega = \operatorname{tg} m \omega$ a výpočet intenzity	669
§ 234. Optické mřížky	673
§ 235. Výklad populární	674
§ 236. Minimum deviace	675
§ 237. Jak se měří vlnová délka	676
§ 238. Rozlišovací schopnost mřížky a hranolu	678
§ 239. Mřížky kovové na odraz	681
§ 240. Pokusná úprava Langleyova a Rowlandova	684
§ 241. Stupňové mřížky Michelsonovy	687
§ 242. Rozlišovací schopnost stupňové mřížky a interferenčních spek- troskopů	689
§ 243. Kruhový otvor	691
§ 244. Mnoho otvorů shodných a shodně položených	692
§ 245. Věta Babinetova	693
§ 246. Korony	694

XII. Polarisace a dvojlom.

§ 247. Úvod	695
§ 248. Polarisace odrazem	697
§ 249. Zákon Brewsterův	700
§ 250. Polarisace lomem	701
§ 251. Zákon Fresnelovy o odrazu a lomu polarisovaného světla	702
§ 252. Polarisace dvojlomem	706

Dvojlom v krystalech jednoosých.

§ 253. Konstrukce Huygensova	708
§ 254. Případy zvláštní	710
§ 255. Rychlost paprsku a rychlost vlny	716
§ 256. Jednoosé krystally kladné a záporné	719
§ 257. Dvojlomné polarisátory jednopaprskové	720
§ 258. Hranol Nikolův	721
§ 259. Jiná úprava Nikolova polarisátoru	722
§ 260. Desky turmalinové	724
§ 261. Dvojlomné polarisátory dvojpaprskové	725
§ 262. Achromatisovaný hranol vápencový	726
§ 263. Hranol Rochonův	727
§ 264. Hranol Sénarmontův	730
§ 265. Hranol Wollastonův	730

Dvojlom v krystalech dvojosých.

§ 266. Přehled krystalických soustav	732
§ 267. Postup historický	734
§ 268. Základy Fresnelovy theorie. Ellipsoid prvý (pružnosti); řešení geometrické	735
§ 269. Pokračování; řešení analytické	740
§ 270. Ellipsoid druhý (reciproký)	743
§ 271. Rovnice vlnoplochy	745
§ 272. Konstrukce Huygensova	749

	Stránka
§ 272. Hlavní exponenty lomu	749
§ 274. Kuželový lom (refrakce konická)	753
§ 275. Osy dvojosých krystallů	755
§ 276. Úhel optických os. Dvojosé krystally kladné a záporné	757
§ 277. Příklady	759
§ 278. Závěrek	761

XIII. Chromatická polarisace.

§ 279. Historický úvod	762
§ 280. Rozdělení úkazů chromatické polarisace	764

Úkazy chromatické polarisace ve světle rovnoběžném.

§ 281. Orthoskopy pro subjektivní pozorování	764
§ 282. Orthoskopy pro objektivní pozorování	766
§ 283. Pokusy	767
§ 284. Výklad theoretický	771
§ 285. Pokračování; rozdíl fázový a barvy	774
§ 286. Praeparáty pro chromatickou polarisaci ve světle rovnoběžném	776
§ 287. Význam klínků	780

Úkazy chromatické polarisace ve světle sbíhavém.

§ 288. Konoskopy pro subjektivní pozorování	782
§ 289. Konoskopy pro pozorování objektivní	785
§ 290. Úkazy na krystallech jednoosých kolmo k ose seřiznutých	786
§ 291. Pokračování; krystally seřiznuté šikmo k ose nebo podél osy	790
§ 292. Úkazy na dvojosých krystallech	793
§ 293. Jak se měří úhel optických os	795
§ 294. Čtvrtvlnová destička. Kompensátor Babinetův a Soleilův	796
§ 295. Polarisace elliptická a cirkulární	799
§ 296. Pokračování; výklady theoretické	801
§ 297. Jak lze rozpoznati polarisované světlo	804
§ 298. Jak se pozná, je-li krystal pozitivní nebo negativní	806
§ 299. Pleochroismus	807

XIV. Rotační polarisace.

§ 300. Historický úvod	810
§ 301. Zákon Biotovy	811
§ 302. Přístroje k subjektivnímu pozorování rotační polarisace	814
§ 303. Přístroje k objektivnímu pozorování rotační polarisace	816
§ 304. Úkazy ve světle monochromatickém	817
§ 305. Úkazy ve světle bílém	818
§ 306. Grafické znázornění	820
§ 307. Soleilova dvojdeska	823
§ 308. Jak se dvojděskou zkoumá optická aktivita látek	825
§ 309. Křemenné desky ve světle sbíhavém	826

	Stránka
§ 310. Výsledky	828
§ 311. Saccharimetrie	830
§ 312. Polarimetr Biotův-Mitscherlichův	832
§ 313. Polarimetr Laurentův	834
§ 314. Polarimetr Lippichův	836
§ 315. Saccharimetr Soleilův	836
§ 316. Saccharimetr Fricův	839
§ 317. Poznámky praktické	840
§ 318. Theorie rotační polarisace	841

§ 1. Úvod.

Optika *) ve významu původním jest nauka o světle. Rozumíme pak světlem především vjem subjektivní, který vzniká podrážděním čidla zrakového a který je povahy fyziologické. Záhy však poznáváme, že vjemy takové způsobuje jakési agens vnější, objektivní, které zoveme světlem ve smyslu fyzikálním. Optika fyziologická zkoumá světelné vjemy ve vědomí, jejich základ i průběh, optika fyzikální pak světelné úkazy ve světě vnějším, při čemž jest oko předním a hlavním úkazů těch indikátorem.

Zkušenost učí, že Slunce a podobně i stálice svítí vždy. Tato tělesa jsou tudíž světelné zdroje, jež jsou dány přírodou samou. Dovedeme však různá tělesa uvéstí ve zvláštní fyzikální stav, ve kterém též svítí. To jsou naše rozmanité zdroje světelné, na př. lampy plynové, obloukové, žárové a j., jež bychom na rozdíl od předešlých mohli zvátí zdroji umělými. Předměty, jež jsou v okolí takových zdrojů světelných, stávají se viditelnými, jsou osvětlené a chovají se opticky právě tak, jakoby samy svítily. Oběžnice, na př. Venuše, Jupiter, Saturn a j., jež jsou osvětleny Sluncem, jeví se nám býti jasnými hvězdami, které se na pohled nikterak nerozeznávají od stálic, jako jest na př. Sirius, Vega, svítících světlem vlastním.

Rozmanité úkazy, zvláště při světle slunečním pozorované, vedou k poznání, že se světlo od zdrojů světelných šíří, že některými tělesy proniká, úplně nebo částečně (tělesa čirá, průhledná, průsvitná), jinými pak se zadržuje (tělesa neprůhledná), čímž vzniká stín. Z geometrického tvaru stínu ukazuje se, že se světlo šíří přímočaře. Poznáváme dále, jak se světlo od hlazených ploch odráží a jak se láme, když do průhledných látek vniká, při čemž se zároveň v barvy rozkládá. Tyto čtyři základní úkazy světelné, přímočaré šíření, odraz, lom a rozklad světla, byly poznány již

*) Řecký kmen $\delta\pi$ — přichází ve slově $\delta\psi\epsilon\varsigma$, η pohled, ve formách $\delta\psi\omicron\mu\alpha\iota$, $\delta\psi\omicron\mu\alpha$, v adjektivu $\delta\pi\tau\iota\kappa\acute{o}\varsigma$, na př. η $\delta\pi\tau\iota\kappa\eta$ $\tau\acute{\epsilon}\lambda\epsilon\eta\eta$ neb $\theta\epsilon\omega\rho\iota\alpha$.

v dobách dávných. Staly se základem, na němž budován byl první názor o podstatě světla.

Jest na snadě myšlenka, že světlo jest jakási jemná látka, kterou tělesa svítící vyzařují. Světelné částičky postupují přímočaře vzduchem i prostorem prázdňným, dopadajíce na hlazené plochy odrážejí se po způsobu pružných tělísek. Přímočaré šíření světla a odraz jeví se podle názoru tohoto jako věc samozřejmá. Ale také lom a rozklad světla lze tímto názorem vysvětliti, když se připustí, že částičky hmotné působí na částičky světelné. Tato první theorie světla, theorie *emissní* nebo *emanační*, uhájila se až téměř do polovice století 19-tého. Měla oporu v analogii čichu, kde není pochybnosti, že látky vonné vskutku vysílají velice jemné částičky vlastní hmoty. Předním zastáncem této theorie byl slavný *I. Newton*; jeho autorita přispěla též nemálo k tomu, že theorie ta byla od vynikajících fysiků hájena v dobách, kdy nové, dotud neznámé objevy optické již poukazovaly na její nemožnost.

Objevem takovým, který roku 1669 učinil *Erasmus Bartolinus*, byl dvojlom na islandském vápenci. *Ch. Huygens*, chtěje vysvětliti zajímavý tento zjev, položil za základ názor nový, na analogii sluchu založený, podle něhož světlo vzniká a se šíří vlnivým pohybem jakéhosi prostředí právě tak, jako zvuk je podmíněn vlnivým pohybem vzduchu. Theorie tato vyžadovala tedy takového prostředí, vyplňujícího nekonečné prostory světové, jimiž od stálic a mlhovin světlo se šíří, prostředí dotud neznámé, jehož vlastnosti bylo třeba podle tehdejšího stavu vědomostí optických a astronomických sestaviti a při dalším rozvoji optiky pozměňovati a doplňovati. Toto prostředí, jemuž dáno jméno *aether* *), nutno si mysliti jako nesmírně jemné; neboť neklade pohybu těles nebeských, — i vlasatic, jejichž hmota je velice malá, — odporu; mimo to proniká tělesa hmotná, nejen plynná, nýbrž i kapalná i pevná, jimiž světlo se šíří. Přijav obdobu se zvukem, předpokládal Huygens, že vlnění aetheru je podélné; stačilo tedy mysliti si aether jako prostředí plynné nesmírně jemné. Šlo pak především o to, aby se podle nového názoru vysvětlily uvedené základní úkazy optické, přímočaré šíření světla, jeho odraz, lom a rozklad, a mimo to i ony nově poznané úkazy, totiž dvojlom. Huygens vykonal úkol svůj velice duchaplně, a dovedl zejména všechny úkazy tyto, i také dvojlomu, vysvětliti po stránce nejen kvalitativní, nýbrž i kvantitativní. Avšak

*) Slovem *αιθήρη* ó označovali Řekové čistý vzduch ve výších nebeských, na Olympu, v sídle bohů (*Ζεύς αιθέριος ναιώρ*), oproti vzduchu pozemskému, který se nazýval *αίρ*.

nelze toho popřítí, že vysvětlení právě základních těchto zjevů — na základě principu, který nyní Huygensovým zoveme, — nebylo daleko tak jednoduché, jako podle theorie starší. To bylo také příčinou, že nová theorie, vlnivá (*undulační* čili *vibrační*), zůstala dlouho téměř nepovšimnutou, ačkoli základní její myšlenka, periodičita světla, byla podporována současným téměř objevem ohybu světla.

Vskutku zbývalo v principu Huygensově cosi ještě nejasného, což teprve stanovením *principu interference* až ve století devatenáctém objasnili *Young* a *Fresnel*. V tomto století bylo teprve pokračováno tam, kde Huygens přestal, a výsledkem těchto prací byl nový objev, polarisace světelné (*Malus* 1809). Úkaz tento uvéstí v souhlas s teorií Huygensovou bylo úkolem, který rozřešil *Fresnel*. Při podélném vlnění aetheru zůstávala polarisace světla nerosrozumitelnou. Proto přiklonil se (1821) myšlence, kterou již dříve vyslovil *Young* (1817 v dopisu Aragovi), že světlo jest vlněním aetheru *příčným*. To byla myšlenka nová a smělá, neboť její důsledkem byl zcela jiný a záhadný názor o podstatě aetheru. Prostředí plynné nebo kapalně nemůže se totiž rozvlniti příčně, tak mohou se rozvlniti jen útvary tuhé. Pro rychlost, s jakou se takové vlnění šíří, je v platnosti vzorec Newtonův $v = \sqrt{E : S}$, kdež jest E modul pružnosti daného prostředí ve směru kmitů, S specifická hmota. Pro světlo je tato rychlost velmi veliká, v prázdňném prostoru činí 300.000 *km/sec*. To poukazuje jednak na velikou pružnost E , jednak na malou specifickou hmotu S . Tím způsobem jeví se aether jako prostředí veliké pružnosti a malé hustoty, jehož vlastnosti shodují se s vlastnostmi prostředí nikoli plynného nebo kapalného, nýbrž prostředí tuhého. Menší rychlost, s jakou se světlo šíří v prostředích hmotných, čímž vzniká lom světla, lze pak vysvětliti předpokladem, že v těchto prostředích se mění buď pružnost aetheru E , stávajíc se menší, nebo specif. hmota S , stávajíc se větší. První předpoklad učinil *F. Neumann*, druhý *Fresnel*, a tento druhý se nyní všeobecně přijímá.

K předběžné orientaci budíž uvedeno, že pro specifickou hmotu aetheru ve vakuu se řádově udává číslo (*Grätz*) $S = 10^{-17} \text{ g/cm}^3$. Je tedy aether téměř trilionkrát řídký než voda. Přes to, že toto číslo je tak malé, vynikne ve velkých objemech hmota aetheru přece měrou až překvapující. Tak činí objem Země $1083 \cdot 10^{18} \text{ km}^3$, *) tudíž hmota aetheru stejného objemu okrouhle deset tisíc tun. Avšak objemy Slunce

*) *Mechanika*. II. vyd., pag. 35., 1910. Hmota země činí okrouhle šest tisíc trilionů tun (*ibid.* pag. 275).

i oběžnic mizí proti odlehlostem interplanetárním a tyto zase mizí proti odlehlostem interstellárním. Z toho však plyne, že hmota aetheru, který vyplňuje veškeré tyto odlehlosti, jest ohromná, daleko převyšující úhnnou hmotu všech těles nebeských.

Dlužno ještě poznamenati, že v tělesích tuhých vedle kmitů příčných známe též kmity podélné. Něco podobného mohli bychom očekávatí u aetheru. Dosud však nebyl poznán úkaz, který by svědčil pro takové kmity podélné.

Problémy nové vznikají, když uvažujeme o vzájemnosti mezi aetherem a naší Zemí. Aether je Zemí přitahován, tudíž zhušťován; mohl by tedy sice v prostorech světových býti velmi jemným plynem, v blízkosti Země však kvasi-pevným, podobně, jako plyny v jádru slunce jsou jakoby pevnými. Pak by polarisace byla optickou zvláštností jen pro povrch zemský a ovšem též pro povrch jiných těles nebeských (*L. Zehnder* 1916). Další problém souvisí s pohybem Země. Vzniká otázka, zdali se aether pohybuje spolu se Zemí anebo zdali Země se pohybuje v aetheru klidném. Pokus, který provedli *A. Michelson* a *Ed. Morley* (*Sill. Journ.* 34, 333—345, 1887), ukázal, že neexistuje relativní pohyb mezi Zemí a aetherem, tudíž že aether se pohybuje se Zemí. Avšak na druhé straně úkaz aberrace světla u stálic vyžaduje tohoto relativního pohybu. Obtíž tím vznikající lze však odstraniti, když se připustí, že aether čím dále od Země tím méně se zemského pohybu účastní, tak že ve větší odlehlosti je v klidu. Tato odlehlost mizí proti vzdálenostem mezihvězdným, tak že je tomu tak, jakoby Země — se svým aetherovým obsahem — plula aetherem klidným. (*L. de La Rive* 1915.)

Nové období v theorii světla, kteráž pracemi Fresnelovými zdála se býti zakončena, nastalo průběhem století 19-tého. Neobyčejný rozvoj nauky o elektřině, vyznačený jmény slavnými, *Faraday*, *Maxwell*, *Hertz*, ukázal překvapující obdoby mezi úkazy elektrickými a světelnými. Objeveny byly vlny elektrické, postupující vzduchem, prostorem prázdňným jakož i kterýmkoli prostředím dielektrickým tak, jako jimi prostupují vlny světelné. Dva obory, jež původně se jevily tak rozdílnými, obor optiky a elektřiny, sblížily se, odlehlost mezi oběma byla překlenuta a zbudována theorie nová, elektromagnetická (*Maxwell*), zahrnující oba obory v jediný celek. Náзор o aetheru bylo nutno přiměřeně pozměniti. Co byly dříve prostorové rozkmity pružného prostředí, vykládáno bylo jako periodické změny dielektrické polarisace. Optika stává se částí veliké nové nauky, jež bý jednala o záření v aetheru vůbec. Ale i tyto názory byly jen přechodnou fasí. Doba nejnovější objevila nová, dotud netušená záření, Röntgenovo, Becquerelovo,

prohloubila záření kathodové velice podrobným studiem, z něhož vznikl nový názor o podstatě elektřiny, názor, kterýž se krátce jako elektrický atomismus označuje, a před očima vidíme vzrůstati nový obor chemie a fysiky, zvaný radioaktivita. Všechny tyto objevy byly podnětem k novým theoretickým úvahám o aetheru a jeho vědeckém úkolu. Ukazuje se, že nutno aether pokládati nikoli za continuum nýbrž za discontinuum, za prostředí složené z atomů. Avšak tím vznikají nové obtíže, jak totiž vysvětliti vzájemný účinek mezi těmito atomy. Nutno stále míti na mysli, že aether byl konstruován, že názor o něm vznikl jako vědecký postulat, prýstící ze snahy, aby zjevy optické jakož i elektrické se převedly na mechanické. Doba nejnovější klade již otázku, zdali tato snaha je dosti oprávněna. Možná věc, že theoretická fysika změni kurs, že aether jako postulat vědy vůbec padne a na místo něho že nastoupí elektřina jakožto přírodní agens, kteréž se přijme za původní, jež nelze jiným vysvětliti, nýbrž kterým budou vysvětlovány i úkazy jiné, ba i mechanické. Žijeme v době, kde o předmětu takovém se uvažuje, kde názory pro i proti se hledí uplatniti. Nesnadno pak dosavadním teoriím optickým přikládati jiný význam než oekonomický a historický. S tohoto stanoviska budeme i v dalších výkladech theoretické úvahy podávati, nikoli jako účel, nýbrž jako prostředek k jinému cíli, totiž dokonalejšímu poznávání a uspořádání fakt pokusných.

Dle předběžných těchto výkladů snad by se zdálo, že optika přestane býti samostatnou částí fysiky, že splyne s naukou o elektřině. Avšak, i kdybychom chtěli úplně nedbatí rozvoje historického jako věci zastaralé a přiklonili se k novým názorům, dlužno přece pamatovati, že oko, jako indikátor optický, nikoli však elektrický, vyžaduje jiného methodického i experimentálního postupu, kterým optika svou individuálnost (jako také oproti záření tepelnému) vždy bude hájiti.

I.

Přímocaré šíření světla.

§ 2. Úkazy základní.

První poznatky o povaze světla vůbec a jeho šíření zvlášť učiněny byly v dobách pradávných na tom zdroji světla, kterýž je podmínkou všeho života pozemského, na světle slunečním. Vyjde-li Slunce nad obzor, rozlévá se jeho zář na veškerý kraj, příroda zastkví se v nádheře světla i barev; zajde-li pod obzor, mizí vše, nastává tma. Je z toho patrné, že světlo se šíří od Slunce prostory světovými k nám, že prochází vzduchem, který je průhledný, a že dopadá na předměty v přírodě, hory, stromy, budovy, postavy lidí a zvířat, kteréž jsou osvětleny, světlo nepropouští, světlu brání, vrhají stín. Pozorujice takové stíny usoudíme snadno, že světlo se šíří přímocaré; neboť ukazují tvar tělesa, které stín vrhá. Obrysy stínu jsou ostré, zejména, když stín pozorujeme hned za předmětem; ve větší dálce se ovšem obrysy stávají neurčitějšími, stín slábne, mnohdy, za drobnými předměty, mizí úplně. Příčinu toho poznáme, když studujeme stín vznikající za umělými zdroji světla, jako jsou svíčky, různé lampy a pod. Když takový zdroj zakryjeme až na velmi malou plošku, čili jak říkáme, až na svítící bod, obdržíme stíny úplné, ostrých obrysů, jež lze odvoditi geometrickou konstrukcí, vedou-li se tečné přímký od světelného bodu k tělesu. Šíří se tudíž světlo v přímkách, jimž říkáme světelné paprsky, tedy přímocaré. Toho důkazem je též, že svítící bod mizí, když na přímce od oka k němu vedené hned za okem se položí stínící bod.

Této zkušenosti bylo ode dávna v geodesii a v astronomii užíváno při *dioptru*. Na koncích alhidady s měřicím úhlovým strojem (sextantem, kvadrantem a pod.) spojené a otáčivé nalézají se dva k jejímu délkovému rozměru kolmo postavené plíšky, jeden (ve středu onoho úhlového stroje) s malinkým kulatým otvorem pro oko, druhý (na periferii onoho úhlového stroje) s otvorem kulatým větším (nebo

čtverečným), na němž jest napsán nitkový kříž. Visiruje se tak, aby střed tohoto kříže padl na předmět (na př. hvězdu), který se má pozorovati. Dioptru užíval již Ptolemaios, pozorování velmi přesná konal jím na svých sextantech Tyge Brahe. Také boussoly magnetické mívají takový dioptr.

Jsou-li dány svítící body dva, pozorujeme stín úplný v prostoru, kam světlo ani od jednoho ani od druhého svítícího bodu nevniká, vedle toho pak stín částečný v prostoru, kam vniká světlo jen od jednoho svítícího bodu a nikoli od druhého. Z pozorování takových poznáváme, je-li dána soustava svítících bodů, na př. svítící plocha, že vznikají za předměty neprůhlednými vedle stínu úplného ještě polostíny, jež v sousedství stínu úplného jsou tmavější, odtud pak dále se stávají světlejšími, až mizí úplně. Příkladem klassickým je kuželový plný stín a polostín, který světlem Slunce vzniká za Zemí a jehož účinek na Měsíci můžeme pozorovati při zatmění; kužel stínu plného jest sbíhavý, polostínu rozbihavý.

Přímocaré šíření světla vede k pojmu *světelného paprsku*. Pojem tento byl velice srozumitelný podle theorie emanační; byla to dráha částečky světelné od zdroje světla přímocaré letící. Světlý bod vysílá takové paprsky všemi směry, čímž vzniká svazek *paprsků homocentrických* (soustředných). Podle theorie undulační je světlo vlnivý pohyb aetheru; pohyb tento postupuje od svítících bodů ve vlnoplochách, kteréž jsou (v neomezeném prostředí stejnorodém) kulové. Světelné paprsky jsou poloměry těchto koulí, vedené od svítícího bodu, kolmo k vlnoploše. Jak patrné, je pro emanační theorii pojem paprsku, pro undulační theorii pojem vlnoplochy pojmem základním. Dějiny optiky svědčí, jak na základě pojmu světelných paprsků záhy poznány a vysvětleny byly četné úkazy postupem ryze geometrickým, bez jakékoli theorie, a teprve pozdějším rozvojem seznány úkazy, pro něž tento postup geometrický nestačil, takže bylo nutno přihlížeti k theorii. Odtud pochází rozdíl mezi optikou geometrickou a theoretickou, rozdíl, mající pozadí historické a při tom některé výhody didaktické.

§ 3. Komora temná.

Velice zajímavé a z přímocarého šíření světla přímo plynoucí jsou úkazy *temné komory* (camera obscura). Vyniknou nejlépe, když v zatemněném sále v okenici okna, odkud jest volný rozhled na náměstí nebo do kraje, učiníme malý otvor a postavíme proti

němu velkou bílou stěnu. Na této vznikne obrácený obraz veškerého toho rozhledu, obraz v barvách, živý, ukazující stromy, jak se větrem klátí, lidi sem tam chodící, vozy jedoucí, ptáky poletující, oblaka na nebi (cumuli) se pošínující a měnící, obraz, který zejména ve sluneční záři působí dojmem úchvatným. Je-li otvor menší, ztrácí obraz na své jasnosti ale získává na ostrosti obrysů, kteréž — a to jest věc důležitá — jsou stejně ostré u předmětů blízkých i vzdálených. Pošínujeme-li stěnu dále od otvoru, zvětšuje se obraz podle zákonů geometrické centrální projekce. Je-li stěna od otvoru vzdálenější, smí býti otvor větší; jasnost i ostrost má jisté optimum. Tvar otvoru — zdali je kulatý, nebo trojhranný, nebo jakýkoli jiný — nerozhoduje. Každý svítící bod dává sice na stěně obraz té formy, jakou má otvor; ale pásmo takových bodů na př. v příince dává pásmo těch obrazů, kteréž v celku dá obraz též podélně roztážený. Upravíme-li komoru temnou v malém, dáme proti otvoru projekční skleněnou stěnu průsvitnou i můžeme pak, zakryjíc se tmavým sukem, pozorovati úkazy *temné komory* ve světle propuštěném.

Komory temné zejména k účelům astronomickým bylo užíváno již v dobách dosti dávných. Pokud dosavadní historické studie *) navštědčují, znal komoru temnou již arabský matematik a optik *Ibn al Haitam* († 1039) a dovedl ji upravit, aby pozoroval zatmění Slunce. Jeho hlavní dílo, optiku, zpracoval a poznámkami opatřil *Kamál al Din* († 1320) a podal zároveň správnou teorii temné komory a její upotřebení při pozorováních pozemských. Ve století 14tém nalézáme zajímavé údaje v hebrejském díle, kteréž napsal (1321) *Levi ben Gerson* († 1344) a kteréž jeho návodem do latiny přeložil (1342) *Petrus de Alexandria*, pod názvem: *Leo de Balneolis Israhelita, De sinibus, chordis et arcubus, item Instrumento Revelatore secretorum*. Spis byl věnován papeži Klementovi VI.; dedikační exemplář chová »Národní biblioteka« v Paříži (pod číslem 7293 rukop. latinských). V třetí kapitole tohoto spisu uvádí se způsob, jakým lze komorou temnou na př. pozorovati Slunce neb Měsíc při zatměních a připojuje se též dosti podrobný geometrický výklad. Z pozdějších století jmenuje se mnich benediktinský a stavitel *Don Pafnutio* (*Papnutio*, též *Dom Panunce*) zejména pak jeho vrstevník, proslulý vědec a umělec *Leonardo da Vinci* (1452—1519). *Maurolykus* (1494—1575) vložil správně elliptické obrázky Slunce, vznikající ve stínu listnatých stromů. Důležitý pokrok učinil *Giovanni Battista della Porta* (1538—1615), užitím spojné čočky, jak o tom vykládá v *druhém* vydání svého spisu »*Magia naturalis sive de miraculis rerum naturalium libri XX.*«, Napolí, 1589.« Buďtež zde vzhledem k zajímavosti a důležitosti věci uve-

*) *Maxim Curtze*, *Himmel und Erde*, pag. 225, 1901.

Eilhard Wiedemann, *Berichte der d. phys. Ges.* 12 pag. 177, 1910.

dena vlastní jeho o tom slova. *Nunc autem enuntiabo, quod adhuc semper tacui tacendumque putavi. Si crystallinam lentem foraminis appones, iamiam omnia clariora cernes, vultus hominum deambulantium, colores, vestes, actus et omnia, ac si propius spectares, videbis tam maxima iucunditate, et qui viderunt, nec umquam satis mirari possint.* *)

Temné komory s jednoduchým malým otvorem lze užití též k fotografování. Tímto způsobem lze též obdržeti röntgenogrammy; otvor se v tomto případě upraví v desce kovové, obyčejně olovené. Exposice trvá ovšem dlouho. Aby kontury obrazu byly ostré, měl by otvor býti co možno malý; ale pak vznikají úkazy chybové, jež způsobují závady ještě větší.

Rychlost světla.

§ 4. G. Galilei (1632).

Jak v předešlých výkladech jsme poznali, šíří se světlo od svítících zdrojů. Že rychlost tohoto šíření je velmi veliká, zejména proti rychlosti s jakou postupuje zvuk, o tom svědčí četné zkušenosti života obecného. Za tmavé noci osvětlí blesk krajinu v celé její rozsáhlosti mžikem, najednou, kdežto rachot hromu trvá celé minuty. Že však rychlost tato není nekonečně veliká, tušil už *G. Galilei*; chtěje pak ji určit, navrhl pokus, o němž vypravuje *Salviati* v prvním dialogu spisu »*sopra i due massimi sistemi del mondo*« (1632). Dva pozorovatelé, svítilnami opatření, postaví se za tmavé noci co možná daleko od sebe; podle předběžné úmluvy dá v určitém okamžiku prvý z nich druhému signál tím, že světlo svítilny začloní; jakmile druhý pozorovatel uhasnutí uvidí, dá hned zpáteční signál prvému tím, že také světlo své svítilny začloní. Tento signál uvidí prvý pozorovatel o tolik později, kolik potřebuje světlo, aby proběhlo dráhu od prvního pozorovatele ke druhému a zpět. V prvním takovém pokusu činila odlehlost 1·8 km; členové akademie »*del Cimento*« opakovali pokus při odlehlosti 3krátě větší. **) Vý-

*) Nyní však povím, co jsem vždy zamlčel a o čem jsem soudil, že zamlčeti musím. Vložíš-li skleněnou čočku do otvoru, ihned vše zřetelněji spatříš, tváře lidí se procházejících, barvy, oděv, pohyby a vše, jako bys z blízka pozoroval; budeš se dívat na to s radostí převelikou, tak, že ti, kdož viděli, ani se dosti vynadiviti nemohli.

**) Zpráva o tom ve spise: *Saggi di naturali esperienze fatte nell' Accademia del Cimento*, Firenze 1667.

sldek byl záporný; proti rychlosti světla jsou všechny pozemské odlehlosti příliš nepatrné. Stanovení rychlosti světelné mohlo se zdařit jen při odlehlostech daleko větších, jakými jsou na př. odlehlosti interplanetární.

§ 5. O. Römer (1676).

V letech 1670—1676 pozoroval na nově zbudované hvězdárně pařížské ředitel *Giovanni Domenico Cassini* a s ním mladý dánský astronom *Ol. Römer* *) pravidelná zatmění prvního měsíce Jupiterova, kteráž, jak známo, mají pro plavbu na moři veliký význam; neboť jsou-li napřed podle určitého času (na př. greenwichského) vypočítána, lze podle nich určití zeměpisnou délku místa, kde loď na moři právě jest.

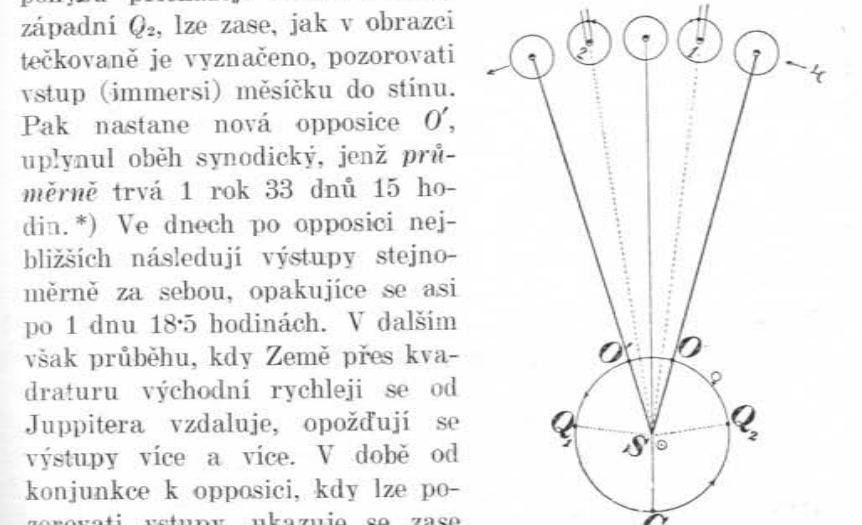
Jupiter, velkán soustavy sluneční, jehož hmota jest 310 a objem 1280krát větší než Země, obíhá kolem Slunce ve střední vzdálenosti 5·2krát větší než jest odlehlost Země od Slunce. Oběh siderický trvá 11 juliánských let, 314·84 dnů, tudíž zhruba 12 let. Vedeme-li ze středu Slunce *S* oba průvodiče ke středu Země a ke středu Jupitera, pohybují se tyto průvodiče jako hodinové ručičky; průvodič k zemi jest jako ručičkou minutovou, průvodič k Jupiteru, 5·2krát delší, jako ručičkou hodinovou (obr. 1.). Jupiter, u něhož doba rotace trvá jen 9^h 55^m 37^s, čili přibližně 10 hodin, má ve svém průvodu několik měsíců. Až do roku 1892 čítaly se čtyři a označovaly se **) podle odlehlosti od Jupitera I, II, III, IV. Roku 1892 objevil *Barnard* mezi Jupiterem a měsícem I ještě bližší, který dostal označení V. Metodou fotografickou na hvězdárně Lickově objevil *Perrine* měsíc VI (1904) a VII (1905). Konečně objevil *Melotte* na hvězdárně green-

*) *Olof (Ole) Römer* narodil se roku 1644 v Aarhus (Jütland). Na podnět *Picardův*, jenž ho v Kodani poznal na své cestě na Kattegat, odebral se s ním r. 1671 do Paříže, kdež se stal učitelem dauphinovým a členem akademie věd. Po desíti letech přesídlil do Kodaně, působil jako profesor matematiky na universitě, stal se později purkmistrem města a dosáhl čelných státních hodností. Při tom pokračoval horlivě v astronomických pozorováních. Jak nyní ze studia jeho latinského spisu *Adversaria* vysvítá, byl on prvý, jenž užil teplot tajícího sněhu a vařící vody za základní teploměrné; od něho, zdá se, byl o tomto pokroku teploměrném poučen *Fahrenheit*. *O. Römer* zemřel 1710. Jeho rukopisy byly zničeny požárem r. 1728 až na malou část, pozorování tří dnů (= triduum), které vydal 1735 *Horrebaw*.

**) Měsíce I, III, IV. objevil v roce 1610 *G. Galilei* dne 7. ledna, měsíc II. dne 10. ledna, dříve pak, totiž dne 8. ledna, viděl tento měsíc *S. Marius* (Mayr) (1570—1624), jenž studoval v Praze, jsa tu žákem *Tychonovým* a *Keplerovým*. *Marius* navrhl pojmenování družic dle mytologických dětí *Jupiterových*, totiž *Io* (I.), *Europa* (II.), *Ganymedes* (III.), *Kallisto* (IV.); a jeho návrhu byla před jinými dána přednost. Družice nově objevené zvláštního pojmenování nemají.

wichské (1908) rovněž fotograficky měsíc VIII, který se tím vyznačuje, že jeho pohyb je zpětný (retrogradní). Doba oběhu měsíce V činí (zhruba) jen 12 hodin, měsíce VIII 2·3 leta.

Všecek průběh zatmění ovšem pozorovati nelze. Vydeme od geocentrické opposice *O*; v této jest měsíček zakryt Jupiterem. Krátce však po opposici, když *Jupiter* a *Země* postupující v témž smyslu blíží se ke kvadratuře východní *Q*₁, můžeme, jak v obrazci je tečkovaně naznačeno, pozorovati výstup (emersi) měsíčku ze stínu. V konjunkci *C* *Jupiter* na delší dobu (as dvou měsíců) mizí v záři sluneční. Po konjunkci, když *Jupiter* a *Země* při svém pohybu přicházejí do kvadratury západní *Q*₂, lze zase, jak v obrazci tečkovaně je vyznačeno, pozorovati vstup (immersi) měsíčku do stínu. Pak nastane nová opposice *O'*, uplynul oběh synodický, jenž průměrně trvá 1 rok 33 dnů 15 hodin. *) Ve dnech po opposici nejbližších následují výstupy stejnoměrně za sebou, opakující se asi po 1 dnu 18·5 hodinách. V dalším však průběhu, kdy *Země* přes kvadraturu východní rychleji se od *Jupitera* vzdaluje, opožďují se výstupy více a více. V době od konjunkce k opposici, kdy lze pozorovati vstupy, ukazuje se zase naopak, že vstupy tyto, kdy *Země* přes kvadraturu západní se *Jupiteru* blíží, stále se urychlují.



Obr. 1. Synodický pohyb Země, Jupitera a jeho měsíce I.

Tyto nepravidelnosti pozoroval *O. Römer* a podal o svých pozorováních zprávu pařížské akademii dne 22. listopadu 1675 připojiv zcela správné vysvětlení těchto nepravidelností. Rychlost světla je konečná. V době emersi světelný signál dohání Zemi, která se vzdaluje; v době immersi naopak *Země* jde těmto signálům vstříc; proto zde urychlování, tam opožďování. Úhrnem činilo 1000 sekund, což souvisí s tím, že odlehlost *Země* a *Jupitera* se změnila

*) Tak byl na př. *Jupiter* v opposici roku 1915 dne 17. září, v roce 1916 dne 24. října, tedy podle datum o 37 dní později. V opposici lze *Jupitera* nejlépe pozorovati, a tu zvláště tehdy, když opposice připadá do měsíců zimních a když neruší měsíc. Proto budou příští léta pro pozorování *Jupitera* příznivá.

o průměr dráhy zemské, tedy zhruba o 300.000.000 kilometrů. Z obou dat plyne rychlost světla = 300.000 km/sec.

Vysvětlení, kteréž Römer podal, nebylo ihned všeobecně uznáno; sám *D. Cassini* a s ním *Maraldi* odporovali jeho názorům, kdežto *Huygens* a *Newton* s nimi souhlasili. Römer nedožil se toho úspěchu, aby byl viděl své výklady potvrzeny se strany jiné; vrátiv se do Kodaně zemřel r. 1710, 18 let před objevem aberrace světla, kterouž se číselné jeho výsledky skvěle potvrdily methodou zcela rozdílnou.

»Číslo Römerovo«, t. j. doba, za kterou světlo proběhne (středním) poloměrem dráhy zemské, bylo později znovu určeno. *Römer* (1676) našel $8^m 18 \cdot 2^s$, *Delambre* (1790) $8^m 13^s$, *Glazenapp* (1881) $8^m 20 \cdot 8^s$. Jaká rychlost světla z těchto dat se vypočítá, závisí na parallaxě slunce, jakož o tom ještě zvlášť pojednáme.

Úkaz Römerův jest ve svém jádře týž jako úkaz Dopplerův. Zde i tam jde o zdánlivou změnu v trvání periodického pohybu způsobenou tím, že pozorovatel se vzdaluje nebo přibližuje. Zásadně jest jedno-
stejně, zdali indikátorem těchto změn je oko nebo ucho. Obdoba jest jinak úplná. Srovnej Akustiku, pag. 237., 1902.

§ 6. J. Bradley (1728).

Jak z odstavce předešlého je patrné, objevil *O. Römer* rychlost světla, nehledav jí. Podobný případ opakoval se 50 let později. *J. Bradley* *), tehdá professor astronomie na oxfordské universitě, navštívil r. 1725 astronoma *S. Molyneux* **), jenž na své soukromé hvězdárně v Kew pozoroval hvězdu γ na hlavě draka (souhvězdí Draco), kteráž vrcholila téměř v zenitu onoho místa, aby určil její roční parallaxu. *Bradley* zúčastnil se těchto pozorování, jež později sám dokončil; avšak jejich výsledek byl zcela jiný, než jak se

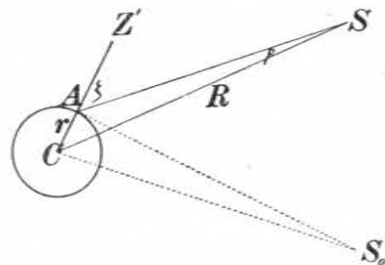
*) *James Bradley* (1692—1762), »Tycho století 18tého«, z nejslavnějších astronomických pozorovatelů, byl od r. 1721 professorem astronomie v Oxfordu, stal se r. 1742 po smrti *Halleyově* ředitelem hvězdárny Greenwichské, kdež objevil (1748) nutaci stálic, a zjistil velice přesně polohy velmi četných stálic, kterážto pozorování (ve 13 foliantech) jsou dosud základem pro tabulky astronomické.

**) *Samuel Molyneux* (1689—1728), soukromník, nečinil sice sám objev aberrace, ale dal k němu podnět, tak že jeho jméno by mělo se uvádět vedle jména *Bradleyova*. Kew je městečko 11 km západně od Londýna, na pravém břehu Temže, proslulé světoznámou botanickou zahradou. Drak je souhvězdí velmi rozsáhlé, jež se vine mezi Malým a Velkým Medvědem; na hlavě draka, která jest již blízko souhvězdí Herkula a Lyry, jsou dvě pěkné hvězdy β a γ (arabsky: Alwaid a Ettanin).

očekávalo. Hledána byla *parallaxa hvězdy*, a objevena *aberrace světla*.

Poloha hvězdy pozoruje se jednak v témže okamžiku časovém na různých hvězdárnách, jednak na téže hvězdárně v různých hodinách ročních. Poněvadž se země otáčí, mění se neustále obzor observatoria. Aby se pozorování v různých obzorech konaná mohla vespolek přirovnávati, redukuji se na střed zemský, t. j. počítá se, v jaké poloze by se hvězda jevila, kdyby obzor každého pozorovacího místa procházel středem zemským, kterýž rotací zemskou není dotčen. Tak vzniká poloha hvězdy *geocentrická*. Avšak střed zemský, obíhaje kol Slunce, mění též svou polohu v prostoru světovém. Proto se dále redukuji pozorování stálic na střed slunce, čímž vzniká poloha hvězdy *heliocentrická*.

Budiž *A* (obr. 2.) pozorovací místo na povrchu zemském, *S* pozorovaná hvězda (na př. Juppiter). Směr *CA* od středu země *C* vede k zenitu geocentrickému *Z'*. Rozdíl směrů *AS* a *CS* určuje úhel *p*, kterýž se zove *parallaxa* hvězdy. Patrně jest



$$\sin p = \frac{r}{R} \sin \xi$$

Obr. 2. Parallaxa hvězdy.

kdež značí *r* průvodič *CA*, *R* vzdálenost *CS* hvězdy, ξ její odlehlost od zenitu geocentrického. Je-li $\xi = 90^\circ$, jest *p* maximum.

Kdyby země byla homogenní koule anebo kdyby byla z kulových homogenních vrstev složená a při tom v klidu, byl by geocentrický zenit zároveň zenitem skutečným, jak jej udává směr svislice. Úhel ξ byl by pak odlehlostí zenitovou. Při $\xi = 90^\circ$ byla by hvězda v obzoru pozorovacího místa. Proto se zove maximální *parallaxa p* pro $\xi = 90^\circ$ *parallaxou horizontální*.

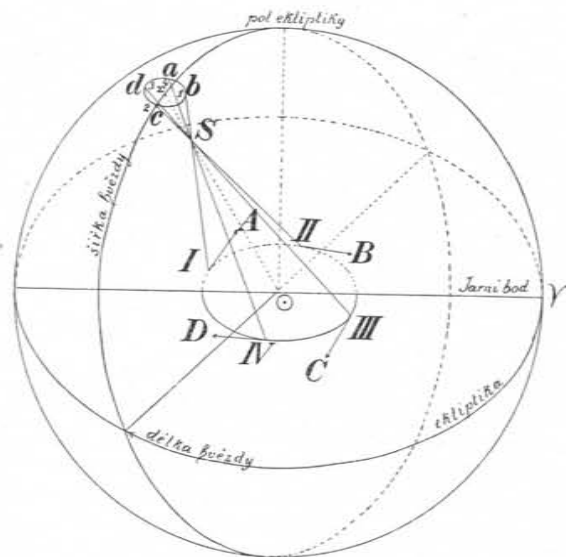
Ve skutečnosti má země (přibližně) tvar rotačního ellipsoidu a otáčí se kolem osy. Proto se zenit skutečný liší od zenitu geocentrického, tíže nesměruje ke středu zemského ellipsoidu. Proto také není — přesně vzato — pro $\xi = 90^\circ$ hvězda v obzoru. Nicméně pojmenování »*parallaxa horizontální*« se podržuje. Průvodič *r* není konstantní; největší jest pro rovník $r = a$, kde *a* jest veliká poloosa zemského ellipsoidu. Pro $r = a$ jest také *horizontální parallaxa maximum*; zove se *aequatoreální horizontální parallaxa*. U slunce činí na př. $8'' \cdot 80$, pro blízký měsíc průměrně $57'$. U stálic, nesmírně vzdálených, jest nullovou.

Úhel *Z'CS* zove se *geocentrická odlehlost zenitová*. Patrně je $Z'CS < Z'AS$; t. j. *parallaxa* způsobuje, že vidíme na př. *Juppitera* ve větší odlehlosti zenitové, tedy níže, blíže horizontu.

Parallaxa p doznává rotací zemskou periodických změn podle toho, jak se poloha hvězdy průběhem dne mění. Proto se jí říká *paral-*

lava denní. Od této rozlišujeme *parallaxu roční*. Během siderického roku přichází zemský střed na dráze kolem slunce do rozmanitých poloh. V každé poloze jeví se nám hvězda geocentricky na jiném místě. Toto místo se určuje obyčejně ekliptickými souřadnicemi délkou a šířkou.

V obr. 3. značí \odot střed slunce, S hvězdu, Σ její polohu na obloze, jak by se jevila se slunce; zároveň jest nakreslena ekliptika, t. j. rovina zemské dráhy, pól ekliptiky a Jarní bod. Největší kruh položený pólem ekliptiky a hvězdou je kruh šířkový, jeho oblouk, od ekliptiky k hvězdě, je šířka hvězdy. Oblouk na ekliptice od jarního bodu až ke kruhu šířkovému, počítaný ve smyslu oběhu země kolem



Obr. 3. Parallaxa a aberrace.

slunce anebo, což jest totéž ve smyslu zdánlivého ročního pohybu slunce po ekliptice, je délka hvězdy a to buď heliocentrická nebo geocentrická, podle toho, zdali se střed slunce nebo střed země pokládá za střed oblohy. Je-li geocentricky mezi délkou hvězdy a délkou slunce rozdíl 0° nebo 180° , pravíme, že je hvězda v konjunkci nebo v opozici se sluncem, čili, společným označením, že jsou v *syzygiích*; je-li rozdíl 90° nebo 270° , pravíme, že jsou v *kvadraturách*.

Účinek roční parallaxy jeví se celkově tím, že každá stálice opisuje kolem své střední polohy Σ během roku malinkou ellipsu. Je-li hvězda v pólu ekliptiky (šířka $= 90^\circ$), jest ellipsa ta téměř kruhem, jeví se jakoby obrazem dráhy zemské, jež je též téměř kruhová. Je-li hvězda v ekliptice samé (šířka $= 0$), přejde ellipsa v přímku. Jinak

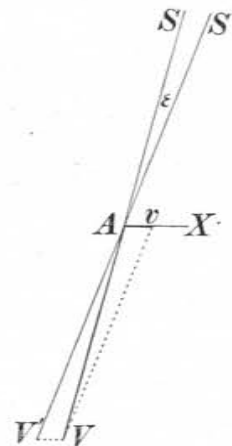
závisí rozměry této ellipsy na šířce hvězdy a na její od slunce vzdálenosti. *)

Takovýto pohyb elliptický, jak zde vylíčen, Bradley celkově na hvězdě γ Draconis vskutku pozoroval; ale polohy hvězdy na zmíněné ellipse následovaly po sobě zcela jinak než by z parallaxy plynulo. Rozdíl jest v obr. 3. znázorněn. Polohám země I, II, III, IV v heliocentrické délce o 90° rozdílným, odpovídají polohy hvězdy 1, 2, 3, 4 způsobené parallaxou; vskutku byly však pozorovány polohy aberrační a, b, c, d , jež se jeví proti dřívějším polohám jako o 90° otočeny zpět.

Můžeme tedy rozdíl mezi parallaxními a aberračním pohybem hvězdy takto krátce vystihnouti. Pro polohy parallaxní 1, 2, 3, 4 rozhoduje průvodič $I\odot, II\odot, III\odot, IV\odot$ ve směru od země ke slunci; pro polohy aberrační a, b, c, d směr pohybu zemského stanovený tečnami $IA, IIB, IIIC, IVD$. Anebo jinak. Změny polohy, jež způsobuje parallaxa v syzygiích, nastávají aberrací v kvadraturách. Co však je hlavní věcí, rozměry ellipsy aberrační závisí sice také na šířce hvězdy, nikoli však na její od slunce vzdálenosti. Hlavní poloosa ellipsy aberrační je pro všechny stálice stejná; šířka stálice má vliv jenom na vedlejší poloosu, která v pólu ekliptiky (šířka $= 90^\circ$) se téměř rovná hlavní poloose, s ubývající šířkou se umenšuje až v ekliptice samé (šířka $= 0$) se stává nullou.

Označme bodem A (obr. 4.) polohu země pohybující se v prostoru světovém rychlostí v směrem AX . Na zemi dopadá světlo směrem SA rychlostí V . Rozložme tuto rychlost ve dvě složky, z nichž jedna je v , druhá V' . Složky prvé neznamenaíme, poněvadž sami v tomto směru se pohybujeme; zbývá tedy jen druhá složka, ve směru $S'A$, který se liší od původního směru SA o úhel ϵ ; v tomto směru vidíme stálici, kteráž se tudíž jeví ve smyslu zemského pohybu pošinutou. Označme úhel $SAX = \psi$. Máme pak vztah

$$\sin \epsilon = \frac{v}{V'} \sin \psi.$$



Obr. 4. Aberrace světla.

Pošinutí ϵ je tudíž největší, je-li $\psi = 90^\circ$, což nastává, když země probíhá šířkovým kruhem hvězdy, kteráž jest — geocentricky — se sluncem v konjunkci nebo v opozici. Bradley nalezl pro toto maximum hodnotu $20''.5$. Vzhledem k nepatrnosti tohoto úhlu lze klásti $V' = V$, tak že jest též

$$\sin \epsilon = \frac{v}{V} \sin \psi.$$

*) O velikosti těchto parallax srovnej výklad v *Mechanice* § 39., 1910.

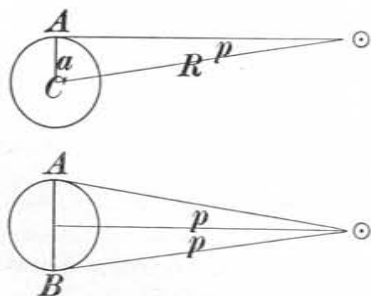
Proto se říká, že aberraci se mění směr, ale nikoli rychlost světla. Jádro aberrace však spočívá v relativnosti našeho pozorování. Postupný pohyb země kolem slunce pozorování našemu uniká. Když tedy směr, v jakém světlo dopadá, vztahujeme právě na zemi, neznamenáme té složky, která splývá s rychlostí pohybu země.

J. Bradley byl veden, jak se vypravuje, k správnému vysvětlení aberrace úkazem obdobným, jehož si všiml pluje na lodi po Temži. Ukazovala totiž vlajka jiný směr větru podle toho, zda-li loď byla v klidu nebo v pohybu. Vane-li na př. jižní vítr a pluje-li loď směrem západním, ukazuje vlajka vítr jihozápadní. Místo vlajky lze pozorovati též kouř z komína vystupující. Podobný zjev nastává často, při jízdě po železnici. Když prší a těžké kapky vody padnou na okenní rám, roztříknou se, zanechávající na okně stopy svého pádu. Stojí-li vlak, naznačují tyto stopy přímku vvislou; je-li v pohybu, přímku ve směru tohoto pohybu nakloněnou.

Výklad aberrace zde podaný shoduje se s teorií emisní dokonale, s teorií vibrační jen potud, pokud máme za to, že aether trvá — při pohybu země — v klidu. V úvodu bylo již uvedeno, že z jistých pokusů musíme opak toho připustiti. Země pohybující se unáší aether s sebou. Nicméně by proto aberrace nepřestávala, připustí-li se, že relativní rychlost aetheru a země jen v blízkosti země jest nullou, odtud pak do větších odlehlostí stoupá až tam, kde aether jest v klidu. Vysvětlení aberrace jest však v tomto případě obtížnější, ač nikoli nemožné.

§ 7. Stanovení rychlosti světelné methodami astronomickými a parallaxa slunce.

Z čísla Römerova vypočítá se rychlost světla, je-li znám střední průměr $2R$ dráhy zemské. Rovněž z konstanty aberrační vypočítá



se rychlost světla, je-li známa střední rychlost oběhu zemského, kteráž se určí rovněž ze středního průměru $2R$ dráhy zemské. Ke stanovení této délky je pak nutno určití střední parallaxu slunce p , a to aequatoreální horizontální (obr. 5.). Je-li a rovníkový poloměr zemský, jest

Obr. 5. Parallaxa slunce.

$$R = \frac{a}{\sin p}.$$

Pro parallaxu p přijala »Conférence internationale des étoiles fondamentales« v Paříži (1896) hodnotu $8''.80$.

Z té pak plyne *)

$$R = \frac{a}{\sin 8'' \cdot 80} = \frac{a}{8 \cdot 80 \sin 1''} = 23439 \cdot 2 a.$$

Pro rovníkový poloměr zemský udávají se v kilometrech hodnoty 6377.4 (Bessel), 6378.3 (A. Clarke), 6378.4 (Faye). Podle toho, které z těchto hodnot se dá přednost, vyjde R poněkud různě. Bureau des longitudes v Paříži přijímá hodnoty

$$a = 6378.3 \text{ km}, R = 149\,501\,000 \text{ km}.$$

Hvězdárna vídeňská udává

$$a = 6377.4 \text{ km}, R = 149\,480\,000 \text{ km}.$$

Možno přestati na čísle přibližném

$$R = 149\,500\,000 \text{ km}$$

tím spíše, poněvadž v parallaxe je nejistota procentuálně větší než se jeví zde.

Pro číslo Römerovo byly nalezeny hodnoty $8^m 18 \cdot 2^s$ (Römer 1675), $8^m 13 \cdot 0^s$ (Delambre 1790), $8^m 20 \cdot 8^s$ (Glasenapp 1881), poslední s pravděpodobnou chybou jen 1^s čili 0.2% . Přijmeme-li vzhledem k starším číslům menším číslo přibližné $= 500^s$, které je v mezích této pravdě podobné chyby, vychází pro rychlost světla

$$V = \frac{R}{500} = 299\,000 \frac{\text{km}}{\text{sec}}.$$

Pro aberrační konstantu určeny byly hodnoty $20''.25$ (Bradley 1727), $20''.45$ (Struve 1844) nejnověji pak $20''.496$ (Gill 1881), $20''.447$ (Loewy a Puiseux 1891). Rozdíly těchto čísel přesahují tedy jedno procento. Obyčejně se přijímá číslo průměrné $20''.5$, jež se shoduje s výsledkem Gillovým. Z hodnoty hvězdného roku $T = 365.25636$ středních dnů slunečních a ze střední odlehlosti $R = 149\,500\,000 \text{ km}$ vypočítá se střední rychlost v Země

$$v = \frac{2\pi R}{T} = 29\,7653 \frac{\text{km}}{\text{sec}}$$

z toho pak rychlost světla

$$V = \frac{v}{\sin 20''.5} = \frac{v}{20.5 \sin 1''} = 299\,490 \frac{\text{km}}{\text{sec}}.$$

Velmi dobrou shodou obou výsledků byly vývody Römerovy skvěle potvrzeny.

*) Výpočty s úhly velmi malými dějí se v astronomii vždy na základě hodnoty $\sin 1'' = \text{arc } 1'' = 0.000048482$, $\log \sin 1'' = 4.6855749$, $1/\sin 1'' = 206265$ podle proporcionality. Při tom je $\sin \epsilon = \text{tg } \epsilon$.

O sluneční parallaxe p budiž ještě poznamenáno, že dvojnásobná její hodnota $2p$ je úhel, ve kterém ze středu slunce by se ve střední odlehlosti R jevil rovníkový průměr zemský $2a$ (obr. 5.). Není to přesně průměr nýbrž tětiva příslušnými tečnami vymezená; avšak rozdíl vzhledem k nepatrné hodnotě parallaxy mizí úplně. Proto se též často

$$\text{na místě } R = \frac{a}{\sin p} \text{ píše } R = \frac{a}{\operatorname{tg} p}.$$

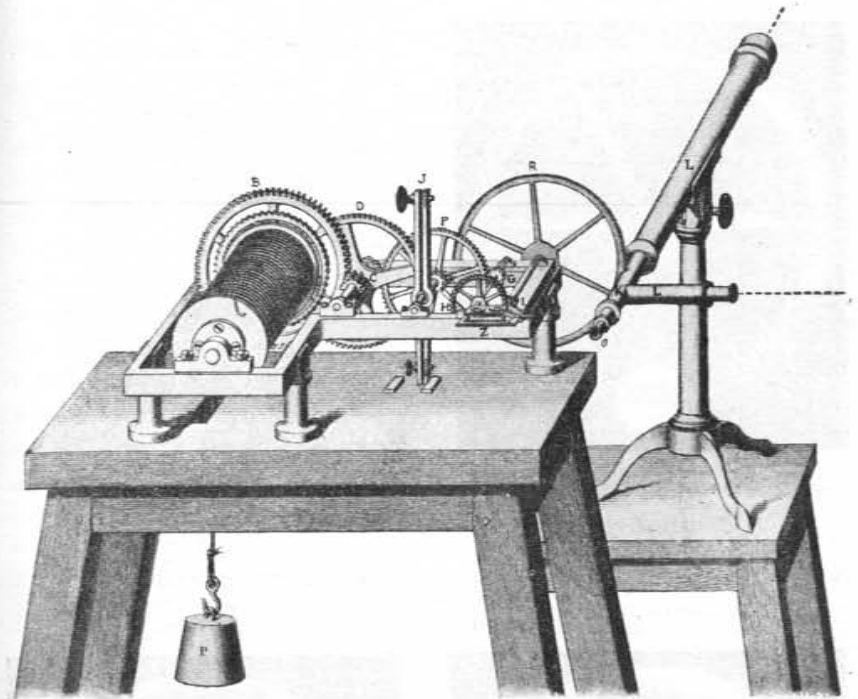
Ukázali jsme v tomto odstavci, že lze stanovit rychlost světla V methodami astronomickými, známe-li parallaxu p . Kdyby bylo možno rychlost V určit samostatně, methodami pouze fyzikálními, mohla by zase parallaxa p býti stanovena a to podle přesnosti těchto method fyzikálních i správněji než methodami astronomickými. Takovéto methody fyzikální byly vskutku — v polovici století 19tého — vymyšleny a to způsobem velice duchaplným. Víží se na jména *H. Fizeau* a *J. B. Foucault*.

§ 8. H. Fizeau (1849).

Výsledky astronomických měření, z nichž byla rychlost světla vypočtena, ukázaly zcela jasně, proč pokusy, jak je *Galilei* podnikl, se nezdařily. Doba, za kterou světlo proběhne vzdálenosti pozemské, je velice kratinká. Úspěch byl by tedy možný, kdyby se podařilo takovéto velice kratinké doby přesně měřiti. Tuto podmínku vystihl velmi dobře *Fizeau* *) a vymyslel methodu, kterou se takové kratinké doby přesně měří a to ozubeným kolem, jež se velmi rychle a při tom rovnoměrně otáčí. Jeho přístroj, v obr. 6. přehledně znázorněný, skládá se z části mechanické a z části optické. Část mechanická obsahuje motor pro ozubené kolo R , hnaný závažím P , s počítadlem a zařízením J na brzdění, aby se udržovala vhodná a stálá rychlost. Část optická obsahuje dalekohled L , s objektivem (6 cm v průměru), v jehož ohniskové rovině zasáhá ozubené kolo do dalekohledu. Před touto rovinou jest k dalekohledu na přič připojena trubice L' s koncentračními čočkami. Ze silného zdroje světelného S soustřeďuje se světlo téměř do bodu, který se planparalelním sklíčkem K postaveným v úhlu 45° k ose dalekohledu uchýlí

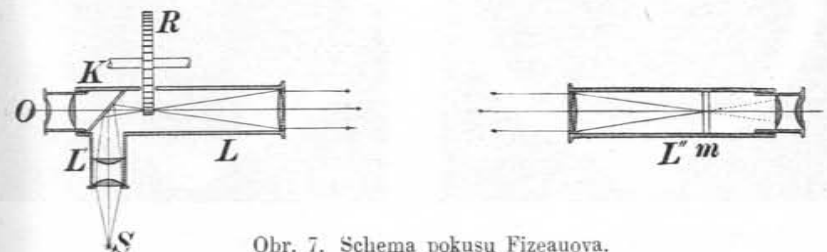
*) *Hyppolite Louis Fizeau* (1819—1896) žil v Paříži jako soukromník, od r. 1860 byl členem akademie a od r. 1878 členem bureau des longitudes. Jeho práce jsou velmi četné; při mnohých byl jeho společníkem *L. Foucault*. Pojednání o rychlosti světla má název: *Sur une expérience relative à la vitesse de propagation de la lumière*; *Compt. rend.* XXIX, 1849.

do ohniskové roviny právě tam, kam zasáhá ozubené kolo. Světlo z tohoto bodu se rozbíhající dopadá na objektiv a postupuje dále



Obr. 6. Apparáť, kterým Fizeau určil rychlost světla.

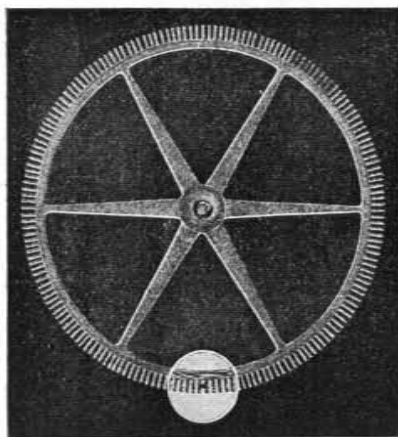
rovnoběžně. Ve vhodné velké odlehlosti l jest postaven druhý dalekohled L'' s objektivem (stejného průměru 6 cm), který světlo soustřeďuje ve své ohniskové rovině téměř do bodu. Zde pak je kolmo



Obr. 7. Schema pokusu Fizeauova.

k ose dalekohledu postaveno zrcátko m dobře stříbřené, které světlo odrazí stejnou cestou, jak přišlo, zpět do dalekohledu L , kde však planparalelní deskou K prostupuje do okuláru (Autokollimace). Obr. 7. znázorňuje tento postup světla schematicky.

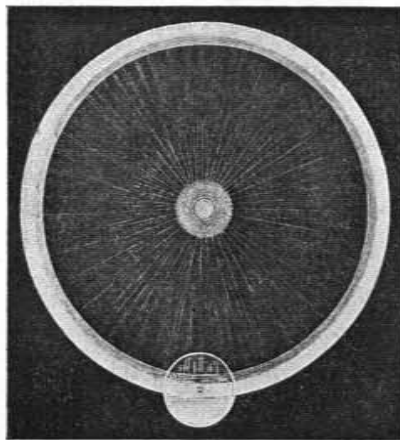
Otáčí-li se ozubené kolo, v obr. 8. znázorněné, pomalu, vidí pozorovatel v okuláru jakoby malou, jasně svítící hvězdičku, která



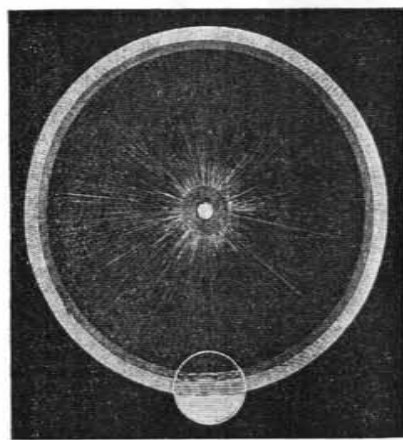
Obr. 8. Ozubené kolo Fizeauovo v klidu.

střídavě mizí a zasvitne. Stoupá-li rychlost, splývají (poněvadž vjem zrakový doznívá trvá) obrazy světelné v jedno; pozorovatel vidí hvězdičku svítící stále, ale její světelná intenzita poněmáhlu slábne až přejde v nullovou. V této chvíli kdy hvězdička právě zmizí, dlužno otáčecí rychlost přesně zjistiti. Stoupá-li pak dále rychlost, objeví se hvězdička opět v intenzitě světelné, jež z počátku stoupá až k maximumu, a to při rychlosti dvojnásobné, ale pak zase klesá, až opětně

a to při rychlosti trojnásobné, stane se nullovou. Tuto změnu intenzity světelného bodu znázorňují obrázky 9. (pro maximum) a 10. (pro minimum).



Obr. 9. Ozubené kolo v rotaci při maximumu intenzity světelného bodu.



Obr. 10. Ozubené kolo v rotaci při minimumu intenzity světelného bodu.

Kolo mělo 720 zubů, tolikéž mezer, vesměs stejnoměrně rozdělených. Ponejprv zmizela hvězdička, když kolo vykonalo za vteřinu 12·6 otoček. Doba, za kterou zub nebo mezera proběhla ohnis-

kem, činila tudíž $1/1440 \cdot 12 \cdot 6 = 1/18144 \text{ sec}$. Za tuto dobu světlo proniknuvší mezerou mezi sousedními zuby proběhlo drahou l a zpět, zde pak narazilo na zub, jenž mezi tím na místě mezery se dostal, a proto do okuláru nevniklo.

Fizeau postavil svůj přístroj ve zvýšeném přízemí domu v Surresnes, městě na úpatí hory Mont Valérien (v sousedství lesíka boulogneského), západně od Paříže; dalekohled druhý stál na výšině v Montmartre v Paříži. Odlehlost l činila 8·633 km. Z toho vypočítal rychlost světla

$$V = 17 \cdot 266 : \frac{1}{18144} \text{ t. j. } V = 313274 \frac{\text{km}}{\text{sec}}$$

Výsledek tento, ač vedl k hodnotě poněkud velké, dlužno uznati přímo za skvělý, když se uváží, jak obtížný byl úkol a jak originální byla úprava měření. »Zjednotí světelný bod téměř mikroskopický mezi zuby kola, vyslati svazek divergující, který odtud se šíří na mnoho kilometrů, tam jej odraziti zrcadlem a přivésti zpět na místo, odkud vyšel, jest výsledek, jenž by byl býval prohlášen za nemožný, snad i nesmyslný, kdyby byl býval dříve navržen, než byl uskutečněn« (A. Cornu).

První pokus ukázal, že touto methodou lze dojiti cíle; byla tudíž na snadě myšlenka pokus opakovati v úpravě dokonalejší. Akademie pařížská uložila Fromentovi, aby znovu zhotovil mechanickou část, a to tak, aby bylo zaručeno stejnoměrné otáčení, a zároveň aby bylo možno rychlost otáčecí přesně měřiti. Provedení tohoto úkolu podporoval zejména »kníže věd«, slavný *Dominique F. J. Arago*. Neočekávané překážky zdržely přípravy, a když roku 1853 Arago zemřel, věc zanikla. — Obrázky 6., 8., 9., 10. jsou vyňaty z jeho krásného díla, *Astronomie populaire*, IV. pag. 417 a násl., 1865.

Nová měření podnikl *M. A. Cornu* *) a to v roce 1874, později pak v roce 1878. Za dne užíval intensivního světla slunečního, v noci, kdy nejvíce pracoval, klidného světla Drummondského. Nekladl důraz na to, aby rychlost, s jakou se kolo otáčelo, byla přesně stejnoměrná, ale učinil opatření, aby byla stále elektricky (elektrochronografem) kontrolována a stanovena. Z velkého počtu pozorování jednotlivých byly odvozeny výsledky průměrné. Ponejprv byla vzdálenost $l = 10 \cdot 310 \text{ km}$, a výsledek $V = 298 \ 500 \text{ km/sec}$ s pravděpodobnou chybou $\pm 1/300$ čili $\pm 1000 \text{ km/sec}$. Po druhé byla vzdálenost $l = 22 \cdot 910 \text{ km}$ a výsledek $V = 300 \ 400 \text{ km/sec}$

*) *Marie Alfred Cornu* (1841—1902), prof. fysiky na polytechnické škole v Paříži. Podal kritický referát o stanovení rychlosti světelné ve Zprávách pro mezinárodní sjezd v Paříži r. 1900 (*Rapports présentés au Congrès international de physique réuni à Paris en 1900*, II. pag. 225).

s pravděpodobnou chybou $\pm 1/1000$ čili $\pm 300 \text{ km/sec}$. Průměr z obou by tedy dával výsledek (na vakuum přepočtený)

$$V = 299\,950 \pm 600 \text{ km/sec.}$$

Nová měření podnikli *Young* a *Forbes* v roce 1880 až 1881. Kri-
tickou úvahou, obsaženou ve Zprávách (pod čarou citovaných), ukázal
Cornu, že jejich výsledky, pro vadné uspořádání (zejména pro ohyb
světla), nejsou spolehlivé.

V nejnovější době (1900) konal *J. Perrotin*, ředitel hvězdárny
v Nizze (* 1845), nová měření a obdržel $V = 299\,900 \text{ km/sec}$
s pravděpodobnou chybou jen $\pm 80 \text{ km/sec}$, kterýžto výsledek velmi
dobře souhlasí s průměrným výsledkem, který obdržel *Cornu*.

§ 9. L. Foucault (1850, 1862).

Podnět k pokusům, jež o rychlosti světla vykonal *L. Fou-
cault* *) a s ním téměř současně (jen o několik dnů později)
H. Fizeau, dal *F. Arago*. Vycházejí od pokusů, jimiž *Ch. Wheats-
stone*, užívaje zrcátka rychle otáčivého, určil (1834) rychlost elek-
triny a dobu elektrického výboje **), vyložil v sedění pařížské
akademie (dne 3. prosince 1838), jak by bylo možná — rovněž
otáčivým zrcátkem — rozhodnouti o zásadní otázce, zdali totiž
světlo ve vzduchu se šíří rychleji nebo volněji než na př. ve vodě,
a tak rozhodnouti mezi teorií emisní a undulační ***). *Arago* měl
tedy na mysli měření relativní, jež jest jednodušší; ale připomenul,
že by tím způsobem bylo lze určití také absolutně rychlost světla,
nezávisle na zjevech nebeských, návrh, jež v době, v níž byl uč-
něn, jevil se velmi odvážným. Neobyčejný zdar pokusů, jež podnikl
Fizeau, byl tomuto, jakož i jeho spolupracovníku — v dané otázce
pak soupeři — *Foucaultovi* pohnutkou, aby návrhy, jež před 10.
lety učinil *Arago*, uskutečnili. Pracovali s počátku společně, při
čemž *Arago* — tehdy již ve věku 73 let — je podporoval radou

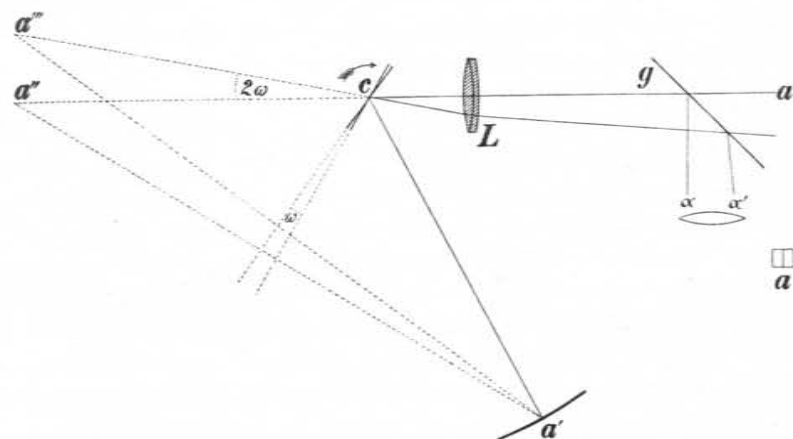
*) *Léon Foucault* (1819—1868) narodil se a působil v Paříži, od r. 1845 jako
redaktor vědecké části známého *Journalu des débats*, od r. 1862 jako astronom
u *Bureau des longitudes*. Známý jest jeho pokus kyvadlový (1851), kterým dokázal
rotaci zemskou, jeho gyroskop, heliostat (s hodinovým strojem), oblouková lampa
s regulací a j.

***) *Charles Wheatstone* (1802—1875), znamenitý experimentátor, podal
o tomto měření zprávu ve *Phil. Trans.* 1834.

****) *F. Arago*, *Système d'expériences à l'aide duquel la théorie de l'émission
et celle des ondes seront soumises à des épreuves décisives. Compt. rend.* 7, pag.
954, 1838.

i skutkem. Později, když se nezdařily pokusy předběžné, rozdělili
se, aby každý pracoval samostatně; mechanickým spolupracov-
níkem byl *Fizeauovi* *L. Bréguet*, *Foucaultovi* *Froment*. Pracující
o závod vyložili oba v témže sedění akademie (6. května 1850)
úpravu svých pokusů, avšak *Foucault* oznámil zároveň, že pokus
již provedl (jakož již několik dní před sezením ohlásil v *Journalu
des débats*) a že konstatoval při průchodu světla vodou rychlost
menší než vzduchem. Jemu tudíž beze sporu náleží priorita; on
rozhodl mezi oběma teoriemi světelnými pro teorii undulační.

Uspořádání pokusu *Foucaultova* objasňuje schematicky obr.
11. Světlo sluneční (neb jiného zdroje světelného) vstupuje do



Obr. 11. Schema pokusu *Foucaultova*.

tmavé sině vodorovně malým svislým okénkem *a* formy čtverce
(o straně jen 2 mm), na němž je uprostřed podél stran napiat svislý
platinový drátek. Dopadá pak na spojnou achromatickou čočku *L*,
postavenou svisle v odlehlosti od okénka poněkud menší než jest
její dvojnásobná dálka ohnisková. Za čočkou je malé rovinné
zrcátko *c*, které se parní turbinou dá kolem svislé osy velmi prudce
otáčeti. Od tohoto zrcátka odráží se světlo a v určité odlehlosti
spojuje ve skutečný ostrý obrázek okénka *a*. Otáčí-li se zrcátko,
otáčí se tento obrázek v prostoru dvojnásobnou rychlostí úhlovou.
Je však možno na okamžik obrázek zachytiti a světlo vrhnouti
zpět, a to tak, že na vhodném místě na obvodu toho kruhu, který
obrázek opisuje, se umístí duté zrcadlo a že čočka i zrcadlo se po-
stavi tak, aby geometrický střed zrcadla padl do osy otáčivého
zrcátka. Světlo, dopadnouc na toto duté zrcadlo, odráží se nejprv

do středu zrcátka, t. j. do bodu c , kde jest osa rotujícího zrcátka, odtud pak zpátky na čočku, odtud k okénku a , kde by tento zpětně vznikající obrázek se s původním otvorem kryl. Lze však obrázek uchýlití tenkou rovnou skleněnou deštičkou g pod úhlem 45° umístěnou tak že vznikne v poloze α , kterou lze na okulárním mikrometru zjistiti.

Foucault použil achromatického objektivu ohniskové dálky 1.90 m ; otáčivé zrcátko mělo průměr 1.4 cm a duté zrcadlo poloměr $= 4\text{ m}$.

Otáčí-li se zrcátko, zableskne se pozorovateli obrázek okénka kdykoli světlo přejde přes duté zrcadlo; vjem je tedy z počátku přerušovaný. Když zrcátko koná asi 30 otoček za sekundu, pak následkem zrakového doznívání má pozorovatel vjem stálý, obrázek platinového drátku zaujme v okulárním mikrometru určité místo. Když však rychlost zrcátka se ještě více stupňuje a stává se velmi velkou, je pozorovati úkaz nový — pro věc význačný — úkaz *deviace*; obrázek platinového drátku se totiž na okulárním mikrometru pošinouje z původní polohy α do nové α' . Světlo odražené od zrcátka projdouc drahou l k dutému zrcadlu a zpět zastihne otáčející se zrcátko v poloze již o malinký úhel ω rozdílné, proto se odráží směrem pozměněným a zobrazuje v okulárním mikrometru na místě jiném. Měří-li se deviace, lze počítati úhel ω , a zná-li se otáčecí rychlost zrcátka, lze počítati kratinkou tu dobu, o kterou se světlo opozdilo postupujíc drahou l a zpět, a z toho pak určití rychlost světla.

V první práci, kterou Foucault podnikl, šlo o otázku jinou, zdali totiž světlo ve vzduchu se šíří rychlostí větší nebo menší, než na př. ve vodě; šlo tedy o měření relativní. Aby rozhodl tuto otázku, umístil Foucault na dálku l od rotujícího zrcátka souměrně na jednu a druhou stranu od směru dopadajícího světla dvě dutá zrcadla pevná a před jedno z nich vložil trubici 3 m dlouhou, která byla naplněna vodou a uzavřena planparalelními deskami. Vhodně odcloniv dutá zrcadla rozeznal obraz α odpovídající průchodu vzduchem a vodou. Pokus ukázal, že při rychlosti otáčecí zrcátka 500krát za sekundu byla deviace pro vzduch 0.375 mm , pro vodu 0.469 mm . Zde je tedy deviace znatelně větší, tím i opoždění, což znamená, že ve vodě se světlo šíří pomaleji.

Později konal Foucault též měření absolutní. Aby deviaci zvětšil, umístil několik dutých zrcadel tak, že dálka světlem proběhnutá byla $l = 20\text{ m}$. Deviace činila 0.7 mm ; rychlost světla byla vypočtena $V = 298\,000\text{ km/sec}$.

Podrobně jest o těchto velice duchaplných a důležitých měřeních pojednáno v jeho sebraných pracích, *Recueil des travaux scientifiques de Léon Foucault* (1878). Obr. 11. je z tohoto původního pojednání vyňat. Šlo o otázky — abychom užili jeho vlastních slov —: *la lumière est un corps, — la lumière est une ondulation*. Foucault končí první pojednání větou: *La lumière se meut plus vite dans l'air que dans l'eau — a z toho vyvozuje: le système de l'émission est incompatible avec la réalité des faits*.

Měření Foucaultova opakoval r. 1879 a 1882 *A. Michelson* *). Odlehlost l volil velmi velikou, asi 600 m , aby obdržel větší úchytku i při mírnější otáčivé rychlosti zrcátka; proto také měl jeho projekční objektiv ohniskovou dálku velmi značnou, totiž 46 m . Obdržel výsledek

$$\text{roku 1879: } V = 299\,910 \pm 50\text{ km/sec.}$$

$$\text{roku 1882: } V = 299\,853 \pm 60\text{ km/sec.}$$

Nová měření konal v letech 1881 a 1882 *Newcomb* **). Dálka l volena byla ještě větší, v roce 1881 činila 2550.95 m , v roce 1882 pak 3721.21 m . Rotující zrcátko mělo čtyři rovinné plochy s osou rovnoběžné, čímž se obraz stal jasnějším; úchytky měřena byla úhlově dalekohledem na děleném kruhu. Obdržel výsledek

$$V = 299\,860 \pm 30\text{ km/sec.}$$

§ 10. Výsledky závěrečné.

V referátu shora citovaném shrnuje *A. Cornu* dosavadní výsledky obou fyzikálních method v závěrečný výsledek tento. Methodou ozubeného kola vychází

$$V = 300\,400 \pm 300\text{ km/sec.}$$

Methodou otáčivého zrcátka vychází

$$V = 299\,860 \pm 30\text{ km/sec.}$$

Methoda první jest povahou svou *statická*, methoda druhá *dynamická*. Methoda první jest jednodušší; nehledíc ke vzdálenosti l , kterou lze u obou method snadno a přesně určití, vyžaduje methoda statická měřiti jenom otáčecí rychlost ozubeného kola; methoda dynamická vyžaduje též měřiti rychlost otáčecího se zrcátka, ale vedle toho ještě měřiti pošinutí. Pravděpodobná chyba uvedená na-

*) *Albert Abraham Michelson* (*1852), od r. 1893 prof. fyziky na univ. v Chicagu.

***) *Simon Newcomb* (1835—1909), prof. matematiky a astronomie na univ. v Baltimoru. Měření účastnili se též *Michelson* a později *Holcombe*.

hoře v konečných výsledcích udává se pro metodu dynamickou 10krátě menší. Přes to soudí a odůvodňuje Cornu, že přesnost obou metod je stejná; přijímá tudíž *střední hodnotu* obou hořejších výsledků za výsledek pravdě nejpodobnější pro rychlost světla, *fysikálně* stanovenou, totiž

$$V = 300\,130 \pm 270 \text{ km/sec.}$$

Konečný výsledek metod astronomických vede ke střední hodnotě

$$V = 299\,245 \text{ km/sec}$$

tedy o 0.3% menší. To by znamenalo, že odlehlost R země od slunce jak byla tam do počtu vzata, jest poněkud malá, čili, že parallaxa slunce 8.80" je poněkud velká. Opravou 0.3% by vyšla v mezích 8.77" až 8.78". Snad není tato oprava ještě zcela zabezpečena, ale je zajímavé, že tuto tak důležitou konstantu astronomickou lze stanoviti metodami fyzikálními tak přesně jako metodami astronomickými. Jisto je, že okrouhlá hodnota rychlosti světelné, jakáž se z pravidla běže, totiž

$$V = 300\,000 \text{ km/sec}$$

jest v mezích pravděpodobné chyby a vzhledem k menší hodnotě zjednané metodami astronomickými velmi pravdě podobnou.

Hodnota tato má platnost pro vakuum. V prostředí hmotném je rychlost světla v značně menší, tím menší, čím je prostředí, jak říkáme, opticky hustší. Poměr

$$\frac{v}{V} = N,$$

charakterisující prostředí, zove se jeho *absolutní exponent lomu*.

Rychlost světla ve vakuu není závislá na barvě, t. j. na délce vlny světelné. Kdyby rychlost světla fialového byla na př. větší než červeného, — jak ze svých pokusů soudili *Young* a *Forbes* (1882) — pak by na př. u měsíčků Juppiterových při immersi poslední paprsek světelný musil býti červený, při emersi první paprsek fialový. Na světle stálic by rozdílnosti se jevily vzhledem k ohromné vzdálenosti ještě zřetelněji; hvězdy nové vzplanuvše měly by barvu fialovou, zanikajíce barvu červenou. Poněvadž pak rychlost světla nezávisí na délce vlny, nemá také vlivu na rychlost světla povaha zdroje světelného. Römer pozoroval světlo planetární, Bradley stelární, Fizeau a Foucault a j. sluneční, Drummondské, elektrické a j. Pozoruhodno je, že také intenzita světla velmi pravděpodobně, na rozdíl od úkazů akustických*), nemá na rychlost světelnou vlivu žádného.

*) Akustika pag. 217, 1902.

Fotometrie.

§ 11. Jednotky svítivosti.

Rozmanité zdroje světelné mají rozličnou *svítivost*, různou dle směru, kterým světlo vysílají. Chtějíce je vespolek srovnávati, stanovíme určitou jednotku svítivosti; tou je *normální svíčka* ve směru vodorovném.

V dobách starších bylo užíváno rozmanitých takových svíček, jako byla na př. anglická z tuku velrybího (London standard spermaceti candle), německá (spolková) paraffinová, mnichovská stearinová a j., vesměs určitých rozměrů. Ve Francii užíváno bylo lampy, kterou r. 1800 sestrojil *Carcel* a kterou přijali zejména *Dumas* a *Regnault* (1862) za normální lampu pro fotometrování světél plynových. Lampa Carcelova je na řepkový olej (huile de Colza) a má rovněž určité rozměry.

Abý zjednána byla jednotnost, přijal mezinárodní kongress v Paříži r. 1884 po návrhu, který učinil *Jules Violle*, za normální fotometrickou jednotku svítivost, kterou jeví kolmo k svému povrchu platinová ploška čtverečního centimetru za teploty, kdy roz-tavená platina tuhne. S tímto usnesením souhlasily i pozdější kongressy, r. 1889 v Paříži, r. 1893 v Chicagu a zejména též mezinárodní kongress elektrotechnický r. 1896 v Ženevě, s tou modifikací, aby dvacetina oné jednotky Violle-ovy byla stanovena za *normální svíčku desetinnou* (bougie décimale).

Jednotka tato realizuje se nejlépe tak, že se tyče z chemicky čisté platiny proudem asi 1000 ampère roztaví a to v tyglíku z čisté magnésie, který má povrch tvrdý jako sklo, a vydrží veliký ten žár, jakého je zde potřebí. Platina v tyglíku vypadá jako rtuť, ale ovšem v oslňujícím bílém žáru. V tomto stavu se její svítivost fotometruje zejména právě ve chvíli, kdy začíná tuhnouti, při čemž po delší poněkud dobu trvá na stejné teplotě. Papsrsky světelné, od platinového povrchu kolmo vzhůru vystupující, uchýlí se kovovým zrcadlem vodorovně do fotometru. Tím způsobem lze jiný zdroj světelný, na př. lampu Carcelovu, fotometricky proměřiti podle normální svíčky desetinné.

Vzhledem k velikým manipulačním i technickým obtížím, kteréž klade realizace normální svíčky desetinné, je nutno pro účely praxe technické míti jiné praktické jednotky fotometrické. Za dnů našich užívá se již jen jednotek dvou, jednak amylacetatové lampy Hefnerovy, jednak desetisvíčkové pentanové lampy Har-

courtovy. Lampu amyloacetatovou konstruoval r. 1884 *Friedrich v. Hefner-Alteneck*, tehda inženýr firmy Siemens a Halske v Berlíně. Jest to lampa na primární isoamylacetat ($C_7H_{10}O_2$, octan isoamyl-natý); má knot kulatý, 8 mm silný, z bavlněných vláken vtěsnaných do trubičky z plechu argentanového jen 0.15 mm silného; plamének je normálně 40 mm vysoký. Svítivost jeho ve směru vodorovném dává »svíčku Hefnerovu« (HK). Poměr její k desetinné »svíce Violle-ově« jest dán relací *)

$$HK = 0.885 \text{ sv. desetinné.}$$

Svítivost lampy jest ovšem podmíněna atmosferickými poměry, zejména množstvím kysličníku uhlíčitěho ve vzduchu, barometrickým tlakem a vlhkostí vzduchu. Předpokládá se za normu 0.7 litru CO_2 v m^3 vzduchu; přírůstkem o 1 litr CO_2 sniží se svítivost lampy o 0.72%. Je-li dále b tlak barometrický ($mm. Hg 0^0$) a f absolutní vlhkost (g/m^3), lze svítivost lampy vyjádřiti výrazem

$$1.049 + 0.001 (b - 760) - 0.0074 f.$$

Normální poměry jsou podle toho $b = 760 \text{ mm}$ a $f = 6.6 \text{ g/m}^3$, což by za teploty asi 15^0 odpovídalo relativní vlhkosti zhruba 50%. Jiný novější vzorec (1915) sděluje *E. Ott*, totiž

$$1.49 - 0.0062 x - 0.033 (x' - 0.75) + 0.00011 (b - 760)$$

kdež značí x a x' v litrech objem vodních par resp. kysličníku uhlíčitěho v krychlovém metru čistého suchého vzduchu.**) Úpravu lampy znázorňuje obr. 12. Z počátku knot se zapálí, ale po krátké době stáhne se do argentenové trubičky, tak že pak od kraje trubičky neboří knot, nýbrž jen páry amyloacetatu tvořící se v horké trubičce. Aby se docílilo vždy přesně výšky plaménku 40 mm, promítá se konec plaménku malou čočkou na stupnici, jež jest po pětinach mm rozdělena. Je-li plamének o 1 mm nižší, klesne svítivost již o 3%. V této značné proměnlivosti, jakož i v tom, že plamének není zcela bílý a že průvanem trpí, tak že vyžaduje vzduchu čistého a zcela klidného, jsou slabé stránky lampy Hefnerovy. Nicméně užívá se jí nyní v Německu výhradně.

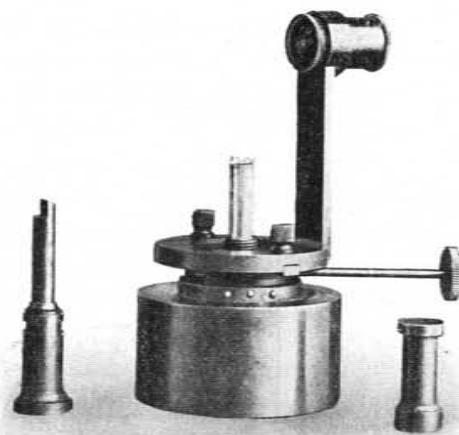
Roku 1898 upravil *Harcourt****) pentanovou lampu deseti-svíčkovou zařízenou po způsobu lampy argandské, v níž hoří směs par pentanových a vzduchu. Pentan normální (C_5H_{12}) je kapalina bezbarvá, těkavá, jež má bod varu 37^0 . Vyrábí se pro tuto lampu z amerického petrolea frakcionovanou destillací a má míti specifickou hmotu 0.624 až 0.626. Lampa pentanová má svítivost více

*) Užíváme zde původního označení *HK* podle německého „Hefner-Kerze“, jež se všeobecně ujalo.

**) *Beiblätter* pag. 86, 1916.

***) *Augustus Vernon-Harcourt*, *1834, professor chemie v Oxfordu. Původ lampy sahá již do roku 1883, kdy uveřejnil pojednání *Lamp giving constant light*.

než 11krátě větší než Hefnerova, což jest výhodou; rovněž že vydává světlo bílé a že netrpí průvanem. Vytyká se jí však, že její svítivost se neudrzuje dosti stálou. Přes to je lampa v Anglii pro fotometrování světla plynového předsána; přijali ji též Američané (Bureau of Standards ve Washingtonu), Angličané (National Physical Laboratory v Teddington, v Londýně) a Francouzi (Laboratoire central d'Electricité v Paříži).



Obr. 12. Lampa Hefner-Alteneckova.

Vyjádříme-li svítivost uvedených jednotek fotometrických v jednotce *HK*, obdržíme tato čísla:

Jednotka Violleova	= 22.8 <i>HK</i> ,
Lampa Carcelova	= 10.9 »
Lampa 10 sv. Harcourtova	= 11.4 »

Podle toho svíčka Harcourtova (t. j. desetina svítivosti lampy) téměř by se rovnala svíce desetinné, t. j. dvacetině jednotky Violleovy. Jakožto sprostředkovačích světel užívá se k fotometrování ještě na př. lamp benzínových, petrolejových, elektrických lamp žárových a j.

§ 12. Definice fotometrické.

Světelný zdroj, který pro jednoduchost za bodový pokládáme, svítivosti J , vysílá všemi směry do plného prostorového úhlu $4\pi^*$, za každou sekundu světelné množství $4\pi J$, tedy za t sekund množství $4\pi J \cdot t$. Množství sekundové, $4\pi J$ stanoví *světelný proud*; jednotkou jeho pro $J=1$ jest »lumen« (Lm); jednotkou pro množství v době t jest *lumen-sekunda*.

Světelný proud $4\pi J$ rozlévá se na vnitřní plochu $4\pi r^2$ myšlené soustředné koule poloměru r a způsobuje při kolmém dopadu na každé jednotce plošné *osvětlení*

$$\frac{4\pi J}{4\pi r^2} = \frac{J}{r^2}.$$

Jednotka tohoto osvětlení pro $J=1$ (svíčka) a $r=1$ (metr) slove »lux« (Lx) čili *metr-svíčka***). Patrně shoduje se »osvětlení« s »hustotou proudu«, což je intensita proudu připadající na jednotku kolmého průřezu. Pro množství dopadlého světla v době libovolné máme pak jednotku *lux-sekunda* (Lx-sec) obdobně jako pro množství vyslaného světla jednotku *lumen-sekunda* (Lm-sec).

Vzhledem k tomu, že o jednotce »svíčka« není dosud mezinárodní dohody, je lépe užívatí názvu lux s bližším určením: Violle-lux, Hefner-lux, Carcel-lux, Harcourt-lux a j.

Na místo součinů lumen-sekunda (Lm-sec) a lux-sekunda (Lx-sec) užívá praxis vhodnějších veličin lumen-hodina (Lm-h) a lux-hodina (Lx-h).

U žárovek stanoví se výkonnost elektrická jednotkou watt, výkonnost světelná jednotkou lumen; i značí pak poměr lumen/watt ekonomii čili úspornost lampy.

Dopadá-li světlo na malou plošku nikoliv kolmo, nýbrž v dopadovém úhlu α , změní se osvětlení v poměru $1 : \cos \alpha$; neboť plocha k paprskům šikmá zachycuje jen tolik světla, jako kolmá plocha, jež jest v témže poměru menší. Vedle toho rozhoduje též bělost (albedo) ozářené plochy, totiž mohutnost světelné paprsky odražení. Bělost jest dána konstantou (menší než 1), která ostatně

*) Jako se úhel rovinný měří příslušným obloukem kruhovým jednotkového poloměru, tak že při plném obvodu $2\pi r$ pro $r=1$ je plný úhel vyjádřen číslem 2π , měří se i prostorový úhel příslušnou plochou koule jednotkového poloměru, tak že při plném povrchu $4\pi r^2$ pro $r=1$ jest plný úhel prostorový vyjádřen číslem 4π .

***) Podle obdobných součinů metr-kilogramm, gramm-kalorie, watt-sekunda a j.; jinak metrová svíčka. Lépe však užívatí označení lux.

závisí též na zdroji světelném. Při fotometrických měřeních, která jsou vždy relativní, tato konstanta z počtu vypadne.

Definice zde uvedené jsou tvořeny obdobně s definicemi pro elektrický proud; vzájemně odpovídají sobě jednotky ampère a lumen (intensita), ampère-sekunda a lumen-sekunda (množství), ampère: cm^2 a lux = lumen: m^2 (hustota proudová).

Je-li dána svítící (po případě též osvětlená) rovinná plocha, zoveme její *plošnou svítivostí* (intensitou světelnou) množství světla, které vysílá kolmo každý plošný cm^2 ; proto jest jednotkou plošné svítivosti = svíčka/ cm^2 . Při šikmém záření pod úhlem β se opět tato svítivost zmenší v poměru $1 : \cos \beta$.

Oba uvedené zákony $1 : \cos \alpha$ a $1 : \cos \beta$ tak zvané kosinové zákony *Lambertovy* *) mají platnost jen, pokud světelné paprsky — dopadající nebo vysílané — za rovnoběžné lze pokládati, tedy zejména když jde o plošky, jež jsou velmi malé vzhledem k odlehlosti svítícího zdroje.

Zákony Lambertovými se vysvětluje, proč jednak slunce jako koule svítící, jednak měsíc jako koule osvětlená se jeví jako deska, jež má uprostřed i ke krajům stejnou svítivost. Rozhoduje tu vždy nikoli plocha sama nýbrž její průmět do roviny k paprskům kolmé. Právě tak neroste na šikmé stráni více stromů než na vodorovném její průmětu, předpokládajíce stejnou vzájemnou odlehlost stromů. Srovnej Thermika, § 172., 1908.

§ 13. Fotometry.

Fotometrie má úkol stanovití *svítivost* J daného zdroje světelného v určité jednotce (na př. ve svíčkách HK), anebo, všeobecněji, určití poměr svítivosti $J : J'$ dvou zdrojů, z nichž druhý za známý se pokládá. Indikátorem je tu stejnost osvětlení dvou ploch, anebo stejnost takových jiných účinků, jež s osvětlením souvisí. Pokud zdroje světelné za bodové lze pokládati, je osvětlení dáno výrazem J/r^2 , J'/r'^2 ; stejnost osvětlení vede tudíž k rovnici

$$\frac{J}{r^2} = \frac{J'}{r'^2},$$

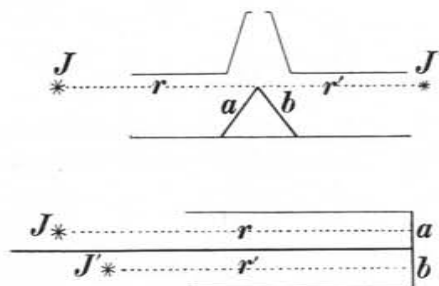
z níž vychází

$$J : J' = r^2 : r'^2.$$

*) Jan H. Lambert (1728–1779) soukromý učenec (vychovatel v Churu), později povolán králem Bedřichem Velikým do Berlína jako vrchní stavební rada a člen akademie. Jest zakladatel fotometrie. Sepsal mezi jiným: Photometria sive de mensura et gradibus luminis, colorum et umbrae, Augsburg 1760.

Srovnávání svítivosti je tím převedeno na srovnávání délek. Podle úpravy rozeznáváme různé fotometry, starší i novější, z nichž budtež zde uvedeny jen důležitější a v praxi zvláště užívané.

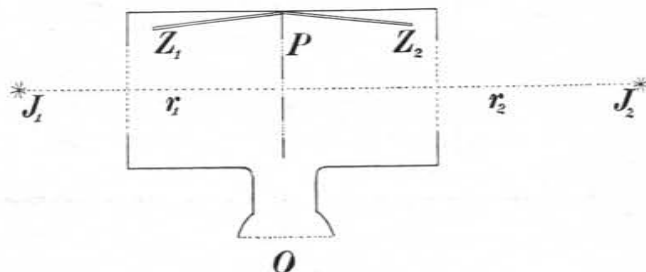
1. *Fotometr stínový* (Rumford 1794). Před bílou svislou stěnu postaví se neprůhledná svislá tyč a do vhodné vzdálenosti dva zdroje světelné tak, aby oba stíny, jež tyč vrhá na stěnu, byly blízko sebe. Vodorovné odlehlosti r, r' každého zdroje od stínu, který vrhá zdroj druhý, upraví se tak, aby stíny byly stejně tmavé. Fotometr lze snadno improvizovati.



Obr. 13. Fotometry, jež udali Ritchie a Bouguer.

13. dole (Pierre Bouguer 1760).

3. *Fotometr Bunsenův* (1843). Význačnou jeho částí je bílý karton v rámečku svisle postavený, v jehož středu se nalézá kulatá



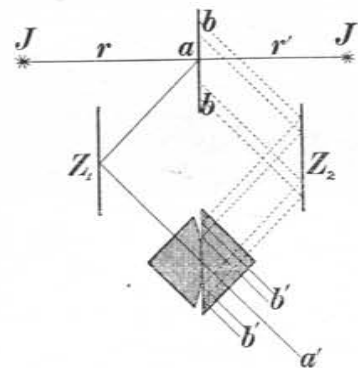
Obr. 14. Fotometr Bunsenův.

(nebo hvězdovitá) mastná skvrna (paraffinem, tukem nebo olejem připravená). Oba světelné zdroje J_1, J_2 postaví se po obou stranách kartonu tak, aby skvrna s jedné i druhé strany se jevila stejnou. Obě strany kartonu lze současně pozorovati dvěma zrcátky v úhlu postavenými jak naznačuje obr. 14. Možno též tak pozorovati, že

na jedné straně kartonu stojí stále též pomocný zdroj světelný, kdežto zdroje J, J' se na druhé straně, jeden po druhém, staví do vzdálenosti r, r' , aby pokaždé na př. s jedné strany mastná skvrna právě zmizela (metoda substituční). Když se karton osvětlí jen jedním zdrojem, jeví se skvrna na straně přední tmavá a v jasném poli a na straně zadní jasná v tmavém poli.

4. *Fotometr Lummer-Brodhunův* (1887 a 1889). Význačnou částí je zde fotometrická skleněná kostka, složená ze dvou pravouhlých rovnoramenných hranolů, které k sobě plochami přeponovými přilehají. Plochy odvěsné obou hranolů jsou broušeny rovinně. Co se ploch přeponových týče, jest u jednoho hranolu též rovinně broušena; u druhého však se brousí napřed kulovitě, v mírném zakřivení, ale pak se tento kulovitý povrch ve střední části přibrousí rovinně, čímž vznikne kruhovitá část středová, rovinná; právě touto částí přitlačí se pevně tento druhý hranol k prvému, aby zde oba hranoly splynuly v jediné skelné těleso, kterým světlo nerušeně prochází.

Zdroje světelné J, J' osvětlují obě drsné plochy a, b bílého stínítka (papírového nebo nejlépe sádrového) na opačných stranách. Zrcadly Z_1 a Z_2 a kostkou dostanou se tyto plochy do společného zorného pole (obr. 15.). Pozorovatel zírá směrem a' skrze vnitřní kruhovou část kostky přímo přes zrcadlo Z_1 na plochu a , směrem pak b' po části krajní kolem oné střední se rozestírající, kde světlo na rovinném hranolu se totálně odráží, opět přes zrcadlo Z_2 na plochu b . Pozorovatel vidí pak obě osvětlené plochy a, b najednou. Je-li na př. plocha a tmavější, vidí středovou část tmavou v okolním poli jasném. Obrysy obou polí nejsou kruhové, nýbrž elliptické, poněvadž se visíruje šikmo. Jde pak o to vzdálenosti r, r' tak upravit, aby tmavá elliptická ploška právě zmizela a osvětlení se stalo stejnoměrné.

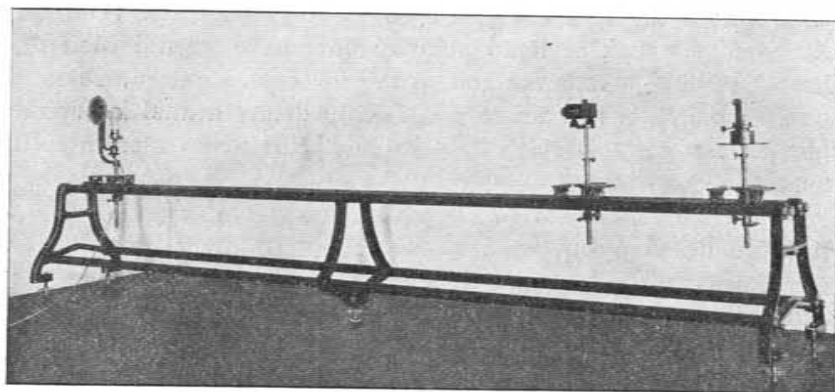


Obr. 15. Fotometr Lummer-Brodhunův.

Středová tato elliptická »skvrna« upomíná na skvrnu ve fotometru Bunsenově; proto se často fotometr Lummer-Brodhunův pokládá za zdokonalený fotometr Bunsenův v tom smyslu, že kostkou byla zjednána »ideální« skvrna. To však jest obdoba zcela povrchní.

Vskutku je fotometr Lummer-Brodhunův fotometr plošný, jako na př. Bouguerův (obr. 13.) jenom na tolik se od něho liší, že tam obě osvětlené plochy a , b jsou vedle sebe, kdežto zde důmyslným optickým zařízením jsou jedna ve druhé. Fotometr tento byl zdokonalen na základě zjevů kontrastních. *)

Fotometry dosud vypsané vyžadují aby vzdálenosti r , r' bylo lze přesně a pohodlně určovati. Tomuto požadavku vyhovují optické lavice. Takovou lavici znázorňuje obr. 16. Uprostřed stojí fotometr Lummer-Brodhunův; na jedné straně lampa Hefnerova, na druhé zdroj, který se má fotometricky zkoumati.



Obr. 16. Optická lavice.

5. *Fotometr L. Weberův* (1883)**). Přístroj tento mnoho užívaný znázorňuje obr. 17. v pohledu a obr. 18. schematicky. Obě plochy, jichž svítivost se srovnává nejlépe kostkou Lummer-Brodhunovou K , jsou mléčná skla a , b (obr. 18.). Jedno z nich a , posuvné šroubem R podél stupnice, osvětluje se ze vzdálenosti r vhodné volené benzinovým plaménkem normálně 20 mm vysokým, který je zde pomocným zdrojem světelným, jehož svítivost C v normálních svíčkách jest konstantou stroje. Druhé z nich b osvětlí se

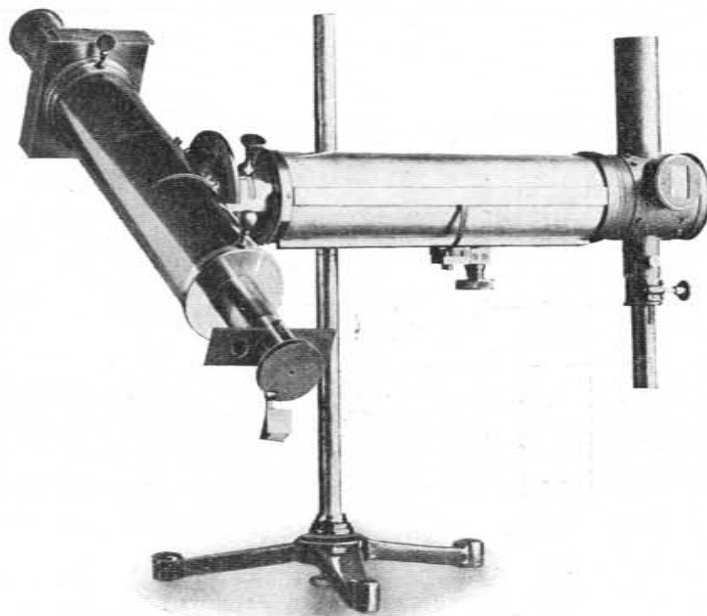
*) Zeitschrift für Instrumentenkunde 12, pag. 41, 1892. Tam jsou též četné podrobnosti, jak justovati fotometr, jaký vliv má jakost zdrojů podle jejich barevného rázu a pod.

***) *Weber Leonhard*, *1848, prof. university ve Vratislavi později v Kielu. Původní stroj ovšem neměl kostky Lummer-Brodhunovy, nýbrž malý totálně odražející pravouhlej hranol, tak že se visirovalo jednak přímo na plochu a uprostřed pak pole totálním odrazem na plochu b .

zdrojem fotometrováním J ze vzdálenosti R . Pro stejné osvětlení jest

$$\frac{J}{R^2} = \frac{C}{r^2} \quad \text{čili} \quad J = C \frac{R^2}{r^2}.$$

Konstantu C určíme jednou pro vždy, když místo J postavíme na př. lampu Hefnerovu, jejíž svítivost přijmeme za jedničku (HK) a když fotometrování opakujeme. Nalezneme-li vzdálenosti R_1 a r_1 ,



Obr. 17. Fotometr Weberův.

jest obdobně

$$\frac{1}{R_1^2} = \frac{C}{r_1^2} \quad \text{čili} \quad C = \frac{r_1^2}{R_1^2}.$$

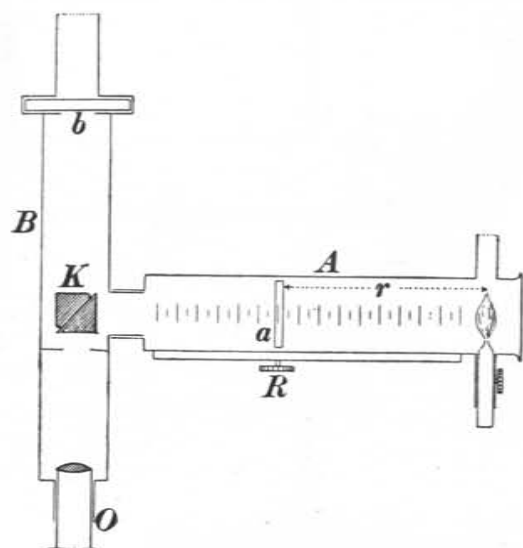
Fotometrem lze měřiti též svítivost plochy diffusně osvětlené, na př. svítivost bílé stěny, oblaku a pod. V tom případě mléčné sklo b odstraníme a zíráme přímo na osvětlenou plochu, posouvající pak mléčné sklo a k lampě benzinové do vhodné vzdálenosti r hledíme dosíci rovného osvětlení. Poněvadž svítivost mléčného skla a je nepřímo úměrná čtverci odlehlosti r , platí totéž o svítivosti E oné plochy, tak že jest

$$E = \frac{C'}{r^2}.$$

Konstanta C' určí se tím způsobem, že se bílá nějaká plocha v temné siní osvětlí normální svíčkou HK z kolmé odlehlosti R a opět se fotometruje a nalezne postavení r_1 mléčného skla a . Máme pak

$$\frac{1}{R^2} = \frac{C'}{r_1^2},$$

z čehož C' se počítá. Trubice B je zařízena na otáčení kolem osy vodorovné, aby se jí dal libovolný sklon (obr. 17.).



Obr. 18. Schema fotometru Weberova.

Fotometry dosud vypsané měří svítivost podle odlehlosti srovnávaných zdrojů. Lze však zdroje srovnávat i též tak, že účinek silnějšího z nich se zeslabí na př. otáčivou výsečí, nebo zúžením diafragmatu, nebo začazenými skly a pod. Na jiném základě spočívají fotometry polarisační neb interferenční. Zvláštním oddílem je konečně fotometrie spektrální o které níže bude jednáno. V astronomii užívá se fotometrů pro speciální účely astronomie vhodně upravených.

Podrobnější výklady o fotometrii obsahuje *Dra. B. Kučery: Geometrická optika, pag. 297. a násl., 1915.*

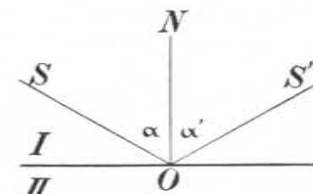
II.

Odraz světla.

(Katoptrika.)

§ 14. Základní zákony.

Světlo, šířící se v daném prostředí I, obvykle ve vzduchu, přijde-li na rozhraní prostředí jiného II, na př. vody, vrací se z části do prostředí prvního; nastává *odraz světla*. Uvažujíc o tomto úkazu především se stanoviska geometrické optiky, sledujeme z dopadajících paprsků jeden S (obr. 19.) až do *bodů dopadu* O , vztýčíme zde na hraniční rovinu *kolmicí dopadu* ON , čímž určíme *rovinu dopadu* SON (kterou volíme za *nákresnou*) a *úhel dopadu* α . Mají pak platnost dva zákony:



Obr. 19. Odraz světla.

1. Paprsek odražený OS' zůstává v rovině dopadu.
2. Úhel odrazu α' rovná se úhlu dopadu α t. j.

$$\alpha = \alpha'.$$

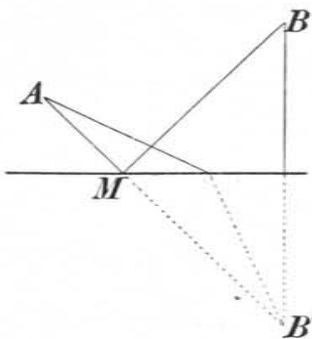
Není na újmu všeobecnosti, že jsme hraniční plochu (hledíce k příkladu vodní hladiny) pokládali za rovinnou; neboť je-li zakřivená, lze přece její prvek kolem bodu dopadu míti za rovinný.

Zákony odrazu světla mají jednoduchý význam. Světlo, šířící se z bodu A (obr. 20.) odrazem do bodu B , volí dráhu AMB nejkratší. Věc ihned vynikne, když místo bodu B zavedeme bod B' k němu — vzhledem k rovině hraniční — souměrný. Pak je vždy $MB = MB'$, tudíž i $AM + MB = AM + MB'$; poslední součet má hodnotu nejmenší, přejde-li čára AMB' v přímku, což vede ihned k oběma základním zákonům odrazu světla.

Z těchto zákonů plyne naopak, že paprsku $S'O$ jako dopadajícímu by náležel paprsek OS jako odražený (obr. 19.). Postup

paprsků světelných lze tedy obrátiti. Tato věta platí všeobecně, jakož v dalších oddílech ještě upozorníme.

Dosud sledovali jsme paprsek jednotlivý. Ve skutečnosti máme paprskové svazky, z těch pak jakožto nejdůležitější svazky *homocentrické*, t. j. takové, jež vycházejí ze svítícího bodu jakožto středu.



Obr. 20. Minimum dráhy při odrazu světla.

Nastává tudíž úkol vyšetřovati, jak se tyto svazky — považované za optický útvar celkový — změní, když dopadnou na odrazející plochu. Jsou-li takové plochy buď samy sebou hladké (na př. povrch vodní nebo rtuťový), anebo uměle leštěné, zovou se *zrcadla*. Podle geometrické povahy mohou býti velice rozmanitá, na př. válcová, kuželová, parabolická a j. Zvláštní důležitost mají zrcadla *kulová* (sférická), jež jsou buď *dutá* (konkávní), nebo *vypuklá* (konvexní). Přechod od jedněch k druhým tvoří zrcadla *rovinná*.

Zrcadla dokonale broušená a hlazená, jak zde předpokládáme, jsou ovšem jen ideálem, jemuž se lze více nebo méně přiblížiti. Malé nepravidelnosti povrchu mají pak v zápětí nepravidelnosti optické. Na plochách drsných odrazí se světlo všemi směry stávajíc se *rozptýleným* (diffusním). Proto takové plochy vidíme. Zrcadel dokonalejších viděti nelze.

Mohutnost odrazecí jednotlivých látek, na př. kovů, za kolmého dopadu světla, stanoví se poměrem — procentuálně vyjádřeným — mezi množstvím světla odraženého a dopadlého. Závisí jednak na povaze látky, ale také na jakosti světla dopadajícího, t. j. na vlnové délce λ , stoupající povšechně, když délka roste, t. j. od světla fialového k červenému. Pro vlnovou délku 0.45 až 0.70 μ jeví se mohutnost odrazecí (v procentech): stříbro 90.6... 94.6, platina 55.8... 70.1, nikl 58.5... 69.8, ocel kalená 58.6... 60.7, ocel měkká 56.3... 59.3, zlato 36.8... 92.2, měď 48.8... 90.7. Veliké změny u zlata a mědi jsou zvláště pozoruhodné. Čisté kovy se pro zrcadla nehodí; užívá se slitin, na př. 68.2 Cu + 31.8 Sn (Ross, Brashear), s mohutností odrazecí 62.0... 68.1, nebo slitiny 66 Cu + 22 Sn + 12 Zn (Schroder) s mohutností odrazecí 62.4... 68.0 a j. Zrcadla skleněná s folií stříbrnou mají mohutnost odrazecí průměrně 83... 87, s folií rtuťového amalgamu 71... 73. Nyní se užívá zrcadel skleněných jen s folií stříbrnou.*)

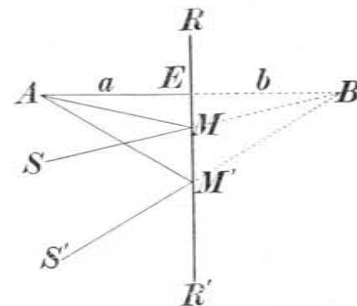
*) E. Hagen und H. Rubens, Verhandlungen der physikalischen Gesellschaft zu Berlin 17, pag. 143, 1898.

Zákony odrazu světla byly poznány již v dobách nejstarších. Uvedeny jsou již v katoptrice Euklidově 300 let př. Kr. (ač-li spis tento od Euklida pochází). Katoptrika Heronova, 150 let před Kr. obsahuje již poznání, že odražený paprsek vykonává nejkratší dráhu.

Zrcadla rovinná.

§ 15. Zobrazení svítícího bodu.

Budiž dána zrcadlicí rovina RR' a před ní svítící bod A jakožto střed paprsků homocentrických (obr. 21.). Z těchto paprsků dopadá jeden AE na zrcadlo kolmo; zove se paprsek *hlavní* a odrazí se vlastním směrem EA nazpět. Jiný paprsek AM odrazí se směrem MS . Oba tyto odražené paprsky EA a MS se rozbíhají; zpět prodlouženy protínají se v bodu B . Vedme pak v rovině nákrešné anebo i mimo ni jakýkoli paprsek další AM' ; nejjednodušší úvahou geometrickou vysvítá, že odražený paprsek $M'S'$, nazpět prodloužen, rovněž prochází bodem B . Je tudíž tento bod B společným střediskem všech paprsků po odrazu jako byl bod A před odrazem; jinak řečeno, paprsky *homocentrické* odražené na zrcadle rovinném *zůstávají homocentrickými*.



Obr. 21. Zrcadlo rovinné.

Přicházejí-li paprsky odražené do oka, zdá se nám, jakoby vycházely od bodu B ležícího za zrcadlem, jakoby tento bod byl svítícím; nazývá se proto *obrazem* bodu A , a to *geometrickým* nebo *zdánlivým* (virtuálním), poněvadž paprsky z bodu toho nevycházejí skutečně, nýbrž jen zdánlivě.

Značí-li $a = EA$ vzdálenost předmětu, $b = EB$ vzdálenost obrazu, je patrně $b = a$, anebo, když též přihlížíme ke znamení, $b = -a$. Nalezeme tudíž polohu obrazu B , když vedeme jen paprsek hlavní a tento o stejnou délku prodloužíme.

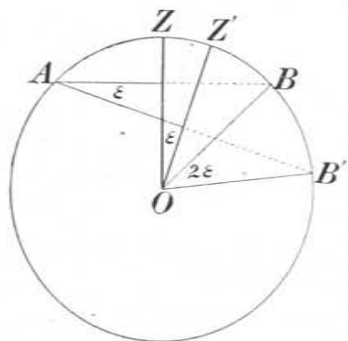
Pravili jsme nahoře, že lze postup paprsků světelných obrátiti. Kdyby tudíž na zrcadlo dopadaly paprsky $S'M$, $S'M'$,... směřující k bodu B jakožto středu konvergence, odrazely by se do směrů $M'A$, $M'A'$,... a protínaly by se v bodu A jakožto obrazu. Zde by tedy před-

mět, t. j. bod B byl zdánlivý, a obraz A skutečný. Takoveto světelné paprsky sbíhavé lze velmi přibližně si zjednatí na př. spojnou čočkou, tedy fyzikálně; svítící body jakožto myšlené části svítících (nebo osvětlených) předmětů přírodních, vysílají ovšem vždy paprsky rozbíhavé.

§ 16. Zobrazení svítícího předmětu.

Svítící předmět lze pokládati za soustavu svítících bodů. Volíce z těchto některé zvláště význačné sestrojíme snadno k svítícímu předmětu jeho virtuální obraz. Má stejnou velikost a stejnou podobu jako předmět, ale není s ním shodný, kongruentní, nýbrž *souměrný, symmetrický*.

Ruka levá zobrazuje se jako pravá, písmena b p jako d q , čísla VI, XI jako IV, IX, důstojník, mající šavli na levé straně, vidí v zrcadle důstojníka, který má šavli na pravé straně, písař píšící rukou pravou vidí tam písaře an píše rukou levou, a pod. Zrcadlem rovinným zobrazuje se tudíž prostor před zrcadlem souměrně. Proto bývá všeobecný vztah souměrnosti dvou útvarů nejlépe objasňován poukazem na zobrazování zrcadlem rovinným.



Obr. 22. Otočení obrazu jest dvojnásobné proti otočení zrcadla.

Když se zrcadlo od předmětu vzdálí o délku a , zůstávajíce sobě rovnoběžné, vzdálí se obraz od předmětu o délku dvojnásobnou $2a$. Rovněž tak otáčí-li se zrcadlo o úhel ϵ , otočí se obraz o úhel 2ϵ . Prvá věta jest samozřejmá, druhá vysvitá přímo (obr. 22.) ze známého vztahu mezi úhly středovými a obvodovými.

Je-li předmět mezi dvěma zrcadly, zobrazuje se mnohonásobně. Opticky je obraz vznikající jedním zrcadlem předmětem pro zrcadlo druhé. Jsou-li obě zrcadla rovnoběžná, jest počet obrazů (theoreticky) nekonečně veliký; ovšem jsou obrazy mnohonásobným odrazem vzniklé postupně méně jasné. Jsou-li zrcadla k sobě skloněná, leží obrazy v počtu konečném na obvodě kruhu, jehož střed spadá do průsekové přímky obou zrcadlicích rovin.

Pokusem lze tyto úkazy velmi pěkně studovati dvěma stejnými na stole svisle postavenými zrcadly, mezi něž se dá na př. hořící svíčka. Jsou-li zrcadla rovnoběžná, vidí oko zírající přes hořejší kraj jednoho zrcadla proti zrcadlu druhému dlouhou řadu obrázků postupně slab-

ších a slabších. Když se druhé zrcadlo poněkud málo otočí, je viděti, jak se obrázky začínají řaditi v kruh, z počátku poloměru velikého, pak při dalším otáčení vždy menšího, při čemž počtu obrázků ubývá. Je-li α úhel obou zrcadel, udává poměr $360 : \alpha$ celým číslem, kolik obrázků (včetně předmětu) se obdrží. Na př. pro $\alpha = 14^\circ$, vychází $360 : 14 \approx 25$; obdržíme tedy mimo předmět ještě 24 jeho obrázků.

Kaleidoskop (Brewster 1817) má dvě zrcadla v úhlu obvyčejně 60° , dává tudíž mimo předmět ještě 5 obrázků, s předmětem na kruhu rozložených. Poněvadž zobrazování je souměrné, obdrží se vždy pěkný celkový obraz, ať se mezi zrcadla vloží předměty sebe méně úhledné (kousky papíru, barevných sklíček, kousky barevných látek, nějaká květina, kresba a pod.). Kaleidoskop se upravuje obvyčejně pro pozorování subjektivní, někdy též objektivní. V tomto případě obsahuje přístroj slabou projekční čočku; světlo na př. elektrické lampy, vede se poněkud sbíhavě a šikmo — aby se rozptýlilo — na mléčnou desku, za kterou se dají zmíněné předměty. Světlo dopadá nejprve na obě zrcátka, jež jsou od směru vodorovného poněkud nadzvižená, a potom na projekční čočku. Otáčíme-li deskou, mísí se předměty všelijak a dávají mnohonásobným odrazem na obou zrcadlech pěkné souměrné celkové obrazy v pestrosti nevyčerpitelné. Kontury jsou ostřejší, když zrcadla nemají na vnitřní straně stříbrné folie nýbrž jsou stříbřena a hlazena na vnější straně, kam světlo dopadá. Obr. 23. ukazuje takový kaleidoskop v úpravě, kterou mu dal Pellin (nástupce Duboscqův).



Obr. 23. Projekční kaleidoskop.

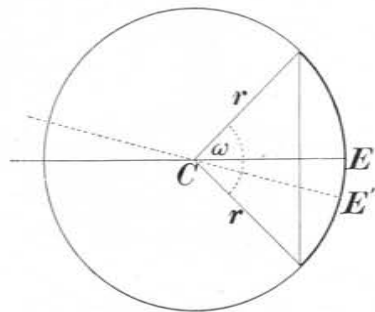
Zrcadla dokonale rovinná — zejména větších rozměrů — jsou vzácností. Majíce dané zrcadlo zkoušeti, zda-li je přesně rovinné, dáme je blízko k oku a zírajíce na vzdálený zrcadlený předmět ostrých obrysů pozorujeme, zdali zůstávají obrysy v zrcadle pozorované ostrými i když zíráme velmi šikmo, téměř po zrcadle. Vedeme-li totiž v myšlenkách od zrcadleného svítícího bodu jako vrcholu kužel k obvodu pupilly, protíná tento zrcadlo v ellipse jež jest při šikmém dopadu táhlá, tak že větší plocha zrcadla přijde k platnosti. Nicméně jest zkouška tato jen orientační a prozradí pouze hrubší nedokonalosti zrcadla. Citlivěji konáme zkoušku dalekohledem, zírajíce na zrcadlo, v němž se odráží na př. nějaká

stupnice s jemným dělením, kolmo k dalekohledu postavená. Jeví-li se čárky ostrými při jakémkoli směru stupnice, je zrcadlo dobré; jinak se prozradí eventuální astigmatismus. Také sféricitu zrcátka lze dalekohledem poznati; obraz jest sice ostrý ale vzniká v jiné než dvojnásobné vzdálenosti, na př. v odlehlosti menší, je-li zrcátko poněkud vypuklé. Tak jest na př. zrcadlici rtuf přísně vzato zrcadlem nikoli rovinným nýbrž poněkud vypuklým, jsouc částí kulového povrchu zemského.

Zrcadla kulová.

§ 17. Definice.

Zrcadlo kulové (sférické) jest úsek (segment) koule (obr. 24.). Geometrické pojmy pro toto zrcadlo význačné jsou tudíž: *Střed zakřivení C*, *poloměr křivosti r*, *vrchol E*. Středovým úhlem ω určuje se *otvor* zrcadla; příslušná tětiva udává *průměr* zrcadla. Přímka *CE* vedená středem *C* a vrcholem *E* jest *osa* zrcadla. Přímka *CE'* vedená středem *C* a jiným libovolným bodem *E'* zrcadla slove *osa vedlejší* zrcadla, na rozdíl od osy *CE*, které se říká *osa hlavní*. Geometricky má vedlejší osa tytéž vlastnosti jako osa hlavní; fyzikálně vyznačuje se hlavní osa vzhledem ke kruhovému omezení zrcadla jakožto jeho osa souměrnosti.

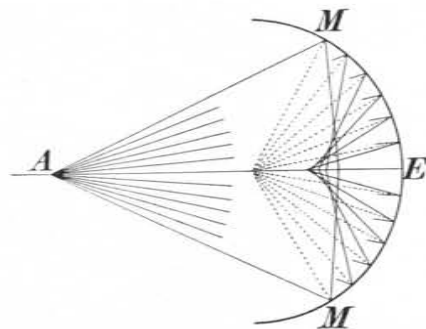


Obr. 24. Zrcadlo kulové.

Podle toho, na které straně úsek kulový zrcadli, rozeznáváme kulové zrcadlo *duté* (konkávní) a *vypuklé* (konvexní). V úvahách optických začínáme zrcadlem dutým jakožto případem typickým, odtud pak příslušnými změnami přecházíme k zrcadlu vypuklému. Důvodem toho jest, že kulová plocha dutá, jde-li o odraz světla, je plocha sběrná, a tím pro zobrazování zvláště význačná a důležitá.

§ 18. Aberrace sférická.

Budiž dána zrcadlici plocha kulová. Na její duté straně volme svítící bod *A* (obr. 25.) a to, nezadajíce všeobecnosti, na hlavní ose zrcadla. Z paprsků homocentrických, kteréž z bodu tohoto vycházejí, jeden jde středem *C* a dopadá tudíž na zrcadlo kolmo; tento paprsek *AE*, který *hlavním* zoveme, odráží se ve svůj vlastní směr. Vedme další paprsky *AM*, *AM'*, *AM''* ... a sestrojme k nim podle zákonů odrazu paprsky odražené. Konstrukce ukazuje, že tyto odražené paprsky se vzájemně protínají, ale nikoli v témže bodě, nýbrž v nepřetržitě řadě bodů, kteréž tvoří v rovině nákrešné křivku, v prostoru pak rotační světloú plochu. Takové plochy zoveme v optice povšechně *kaustické* *); zde, kde jde o odraz světla, tedy zjev katoptrický, speciálně *katakaustické*. Zjev sám, kterýž má základ ve sférickém tvaru zrcadla, nazývá se *sférická aberrace* zrcadla.



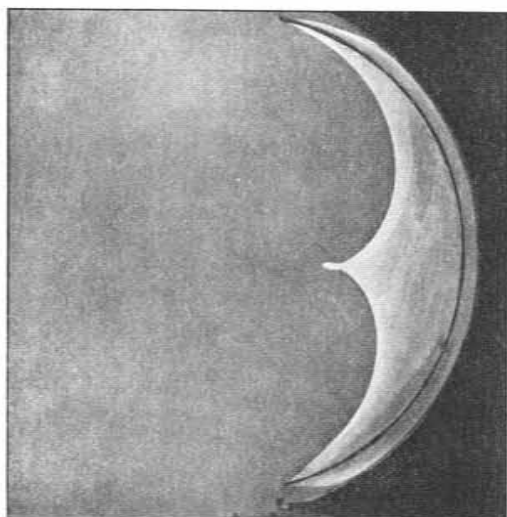
Obr. 25. Aberrace sférická.

Křivky katakaustické lze velmi pěkně ukázati na úzkém rovinném proužku zrcadlovém, v polokruh zahnutém (obr. 26.). Proužek je tedy vlastně zrcadlem válcovým, jehož rozměry podle výšky jsou tak malé, že jen tvar kruhový rozhoduje. Postavíme-li toto zrcadlo proti zdroji světelnému, kterým může býti na př. svazek paprsků světla elektrického nebo slunečního nebo světlo denní vstupující nějakým otvorem nebo skulinou do zatměné síně, objeví se na bílé rovinné půdě, na kteréž zrcadlo je postaveno, křivky katakaustické velice krásně.

Je patrné, že vznik ploch katakaustických jakožto obrazu svítícího bodu znamená značnou komplikaci hned na prahu problémů, jež o kulových zrcadlech dlužno řešiti. Avšak sám pokus právě uvedený ukazuje, jak lze tuto závadu odstraniti. Odstiňujeme-li oba kraje zrcadla více a více, kaustická křivka se ztrácí a zbývá jen

*) Z řeckého: *καίω*, pálim.

její střední část, hrotem končící, až konečně odstíníme-li zrcadlo ještě více, takže jenom jeho středová část je volná, zbude z křivky kaustické jenom její hrot. Právě tak, odstíníme-li duté zrcadlo, aby jen jeho středová část působila, zůstane z plochy kaustické jenom hrot jakožto jediný světlý bod. Je pak tento bod B obrazem daného bodu svítícího A , tak že možno říci, že paprsky homocentrické po odrazu na středové části zrcadla kulového zůstávají též homocentrickými. Tím se problém kulového zrcadla velice zjednodušuje, ač se ovšem nevyčerpává. Body A a B zovou se *sdužené* čili *konjugované*.



Obr. 26. Jak lze ukázatí křivky katakaustické.

V úvahách následujících vyšetřujeme zákony o vzájemné poloze sdužených bodů, z nichž jeden je svítícím, druhý zobrazeným; v dalším pak postupu sledujeme, jak se zobrazují svítící předměty. Ve všech těchto úvahách nutně předpokládáme, že máme zrcadlo kulové s otvorem velmi malým, tak že jeho průměr jest malý proti poloměru, anebo, kde tomu tak není, že odstíněním dáme působiti jenom centrální jeho části, jež se rozestírá v bezprostřední blízkosti jeho vrcholu.

Důsledkem toho jest, že paprsky od svítícího bodu na ose zrcadla vycházející zůstanou těsně při ose, jsou *osové* (paraxiální), anebo, jinak řečeno, že směřují téměř ke střednímu bodu (vrcholu)

zrcadla, jsou *středoré* (centrální), anebo že dopadají na zrcadlo v úhlu dopadu α velice malém, téměř nullovém, jsou tedy *nullové* *).

Patrně jde o případ limitní, kdy zrcadlo ve střední části, kterouž působí, se blíží rovině. V obrazech, jež výklad textový mají objasnit, nelze ovšem tuto limitu provést; kdybychom se omezili jen na paprsky velmi blízké k hlavní ose, nebyl by výkres zřetelný. Jde-li se však pro zřetelnost od osy dále, pak jest jen důsledné, rýsovat zrcadlo jako rovinné, aby se na onu limitu upozornilo. Tohoto pravidla budeme v obrazech dalších vždy šetřiti.

Zrcadlo, jež by paprsky homocentrické vycházející z bodu A po odrazu soustřeďovalo homocentricky do bodu B , musilo by vyhovovati podmínce $AM + MB = \text{const}$. Světlo by z bodu A dospělo do bodu B přes rozmanité body M současně. Podmínka stanoví v rovině ellipsu, v prostoru pak rotační ellipsoid (po případě paraboloid, je-li A daleko). Takové zrcadlo elliptické vyhovovalo by hořejšímu požadavku pro určité dva body A a B přesně, ale také jen pro tyto dva body; pro jiné musilo by míti již tvar pozmeněný. V tom právě vězí výhoda zrcadla kulového, že sice nevyhovuje pro žádné dva body A a B přesně, ale za to v aproximaci nahoře vytčené pro všechny stejně dobře.

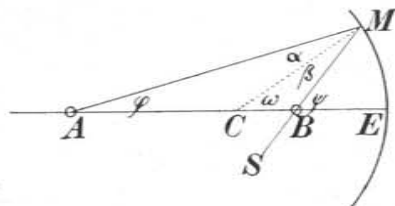
§ 19. Zobrazení svítícího bodu; zvětšení úhlové; zrcadlo duté.

Svítící bod A volme na hlavní ose zrcadla, kteréž postavme tak, aby světelné paprsky dopadaly na ně ve směru pokládaném podle obyčeje za kladný, totiž od levé strany k pravé (obr. 27.).

Paprsek hlavní ACE dopadající na zrcadlo kolmo, odráží se ve vlastním směru. Jiný paprsek AM dopadající na zrcadlo velmi blízko vrcholu E , odráží se směrem MS . Oba odražené paprsky protínají se v bodě B , který je průsekem všech nullových paprsků na zrcadlo dopadajících a odražených: je tudíž bod B sdužen s bodem A , jest jeho *obrazem*.

Majíce naléztí zákon, jímž se řídí vzájemná poloha svítícího bodu A a jeho obrazu B , zaveďme odlehlosti obou těchto bodů od vrcholu zrcadla $EA = a$, $EB = b$ počítajice je za kladné ve smyslu poloměru křivosti, t. j. od vrcholu E ke středu zrcadla C .

*) Nullový je tolik co rovný nulle, na př. nullový náboj elektrický, nullový potenciál (země) a pod. Pojmenování „paprsky nullové“ není tedy právě vhodné, nicméně se ho z uvedených označení užívá nejvíce.



Obr. 27. Zrcadlo duté; vztahy geometrické.

Zákon odrazu světla stanoví

$$\alpha = \beta$$

čili, když zavedeme úhly středové ω , φ , ψ ,

$$\omega - \varphi = \psi - \omega.$$

Pro úhel ω platí vztah

$$r\omega = EM.$$

V případě mezním, kdy bod M jest velice blízko vrcholu E , splývá oblouček EM s obloučky, jež bychom kolem středů A a B sestrojili poloměry a a b . Je tedy též

$$a\varphi = EM, \quad b\psi = EM.$$

Zavedouce místo úhlů ω , φ , ψ délky r , a , b a krátkice oblouk EM , obdržíme

$$\frac{1}{r} - \frac{1}{a} = \frac{1}{b} - \frac{1}{r}$$

aneb

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{2}{r}.$$

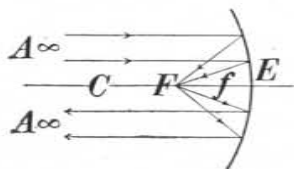
Mění-li se poloha bodů A a B , zůstává součet převratných hodnot odlehlostí a a b stálý. Zaveďme na pravo rovnice též převratnou hodnotu, položíme

$$\frac{r}{2} = f,$$

a obdržíme pro duté zrcadlo rovnici v konečné úpravě

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}.$$

Nazývá se *rovnice vrcholová*, poněvadž odlehlosti a , b jsou počítány od vrcholu zrcadla E . Co se týče odlehlosti f , je patrně $b = f$, je-li $a = \infty$ t. j. je-li svítící bod A na ose v nekonečnu, tak že na zrcadlo dopadají paprsky rovnoběžně s osou; po odrazu soustřeďují se v bodě F (obr. 28.), který se zove *ohnisko* (focus); jeho odlehlost $EF = f$ od vrcholu je *dálka ohnisková*.



Obr. 28. Ohnisko zrcadla dutého.

Má-li se ohnisko fyzikálně demonstrovati, je třeba paprsků s osou zrcadla rovnoběžných. Avšak takové realizovati není snadnou věcí. V přírodě jsou rovnoběžnými paprsky ty, jež od stálic dopadají na zemi, na objektivy dalekohledů; nejsou však přísně rovnoběžnými paprsky, jež dostáváme od oběžnic, a zejména také ne od slunce, které je zdrojem plošným. Světlem elektrickým nebo jiným umělým nelze obdržeti ani kollimujícími čočkami paprsků rovnoběžných, poněvadž tyto zdroje

také nejsou bodové. Nicméně lze zejména pro obyčejná zrcadla sférická s malou délkou ohniskovou pro demonstrování ohnisek přece jen nejlépe voliti paprsky sluneční, ovšem s výhradou; nesoustřeďují se totiž v bod, nýbrž v malou plošku kruhovou, obrazu to slunce, jakož o tom níže ještě pojednáme.

Jiný vztah obdržíme přihlížeje k tomu, že v trojúhelníku AMB úhel na vrcholu se přímkou MC půlí; podle známé věty geometrické máme

$$\frac{AC}{CB} = \frac{AM}{BM}.$$

V limitě jest

$$AM = a, \quad BM = b$$

tudíž

$$\frac{a - 2f}{2f - b} = \frac{a}{b}.$$

Když v této úměře předy a sledy jednou sečteme, podruhé odečteme, vyjde

$$\frac{a - f}{f} = \frac{f}{b - f}$$

čili

$$(a - f)(b - f) = f^2$$

Rozdily $a - f$, $b - f$ znamenají odlehlosti svítícího bodu A a jeho obrazu B od ohniska F . Proto se rovnice právě odvozená zove ohnisková. Rozumí se samo sebou, že obě rovnice, vrcholová a ohnisková, se jen tvarem od sebe liší, že vyjadřují totéž a že jedna plyne z druhé. Rovnice ohnisková jest významem svým patrně jednodušší a přehlednější, než rovnice vrcholová. Poněvadž na pravo rovnice je čtverec, vždy kladný, vychází, že řešené vzdálenosti mají stejná znamení (obě buď + nebo -), t. j. že body A a B jsou vždy na téže straně ohniska F , buď oba od něho na levo nebo oba na pravo. Překročí-li tedy svítící bod A od levé k pravé ohnisko, přejde jeho obraz B přes nekonečno rovněž od strany levé na stranu pravou, souhlasně s bodem A . Známou konstrukcí lze k dané odlehlosti $a - f$ ihned naléztí příslušnou odlehlost $b - f$. Hlavní stanice svítícího bodu a sdružené hlavní stanice jeho obrazu obdržíme přehledně takto:

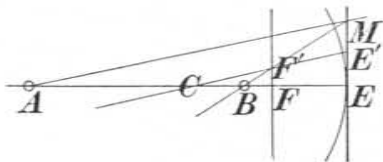
$$\begin{array}{cccccccc} a & = & \infty & \dots & 2f & \dots & f & \dots & 0 \\ & & | & & | & & | & & | \\ b & = & f & \dots & 2f & \dots & +\infty & - \dots & -0 \end{array}$$

Je-li tedy svítící bod na hlavní ose v nekonečnu, v kterémžto případě paprsky od něho dopadají na zrcadlo s hlavní osou rovno-

běžně, soustřeďují se v ohnisku. Postupuje-li svítící bod po ose z nekonečna k zrcadlu, jde mu jeho obraz vstříc a setká se s ním ve dvojnásobné dále ohniskové (v geometrickém středu zrcadla); postoupí-li svítící bod ještě dále až do ohniska, uniká obraz do nekonečnosti; v případě tomto jsou odražené paprsky s hlavní osou rovnoběžné (obr. 28.). Překročí-li svítící bod ohnisko, blíže se vrcholu zrcadla, stávají se paprsky odražené rozbíhavými a protínají se, byvše zpět prodlouženy, ve zdánlivém obraze za zrcadlem; ve vrcholu se opět svítící bod se svým obrazem kryje. Podle toho je bod C jakož i E sdružený sám s sebou; sdružené jsou dále body F a ∞ .

Ohnisko F bylo zavedeno jakožto bod sdružený s $A \infty$ na ose hlavní EC . Právě tak můžeme na každé ose vedlejší $E'C$ zavést ohnisko F' sdružené s $A' \infty$ na této ose vedlejší. Soustava všech těchto ohnisek, pokud osy vedlejší svírají s osou hlavní malé úhly, tvoří *ohniskovou rovinu*. Je v ohnisku F k ose kolmá, jsou rovnoběžná s plochou kulovou, kterouž v okolí osy lze mít též za rovinou. Ohnisková rovina je tedy sdružena se soustavou bodů v nekonečnosti (s rovinou úběžnou, k ose kolmou), pokud jsou v tom otvoru ω , ve kterém podle předpokladů dosavadních zrcadla lze užívat.

Roviny ohniskové užíváme výhodně ke konstrukcím. Má-li se k danému paprsku AM sestrojiti odražený, vedeme (obr. 29.) středem C přímkou k němu rovnoběžnou, a bod F' , kde tato protíná rovinu ohniskovou, spojíme s bodem M ; i jest MF' paprsek odražený.



Obr. 29. Konstrukce sdružených bodů a paprsků.

Má-li se k libovolnému bodu A nalézt konstrukcí jeho obraz B , vedeme od A dva paprsky, k nimž sestrojíme odražené; průsek těchto odražených jest obraz B . Účelně vedeme jeden z těch dopadajících paprsků středem C , poněvadž pak odražený s ním splývá.

Odrazem na zrcadle kulovém změni se též odklon paprsku od osy; byl-li původně φ (obr. 27.) je po odrazu ψ . Poměr obou úhlů nazývá se *zvětšení úhlové* (angulární). Z rovnice dříve odvozené

$$a\varphi = b\psi \text{ plyne } \frac{\psi}{\varphi} = \frac{a}{b},$$

odklony jsou obráceně úměrné odlehlostem vrcholovým.

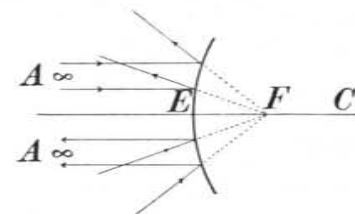
§ 20. Pokračování; zrcadlo vypuklé.

Od dutého zrcadla jakožto případu typického přejdeme k zrcadlu vypuklému změnou zakřivení, kteréž se stane záporným; změni se znamení poloměru r i dálky ohniskové f . Vypuklá zrcadla mají tedy zápornou dálku ohniskovou. Smysl toho je, že paprsky na takové zrcadlo rovnoběžně dopadající se po odrazu rozbíhají a jen zpět prodlouženy se protínají v ohnisku, kteréž tudíž je *zdánlivé* (virtuální) čili *geometrické* (obr. 30.).

Dřívější vrcholová a ohnisková rovnice přejde pro zrcadlo vypuklé v tuto:

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = -\frac{1}{f},$$

$$(a + f)(b + f) = f^2.$$



Obr. 30. Ohnisko zrcadla vypuklého.

Z rovnice vrcholové soudíme, že pokud jest a kladné, v mezích $+\infty \dots +0$, má b hodnotu zápornou, v mezích $-f \dots -0$ a je obraz zdánlivý. Totéž vychází z rovnice ohniskové; neboť jest $a + f > f$, tudíž musí býti $b + f < f$, tedy b záporné a obraz zdánlivý. Přehledně jest

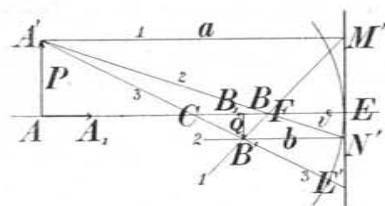
$$\begin{array}{ccccccc} a = & \infty & \dots & 2f & \dots & f & \dots & 0 \\ & | & & | & & | & & \\ b = & -f & \dots & -\frac{2}{3}f & \dots & -\frac{1}{2}f & \dots & 0. \end{array}$$

§ 21. Zobrazení svítícího předmětu; zvětšení bočné, hloubkové a úhlové; zrcadlo duté.

Jde-li o zobrazování pásma svítících bodů, jež úhrnem tvoří rozlehlý svítící předmět, můžeme ke každému takovému bodu A' (obr. 31.), vedouce osu vedlejší $A'CE'$, podle způsobu dříve vypsaneho nalézt jeho sdružený bod B' ; souhrn těchto bodů dává pak obraz svítícího předmětu. Vzhledem však k tomu, že zrcadlo samo má míti — z důvodů dříve vyložených — otvor velice malý, jakož i vzhledem k tomu, že obraz daného svítícího předmětu má býti tomuto podobný, bez deformace, soudíme, že předmět má se rozeztírati v blízkosti osy hlavní v zorném úhlu velmi malém tak, aby vzdálenosti a jednotlivých svítících bodů byly — téměř — stejné. V tom smyslu mluvíme pak o vzdálenosti a předmětu vůbec, měříce tuto na ose hlavní, a v témže smyslu mluvíme pak i o vzdále-

nosti b jeho obrazu vůbec, měříce ji také na ose hlavní. Je-li tedy na př. dána svítící přímka $AA' = P$ kolmá na osu hlavní, a je-li $BB' = Q$ rovněž přímka na osu hlavní kolmá její obraz, jest $EA = a$ vzdálenost tohoto předmětu a $EB = b$ vzdálenost jeho obrazu od zrcadla. Přímku rýsuje jen polovičně, jakoby stála kolmo na ose hlavní, aby tím zřetelněji se ukázalo, kdy vzniká obraz přímý a kdy obrácený.

Lze-li to vše předpokládati, pak obraz přímky AA' narýsuje, když ke konečnému bodu A' sestrojíme příslušný obraz B' a spustíme pak kolmici $B'B$ k ose hlavní. K cíli tomu zvolíme ze všech paprsků z bodu A' vysílaných jenom tři význačné, takové totiž, k nimž odražené ihned můžeme sestrojiti. Je to paprsek $A'M'$ s osou rovnoběžný (1), který se odráží do ohniska F , paprsek $A'F$ tímto ohniskem procházející (2), který se odráží s osou rovnoběžně, a konečně paprsek $A'C$ procházející středem a tudíž kolmo na zrcadlo dopadající (3), který se odráží ve vlastním směru. Všechny tyto tři paprsky setkají se po odrazu v téměř bodě B' , který jest obrazem bodu A' . Pro zřetelnost kreslíme přímku AA' poněkud delší a v důsledku toho zrcadlo EM jako



Obr. 31. Zobrazování předmětu u zrcadla dutého.

rovinné, jakým jest jen bezprostředně u vrcholu.

U zrcadla rovinného bylo vždy $Q = P$; zde jest povšechně $Q \geq P$. Poměr Q/P velikosti obrazu a předmětu udává *zvětšení*; toto zove se *bočním*, *příčným* (laterárním), poněvadž předmět i obraz jsou k ose kolmo. Stanovíme je z podobnosti trojúhelníků FBB' a FEM' , dále FEN' a FAA' , konečně $FB'N'$ a $FA'M'$; obdržíme

$$\frac{Q}{P} = \frac{b-f}{f} = \frac{f}{a-f} = \frac{b}{a}.$$

Ve výrazech těchto vystupuje v popředí ohnisko F jakožto střed podobnosti příslušných trojúhelníků, a odlehlosti $a - f$, $b - f$ předmětu i obrazu od tohoto ohniska. Lze krátce říci: obraz zvětšuje se bočně tou měrou, kterou se od ohniska vzdaluje aneb kterou se předmět k ohnisku blíží. Jinak, pokud je poměr Q/P kladný, jest obraz skutečný a obrácený; stane-li se poměr záporným, jest obraz zdánlivý a přímý.

Někdy bývá výhodno na místě délkového rozměru předmětu P zavést zorný úhel θ , ve kterém tento rozměr vidíme z ohniska. Rovnici všeobecnou

$$\frac{Q}{P} = \frac{f}{a-f}$$

píšeme pak

$$Q = f \cdot \frac{AA'}{a-f}$$

čili

$$Q = f \cdot \text{tang } \theta,$$

jakož také přímo vychází v obr. 31. z trojúhelníku FEN' . Rovnice tato platí všeobecně. Zejména užíváme ji, když zobrazený předmět je velmi daleko, jako na př. vzdálené pozemské krajiny, nebo měsíc, slunce, hvězdná obloha a pod. Obraz BB' jest pak úměrný ohniskové dálce.

Zdánlivý průměr kotouče slunečního θ mění se v mezích $32' 32''$ (kolem 1. ledna) až $31' 28''$ (kolem 1. července); střední hodnota je $32' 0''$; průměr obrázku slunečního mění se tudíž v mezích $0.00946 \cdot f$ až $0.00915 \cdot f$ a má střední hodnotu $0.00931 \cdot f$. Zrcadlo Herschelova dalekohledu mělo poloměr $r = 16 \text{ m}$ čili dálku ohniskovou $f = 8 \text{ m}$, průměr obrázku slunečního byl tedy 7.5 cm .

Vedle zvětšení bočního rozeznáváme zvětšení *hloubkové* (osové, podélné, axiální). Mysleme si, že bychom malý předmět AA' sklopili do polohy podélné AA_1 , t. j. do osy; tím sklopil by se i obraz BB_1 do osy, a je-li bod A_1 k zrcadlu blíže, jest B_1 od zrcadla dále (obr. 31.), t. j. obraz BB_1 má polohu obrácenou než předmět AA_1 . Poměr BB_1/AA_1 zove se zvětšení hloubkové.

Položme

$$AA_1 = \Delta a, \quad BB_1 = \Delta b,$$

pak jest

$$(a-f)(b-f) = f^2 \\ (a + \Delta a - f)(b + \Delta b - f) = f^2.$$

Z obou rovnic plyne *)

$$(b-f)\Delta a + (a-f)\Delta b = 0.$$

Při tom zanedbáváme člen Δa , Δb , který je malým stupně druhého, jsou-li Δa a Δb malé stupně prvního. Tudíž jest

$$\frac{\Delta b}{\Delta a} = -\frac{b-f}{a-f}$$

*) Differenciací ovšem ihned z rovnice $(a-f)(b-f) = f^2$.

anebo též

$$\frac{\Delta b}{\Delta a} = -\frac{b-f}{f} \cdot \frac{f}{a-f},$$

čili, podle vztahů dříve uvedených

$$\frac{\Delta b}{\Delta a} = -\left(\frac{Q}{P}\right)^2.$$

Zvětšení hloubkové rovná se čtverci zvětšení bočného. Znamení záporné praví, že Δa a Δb mají různá znamení; je-li na př. Δa záporné, t. j. A_1 zrcadlu blíže, jest Δb kladné, t. j. B_1 od zrcadla dále.

V obr. 31. jest obraz BB' zmenšen na $\frac{1}{3}$ bočně, tudíž na $\frac{1}{9}$ do hloubky. Zachytíme-li obraz B na stínítku, vzniká obraz B_1 ostře za stínítkem — ve směru odražených paprsků počítajíc — ale tak blízko, že i na stínítku samém jsou rozptýlné kruhy téměř bodové. Proto se na rovinné stěně předměty zobrazí, jsou-li ve větší dálce, nejen na přič, nýbrž i do hloubky dosti ostře.

Zvětšení bočné souvisí jednoduše s úhlovým (§ 19.). Máme zde vztahy

$$\frac{\psi}{\varphi} = \frac{a}{b}, \quad \frac{Q}{P} = \frac{b}{a},$$

$$P\varphi = Q\psi.$$

Zvětšení úhlové jest převratná hodnota zvětšení bočného, jinak řečeno, kolikrát jest obraz menší než předmět, tolikrát jest odklon odražených paprsků od osy větší než odklon paprsků dopadajících, čili tolikrát je konvergence odražených větší než divergence dopadajících.

§ 22. Pokračování; zrcadlo vypuklé.

U zrcadla vypuklého sestrojujeme obraz tímž způsobem, užívajíc paprsků význačných (1), (2), (3) (obr. 32.), jako u zrcadla



Obr. 32. Zobrazování předmětu u zrcadla vypuklého.

dutého; odražené paprsky se však vždy rozbíhají a jen v prodloužení protínají se v bodě B' , který je zdánlivým obrazem bodu A' ; v souhlasu s tím jest i obraz BB' předmětu AA' zdánlivý.

Z výrazů pro zvětšení bočné, odvozených pro duté zrcadlo, totiž

$$\frac{BB'}{AA'} = \frac{b-f}{f} = \frac{f}{a-f} = \frac{b}{a},$$

obdržíme příslušné výrazy pro zrcadlo vypuklé, kladouce $-f$ za f ; tím se stanou výrazy ty záporné; obdržíme

$$\frac{BB'}{AA'} = -\frac{b+f}{f} = -\frac{f}{a+f} = \frac{b}{a},$$

jakož také plyne z podobnosti trojúhelníků FBB' a FEM' , FEN' a FAA' , $FB'N'$ a $FA'M'$. Záporné znamení upozorňuje, že obraz zde vzniká zpětným prodloužením paprsků odražených, že jest zdánlivý a v poloze opačné než u zrcadla dutého, t. j. že je přímý.

Se stanoviska matematického zdá se býti nevhodné, aby poměr $BB' : AA'$ se jevil záporným, když je obraz přímý, t. j. stejného směru jako předmět, a naopak kladným, když jest obrácený. Zde však dlužno věc posuzovati se stanoviska fyzikálního. Když se vyjde od dutého zrcadla jakožto základního a zavedou pro ně určité veličiny jako kladné, pak zápornost znamená jenom, že poměry jsou opačné než jak touto normou byly zavedeny. Lze ovšem při všech výkladech odrazu a lomu světla na plochách sférických uplatnití též stanovisko matematické a zavést označení tomu přiměřené.

Pro zvětšení hloubkové máme jako dříve

$$\frac{\Delta b}{\Delta a} = -\left(\frac{BB'}{AA'}\right)^2.$$

Je-li tedy na př. Δa záporné, t. j. je-li bod A_1 zrcadlu blíže (obr. 32.), má Δb označení kladné; ale poněvadž b jest záporné, znamená kladný přírůstek Δb zmenšení dálky b , t. j. obraz B_1 jest též zrcadlu blíže. Naopak vzdálenější body A_1 , na př. odlehlejší části krajiny, která se zdánlivě zobrazuje ve vypuklém zrcadle, vidíme ve větší hloubce za zrcadlem. Pro zvětšení úhlové a bočné zůstává v platnosti relace

$$P\varphi = Q\psi.$$

Zákony o zrcadlech kulových na základě geometrie polohy.

§ 23. Základní rovnice.

Problém kulových zrcadel řeší se velice jednoduše a přehledně se stanoviska geometrie polohy. Veškeré svítící body A na ose hlavní tvoří celkově *bodovou řadu*, k níž je přidružena *bodová řada* příslušných obrazů B . Polohu každého bodu těchto řad stanovíme *dělicím poměrem*, volice vhodně za body základní ty, jež jsou spo-

lečny jedné i druhé řadě, t. j. body dvojně, samodružné, C a E ; tvoříme tedy dělicí poměry

$$\frac{CA}{EA}, \frac{CB}{EB}.$$

Přidruženost obou řad vystihneme naleznouce, jakou hodnotu má dvojpoměr bodové čtveřiny C, E, A, B , tedy

$$\frac{CA}{EA} : \frac{CB}{EB} = (CEAB).$$

Konstrukce v obr. 27. znázorněná ukazuje, jak tato čtveřina bodová se promítá z bodu M čtveřinou paprsků MC, ME, MA, MB . Jest pak

$$(CEAB) = \frac{\sin CMA}{\sin EMA} : \frac{\sin CMB}{\sin EMB},$$

čili vzhledem k tomu, že poloměr je kolmý k ploše zrcadla, kteréž v blízkosti vrcholu za rovinné lze pokládati,

$$(CEAB) = \frac{\sin \alpha}{\sin(90^\circ + \alpha)} : \frac{\sin(-\alpha)}{\sin(90^\circ - \alpha)}$$

$$(CEAB) = \operatorname{tg} \alpha : \operatorname{tg}(-\alpha)$$

$$(CEAB) = -1.$$

Čtveřina bodová C, E, A, B je tedy *harmonická*, čili, body A, B jsou vzhledem k základním bodům C, E harmonicky přidruženy. Ohnisko F jest přidruženo úběžnému bodu A_∞ .

§ 24. Konstrukce pro duté zrcadlo.

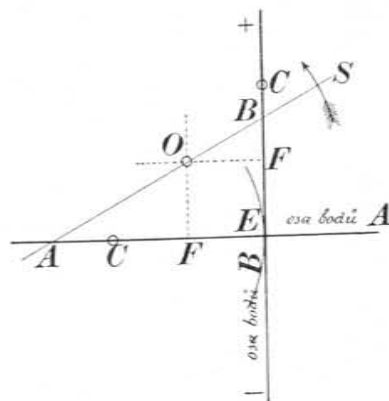
Na ose zrcadla na př. vodorovné jsou tedy dvě řady bodové, A -řada a B -řada. Každému bodu A přísluší jediný bod B ; obě řady jsou *projektivní*. Uvedme je do polohy *perspektivní*, otočíme řadu B kolem samodružného bodu E na př. ve smyslu od levé k pravé do polohy svislé (obr. 33.). Střed perspektivní O obdržíme jako průsek přímkou *) vedených body sdruženými. Takové jsou

- ∞ jako předmět na ose vodorovné,
- F jako obraz na ose svislé;
- F jako předmět na ose vodorovné,
- ∞ jako obraz na ose svislé.

*) Zde v optice vyhýbáme se slovu „paprsek“, jehož jinak geometrie polohy užívá.

To znamená, že vedeme bodem F na svislé ose rovnoběžku s řadou bodů A (vodorovnou) a bodem F na vodorovné ose rovnoběžku s řadou bodů B (svislou). Průsek obou O je *perspektivní střed*.

Položíme-li tímto středem O jakoukoli přímku S , stanoví se oběma průseky sdružené body A a B . Otáčíme-li pak touto přímkou S kolem středu O , můžeme sledovati velice jednoduše, jak se s polohou svítícího bodu A mění poloha jeho obrazu B . Kontrola je dána tím, že střed C jest sdružený sám sebou; přímka S procházející body C, C na ose vodorovné a svislé nabývá tu polohy souměrné.



Obr. 33. Souvislost předmětu a obrazu podle geometrie polohy u zrcadla dutého.

§ 25. Konstrukce pro zrcadlo vypuklé.

Pro zrcadlo vypuklé jest význačnou jiná poloha ohniska F (negativní) a tím i jiná poloha perspektivního středu O (obr. 34.). Jinak sestrojujeme docela obdobně jako u zrcadla dutého.

Zdálo by se, že obě konstrukce jsou stejné a že by se mohly sloučiti v konstrukci jednotnou. Mathematically je tomu tak, ale nikoli fyzikálně. Vskutku podávají obě konstrukce více, než v úvahách dřívějších bylo uvedeno. Tam jsme předpokládali, že svítící bod — reálný — je před zrcadlem, t. j. v intervallu $a = +\infty \dots 0$ zde konstrukce řeší též případ, kdy svítící bod jest za zrcadlem, t. j. v intervallu $a = 0 \dots -\infty$, při čemž zrcadlicí plocha *zůstává* buď dutá nebo vypuklá. To jest možno jenom, když svítící bod je virtuální, t. j. když paprsky, na zrcadlicí plochu dopadající, k němu směřují, v něm se sbíhají, nač již u zrcadla rovinného bylo upozorněno. Když se tedy také připustí zdánlivé body svítící A , stává se problém teprve úplným; bod A probíhá celou osou, od $+\infty$ do $-\infty$, a právě tak i bod B probíhá celou osou, od bodu F počínajíc přes $\pm\infty$ opět až do téhož bodu. Mathematically jsou vzájemně přidružené polohy tytéž pro zrcadlo duté i vypuklé. Fyzikálně jest rozdíl v reálnosti nebo virtuálnosti jak bodu A tak

bodu B . Před zrcadlem — dutým nebo vypuklým — jsou vždy body A nebo B skutečné, za zrcadlem zdánlivé. Co zde bylo o zobrazování bodů řečeno, platí obdobně též o zobrazování předmětů.

Jiná důležitá poznámka týče se výměny bodů A a B . Rovnice dříve odvozené

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}$$

$$(a - f)(b - f) = f^2$$

jsou vzhledem k veličinám a, b *souměrné*. Lze je tedy zaměnit. Stejný výsledek plyne ze vztahu

$$\frac{CA}{EA} : \frac{CB}{EB} = -1,$$

Obr. 34. Souvislost předmětu a obrazu podle geometrie polohy u zrcadla vypuklého.

neboť záměnou bodů A a B obdržíme převratnou hodnotu

$$\frac{CB}{EB} : \frac{CA}{EA} = -1.$$

Body A a B mají tedy vztah *jednoznačný*. Je-li A předmět, jest B jeho obraz; ale také je-li B předmět, jest A jeho obraz. Vlastní příčina toho vězí v zákoně odrazu světla. Dopadá-li paprsek v úhlu α , odráží se v úhlu α' ; ale též naopak, dopadá-li v úhlu α' , odráží se v úhlu α . Jak později seznáme, pro lom světla má se věc jinak.

Jak se stanoví dálka ohnisková (poloměr křivosti).

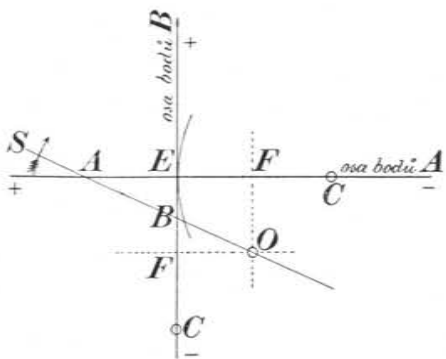
§ 26. Zrcadlo duté.

Stanovíme-li jen polohu předmětu a jeho skutečného obrazu, t. j. měříme-li odlehlosti a a b , obdržíme ihned

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{a} + \frac{1}{b}.$$

Určíme-li zároveň zvětšení (nebo zmenšení) obrazu, t. j. poměr Q/P , užijeme vztahu

$$\frac{Q}{P} = \frac{b - f}{f} \quad \text{nebo} \quad \frac{Q}{P} = \frac{f}{a - f}.$$



Dlužno tedy, je-li poměr Q/P stanoven, změřiti ještě buď odlehlost b nebo a . Výhodně se volí z obou odlehlostí ta, která je větší, poněvadž stejná pozorovací chyba má procentuálně menší vliv. Obdržíme pak:

$$\frac{f}{b} = \frac{P}{P + Q}, \quad \frac{f}{a} = \frac{Q}{P + Q}.$$

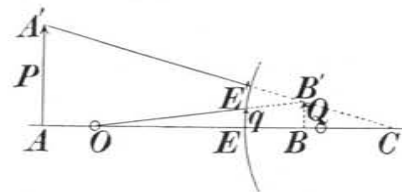
Prvé rovnice použijeme, je-li $b > a$, t. j. obraz zvětšený, druhé je-li $b < a$, t. j. obraz zmenšený.

Poloha skutečného obrazu stanoví se obvyčejně tak, že se obraz promítne na bílé stínítko, které se posouvá až do polohy, kdy obraz jest nejostřejší. Při tom však vzniká mnohdy nejistota, pochodící z toho, že posouzení ostrosti není dosti spolehlivé, zejména, kdy obraz vznikne zvětšený ve větší od zrcadla odlehlosti. Proto jest lépe pozorovati skutečný obraz přímo ve vzduchu a označiti vhodně jeho polohu. K tomu se hodí jako předmět na př. šipka z bílého kartonu vystřížená a kolmo k ose zrcadla postavená tak, aby její hrot připadal právě do osy. Když se šipka intenzivně osvětlí, lze její obrácený skutečný obraz velmi pěkně pozorovati a při tom jeho polohu na př. jinou šipkou označiti, která se postaví proti šipce zobrazené, aby se hroty právě dotýkaly. Zde jest kriterium přesné polohy dáno tím, že při pohybu oka nesmí se jevití při obou hrotech parallaxa. Způsobem tímto lze zejména jedinou šipkou určití přesně geometrický střed dutého zrcadla; jest patrně tam, kde šipka a její souměrný obraz se hroty právě dotýkají nejvíce žádně parallaxy.

§ 27. Zrcadlo vypuklé.

Úloha pro zrcadlo vypuklé není tak jednoduchá, jako v § předešlém, poněvadž zde vznikají obrazy jen zdánlivé, kteréž nelze zachytiti na stínítku a při nichž nelze odměřiti jich velikost nebo jich odlehlost od zrcadlicí plochy, tak že jak b tak Q zůstávají neznámými.

Na místě, aby se měřil obraz Q , lze však měřiti (obr. 35.) průmět $EE' = q$ tohoto obrazu na měřítko přímo před zrcadlicí plochu postavené a to středový průmět od jakéhos bodu O libovolně na ose zvoleného, jehož odlehlost $OE = e$ od vrcholu E lze odměřiti. K výpočtu, v němž



Obr. 35. Jak se stanoví dálka ohnisková zrcadla vypuklého.

středový průmět od jakéhos bodu O libovolně na ose zvoleného, jehož odlehlost $OE = e$ od vrcholu E lze odměřiti. K výpočtu, v němž

veličiny a, b jsou počítány absolutně, máme rovnice tyto:

$$\frac{P}{Q} = \frac{a}{b}, \quad \frac{Q}{q} = \frac{e+b}{e},$$

$$\frac{P}{q} = \frac{a}{b} + \frac{a}{e}.$$

K tomu přistupuje vrcholová rovnice zrcadla

$$-\frac{1}{f} = \frac{1}{a} - \frac{1}{b}, \quad \frac{a}{f} + 1 = \frac{a}{b}.$$

Jest tudíž:

$$\frac{P}{q} = \frac{a}{f} + 1 + \frac{a}{e},$$

z čehož

$$f = \frac{aq}{P - q \frac{e+a}{e}}.$$

Volíme-li promítací střed O v bodu A , jest $e = a$, tudíž

$$f = \frac{aq}{P - 2q}.$$

Při měření zařídí se osa zrcadla vodorovně, do osy pak postaví se dalekohled, objektivem do vzdálenosti e tak značné, aby se při visírování odlehlosti e a $e + b$ od sebe téměř nelišily; pak se jeví v dalekohledu jak zdánlivý obraz tak i dílce měřítka, na něž se obraz promítá, současně ostře. Na levo a na pravo od dalekohledu do stejné výšky postaví se na př. dvě svíčky, nebo dvě Auerovy lampy s diafragmatem podélným a svislým, nebo dva svislé, plamenem Bunsenova hořáku rozžhavené drátky platinové, jejichž odlehlost P lze velmi přesně měřiti a pod.; odlehlost Q jejich zdánlivých obrázků měří se dalekohledem v průmětu q na průhledném měřítku skleněném, jež se umístí těsně před zrcadlem vodorovně.

Metodu udal (1840) *R. Kohlrausch* *); lze ji mutatis mutandis použiti též pro zrcadla dutá. Osvědčuje se zejména pro zrcadlíci kulové plochy malých rozměrů (na př. oka).

Zde v optice byly popsány optické metody, jimiž se stanoví délka ohnisková a tím i poloměr křivosti. Jinak lze užiti též sférometru *), jsou-li plochy dostatečně velké a lze-li sférometr na ně klásti bez obavy, že se poškodí.

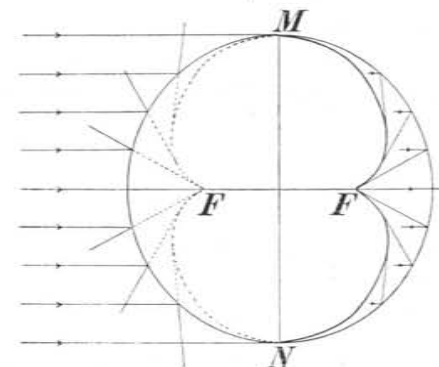
*) *Rudolf Kohlrausch* (1809—1858), otec *Friedricha Kohlrausche* (1840 až 1910.)

**) *Mechanika*, II. vyd. pag. 48, 1910.

§ 28. Křivky katakaustické.

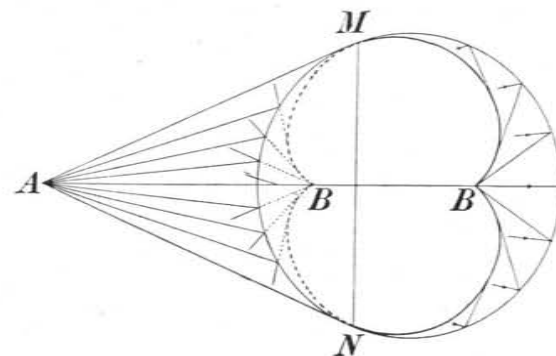
Jak již v § 18. bylo vyloženo, zobrazuje se kulovým zrcadlem velkého otvoru svítící bod na ose nikoli bodem nýbrž katakaustickou rotační plochou, jejíž osa jest osou zrcadla. Poledníkový řez v rovině nákrešné dává katakaustickou křivku. Její průběh a její vlastnosti lze podrobně studovati methodami geometrie analytické nebo synthetické. Pro účely fyzikální postačí však řešení grafické, kteréž jsouc názorné dovoluje rychlým přehledem studovati změny, jež v křivkách katakaustických nastávají, když se mění na ose poloha svítícího bodu.

Při tom se ukazuje, že mezi katakaustikou pro zrcadlo duté a katakaustikou pro zrcadlo vypuklé jest zajímavý vztah, v tom smyslu, že jedna křivka jest vždy pokračováním křivky druhé. V obrazech 36. až 42. jsou pro některé význačné polohy



Obr. 36. Katakaustika zrcadla dutého (na pravo) a vypuklého (na levo) pro $\infty = a$.

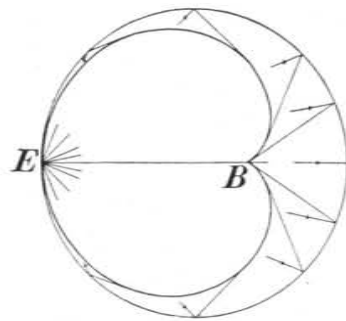
duté a katakaustikou pro zrcadlo vypuklé jest zajímavý vztah, v tom smyslu, že jedna křivka jest vždy pokračováním křivky druhé. V obrazech 36. až 42. jsou pro některé význačné polohy



Obr. 37. Katakaustika zrcadla dutého (na pravo) pro $\infty > a > 4f$ a zrcadla vypuklého (na levo) pro $\infty > a > 0$.

svítícího bodu na ose zrcadla rýsovány křivky katakaustické a to v obrazech 36., 37., 38. pro zrcadlo duté a vypuklé zároveň, jakoby veškerá koule odrazela dopadající paprsky v jedné části na straně

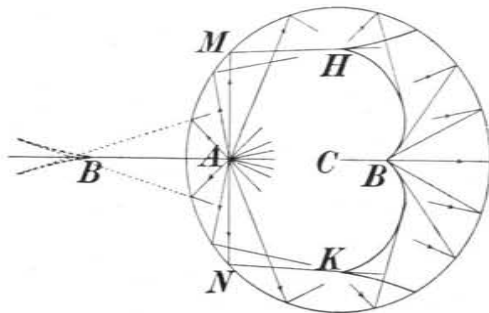
vypuklé v druhé na straně duté. V dalších pak obrazcích 39., 40., 41., 42. jsou v jedno pojaty pokaždé dva případy pro zrcadlo duté, jeden pro zrcadlicí plochu na pravo, druhý pro zrcadlicí plochu na levo, jež se rovněž vespolek doplňují. Z výkresů lze dobře posouditi, jak se katakaustické křivky mění, když svítící bod projde na ose od vzdálenosti nekonečné přes hlavní stanice $a = 4f, 2f, f$ až $a = 0$ t. j. až k vrcholu E zrcadla.



Obr. 38. Katakaustika zrcadla dutého (na pravo) pro $a = 4f$ a vypuklého (na levo) pro $a = 0$.

její rozměry se zmenšují, jsouce omezené dotykovými body M a N obou tečen, jež vedeme od bodu A k zrcadlicímu kruhu (obr. 37. na levo). Zmenšování rozměrů pokračuje dále, postupuje-li svítící

I. Zrcadlo vypuklé. Zde jsou změny zcela jednoduché a přehledné. Křivky jsou vždy zdánlivé. Je-li A v nekonečnu a tudíž dopadají-li paprsky na zrcadlo rovnoběžně (obr. 36. na levo) má křivka tvar srdcovitý (kardioidy), vyznačený hrotem F na ose v ohnisku, od něhož křivka oboustranně se přibližuje zrcadlicímu kruhu, až s ním splyne v dotykových bodech M a N na průměru k ose kolmém. Tento srdcovitý tvar podržuje křivka i když se bod A zrcadlu blíží; ale její hrot se přibližuje vrcholu a



Obr. 39. Katakaustiky zrcadla dutého (na pravo) pro $4f > a > 2f$, na levo pro $f > a > 0$.

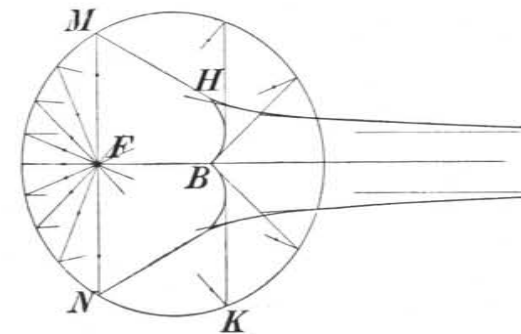
bod A až do vrcholu E zrcadla (obr. 38. na levo) kdy křivka se smrští v jediný bod, s tímto svítícím splývající. Svítící bod E je sám sobě obrazem; pro něj sférická aberrace přestává.

II. Zrcadlo duté. Křivky jsou zde většinou skutečné, jen v konečném průběhu stávají se z části zdánlivými.

1. Je-li svítící bod A v nekonečnu, vzniká reálná kardioida, souměrná s kardioidou pro zrcadlo vypuklé, s níž souvisí v dotykových bodech M a N (obr. 36. na pravo).

2. Blíží-li se bod A zrcadlu, postupuje hrot kardioidy jemu vstříc a křivka sama se rozšiřuje až k dotykovým bodům M a N , v nichž souvisí s křivkou pro zrcadlo vypuklé (obr. 37. na pravo).

3. Tyto dotykové body splynou v jediný E a tím i s bodem svítícím, když tento, přijde do odlehlosti $a = 4f$, vstupuje do plochy kulové samé (obr. 38. na pravo). Přejídný případ tento vyzna-



Obr. 40. Katakaustiky zrcadla dutého, na pravo pro $4f > a > 2f$, na levo pro $a = f$.

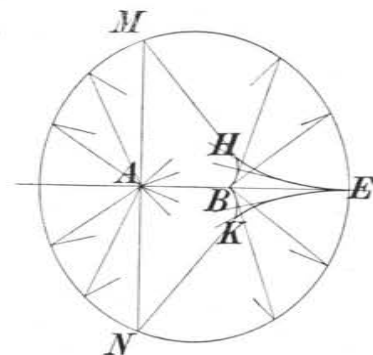
čuje se tím, že křivka katakaustická vyplňuje celý kruh. Její hrot B je v odlehlosti $b = 4f/3$.

4. Překročíme-li s bodem svítícím stanici E , tak že jest $a < 4f$, vstoupíme do vnitř kruhu (resp. koule), tak že máme odrážející plochy dvě, jednu na pravo, druhou na levo. Můžeme je rozlišiti vedouce bodem A kolmicí MAN na osu. Vzniknou pak katakaustické křivky dvoje, kteréž však vespolek souvisí a se doplňují. Pozorujme, jako dosud, nejprve odrážející duté zrcadlo na pravo. Nejbližší význačná stanice svítícího bodu A jest střed C pro $a = 2f$. Obrazce 39., 40., 41 na pravo ukazují, jak hrot katakaustiky jde bodu A vstříc, když tento se blíží středu C , ale jak při tom křivka — omezená body H a K — se stále smršťuje, až konečně, když bod A dospěje do stanice C , kde jest $a = 2f$, křivka se smrští v jediný bod, s tímto středem C splývající. Bod C jest sám sobě obrazem; sférické aberrace není. To jest věc snadno pochopitelná. Pa-

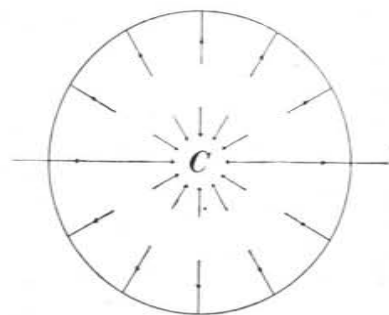
prsky ze středu homocentricky vyslané dopadají na sférickou plochu kolmo, odrážejí se tudíž ve vlastním směru zpět a protínají se v témže bodě C , zůstávajíce homocentrickými (obr. 42.).

Pro případy další, jež nastávají, když svítící bod překročí střed C , netřeba kresliti obrazce zvláštní, poněvadž jsou případy ty obsaženy v předešlých, když přihlížíme k dutému zrcadlu na straně levé. Souvislost křivek katakaustických tím pak lépe vynikne.

5. Překročí-li svítící bod A střed C tak že jest $a < 2f$ ale ještě $a > f$, začne se vytvářovati kaustika nová s hrotem ostřejším, který je rovněž jako dřívější od zrcadla odvrácen (obr. 41. na levo). Tento



Obr. 41. Katakaustiky zrcadla dutého na pravo pro $4f > a > 2f$, na levo pro $2f > a > f$.



Obr. 42. Katakaustika zrcadla dutého pro $a = 2f$.

hrot se rychle od zrcadla vzdaluje, když svítící bod se blíží své další význačné stanici $a = f$.

6. Přejde-li svítící bod A do ohniska F (obr. 40. na levo), unikne hrot oné kaustiky do nekonečna a zbývají jen větve od bodů H a K do nekonečna se táhnoucí.

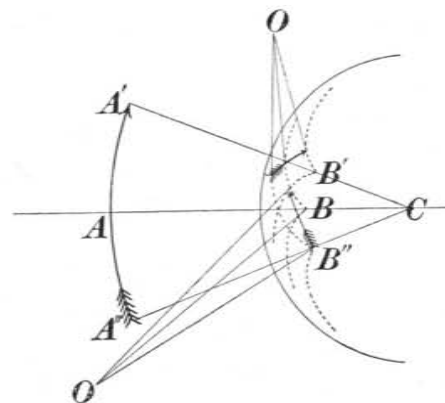
7. Překročí-li svítící bod A ohnisko, tak že jest $a < f$, ale $a > 0$, objeví se opět hrot kaustiky, která jest však zdánlivá, jsouc jakýmsi pokračováním přes nekonečno reálných větví od bodů H a K ještě jdoucích (obr. 39. na levo).

8. Když konečně bod A přijde do vrcholu E , smrští se kaustika v jediný bod s tímto splývající; bod E je sám sobě obrazem, sférické aberrace v něm není (obr. 38.)

Jestliže již pro bod A ležící na ose jsou poměry složité, stávají se ještě složitějšími, když jde o svítící předmět $A'A''$, jehož

jednotlivé body A' , A'' leží od osy dále nebo k ose blíže. Poledníkové řezy plochy kaustické, vedené hlavní osou, jsou ovšem shodné, ale jen pro kaustiku bodu A , který jest na hlavní ose, nikoli pro kaustiku bodů A' , A'' , které jsou mimo hlavní osu. Jest tudíž pak zobrazování pro různé meridiany též různé. Vada tato zove se *astigmatismus* *) zrcadla.

Dá se ukázati objektivně, když se nějaký předmět, na př. svislá šipka elektrickým světlem osvětlena zobrazí svislým dutým zrcadlem reálně nejprve pro směr osový a když se pak zrcadlo kol svislé osy stočí tak, aby šipka padla stranou od osy; pak přímo



Obr. 43. Deformace obrazce následkem aberrace sférické při různé poloze oka O .

vidíme, že se paprsky jinak protínají v rovině svislé a jinak ve vodorovné, tak že je-li šipka ve směru svislém zaostřena, není ostrá ve směru vodorovném.

Křivky katakaustické, jsou-li skutečné, lze projekcí ukázati; pakli jsou zdánlivé, ovšem nikoli. V tomto případě oko, kteréž pupillou přijímá paprskový svazek jen velmi omezený, nepostihne celé katakaustiky, nýbrž vždy jen malou její část, různou podle polohy oka proti zrcadlu. Tuto část obdržíme, vedouce od oka tečnu ke zdánlivé křivce katakaustické (obr. 43.). Z toho pak plyne, že

*) *a* privat., *στίγμα τό* bodnutí, bod, tedy nebodovost — zobrazování bodu nikoli bodem; zde ve významu praegnantním různé zobrazování v různých meridiánech.

zdánlivý obraz svítícího bodu A jeví se sice oku ostře, bodově; ale poloha jeho se mění s polohou oka. Proto v zrcadlíci kouli je viděti krajinu v obrázku zmenšeném, zdánlivém zcela ostře, ale podle polohy oka na jiném místě. Svitící šipka $A'A''$ v obr. 43., zakřivená soustředně se zrcadlem — abychom obdrželi pro body A, A', A'' katakautiky stejné, — vidí se okem v různých rozměrech a polohách podle polohy oka. Obrazy blízkého předmětu ve vypuklém zrcadle se mění velmi značně, ale obraz předmětů velice vzdálených, kdy obrázky jsou velmi malé, mění se nepatrně.

Z vyličení tohoto vystupuje tím více význam zrcadla rovinného, kteréž dává pro jakoukoli polohu předmětu zdánlivé obrazy dokonalé a naprosto nezávislé na poloze oka, a to proto, poněvadž pro toto zrcadlo paprsky homocentrické zůstávají po odrazu homocentrickými.

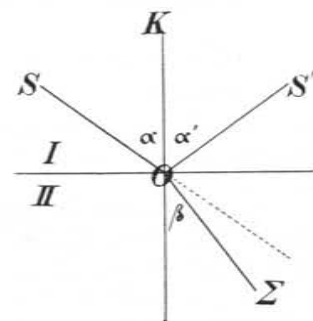
III.

Lom světla.

(Dioptrika.)

§ 29. Základní zákony.

Buďtež dána dvě prostředí I, II, na př. vzduch a voda, vzduch a sklo, a pod. Rozhraní obou můžeme bez ujmy všeobecnosti pokládati za rovinné. Dopadá-li na toto rozhraní světelný paprsek S do bodu dopadu O (obr. 44.), pak se z části odráží do směru S' , z části vstupuje do prostředí druhého, avšak ve změněném směru Σ . Jeví se tudíž v bodu dopadu jakoby zlomeným — odtud název *lom* (refrakce) světla. Zákony tohoto lomu jsou — podobně jako při odrazu — dva:



1. Paprsek zlomený zůstává v rovině dopadu.

2. Mezi úhlem dopadu α a úhlem lomu β je vztah

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n.$$

Stálý poměr n zove se index (exponent) neb udavatel lomu. Je-li $\beta < \alpha$, nastává lom ke kolmici a prostředí II se zove opticky hustší než I; pakli je $\beta > \alpha$, nastává lom od kolmice a prostředí II se zove opticky řidší.

Optická hustota není vždy v souhlasu s mechanickou. Alkohol aethylnatý je na př. vzhledem k vodě opticky hustší, ale mechanicky řidší.

Specialisace $n = 1$, t. j. $\beta = \alpha$ dává přímočaré šíření světla; specialisace $n = -1$, t. j. $\beta = 180^\circ + \alpha'$ vede k odrazu světla; paprsek $O\Sigma$ dlužno v myšlenkách otáčeti až do směru OK a odtud zase zpátky do směru OS' , kterým se udává paprsek odražený.

Obr. 44. Lom světla.

Index lomu je veličina pro různá prostředí I a II význačná; vedle toho je však charakteristická též pro světlo samé, pro jeho barvu, tak že, nehledě k theorii světla, lze barvu naopak právě indexem lomu přesně stanovit.

Zákon lomu světla v tom tvaru, jak zde byl vyložen, vyslovil *Descartes* *). Před ním však poznal správně zákon lomu světla *Snell* **), jenž však jej vyjádřil způsobem méně účelným, totiž

$$n = \frac{\operatorname{cosec} \beta}{\operatorname{cosec} \alpha}.$$

První, kdo zkoumal lom světla, byl *Ptolemaios* ***), jenž nalezl

$$n = \frac{\alpha}{\beta}.$$

Tento zákon je přibližný, osvědčuje se však, jsou-li úhly α a β velmi malé čili paprsky nullové; v kterémžto případě sinus se téměř rovná oblouku.

§ 30. Index lomu absolutní a relativní; dráha optická.

Index lomu, podle předchozího výkladu, charakterisuje prostředí dvoje, jedno, z něhož světlo přichází, a druhé, do něhož vstupuje; nazývá se proto poměrný čili *relativní n*. Má-li se charakterisovati jenom jediné prostředí, předpokládáme, že paprsek do

*) *René Descartes* (Renatus Cartesius) (1596—1650), vynikající filosof, matematik i fysik. V mladých letech účastnil se výprav vojenských, byl přítomen v bitvě bělohorské (8./11. 1620) a pobyl po té několik měsíců v Praze. Procestovav pak skoro celou Evropu usadil se od r. 1629 trvale v Holandsku. Zákon lomu světla jest obsažen v prvním jeho spise: *Discours de la methode pour bien conduire sa raison et chercher la verité dans les sciences* (Leiden 1637). Vzhledem k tomu, že tento spis vyšel 11 let po smrti Snellové, a že Descartes přebýval od roku 1629 trvale v Holandsku, zdá se býti věc pravdě podobná, že objev Snellův tehda již znal, ač tím není řečeno, že by zákon svůj samostatně nebyl nalezl. Tristaletí jeho narozenin oslavila Jednota č. math. slavností dne 8. prosince 1896.

***) *Willebrord Snell* (Snellius) (1591—1626) narodil se v Leidenu jako syn Rudolfa Snella, profesora matematiky na tamější universitě, tam též studoval a po smrti svého otce stal se jeho nástupcem. Huygens na počátku své Dioptriky vypravuje, že viděl rukopis, v němž Snell své objevy o lomu světla vypsal a též „multo labore multisque experimentis“ zákon o lomu světla nalezl, ale samostatně neuveřejnil. Srovnej Ant. Libický, Dějiny fysiky, 1902.

****) *Ptolemaios Klaudios* narodil se kolem 70. nebo 77. snad v městě Ptolemais Hermeiu v Horním Egyptě, zemřel asi 147. v Alexandrii. Je zajímavo, že slavný tento hvězdář a zeměpisec starého věku se osvědčil jako experimentátor. Ve své Optice vypisuje přístroj, docela účelný, kterým zkoumal lom světla a zmíněný už zákon nalezl. Viz též Ant. Libický, l. c.

tohoto prostředí přechází z vakua; index lomu pro tento přechod je pak prostý čili *absolutní N*; je vždy > 1 . Podle toho je

$$\text{pro I. prostředí } N_1 = \frac{\sin i}{\sin \alpha},$$

$$\text{„ II. „ } N_2 = \frac{\sin i}{\sin \beta},$$

tudíž pro I/II prostředí

$$n = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{N_2}{N_1} \quad \text{čili} \quad N_2 = N_1 n.$$

Prostředím I bývá pro relativní exponent lomu n zpravidla vzduch. Za teploty 0° a za tlaku jedné atmosféry (hustoty 0.001293) jest $N_1 = 1.000292$.

Lom světla při přechodu z prostředí I do prostředí II lze tím vysvětliti, že světlo postupuje ve II jinou rychlostí než v I. Theorie emanační v prostředích opticky hustších předpokládala rychlost větší; theorie undulační naopak rychlost menší. Pokus (Foucault 1862) rozhodl (§ 9.) pro theorii undulační.

Jsou-li σ , s_1 , s_2 současné dráhy světla ve vakuu, v prostředí I a v prostředí II, platí vztahy

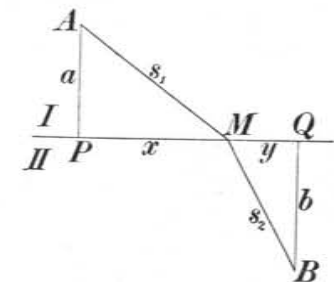
$$N_1 = \frac{\sigma}{s_1}, \quad N_2 = \frac{\sigma}{s_2},$$

$$N_1 s_1 = \sigma, \quad N_2 s_2 = \sigma.$$

Součin absolutního exponentu lomu N a dráhy s v jakémkoli prostředí za určitou dobu jest tedy stálý; zove se *optická dráha* a znamená současnou dráhu světla ve vakuu. Zavede-li se tento pojem, lze mnohé věty optické jednodušeji prosloviti.

Vhodný k tomu příklad podává theorem, kterýž vyslovil *Fermat* *). Světlo přechází z bodu A v prostředí I do bodu B v prostředí II (obr. 45.) nejkratší drahou optickou, t. j.

$$N_1 s_1 + N_2 s_2 = \text{minimum.}$$



Obr. 45. Minimum optické dráhy.

*) *Pierre Fermat* (1601—1665), slavný matematik; udal methodu, jak se stanoví maxima a minima daných funkcí, čímž připravil půdu počtu diferenciálního. S Pascalem položil základy počtu pravdě podobnosti. Znám je theorem Fermatův, že rovnice $x^n + y^n = z^n$ nelze řešiti celými čísly, je-li $n > 2$. Svůj princip formuloval slovy: La nature agit toujours par les voies les plus courtes.

Počtem diferenciálním dokáže se snadno, že tato věta vede k zákonům lomu světla. Máme totiž (obr. 45.)

$$N_1 \sqrt{a^2 + x^2} + N_2 \sqrt{b^2 + y^2} = \text{minimum}$$

$$x + y = \text{const.}$$

Z toho diferenciací

$$N_1 \frac{x \cdot dx}{\sqrt{a^2 + x^2}} + N_2 \frac{y \cdot dy}{\sqrt{b^2 + y^2}} = 0,$$

$$dx + dy = 0,$$

z čehož

$$N_1 \frac{x}{\sqrt{a^2 + x^2}} = N_2 \frac{y}{\sqrt{b^2 + y^2}},$$

$$N_1 \sin \alpha = N_2 \sin \beta,$$

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{N_2}{N_1} = n.$$

Obdoba s odrazem světla (§ 14.) je patrna; tam je *skutečná* dráha *minimum*, zde *optická*, proto také v obou případech je nejmenší *doba* přechodu. Větu lze rozšířiti na několik odrazějících ploch anebo několik lámavých prostředí. Podle theoremu Fermatova lze lom světla též mechanicky napodobiti (E. Mach).

§ 31. Jak lze sestrojiti zlomený paprsek.

Je-li index lomu číselně znám, lze snadno ke každému paprsku dopadajícímu konstrukcí nalézti paprsek zlomený. Se stanoviska ryze geometrického uvažujeme takto. Sinus každého úhlu je stanoven poměrem dvou délek. Můžeme tudíž položit:

$$\sin \alpha = \frac{a}{r_1}, \quad \sin \beta = \frac{b}{r_2},$$

z čehož

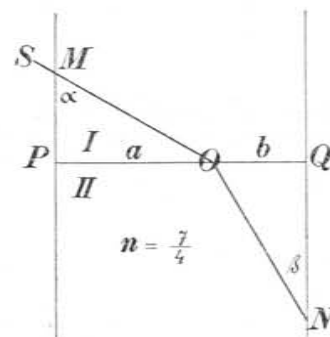
$$n = \frac{a}{r_1} : \frac{b}{r_2}.$$

Tento dvojpoměr můžeme dvojným způsobem zjednodušiti na obyčejný poměr, kladouce buď $r_1 = r_2$, nebo $a = b$. Tím obdržíme dvoji konstrukci.

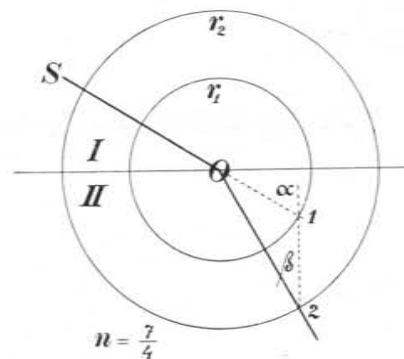
1. Od bodu dopadu O (obr. 46.) odměříme jednou pro vždy dvě délky $OP = a$, $OQ = b$ tak, aby byl jejich poměr $a : b = n$. V bodech P a Q vztýčíme kolmice na přímkou hraniční. Majíce pak k jakémukoliv paprsku SO sestrojiti zlomený, odřízneme kružidlem $ON = OM$ a vedeme ON , což je paprsek zlomený.

2. Kolem bodu O (obr. 47.) opišeme jednou pro vždy dvě kružnice poloměry r_1 a r_2 tak, aby byl poměr $r_2 : r_1 = n$. Kružnice r_1 (vnitřní) náleží prostředí I a kružnice r_2 (vnější) prostředí II.

Je-li dán paprsek dopadající SO , prodloužíme jej až k průseku s kružnicí 1, od tohoto průseku postoupíme ke kružnici 2 směrem kolmice dopadu a spojíme průsečný bod s bodem O ; tím obdržíme paprsek zlomený.



Obr. 46. Konstrukce paprsku zlomeného.



Obr. 47. Konstrukce Reuschova.

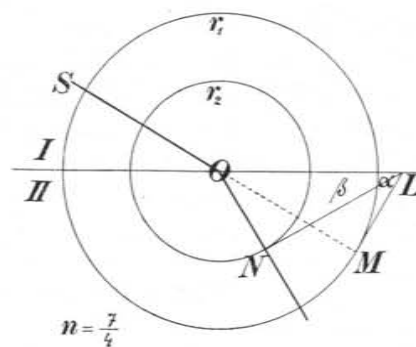
Obě z uvedených konstrukcí jsou každá svým způsobem poučná. V následujících výkladech budeme však — pro stručnost — jenom jedné z nich užívati a to konstrukce druhé (E. Reusch 1870).

Jinou konstrukci, kteráž na rozdíl od obou předešlých *geometrických* jest významem svým *fyzikální*, udal Ch. Huygens. Sestrojíme opět dvě kružnice, jejichž poloměry jsou v poměru exponentu lomu n . Zde však naopak kružnici 1 (vnější) přidružíme prostředí I, kružnici 2 (vnitřní) prostředí II. Paprsek SO (obr. 48.) prodloužíme až k průseku M s kružnicí vnější, položíme bodem M tečnu ML k této kružnici a kolem průseku L stočíme tuto tečnu ke kružnici vnitřní do polohy LN spojíme N s bodem dopadu O ; paprsek ON jest zlomený.

Patrně jest

$$OL \sin \alpha = r_1, \quad OL \sin \beta = r_2,$$

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{r_1}{r_2} = n.$$



Obr. 48. Konstrukce Huygensova.

Konstrukce tato má význam všeobecnější, než zde prozatím možno vykládati; k ní se ještě vrátíme. Fyzikální však její význam záleží v tom, že obě kružnice znázorňují, kam až se vlnění světelné v bodě O vznikající rozšíří za stejnou dobu v prostředí I (kružnice vnější) a v prostředí II (kružnice vnitřní). V prostoru dlužno nahraditi tyto kružnice všeobecněji plochami kulovými.

§ 32. O závislosti úhlu dopadu α , lomu β a úchylky $\alpha - \beta$.

Z rovnice

$$\sin \alpha = n \sin \beta,$$

čili

$$\frac{\sin \alpha}{n} = \frac{\sin \beta}{1}$$

plyne

$$\frac{\sin \alpha - \sin \beta}{\sin \alpha + \sin \beta} = \frac{n - 1}{n + 1},$$

$$\operatorname{tg} \frac{1}{2}(\alpha - \beta) = \frac{n - 1}{n + 1} \operatorname{tg} \frac{1}{2}(\alpha + \beta).$$

Stoupá-li úhel α a tím i β , stoupá též součet obou $\alpha + \beta$ a dle poslední rovnice též úchylka $\alpha - \beta$ vždy více a více, z čehož plyne, že úhel β stoupá méně a méně.

Tato souvislost vynikne lépe, když se pro určité n provede výpočet. Volme $n = \frac{4}{3}$, což odpovídá přechodu světla natriového ze vzduchu do vody; úhel dopadu α nechť stoupá rovnoměrně po 15° . Následující tabulka objasňuje, jak stoupá úhel lomu β , jaký jest jeho přírůstek $\Delta\beta$, dále, jak stoupá úchylka $\alpha - \beta$ a jaký jest její přírůstek $\Delta(\alpha - \beta)$.

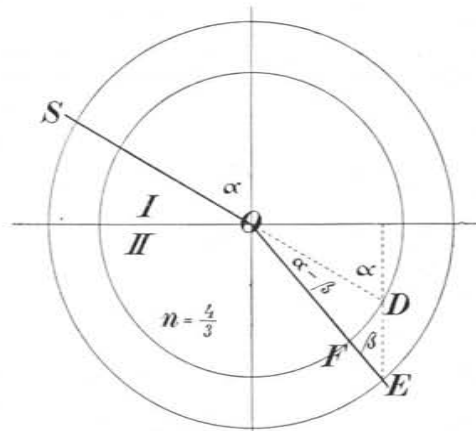
Závislost lomu na úhlu dopadu.

α	β	$\Delta\beta$	$\alpha - \beta$	$\Delta(\alpha - \beta)$
0	0	0	0	0
15	11·19	11·19	3·81	3·81
30	22·03	10·84	7·97	4·16
45	32·03	10·00	12·97	5·00
60	40·51	8·48	19·49	6·52
75	46·43	5·92	28·57	9·08
90	48·60	2·17	41·40	12·83

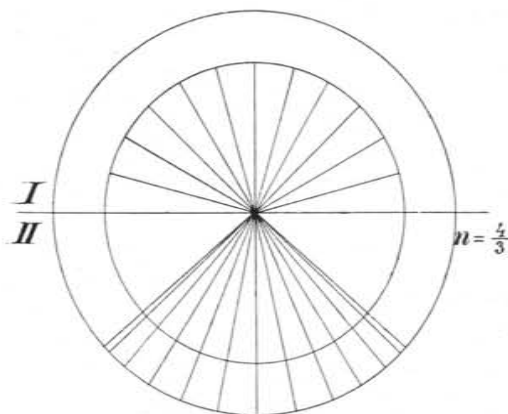
Je patrné, že s rostoucím α stoupá β volněji, $\alpha - \beta$ rychleji. Pro $\alpha = 90^\circ$ nabývá β určité hodnoty krajní β^* , jež je dána vztahem

$$\sin \beta^* = \frac{1}{n},$$

v našem příkladě $\beta^* = 48^\circ 60'$.



Obr. 49. Lom $\alpha - \beta$ v závislosti na α .



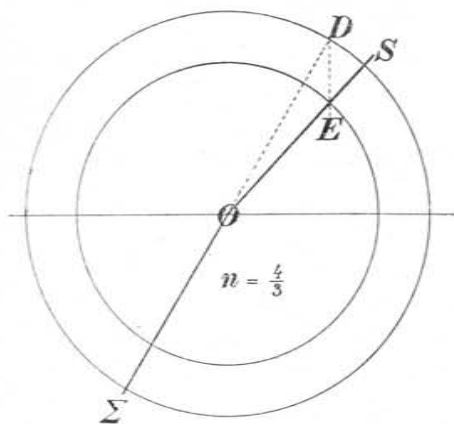
Obr. 50. Celkový průběh lomu světla ze vzduchu do vody.

Ještě názorněji vynikne věc konstrukcí, nejlépe Reuschovou. Obr. 49. je rýsován pro příklad zde volený, totiž $n = \frac{4}{3}$. Měrou úchylky $\alpha - \beta$ jest oblouk FD . Krajní úhel β^* se obdrží, stane-li se přímka ED tečnou k vnitřní kružnici v bodě na rozhraní ležícím. Obr. 50. ukazuje pak totéž konstrukcí, co tabulka hořejší počtem;

lze dobře viděti, jak paprsky zlomené, když úhel dopadu roste rovnoměrně (po 15°), stále těsněji k sobě přiléhají až do úhlu krajního β^* , tak že hořejšímu polokruhu odpovídá dole kruhová výseč náležející úhlu $2\beta^*$. Výsledek lze rozšířiti prostorově. Co platí o rovině nákresné, platí o každé jiné, kterou položíme kolmicí dopadu. Otočíme-li v myšlenkách výkres v obr. 50. kolem kolmice dopadu o 180° , vyplní dopadající paprsky stejnoměrně polokouli, paprsky pak zlomené kužel, ale nikoli stejnoměrně, nýbrž čím dále od osy kužele k plášti, tím hustěji.

§ 33. Úplný odraz.

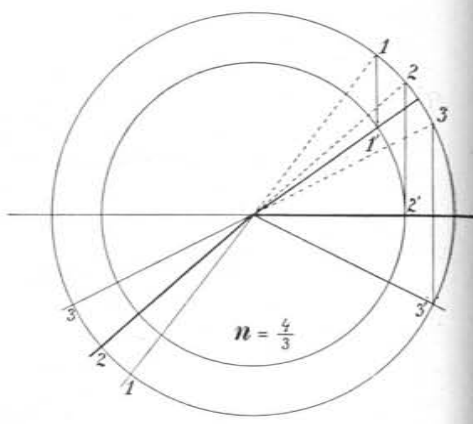
V předešlém odstavci jednali jsme o přechodu světla z prostředí řídkšího do hustšího. Studujice naopak přechod světla z pro-



Obr. 51. Lom od kolmice.

středí hustšího do řídkšího, na př. z vody do vzduchu, sestrojíme opět dvě kružnice ve smyslu konstrukce Reuschovy, z nichž vnější náleží vzduchu, vnitřní vodě. Daný paprsek Σ (obr. 51.) prodloužíme pak až ke kružnici vnější do bodu D , od něhož přejdeme směrem kolmice dopadu do bodu E ke kružnici vnitřní; přímka OE jest pak zlomený paprsek S .

Zde však může se státi, že postupující od bodu D směrem kolmice dopadu ke kružnici vnitřní jí neprotneme, jako jest tomu na př. u paprsků (3) v obr. 52. Přečodný případ je patrně ten, kdy právě ještě vnitřní kružnice se dotkne, jako u paprsku (2), v dotykovém bodě ($2'$). Existuje tudíž dopadající paprsek (2), jehož



Obr. 52. Odraz totální.

zlomený postupuje po rovině dopadu. Tu je $\alpha = 90^\circ$; pro úhel dopadu β^* obdržíme tedy hodnotu

$$\sin \beta^* = \frac{1}{n}.$$

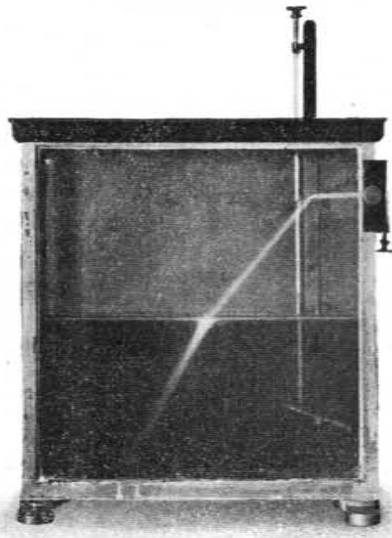
Dopadá-li paprsek z vody do vzduchu v úhlu β , jenž je větší než tento krajní úhel β^* , nepřísluší mu žádný paprsek zlomený. Dříve jsme pravili, že paprsek dopadající na rozhraní dvou prostředí dílem se odráží, dílem láme. Je-li však $\beta > \beta^*$, není lomu a zůstává jenom odraz, který se pak zove odraz úplný (totální).

Tyto výklady jsou v dobrém souhlasu se závěrečným výsledkem předešlého odstavce. Patrně je prostor mezi rovinou hraniční a zmíněným kuželem, jehož otvor je $2\beta^*$, (obr. 50.), tím prostorem, v němž nastává odraz totální.

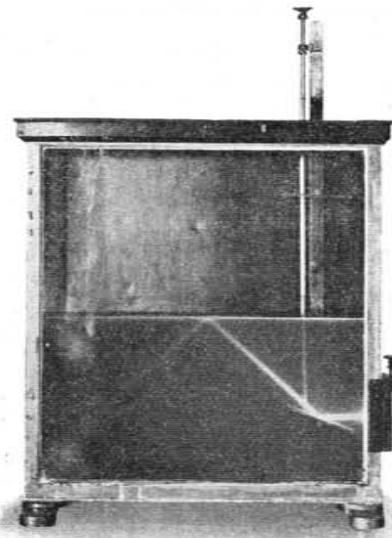
Zákony odrazu i lomu světla, odrazu částečného i úplného lze velice poučně objasniti způsobem, kterého užil ponejprv *E. Mach*. Velká pravoúhlá nádoba na př. 50 cm dlouhá, 54 cm vysoká a 9 cm hluboká, vzadu kovová, bíle natřená, zpředu a po stranách zasklená a nahoře skleněným příklopem opatřená naplní se v dolní polovici vodou — jež je mírně zbarvená fluoresceinem zelenavě — a v horní polovici řídkým kouřem. Sluneční světlo, jež se vede vodorovně od heliostatu širší vodorovnou šterbinou do zatměné síně, zuží se ještě jednou vodorovným šterbinovým diafragmatem, na straně nádoby posuvně upevněném, v paprskový svazek, který se pak zrcátky otáčivými řídí tak, aby jednou přecházel ze vzduchu do vody, po druhé z vody do vzduchu. V prvním případě ukazuje se lom světla ke kolmici pro různé úhly dopadu (obr. 53.), v druhém podobně lom od kolmice a zejména pěkně částečný i úplný odraz a přechod, kdy zlomený paprsek postupuje právě po hladině vody (obr. 54.). Ve vodě zbarvené a ve vzduchu s kouřem lze postup slunečních paprsků (po případě paprsků elektrického světla) velmi dobře sledovati.

Lom nenáhlý a tudíž křivočarý postup světla v oblouku, spojený též s úplným odrazem, lze podobně ukázati v nádobě pravoúhlé stejně upravené ale dlouhé, na př. 100 cm, vysoké 20 cm a hluboké 9 cm. Nádoba naplní se z počátku asi do polovice vodou, jež je též zbarvená fluoresceinem; do vody přilévá se pak nálevkou, která sahá až na dno, sehnaný roztok kuchyňské soli, až se nádoba naplní téměř docela. Roztok specificky těžší se usadí v dolejší polovici nádoby a nadzdvihne vodu do polovice hořejší. Když se však nádoba přes noc v klidu odstaví, diffunduje roztok do vody a utvoří se vodorovné vrstvy roztoku solného, jejichž hustoty ubývá

zdola nahoru. Pak se zavede světlo sluneční (nebo elektrické) v úzkém svazku zrcátkem poněkud šikmo vzhůru do kapaliny. Ukáže se krásně, jak světlo postupuje v oblouku nahoru, jak se úplným odrazem obrátí a postupuje v oblouku dolů, z počátku lomem od kolmice, při obratu pak lomem ke kolmici. Podobně křivočáře postupuje světlo na př. slunce, oběžnic, stálic ovzduším, čímž vzniká atmosférická refrakce.



Obr. 53. Jak se ukáže lom světla.



Obr. 54. Jak se ukáže úplný odraz.

Sem náleží též pěkný pokus s fontanou Colladonovou*). Vodní paprsek vodorovně vytryskující kruhovým otvorem má tvar parabolický. Vede-li se elektrické světlo spojnou čočkou vhodné délky ohniskové do vnitř paprsku, neláme se, neproniká pro úplný odraz povrchem na venek do vzduchu, čímž všecek vodní paprsek svítí, záře vnitřním světlem, zejména skvělým, když se vodě přidá trochu floresceinu. Podobně lze světlo vésti skleněnými tyčemi kruhového průřezu vhodně zakřivenými, ačli jest jejich povrch hladký; pakli je drsný, nastane totální odraz a světlo pronikající sklem na venek se rozptyluje.

*) Mechanika, pag. 511, 1910.

Lom světla rovinou.

§ 34. Paprsky homocentrické.

Majíce studovati, jak se láme rovinným rozhraním, oddělujícím na př. vzduch a vodu, úplný svazek homocentrických paprsků vysílaných bodem A (obr. 55.), vedeme paprsek hlavní AE , který, dopadnuv kolmo, postupuje vlastním směrem EH dále, a vedle něho jiný paprsek AM , který se láme do směru MX . Oba paprsky EH a MX se rozbíhají; zpět byvše prodlouženy protnou se v bodě N . Položme $EA = a$, $EM = x$, $EN = y$. Pak jest

$$x = a \operatorname{tang} \alpha, \quad x = y \operatorname{tang} \beta,$$

tudíž

$$\frac{y}{a} = \frac{\operatorname{tang} \alpha}{\operatorname{tang} \beta}.$$

Při *odrazu* na rovině (§ 15.) ukázalo se, že homocentrické paprsky po odraze zůstávají homocentrickými. Kdyby také zde při *lomu* měl bod N býti společným průsekem všech paprsků na rovině se lámajících, bylo by y konstantní a tudíž také

$$\frac{\operatorname{tg} \alpha}{\operatorname{tg} \beta} = \operatorname{const.}$$

Avšak zákon lomu světla stanoví, že je

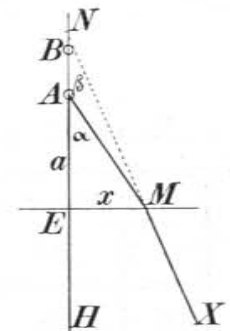
$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \operatorname{const.}$$

Je tudíž y proměnlivé a není bod N společným průsekem paprsků zlomených. Jenom když jsou úhly α a tudíž i β velmi malé, t. j. když jde o paprsky hlavnímu blízké čili nullové, lze klásti

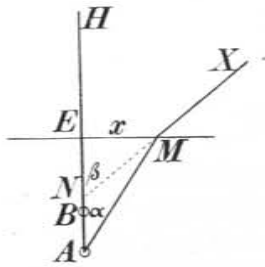
$$\frac{\operatorname{tg} \alpha}{\operatorname{tg} \beta} = \frac{\operatorname{arc} \alpha}{\operatorname{arc} \beta} = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n.$$

Jest pak v platnosti zákon Ptolemaiův; paprsky zlomené zůstávají homocentrickými se zdánlivým středem B . Tento střed zove se *obraz* svítícího bodu A . Položíme-li $EB = b$, $b - a = \delta$, je patrně

$$\frac{b}{a} = n, \quad \frac{b - a}{a} = n - 1, \quad \delta = (n - 1)a.$$



Obr. 55. Lom rovinou ke kolmici.



Obr. 56. Lom rovinou od kolmice.

Při postupu obráceném (na př. z vody do vzduchu) máme obdobně (obr. 56.)

$$\frac{b}{a} = \frac{1}{n},$$

$$\frac{a-b}{a} = \frac{n-1}{n},$$

$$\delta = \frac{n-1}{n} a.$$

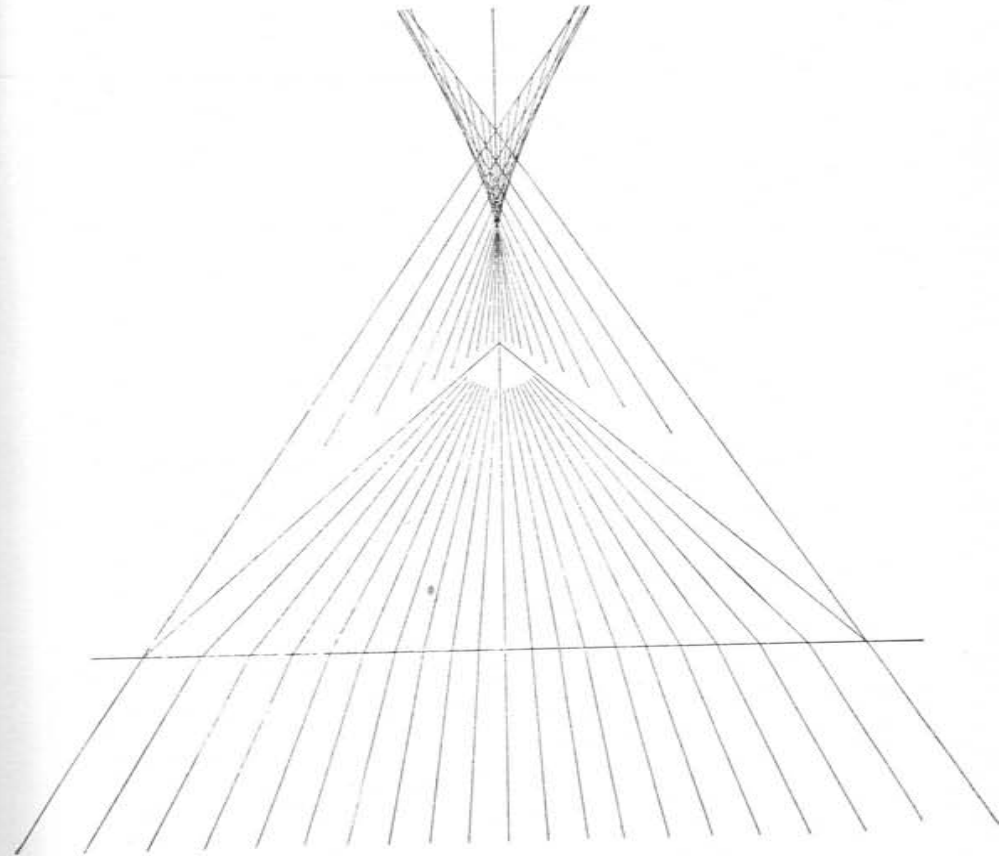
Jak se tyto úkazy jeví číselně, ukazuje následující tabulka počítaná pro $a = 40 \text{ mm}$ a $n = \frac{4}{3}$.

Lom světla rovinou; $a = 40 \text{ mm}$ $n = \frac{4}{3}$, $\frac{1}{n} = \frac{3}{4}$.

α°	$x = a \operatorname{tg} \alpha$ mm	β pro n	β pro $\frac{1}{n}$	$y = x \cot \beta$ pro n	$y = x \cot \beta$ pro $\frac{1}{n}$
0	0	0	0	53·33	30·00
5	3·50	3·75	6·67	53·42	29·93
10	7·05	7·48	13·39	53·70	29·63
15	10·72	11·19	20·19	54·16	29·15
20	14·56	14·86	27·13	54·86	28·41
25	18·65	18·48	34·30	55·81	27·34
30	23·09	22·02	41·81	57·09	25·82
35	28·01	25·48	49·89	58·77	23·59
40	33·56	28·82	58·99	61·00	20·18
45	40·00	32·03	70·53	63·94	14·14
50	47·67	35·07	...	67·90	...

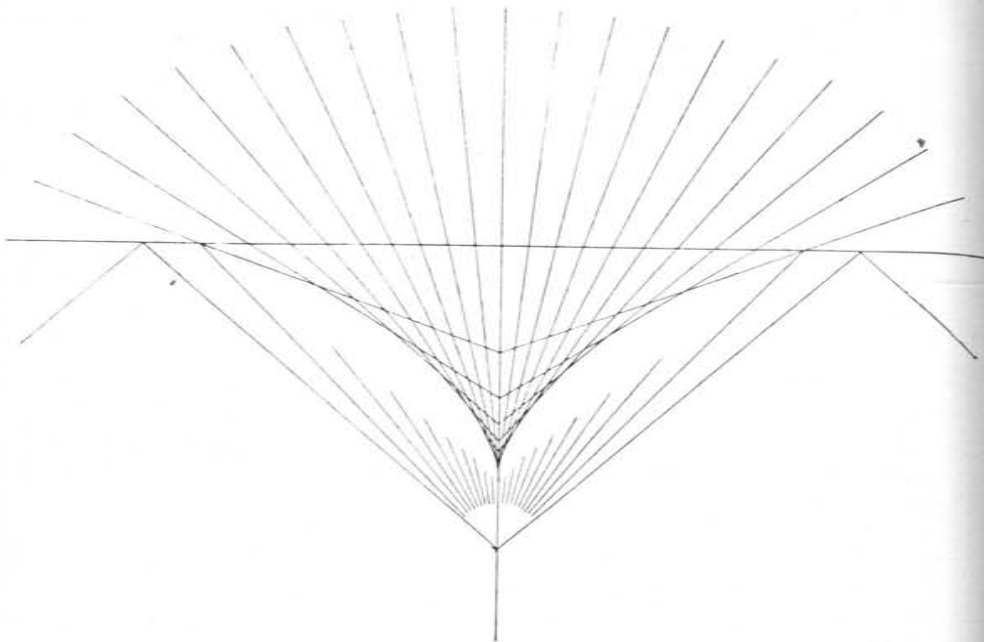
Podle této tabulky jsou přesně provedeny rysy v obr. 57. a 58. Z nich poznáváme jasně, jak paprsky zlomené se rozbíhají a jak v prodloužení zpětném se protínají — podobně jako při odrazu na zrcadle vypuklém — v celém pásmu bodů, v křivce kaustické, kterou zde, kde jde o lom světla, zoveme *diakaustickou*. Otočením této křivky kolem paprsku hlavního o 180° vzniká plocha diakaustická. Její hrot B, kde paprsky se stýkají geometricky v hustotě největší, jest zdánlivým obrazem svítícího bodu A pro paprsky nullové. Tento bod B je nadzdvížen v obrazci 57. o délku $\delta = a/3$, v obrazci 58. o délku $\delta = a/4$. Vidíme tedy, hledíce do vody svisně,

předměty pod vodou nadzvednuty o čtvrtinu hloubky, v níž vskutku jsou, a to ostře, poněvadž pupillou oka se omezuje svazek paprskový. Avšak hledíce šikmo, nevidíme již bod B, nýbrž jiný dotykový bod D na diakaustice, který obdržíme vedouce od oka tečnu k diakaustice (obr. 59.). Proto čím šikměji pozorovatel zírá, tím

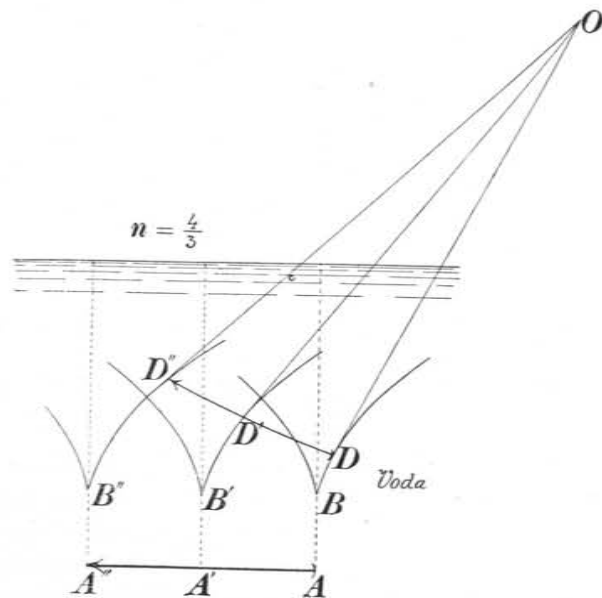


Obr. 57. Lom paprsků homocentrických rovinou ze vzduchu do vody.

více se zdánlivě svítící bod zvedá a současně k pozorovateli poněkud přibližuje. Jak se tím poloha světlého předmětu utváří a jak se tím zejména v blízkosti vodní hladiny obraz zkřivuje, objasňuje obr. 59. Oko, šikmo zírající, vidí ve vodě vodorovnou tyč AA' v poloze DD' nadzvednutou, šikmou a poněkud prohnutou. Zkřivení se ostatně i zde, jako v zrcadle vypuklém, stupňuje astigma-



Obr. 58. Lom paprsků homocentrických rovinou z vody do vzduchu.



Obr. 59. Jak se předmět ve vodě lomem zdánlivě zvedne a zkrivuje.

tismem vzhledem k tomu, že i zde řez diakaustiky, vedený paprskem OD a osou diakaustiky, je jiný než řez paprskem OD a směrem od oné osy odchylným.

§ 35. Průchod světla planparalelní deskou.

Paprsek světelný S (obr. 60.) dopadající v úhlu α na planparalelní desku, přichází po dvojnásobném lomu, ke kolmici v úhlu β a opět od kolmice v úhlu α , do původního směru Σ , ale jest pošinut o délku e měřenou kolmo k svému směru. Je-li a tloušťka desky, n exponent lomu, máme pro výpočet tohoto pošinutí vztahy následující:

$$MN \cdot \cos \beta = a, \quad MN \sin(\alpha - \beta) = e,$$

tudíž

$$e = a(\sin \alpha - \cos \alpha \operatorname{tg} \beta),$$

Je však:

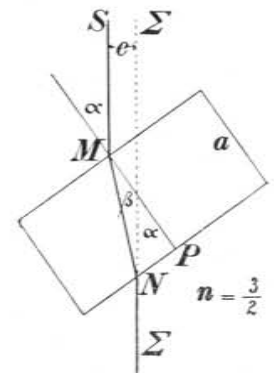
$$\sin \beta = \frac{\sin \alpha}{n}, \quad \cos \beta = \frac{1}{n} \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha},$$

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{\sin \alpha}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}},$$

tedy dosazením

$$e = a \sin \alpha \left(1 - \frac{\cos \alpha}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}} \right).$$

S tloušťkou desky a roste pošinutí e úměrně; závislost na úhlu dopadu je poněkud složitější.



Obr. 60. Jak se paprsek lomem v planparalelní desce rovnoběžně pošine.

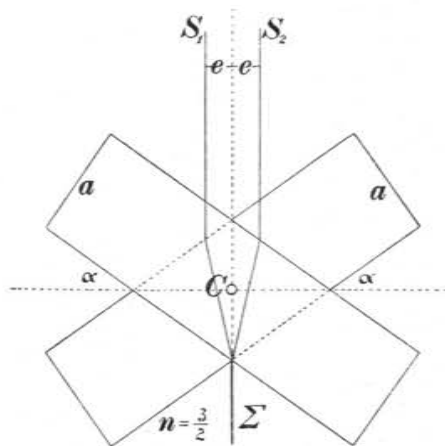
Objektivně lze pošinutí ukázati pokusem takto. Světlo sluneční nebo rovnoběžné elektrické vede se konturou šipky, která se čoučkou reálně zobrazí na stínítku. Položí-li se na příč přes šipku skleněná tyč kolmo ke světlu ($\alpha = 0$) nemění se obrysy šipky, ale přeruší se ihned a pošinou stranou, když se tyč nakloní, aby světlo tyčí prošlo šikmo v úhlu α . Šipka může býti buď jasná v tmavém poli, nebo ještě lépe tmavá v jasném poli. Kdybychom měli dvě takové šipky, mohli bychom obrázky obou (celé nebo některé význačné části) dvěma skleněnými tyčemi tak pošinouti, aby se uprostřed kryly; je-li $2e$ odlehlost obou obrázků, pošinuli bychom šipku pravou o e na levo, a šipku levou o e na pravo, užívajíce pro každé pošinutí jedné z obou skleněných tyčí, nakloněné o úhel α .

Této myšlenky užil (1852) *Helmholtz* v *ophthalmometru*, aby dva svítící zdroje, o $2e$ vzdálené, spojil v jediný. Jeho přístroj má dvě planparalelní desky, které lze současně kolem společného středu C (obr. 61.) proti sobě otáčeti; otočení α se odečte na děleném kruhu. Účelem tohoto přístroje jest měřiti odlehlost $2e$ dvou velmi blízkých

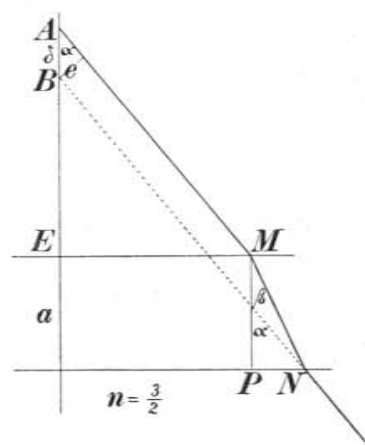
svítících bodů S_1 a S_2 . Na tyto se zírá z větší vzdálenosti dalekohledem, před jehož objektiv se přístroj souměrně k ose dalekohledu postaví tak, že každá deska kryje polovici objektivu. Úchylky, jež deskami vzniknou, zařídí se otočením o příslušný úhel α tak, aby směry S_1 a S_2 po průchodu deskami splýnuly ve směr společný Σ , t. j. aby oba světelné body S_1 a S_2 se kryly. Pak jest v platnosti vzorec

$$2e = 2a \sin \alpha \left(1 - \frac{\cos \alpha}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}} \right).$$

Tyto body mohou být na př. význačné body dvou blízkých obrázků nebo též dva význačné, na př. koncové body jednoho malého obrázku, který vznikne rohovkou oka nebo plochami oční čočky; z odlehlosti $2e$



Obr. 61. Ophthalmometr Helmholtzův.



Obr. 62. Jak se svítící bod pošine lomem v planparallelní desce.

lze pak počítati poloměr příslušné zrcadlicí kulové plochy. Výhoda ophthalmometru záleží v tom, že na koincidenci směrů S_1 a S_2 ve společný směr Σ ničeho nemění, když je oko i neklidné, jakož u živého oka jinak býti ani nemůže.

Prochází-li světlo planparallelní deskou nikoli šikmo, nýbrž kolmo, t. j. je-li $\alpha = 0$, je též pošinutí $e = 0$. Vychází-li však při tom světlo od svítícího bodu A (obr. 62.), od něhož homocentrické paprsky dopadají v úhlech α velmi malých, pak po lomu deskou zůstávají homocentrickými, ale středem jejich není bod A , nýbrž B , jenž jest jeho zdánlivým obrazem. Pošine se tedy zdánlivě svítící bod o délku $AB = \delta$ směrem k desce kolmým.

V rovnici dříve odvozené

$$e = a \sin \alpha \left(1 - \frac{\cos \alpha}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}} \right)$$

je patrně (obr. 62.)

$$\frac{e}{\sin \alpha} = \delta;$$

tudíž

$$\delta = a \left(1 - \frac{\cos \alpha}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}} \right).$$

Je-li α velmi malé, téměř $= 0$, vychází

$$\delta = a \left(1 - \frac{1}{n} \right)$$

čili

$$\delta = a \frac{n-1}{n}.$$

Jinak dojdeme téhož výsledku rychleji z rovnic (obr. 62.)

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{PN}{a-\delta}, \quad \operatorname{tg} \beta = \frac{PN}{a}.$$

Pro úhly α, β velmi malé, jest přibližně

$$\operatorname{tg} \alpha = n \operatorname{tg} \beta, \quad \text{tudíž} \quad n = \frac{a}{a-\delta}$$

a z toho

$$\delta = a \frac{n-1}{n}.$$

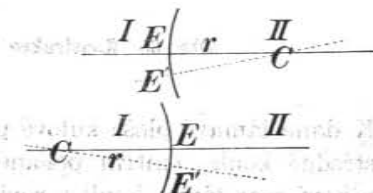
Obrazce 60., 61., 62. jsou rýsovány přesně pro $n = 3/2$, tak že je v limitě $\delta = a/3$. Lze-li δ změřiti, na př. drobnohledem, lze pak naopak počítati exponent n .

Lom světla plochou kulovou.

§ 36. Definice a konstrukce.

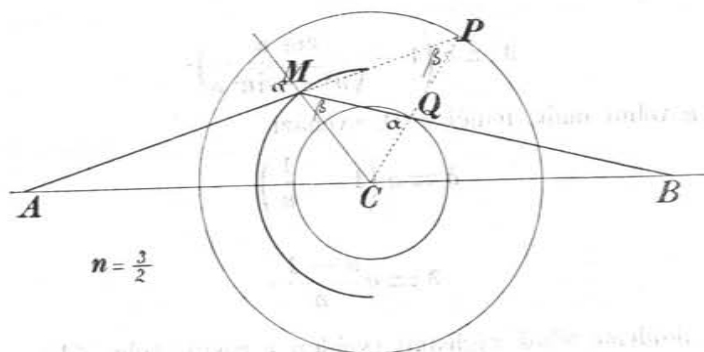
Budiž dána plocha kulová, vypuklá nebo dutá, se středem C , poloměrem r a vrcholem E , jež odděluje prostředí I — zpravidla vzduch — od prostředí II opticky hustšího, na př. skla (obr. 63.).

Přímka CE jest osa hlavní, jiná přímka CE' vedená libovolným bodem E' kulové plochy, jest osa vedlejší. Geometricky jsou obě rovnocenné; fyzikálně vyniká osa



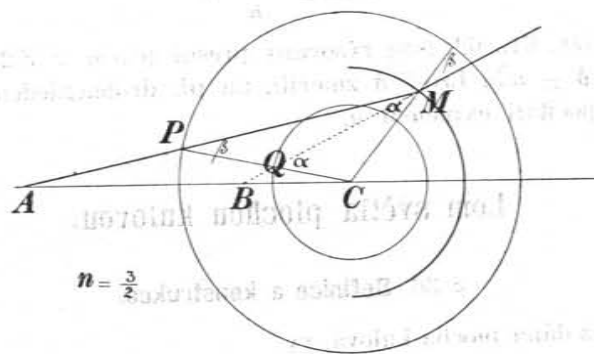
Obr. 63. Lámavé plochy kulové.

hlavní jako osa souměrnosti pro úsek, jehož kulová plocha jest lámavou.



Obr. 64. Konstrukce Weierstrassova; plocha vypuklá.

K paprsku AM (obr. 64. neb 65.), dopadajícímu na lámavou kulovou plochu, obdržíme zlomený vypočítavě k úhlu dopadu α podle exponentu lomu n příslušný úhel lomu β . Jinak obdržíme zlomený paprsek též konstrukcí, kterou podal *K. Th. Weierstrass*,



Obr. 65. Konstrukce Weierstrassova; plocha dutá.

K dané lámavé ploše kulové poloměru r sestrojíme dvě další soustředné koule, vnitřní poloměru r/n , vnější poloměru nr . Poledníkové řezy těchto koulí v rovině nákresné jsou příslušné kružnice. Obr. 64. jest narysován pro vypuklou, obr. 65. pro dutou lámavou plochu kulovou, přesně pro $n = 3/2$. Dopadající paprsek AM (v obr. 64. prodloužený) protíná vnější kružnici v bodu P ; od

tohoto průseku přejdeme směrem ke středu C k průseku Q s kružnicí vnitřní. Jest pak MQ (v obr. 65. v prodloužení) paprsek zlomený.

Vskutku jsou trojúhelníky CMQ a CPM mající společný úhel u C , sobě podobny; neboť jest

$$CP : CM = nr : r, \quad CM : CQ = r : \frac{r}{n},$$

tudíž strany, svírající společný úhel, jsou úměrné, jejich stejný poměr jest $= n$. Z podobnosti plyne pak, že úhel

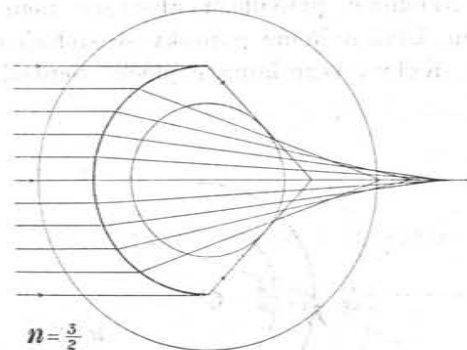
$$CQM = CMP = \alpha,$$

a tudíž podle věty sinusové

$$\sin \alpha : \sin \beta = CM : CQ = r : \frac{r}{n} = n.$$

§ 37. Sférická aberrace.

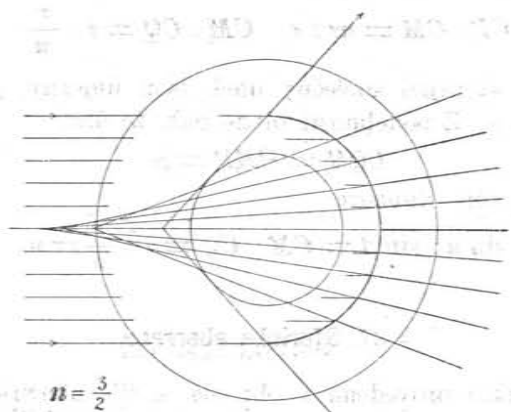
Konstrukce provedená v obr. 64. a 65. ukazuje především rozdíl mezi lámavou kulovou plochou vypuklou a dutou; první jest *sběrná* (kollektivní), druhá *rozptylná* (dispansivní), tedy opačně než při odrazu světla na plochách kulových. Vedle toho poučuje



Obr. 66. Diakaustika skutečná pro $a = \infty$.

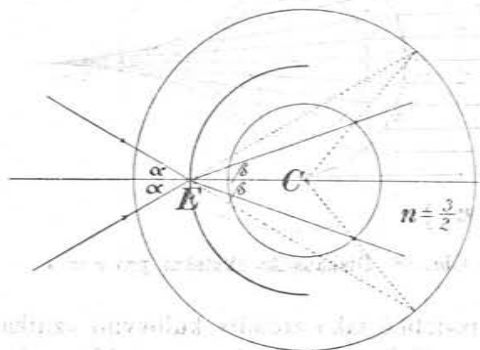
konstrukce, že podobně jako zrcadly kulovými vzniká i zde lomem sférická aberrace. Volíme-li na př. na ose hlavní bod A za střed homocentrických paprsků, a provedeme-li pro ně konstrukce, ukazuje se, že paprsky zlomené nejsou již homocentrické, že se neprotínají — skutečně nebo zdánlivě — v témže bodě, nýbrž v bodovém pásmu, tak že vznikne v rovině nákresné křivka, kterou zde zoveme křivka *diakaustická*, a v prostoru plocha diakaustická.

Pro případ význačný, když paprsky dopadají rovnoběžně s hlavní osou, ukazuje tvar diakaustické křivky obr. 66. pro plochu vypuklou, sběrnou, kdy je křivka skutečná a obr. 67. pro plochu dutou, rozptylnou, kdy jest křivka zdánlivá, přesně pro $n = 3/2$.



Obr. 67. Diakaustika zdánlivá pro $a = \infty$.

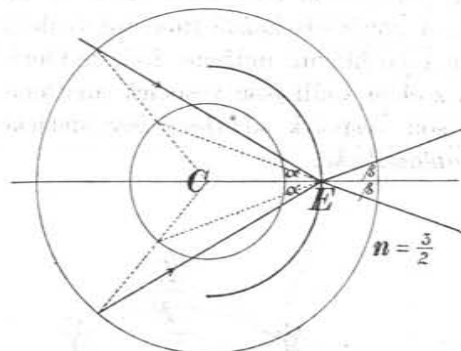
Ve dvou zvláštních případech aberrace není samozřejmě žádná. Především, když světelné paprsky se sbíhají do vrcholu E (obr. 68. a 69.). Kulový tvar lámavé plochy nepřichází tu vůbec



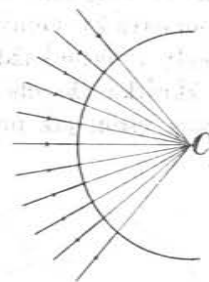
Obr. 68. Lom paprsků ve vrcholu plochy vypuklé.

k platnosti; paprsky lámou se jako na rovině, tak že, když dopadají v kuželi, jehož otvor jest 2α , zúží se v kužel, jehož otvor jest 2β tak, jak stanoví zákon lomu. $\sin \alpha : \sin \beta = n$. Dále není aberrace,

když dopadají paprsky na lámavou plochu kolmo, buď že ke středu C směřují (obr. 70.) nebo ze středu C vycházejí (obr. 71.); paprsky postupují ve vlastním směru, tudíž zůstávají rovněž homocentrické.

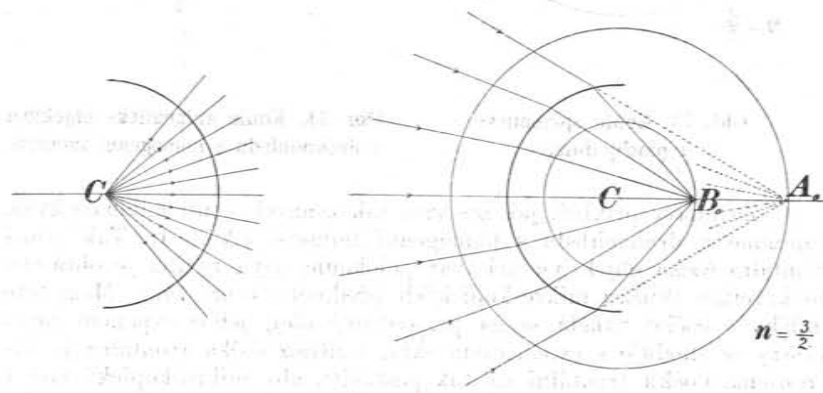


Obr. 69. Lom paprsků ve vrcholu plochy duté.



Obr. 70. Kolmý dopad paprsků na plochu vypuklou.

Body E, C jako svítící jsou tudíž sobě samým obrazy, jsou to body dvojně, každý přidružen sám sobě, podobně jako pro zrcadla kulová.

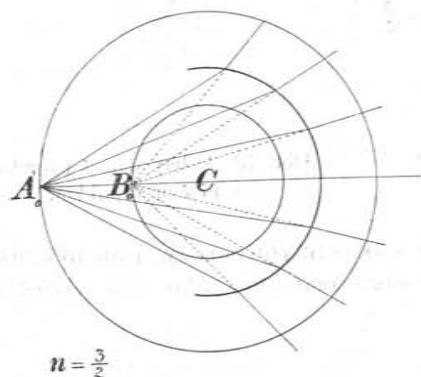


Obr. 71. Kolmý výstup paprsků z plochy duté.

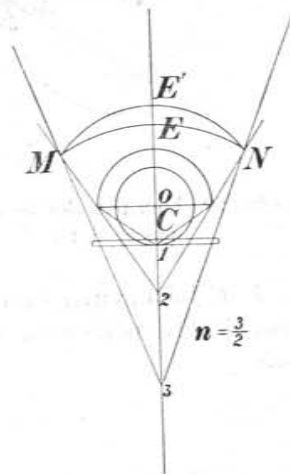
Obr. 72. Koule aplanačnické u plochy vypuklé.

Je však ještě třetí případ, který pro kulová zrcadla nemá obdoby a který přímo vychází z konstrukce Weierstrassovy. Taťo, jak bylo nahoře vyloženo, přibírá k dané lámavé ploše kulové ještě dvě pomocné, jednu vnější poloměru nr , druhou vnitřní poloměru r/n . Když paprsky na plochu sběrnou dopadající směřují k bodu vnější koule A_0 na hlavní ose, postupují po lomu bodem

vnitřní koule B_0 rovněž na hlavní ose (obr. 72.). Anebo pro plochu rozptylnou když paprsky vycházejí z bodu vnější koule A_0 na hlavní ose, postupují po lomu tak, jakoby vycházely z bodu vnitřní koule B_0 rovněž na hlavní ose (obr. 73.). Jsou tedy body A_0 a B_0 na hlavní ose vzájemně sdružené. A poněvadž každá jiná osa vedlejší má geometricky stejný význam jako hlavní, můžeme říci, že kterékoli body vytčené každou osou z obou koulí jsou vespolek sdružené, aneb zkrátka, že obě koule jsou vespolek sdružené bez sférické aberrace; jsou, jak pravíme, *aplanatické*.



Obr. 73. Koule aplanatické u plochy duté.



Obr. 74. Koule aplanatické objektivu v drobnohledu s homogenní immersí.

Zajímavý příklad, jak lze užití tak zvaných koulí aplanatických, nalézáme u drobnohledů s homogenní immersí (Amici). Tak zvaná frontální čočka objektivu má tvar polokoule, jejíž rovina je obrácena ke krycímu sklíčku mikroskopických předmětů (obr. 74.). Mezi toto sklíčko a čočku vkládá se na př. cedrový olej, jehož exponent lomu (1.51) se shoduje s exponentem skla, z něhož čočka frontální je vybroušena. Čočku frontální lze tak postavit, aby mikroskopické paprsky se středem 1 vycházejí pak z kulové plochy do vzduchu jakoby šly ze středu 2, který leží na její druhé vnější aplanatické ploše. Tyto paprsky dopadají dále na čočku, jejížto dolejší kulová plocha MEN má též bod 2 za střed; paprsky, dopadající kolmo, zůstávají homocentrickými. Druhá pak kulová plocha MEN té čočky může mít takový střed C , aby délka $C2$ byla $= 1/n$ poloměru; pak leží bod 2 na její vnitřní aplanatické ploše a paprsky vycházejí z čočky opět homocentricky, jakoby šly od bodu 3, který leží na její vnější aplanatické ploše. A tak vidíme, jak při tomto lomu několika kulovými plochami je sférická aberrace

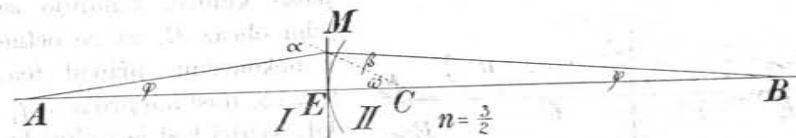
odstraněna, a jak zůstávají paprsky přesně homocentrickými, ovšem jen ty paprsky, které jsou přesně určeny exponentem n .

Plochy diakaustické — podobně jako katakaustické — vybihají v hrot, ve kterém paprsky zlomené se protínají v největší hustotě a který tudíž, je-li diakaustická plocha skutečná, hlavně svítí. Můžeme tento hrot B osamotit, tak totiž, že krajní paprsky dopadající na kulovou plochu zachytíme a propustíme jenom paprsky blízké ose hlavní; nazýváme je středové, paraxiální nebo nullové, v témže smyslu, jak bylo vyloženo pro kulová zrcadla. Pak lze říci, že homocentrické paprsky ze svítícího bodu A vycházející zůstávají po lomu na kulové ploše homocentrickými, sbíhajíce se v bodu B , který jest sdružen s bodem A a zove se jeho *obrazem*. Vzhledem k tomu, že postup světla lze vždy obrátiti, je sdružení obou bodů vzájemné. Dlužno nyní vyšetřovati, jak spolu souvisí vzájemné polohy obou těchto bodů sdružených.

Při studiích, jež v následujících odstavcích o zobrazování kulovými plochami konáme, jest účelno užívatí jednotného označení a prováděti výkresy přesné, t. j. pro určité poměry. Volíme jako již v odstavcích předešlých $r = 1\text{ cm}$ a index $n = 3/2$, který přináleží sklu korunovému. Znázorňuje se tudíž výkresem ten optický úkaz, který by nastal, když by kulová plocha byla hranicí mezi vzduchem a korunovým sklem.

§ 38. Zobrazení svítícího bodu; zvětšení úhlové; plocha vypuklá.

Svítící bod A volme — neomezujíce tím všeobecnosti — na ose hlavní. Paprsek hlavní AEC postupuje nezlomen dále. Jiný paprsek AM , který dopadá na kulovou plochu v úhlu α , láme se



Obr. 75. Kulová plocha sběrná; zobrazení bodu.

v úhlu β a protne paprsek hlavní v bodu B ; i jest bod B obrazem bodu A (obr. 75.). Zavedme vrcholové odlehlosti

$$EA = a, \quad EB = b.$$

Je-li AM jeden z paprsků paraxiálních, jsou úhly α, β velmi malé; platí tudíž zákon Ptolemaiův

$$a = n\beta.$$

Vycházejíce od této rovnice jako základní, zaveďme — podobně jako pro zrcadlicí kulové plochy — středové úhly φ, ψ, ω ; obdržíme

$$\varphi + \omega = n(\omega - \psi).$$

Každý z těchto středových úhlů lze v absol. míře vyjádřiti poměrem oblouk/poloměr. Je-li bod M velmi blízký vrcholu E , pak obloučky opsané kolem B poloměrem $BE = b$ a kolem A poloměrem $AE = a$ splývají téměř s obloučkem EM , jemuž náleží střed C a poloměr r ; neboť všechny tři obloučky přecházejí v limitě v malé přímký kolmé k ose*). Můžeme tedy psáti

$$\varphi = \frac{EM}{a}, \quad \omega = \frac{EM}{r}, \quad \psi = \frac{EM}{b}.$$

Dosazením obdržíme, když se obloučkem EM kráti,

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{r} = n\left(\frac{1}{r} - \frac{1}{b}\right),$$

čili rovnici tak zvanou *vrcholovou*

$$\frac{1}{a} + \frac{n}{b} = \frac{n-1}{r}.$$

Majíce provésti její rozbor, vytkneme hlavní stanice obou bodů A i B .

1. Je-li $a = \infty$, jest $b = f_2$. Nekonečně vzdálený bod A má obraz v ohnisku F_2 (obr. 76.). Patrně jest

$$f_2 = \frac{n}{n-1} r.$$

2. Když se svítící bod A z nekonečné dálky blíží k lámavé ploše kulové, vzdaluje se jeho obraz B , až se octne v nekonečnu; případ ten, $b = \infty$, nastane pro $a = f_1$, kdy svítící bod je v ohnisku F_1 (obr. 76.). Patrně jest

$$f_1 = \frac{1}{n-1} r.$$

Obr. 76. Kulová plocha sběrná; ohniska.

Pro lom světla sběrnou plochou kulovou máme tedy ohniska dvě; jedno F_1 v odlehlosti f_1 náleží k bodům předmětovým A (proto index 1), druhé F_2 , v odlehlosti f_2 náleží k bodům obrazovým B

*) Tuto věc dlužno míti na mysli, nemá-li se zdáti absurdní, že by oblouček dutý splýval s obloučkem vypuklým.

(proto index 2). Zároveň jest

$$\frac{f_2}{f_1} = n, \quad f_2 - f_1 = r,$$

ohnisko F_1 je právě tak daleko od vrcholu E jako ohnisko F_2 od středu C .

3. Mezi polohami svítícího bodu $a = \infty$ a $a = f_1$ dlužno vytknouti ještě polohu $a = f_1 + f_2$, pro kterou jest $b = f_1 + f_2$. Svítící bod A a jeho obraz B mají zde vzhledem k vrcholu E polohu souměrnou.

4. Postoupí-li bod A přes F_1 , pak paprsky zlomené, při poloze F_1 rovnoběžné, se rozbíhají a protínají se, zpět prodlouženy, v bodě B , který jsa na straně opačné je zdánlivým obrazem bodu A . Projde-li A od F_1 k vrcholu E , projde B od ∞ též k vrcholu E , v němž tedy oba body splynou; je tudíž E bod dvojný.

Zajímavá jest analogie zjevů pro lámavou a odrážející plochu kulovou. Položíme-li v rovnici

$$\frac{1}{a} + \frac{n}{b} = \frac{n-1}{r}$$

za n hodnotu $n = -1$, přejde lom v odraz (§ 29.) a rovnice nabude tvaru

$$\frac{1}{a} - \frac{1}{b} = -\frac{2}{r}.$$

Pro sběrnou odrážející plochu kulovou jsme měli rovnici

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{2}{r}.$$

Souhlasu dojdeme, když změníme označení poloměru r , čímž plocha vypuklá přejde v dutou, jak jsme ji měli při odrazu, a když též místo $-b$ píšeme b vzhledem k tomu, že obraz vzniká odrazem na opačné straně než lomem. Dálky ohniskové f_1 a f_2 splynou v jedinou $f = \frac{r}{2}$.

Případ $a = f_1 + f_2$, $b = f_1 + f_2$ jest obdobný s případem pro zrcadla $a = 2f$, $b = 2f$.

Jiný a výhodný tvar základní rovnice obdržíme způsobem tímto. Z rovnice

$$\frac{1}{a} + \frac{n}{b} = \frac{n-1}{r}$$

odstraníme zlomky nabudeme

$$br + nar = (n-1) ab,$$

$$f_2 = \frac{n}{n-1} r, \quad f_1 = \frac{1}{n-1} r,$$

tudíž

$$bf_1 + af_2 = ab$$

čili

$$\frac{f_1}{a} + \frac{f_2}{b} = 1,$$

což jest rovnice vrcholová v jiné úpravě.

Z této rovnice plyne ihned, když se položí číselně $f_1 = f_2 = f$ a když se u b a f_2 současně změní označení, rovnice

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}$$

pro kulovou plochu zrcadlicí.

Pišeme-li předposlední rovnici ve formě

$$ab - bf_1 - af_2 = 0$$

a přičteme-li na obou stranách f_1f_2 , obdržíme

$$(a - f_1)(b - f_2) = f_1f_2.$$

Odlehlosti $a - f_1$ a $b - f_2$ jsou počítány od příslušných ohnisk F_1 a F_2 ; proto se rovnice tato zove *ohnisková*.

Rovnice tato jest obdoba zrcadlové rovnice

$$(a - f)(b - f) = f^2.$$

Z ní plyne ihned, že pro $a = f_1 + f_2$ vyjde $b = f_1 + f_2$.

Jednoduchý tvar rovnice ohniskové vede k tomu, abychom odlehlosti svítilého bodu a jeho obrazu počítali raději od ohniska, místo od vrcholu. Kdybychom na př. položili $a - f = x$, $b - f = x'$, obdrželi bychom pro odrazující plochu kulovou jednoduše $xx' = f^2$. Tím by rovnice ohnisková se formálně velmi zjednodušila, — ale ovšem rovnice vrcholová by se za to stala formálně složitější. U lámavé plochy kulové vadí to, že nemáme ohnisko jedno, nýbrž dvě, tak že by pak odlehlosti x se počítaly od ohniska F_1 a odlehlosti x' od ohniska F_2 . Dlužno také vytknouti, že ohnisko není bodem daným nýbrž odvozeným, jehožto poloha se musí odlehlostí od vrcholu stanoviti. Proto ve výkladech dalších podržujeme odlehlosti vrcholové a a b . Rovnici ohniskovou odvodil *J. Newton*.

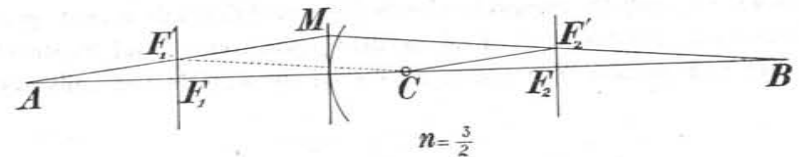
Přehledně vyjádříme změny v odlehlostech a a b takto:

$$\begin{array}{cccccccc} a & = & \infty & \dots & f_1 & + & f_2 & \dots & f_1 & \dots & 0 \\ & & | & & | & & | & & | & & | \\ b & = & f_2 & \dots & f_1 & + & f_2 & \dots & + & \infty & - \dots - 0 & + \end{array}$$

Kladné b znamená zobrazení reálné, záporné značí zobrazení, jež vznikne zpětným prodloužením paprsků, zobrazení tedy geometrické, virtuální.

Ohniskové body F_2 a F_1 byly zavedeny jakožto sdružené s $A\infty$ a $B\infty$ na ose *hlavní*. Ale právě tak můžeme zavést ohniska analogická F_2' a F_1' jako body sdružené s $A'\infty$ a $B'\infty$ na *každé ose vedlejší*, položené středem C . Pokud zůstáváme v otvoru ω velmi malém, v němž lámavá plocha kulová jeví se býti rovinná, tvoří soustava všech těch ohnisek F_2' a F_1' roviny, jež zoveme *ohniskové*. Jsou rovnoběžné s rovinnou lámavou plochou a jsou sdružené se soustavou těch nekonečně vzdálených bodů $A'\infty$ a $B'\infty$, které připadají do otvoru ω lámavé plochy kulové.

Rovin ohniskových lze užití ke konstrukcím. K danému paprsku dopadajícímu AM (obr. 77.) obdržíme zlomený vedoucí $CF_2' \parallel AM$; i jest MF_2' paprsek zlomený. Podobně naopak, je-li dán paprsek MB zlomený, vedeme $CF_1' \parallel BM$; i jest MF_1' paprsek dopadající. Má-li k bodu A býti konstrukcí nalezen sdružený B ,



Obr. 77. Sestrojování sdružených paprsků a bodů.

vedeme bodem A dva paprsky dopadající a sestrojíme zlomené; jejich průsek je bod B . Jeden z paprsků vedeme od bodu A účelně středem C , který pak jsa nezlomen postupuje vlastním směrem. Podobně naopak k bodu B sestrojíme bod A . Patrně zračí se v tom větě duální; spojnice dvou dvojic sdružených bodů určují jednu dvojici sdružených paprsků; průseky dvou dvojic sdružených paprsků určují jednu dvojici sdružených bodů.

Odklon φ paprsku dopadajícího změní se lomem na odklon ψ (obr. 75.). Poměr $\psi : \varphi$ zoveme i zde (§ 19.) *zvětšení úhlové (angulární)*. Ze vztahu $a\varphi = b\psi$ plyne $\psi/\varphi = a/b$, odklony jsou nepřímo úměrné vrcholovým odlehlostem.

§ 39. Pokračování; plocha dutá.

Od lámavé plochy vypuklé přejdeme k duté změnice označení poloměru r (obr. 78.). Tím se zároveň změní označení dálek ohniskových f_1 , f_2 , t. j. ohniska F_1 , F_2 vymění své místo (obr. 79.). Základní rovnice dřívější, totiž

$$\frac{1}{a} + \frac{n}{b} = \frac{n-1}{r}, \quad \frac{f_1}{a} + \frac{f_2}{b} = 1$$

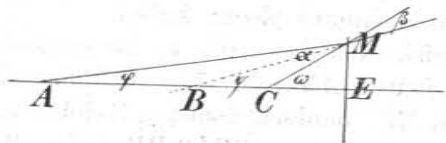
$$(a - f_1)(b - f_2) = f_1f_2$$

přejdou v následující:

$$\frac{1}{a} + \frac{n}{b} = -\frac{n-1}{r}, \quad \frac{f_1}{a} + \frac{f_2}{b} = -1$$

$$(a + f_1)(b + f_2) = f_1 f_2.$$

Pokud jest a kladné, t. j. A před lámavou plochou, musí b býti vždy záporné, t. j. obraz B jest zdánlivý, padne zpět před lámavou



Obr. 78. Kulová plocha rozptylná; zobrazení bodu.

plochu ve smyslu paprsků zlomených, rozbíhavých a zpět prodloužených. Postupuje-li A od ∞ do C , postupuje B od F_2 do C ; svítilný bod dohání svůj obraz až do středu C , kde oba splynou;



Obr. 79. Kulová plocha rozptylná; ohniska.

bod C je dvojný. Postupuje-li A dále od C do E , postupuje B rovněž od C do E ; předmět předbíhá zde svému obrazu, až opět ve vrcholu E splynou; bod E je rovněž bod dvojný. Máme tudíž přehledně

$$a = \infty \dots r \dots 0$$

$$b = -\frac{1}{f_2} \dots -r \dots -0.$$

§ 40. Zobrazení svítilného předmětu; zvětšení bočné, hloubkové, úhlové; plocha vypuklá.

Je-li dáno pásmo svítilných bodů, jež tvoří svítilný předmět, trvá o zobrazení takového předmětu v platnosti vše to, co bylo řečeno v § 21. Pokud jde o předmět vzhledem k poloměru r rozměrů malých, lze předpokládati, že přímkový předmět se zobrazuje též přímkově, t. j. že nenastává deformace obrazu. Je-li tomu

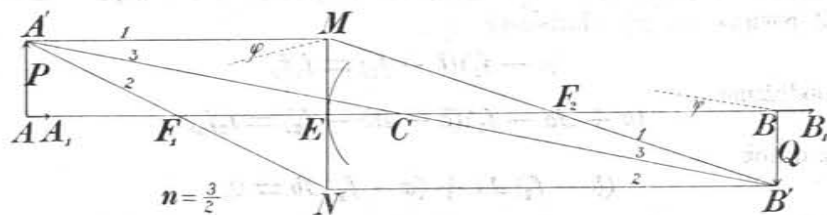
tak, pak lze polohu obrazu naléztí jednoduchou konstrukcí. Obraz B' bodu A' obdržíme (obr. 80.) jako průsek těchto tří paprsků: 1. paprsku s osou rovnoběžného $A'M$, který se láme do ohniska F_2 ; 2. paprsku $A'N$ ohniskem F_1 procházejícího, který postupuje pak s osou rovnoběžně; 3. hlavního $A'C$, který směřuje ke středu C a nezlomen postupuje svým směrem dále.

Pro poměr obrazu $BB' = Q$ a předmětu $AA' = P$ čili pro zvětšení bočné (laterární) plynou z podobnosti trojúhelníků F_2BB' a F_2EM , dále F_1EN a F_1AA' , konečně CBB' a CAA' poměry:

$$\frac{Q}{P} = \frac{b - f_2}{f_2} = \frac{f_1}{a - f_1} = \frac{b - r}{a + r}.$$

Kontrolou vzorců jsou vztahy

$$\frac{b - f_2 + f_1}{f_2 + a - f_1} = \frac{b - (f_2 - f_1)}{a + (f_2 - f_1)} = \frac{b - r}{a + r},$$



Obr. 80. Zobrazení předmětu u kulové plochy sběrné (vypuklé).

z čehož plyne

$$f_2 - f_1 = r$$

a zároveň

$$(a - f_1)(b - f_2) = f_1 f_2.$$

Ještě jiný výraz obdržíme takto. Z úměry

$$\frac{Q}{P} = \frac{b - f_2}{f_2} \text{ plyne } \frac{P + Q}{P} = \frac{b}{f_2},$$

$$\frac{Q}{P} = \frac{f_1}{a - f_1} \quad " \quad \frac{Q}{P + Q} = \frac{f_1}{a},$$

tudíž násobením

$$\frac{Q}{P} = \frac{b}{a} \cdot \frac{f_1}{f_2} \text{ čili } \frac{Q}{P} = \frac{1}{n} \frac{b}{a}.$$

Ze vzorců vychází, že zvětšení bočné jest tou měrou větší, kterou se obraz vzdaluje od svého ohniska (obrazového F_2) anebo kterou se předmět blíží svému ohnisku (předmětovému F_1). Stane-li se

hodnota poměrů, jež udávají zvětšení, zápornou, značí to, že obraz vzniká zpátečním prodloužením lomených paprsků, že je tedy zdánlivý a že polohu (obrácenou) změnil (v přímou).

Ze zvláštních případů uvádíme tyto.

Je-li $a = f_1 + f_2$, je též $b = f_1 + f_2$, tudíž

$$\frac{Q}{P} = \frac{f_1}{f_2} = \frac{1}{n}.$$

Je-li $a = 2f_1$, je též $b = 2f_2$, tudíž

$$\frac{Q}{P} = 1.$$

V prvním případě jest odlehlost stejná, velikost nestejná; ve druhém naopak velikost stejná, ale odlehlost nestejná.

Zvětšení hloubkové (axiální) obdržíme překlopice v myšlenkách malou přímkou AA' do směru osového $AA_1 = \Delta a$ (obr. 80.), čímž obraz BB' se rovněž překlopí do polohy osové $BB_1 = \Delta b$. Z rovnice na př. ohniskové

$$(a - f_1)(b - f_2) = f_1 f_2$$

obdržíme

$$(a + \Delta a - f_1)(b + \Delta b - f_2) = f_1 f_2,$$

z čehož

$$(b - f_2)\Delta a + (a - f_1)\Delta b = 0,$$

kdež vynecháváme součin $\Delta a \Delta b$ jakožto velmi malý druhého řádu. Z poslední rovnice *) vychází

$$\frac{\Delta b}{\Delta a} = -\frac{b - f_2}{a - f_1} = -\frac{b - f_2}{f_2} \frac{f_1}{a - f_1} \frac{f_2}{f_1},$$

t. j.

$$\frac{\Delta b}{\Delta a} = -n \left(\frac{Q}{P} \right)^2.$$

Zvětšení hloubkové je zde rovno n -násobnému čtverci zvětšení bočního. Rovnice platí jenom v limitě, t. j. jsou-li hloubkové rozměry AA_1 a BB_1 velice malé. Záporné znamení upozorňuje, že Δa a Δb mají vždy označení opačná, t. j. je-li (jako v obr. 80.) Δa záporné — bod A_1 ploše lámavé blíže, — je Δb kladné — t. j. bod B_1 od plochy dále. V obr. 80. jest na př. $Q = P$, tudíž $BB_1 = -nAA_1$.

Pro zvětšení úhlové (§ 21.) a bočné máme výrazy

$$\frac{\psi}{\varphi} = \frac{a}{b}, \quad \frac{Q}{P} = \frac{1}{n} \frac{b}{a},$$

*) Differenciáci plyne z hořejší $(a - f_1)(b - f_2) = f_1 f_2$ ilned.

tudíž

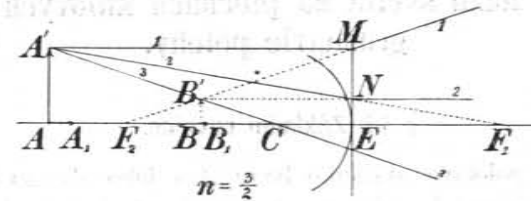
$$\frac{\psi}{\varphi} = \frac{1}{n} \frac{P}{Q} \quad \text{čili} \quad P\varphi = nQ\psi.$$

Zvětšení úhlové jest n -tou částí převratné hodnoty zvětšení bočního. V obr. 80. je na př. $Q = P$; kdybychom tedy vedli paprsek AM a MB , byl by osový úhel ψ pro paprsek MB menší a to n -kráté, tedy $3/2$ kráté, než osový úhel φ pro paprsek AM .

§ 41. Pokračování; plocha dutá.

K danému předmětu AA' obdržíme obraz BB' (obr. 81.) stejnou konstrukcí jako dříve, užívající význačných paprsků 1., 2., 3. Konstrukce ukazuje, že jest obraz vždy zdánlivý. Totéž plyne z výrazů pro bočné zvětšení, dříve odvozených, totiž

$$\frac{Q}{P} = \frac{b - f_2}{f_2} = \frac{f_1}{a - f_1} = \frac{b - r}{a + r},$$



Obr. 81. Zobrazení předmětu u kulové plochy rozptylné (duté).

jež změnou označení konstantních veličin r , f_1 a f_2 přejdou v tyto:

$$\frac{Q}{P} = -\frac{b + f_2}{f_2} = -\frac{f_1}{a + f_1} = \frac{b + r}{a - r}.$$

Tyto výrazy odvodíme přímo jako dříve, pamatující, že b je záporné, z podobných trojúhelníků F_2BB' a F_2EM , dále F_1EN a F_1AA' , konečně CBB' a CAA' se středy podobnosti F_2 , F_1 , C . Záporné označení znamená, že obraz vzniká zpětným prodloužením zlomených paprsků, že je zdánlivý a že má polohu opačnou než dříve, tedy že jest přímý. Obraz BB' je vždy zmenšený, poněvadž jest $f_1 < a + f_1$. Postupuje-li svítící předmět z nekonečné dálky k lámavé ploše, dohání svůj obraz, který od nulové velikosti z ohniska F_2 vycházejí blíží se středu C , a při tom se zvětšuje. Ve středu C dohoní předmět svůj obraz, který je zde n -kráté zmen-

šený. Na to předmět předhoni svůj obraz, který se zvětšuje dále, až ve vrcholu co do velikosti i polohy s předmětem splyne.

Pro zvětšení hloubkové máme opět výraz

$$\frac{\Delta b}{\Delta a} = -n \left(\frac{Q}{P} \right)^2.$$

Je-li tedy na př. Δa záporné, t. j. A_1 lámavé ploše blíže, jest Δb kladné; poněvadž však b jest záporné, znamená kladný přírůstek umenšení dálky, t. j. bod B_1 jest lámavé ploše též blíže.

V obr. 80. jest $Q/P = 1$, tudíž $\Delta b/\Delta a = \frac{3}{2}$, B_1 jest od E dále, když jest A_1 ku E blíže. V obr. 81. je $Q/P = \frac{1}{3}$, tudíž $\Delta b/\Delta a = \frac{3}{2} \cdot \frac{1}{9} = \frac{1}{6}$, B_1 je ku E blíže, když jest A_1 ku E též blíže.

Pro zvětšení úhlové ve vztahu s bočným máme jako dříve

$$\frac{\psi}{\varphi} = \frac{1}{n} \frac{P}{Q} \quad \text{čili} \quad P\varphi = nQ\psi,$$

jen že proti dřívějšíku leží ψ a zároveň Q opačně.

Zákony lomu světla na plochách kulových podle geometrie polohy.

§ 42. Základní rovnice.

Změny polohové svítícího bodu A a jeho obrazu B u kulových ploch lámavých můžeme studovati velmi jednoduše a přehledně, opíraje se o pojmy geometrie polohy, zcela obdobně jako u kulových ploch zrcadlicích (§ 23. a násl.). Polohu bodů A a B stanovme dělicími poměry

$$\frac{CA}{EA}, \quad \frac{CB}{EB}.$$

Body A, B jsou sdružené. Formální výraz této sdruženosti záleží v tom, že mezi těmito poměry jest určitý vztah, a to zde vztah úměrnosti

$$\frac{CA}{EA} : \frac{CB}{EB} = n$$

čili, jak se zkrátka píše,

$$(CEAB) = n.$$

Je totiž (obr. 75.)

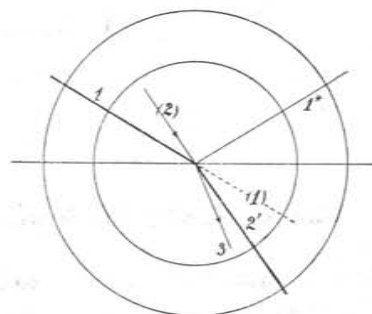
$$(CEAB) = \frac{\sin CMA}{\sin EMA} : \frac{\sin CMB}{\sin EMB} = \frac{\sin \alpha}{\sin(90 - \alpha)} : \frac{\sin \beta}{\sin(90 + \beta)} = \operatorname{tg} \alpha : \operatorname{tg} \beta = n,$$

ovšem jen pro úhly α, β velice malé, jak stále předpokládáme. Řady bodové $A_1, A_2, A_3 \dots$ a $B_1, B_2, B_3 \dots$ nazývají se *projektivní* čili *kolineární*. Takové řady jsou nejen na ose hlavní, nýbrž na jakékoli ose středem C vedené a hlavní blízké. Proto jest C *střed kolineace*, kulová (= rovinná) plocha je *rovina kolineace*. Ohniska F_1, F_2 , jsou sdružená s $B\infty$ a $A\infty$ (body úběžné), také roviny, tak zvané ohniskové, vztyčené v ohniscích na ose hlavní kolmo, jsou sdružené s rovinami nekonečně vzdálenými.

Důležité je však vytknouti rozdíl mezi problémy, jež se týkají zrcadlicích a lámavých ploch kulových. Vyměníme-li polohy A a B , je dvojpoměr $(CEBA)$ převratná hodnota dvojpoměru $(CEAB)$. Pro plochy zrcadlicí je $n = -1$, převratná hodnota je též -1 ; tam tedy bylo lze body A, B prostě vyměnití, oba body byly tam jednoznačně sdružené. Zde naproti tomu se liší převratná hodnota $1/n$ od původní n , proto nelze body A, B vyměnití, ty nejsou jednoznačně sdružené. Tento rozdíl jeví se i v základních rovnicích

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{2}{r}, \quad \frac{1}{a} + \frac{n}{b} = \frac{n-1}{r};$$

první je vzhledem k proměnným a, b souměrná, druhá nikoli. Vlastní však kořen vězí již ve zjevech základních. Paprsku 1 (v obr. 82.) jako dopadajícímu náleží odražený 1^* , a naopak, paprsku 1^* jako dopadajícímu náleží 1 jako odražený. Lze tedy při odrazu paprsky prostě zaměnití; nikoli však při lomu. Je-li 1 dopadající, jest $2'$ lomený; ale je-li (2) dopadající, není (1) lomený, nýbrž 3.

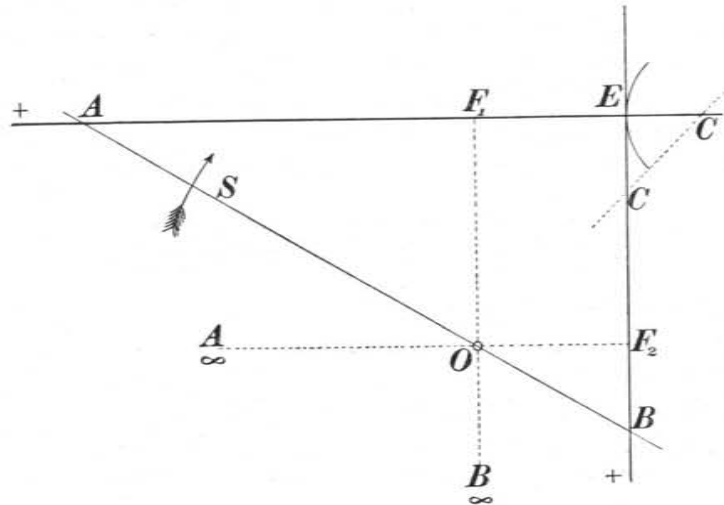


Obr. 82. Záměna paprsků dopadajících a odražených, a lomených.

§ 43. Konstrukce pro lámavou plochu vypuklou.

Na hlavní ose máme dvě řady bodové, A -řadu a B -řadu. Myslíce si tuto osu jakoby dvojitou, můžeme obě řady oddělití a přivésti sdružené body do polohy perspektivní. K tomu cíli ponecháme A -řadu v poloze na př. vodorovné a otočíme B -řadu kolem samodružného vrcholu E na pravo vzhůru do polohy svislé (obr. 83.). Střed O perspektivnosti nalezneme spojice sdružené body

$A_\infty \dots F_2$ a $F_1 \dots B_\infty$, t. j. vedoucí body F_2 a F_1 příslušnou rovnoběžku vodorovnou a svislou; protnou se v bodě O . Tím je konstrukce připravena. Položíme-li poté bodem O přímku S a otáčíme-li ji kolem tohoto bodu, vytíná z A -řady a z B -řady dvojice sdružených bodů A a B . Konstrukce dává více, než o čem bylo dříve jednáno; neboť ukazuje též, jak by se poloha obrazu B utvářela, kdyby svítící bod A přešel za plochu lámavou, t. j. kdyby paprsky na plochu vypuklou dopadající k němu jakožto zdánlivému středu směřovaly. Ve vzorcích by to znamenalo, že by a se měnilo nejen od $+\infty$ do $+0$, jak to zpravidla bývá, nýbrž též přes ± 0 do



Obr. 83. Kulová plocha sběrná; A -řada a B -řada v poloze perspektivní.

hodnot záporných až do $-\infty$; pak by b proběhlo všemi hodnotami od $+\infty$ do $-\infty$ a to v souvislosti následující:

$$a = +\infty \dots f_1 \dots \pm 0 \dots -\infty$$

$$b = f_2 \dots \pm \infty \dots \mp 0 \dots f_2.$$

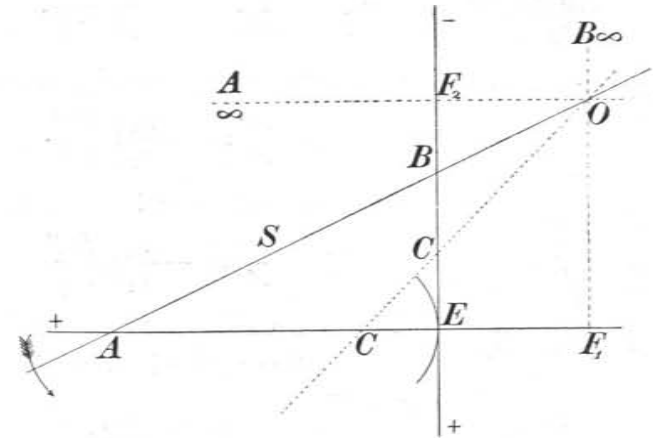
§ 44. Konstrukce pro lámavou plochu dutou.

Myslíce sobě osu hlavní opět jako dvojitou, otočíme kol samodružného vrcholu E na pravo nahoru B -řadu, nechávajíc A -řadu vodorovně (obr. 84.). Střed perspektivnosti O leží zde nahore na pravo, kdežto v předešlém jest dole na levo. Otáčíme-li přímku S kol bodu O do kola, proběhne jak A tak i B všemi polo-

hami od $-\infty$ do $+\infty$, při čemž k sobě příslušné odlehlosti a a b jsou tyto:

$$a = +\infty \dots \pm 0 \dots -f_1 \dots -\infty$$

$$b = -f_2 \dots \mp 0 \dots \pm \infty \dots -f_2.$$



Obr. 84. Kulová plocha rozptylná; A -řada a B -řada v poloze perspektivní.

Tím jsou oba úkoly, pro lámavou plochu sběrnou i rozptylnou, v plné rozmanitosti vyčerpány a názorně řešeny.

§ 45. Rozšířený význam vzorců.

Vzorce v předešlých výkladech odvozené nabudou větší souměrnosti a též všeobecnosti, když opustíme předpoklad, že prvním prostředím je vzduch s exponentem 1 a že druhé prostředí má poměrný exponent n , a předpokládáme, že obě prostředí jsou libovolná, s exponenty n_1 a n_2 . Pak jest $n = n_2/n_1$. Ze vzorců tímto způsobem pozměněných uvedeme jen některé, jejichž význam lze ihned rozšířiti.

1. Pro zvětšení bočné měli jsme výraz

$$\frac{Q}{P} = \frac{1}{n} \frac{b}{a}.$$

Dosadíme sem $n = n_2/n_1$ obdržíme po jednoduché úpravě

$$Q : P = \frac{n_1}{a} : \frac{n_2}{b}.$$

2. Pro zvětšení hloubkové jsme měli výraz

$$\frac{\Delta b}{\Delta a} = -n \left(\frac{Q}{P} \right)^2.$$

Dosadíme sem $n = n_2/n_1$ obdržíme

$$\frac{\Delta b}{\Delta a} = -\frac{n_2}{n_1} \left(\frac{Q}{P} \right)^2,$$

obdobně pro druhé a další třetí prostředí

$$\frac{\Delta c}{\Delta b} = -\frac{n_3}{n_2} \left(\frac{R}{Q} \right)^2,$$

tudíž pro první a třetí prostředí

$$\frac{\Delta c}{\Delta a} = -\frac{n_3}{n_1} \left(\frac{R}{P} \right)^2$$

jako by druhého prostředí nebylo.

3. Pro zvětšení úhlové jsme měli rovnici

$$P\varphi = nQ\psi,$$

tedy po dosazení $n = n_2/n_1$

$$n_1 P\varphi = n_2 Q\psi,$$

obdobně pro druhé a třetí prostředí

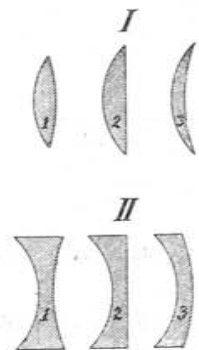
$$n_2 Q\psi = n_3 R\chi,$$

tudíž pro první a třetí prostředí

$$n_1 P\varphi = n_3 R\chi$$



Obr. 85. Základní tvar čočky.



Obr. 86. Druhy čoček.

opět jako by prostředí druhého nebylo. Pozorujeme tedy, že vzorce pro zvětšení hloubkové a úhlové, které jsme odvodili pro dvě *sousední* (konsektivní) prostředí, mají platnost pro jakési *prvé* a *poslední* prostředí, mezi nimiž se nalézá libovolný počet prostředí jiných, jež jsou (za stejnými podmínkami jako dříve) odděleny lámavými plochami kulovými, nechť jsou rozměry intermediárních kulových ploch a lámavost příslušných prostředí jakékoliv. Rozhoduje tu, jak se utváří zvětšení bočné R/P postupným lomem od prvního až do posledního prostředí.

Rovnici hořejší pro dvě sousední prostředí odvodil *Lagrange*, na celou soustavu rozšířil *Helmholtz*.

Soustavy dvou lámavých kulových ploch. (Čočky.)

§ 46. Výklady úvodní.

Čočky ve smyslu obyčejném jsou optické útvary průhledné omezené dvěma plochami kulovými, z nichž jedna může být též rovinnou. Brousí se zpravidla ze skla, korunového nebo flintového, k účelům zvláštním též z křišťálu nebo z kamenné soli a j. Hlavním účelem jejich je zobrazovati předměty svítící. Za typickou pokládáme čočku, která přední i zadní plochou kulovou paprsky sbírá. Při přechodu světla ze vzduchu do skla je to plocha proti paprskům vypuklá, při přechodu ze skla do vzduchu proti paprskům dutá, tudíž na venek též vypuklá. Proto je čočka dvojvypuklá nejvíce sběrná. Jsou-li C_1 a C_2 (obr. 85.) středy obou vypuklých ploch, je přímka těmito středy položená osa čočky; průseky E_1 a E_2 této osy s plochami kulovými jsou vrcholy, jejich odlehlost $E_1E_2 = e$ slove tloušťka čočky. Oba poloměry $C_1E_1 = r_1$, $C_2E_2 = r_2$, jakožto příslušné plochám sběrným, počítají se za kladné.

Čočka zůstává sběrnou také tehdá, když druhá plocha je rovinná ($r_2 = \infty$), ba i tehdá, když je na venek dutá, (r_2 záporné), tudíž rozptylná, pokud jen zakřivení této duté plochy je menší než plochy vypuklé, tak že sběrnost první plochy převládá. *Spojné čočky* (vypuklé, konvexní, spojky, I obr. 86.) jsou podle toho:

1. dvojevypuklé (bikonvexní, r_1 kladné, r_2 kladné),
2. ploskovypuklé (plankonvexní, r_1 kladné, $r_2 = \infty$),
3. dutovypuklé (konkavkonvexní, r_1 kladné, r_2 záporné).

Jestliže — zachovávajice vrcholy E — změním zakřivení, čímž středy C_1 a C_2 přijdou na strany opačné a poloměry r_1 a r_2 změni znamení, stává se čočka rozptylnou. Podle toho jsou *rozptylné čočky* (duté, konkávní, rozptylky, II obr. 86.)

1. dvojduté (bikonkávní, r_1 záporné, r_2 záporné),
2. ploskoduté (plankonkávní, r_1 záporné, $r_2 = \infty$),
3. vypukloduté (konvexkonkávní, r_1 záporné, r_2 kladné).

Čočky vypuklé zovou se též *kladné* (positivní), duté pak *záporné* (negativní). Jiné názvy jsou *kollektivní* a *dispansivní*.

V obr. 86. jsou zachovány vesměs poloměry $r_1 = 1 \text{ cm}$, $r_2 = 2 \text{ cm}$, aby tím lépe vynikl význam zakřivení. Spojky jsou uprostřed nejsilnější, rozptylky naopak nejslabší. Čočka I 3 zove se často meniskus,

podle řeckého $\mu\pi\acute{\iota}\sigma\sigma\omicron\varsigma$ \acute{o} , lunula, měsíček. Osou čočky plankonvexní nebo plankonkávni je přímka vedená středem C_1 kolmo na hraničnou rovinu. Někteří autoři rozeznávají dva druhy čoček plankonvexních a plankonkávniích podle toho, zdali je rovinná plocha vzadu nebo napřed. Podobně dva druhy čoček konkáv-konvexních a konvex-konkávniích, opět podle toho, zdali je napřed plocha konkávni nebo konvexni. Po-všechně není zajisté věc jednostejná, zdali proti dopadajícím paprskům stojí na př. plocha rovinná nebo zakřivená; ale pak ani u čočky bikon-venní nebo bikonkávni není jednostejné, zdali proti dopadajícím pa-prskům stojí plocha silněji nebo slaběji zakřivená. Kde na tom záleží, je třeba, aby tyto rozdílnosti byly vytčeny; pro následující první vý-klady významu nemají.

Rozdělení čoček na spojné a rozptylné, jak bylo nahoře podáno, jest podmíněno předpokladem, že exponent lomu n čočky je větší než exponent vzduchu, nebo všeobecněji, než exponent okolního prostředí. V případě opačném byla by optická působnost čoček též opačná.

Lomem jedinou plochou kulovou vzniká povšegně sférická aberrace; tím více lomem dvěma plochami kulovými. Tento úkaz je důležitý a dlužno o něm pojednati zvlášť; pro zobrazování, hlavní to úkol čoček, jeví se však býti úkazem podružným. Chceme, aby svítící bod se zobrazoval zase bodem. Toho dovedeme, jak z od-dílů předechozích patrnó, když diafragmaty odstíníme paprsky krajní a propustíme pouze paprsky středové, hlavní ose blízké (cen-trální, paraxiální), čili nullové. Tuto podmínku činíme ve všech následujících úvahách, kde jednáme především o úkolu nejdůleži-tějším, o zobrazování aberrace prostém.

Čočky velice tenké.

§ 47. Zobrazení svítícího bodu; čočka vypuklá.

Budiž dána čočka základního typu, dvojevypuklá, se středy křivosti C_1, C_2 , s poloměry r_1, r_2 , s exponentem lomu skla n (obr. 87.). Na ose zvolme svítící bod A_1 . Optický problém zobrazení tohoto bodu jest již řešen. Přední plochou zobrazí se v bodu B_1 , podle rovnice

$$\frac{1}{a_1} + \frac{n}{b_1} = \frac{n-1}{r_1}.$$

Tento bod B_1 je pro druhou plochu předmětem ($= A_2$) a zobrazí se v bodu B_2 . Příslušnou rovnici obdržíme píšice $-r_2, -a_2$ a $1/n$ vzhledem k opačnému zakřivení plochy, opačné poloze bodu B_1 a převratnému exponentu pro přechod ze skla do vzduchu. Když

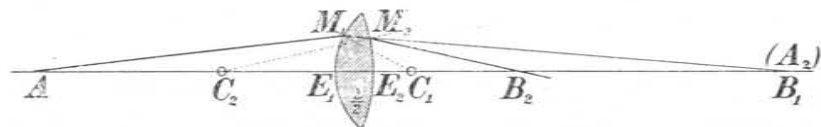
dosadíme a pak ještě násobíme rovnicí číslem n , obdržíme pro zobrazení plochou zadní

$$-\frac{n}{a_2} + \frac{1}{b_2} = \frac{n-1}{r_2}.$$

Svítící bod A_1 je tedy zobrazen bodem B_2 — problém je řešen. Uve-dené rovnice řeší úkol vzhledem k působnosti každé plochy kulové *zvlášť*. Zde však přejeme si míti řešení *jednotné*, vzhledem k čočce jako optickému celku. Na poloze prvního obrazu B_1 nijak nezáleží, ani na jeho odlehlostech $b_1 = E_1B_1$ a $a_2 = E_2B_1$. Obě tyto odlehlosti se liší o tloušťku čočky $E_1B_1 - E_2B_1 = E_1E_2$. Předpokládejme, že by tato tloušťka byla velice malá, E_1E_2 téměř $= 0$; pak jsou odleh-losti b_1 a a_2 stejné a vymýtí se, když obě rovnice sečteme; obdržíme

$$\frac{1}{a_1} + \frac{1}{b_2} = (n-1) \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right).$$

V této rovnici, která tedy vyjadřuje působnost čočky jako celku, můžeme již indexy 1, 2 vypustiti a psáti pouze a pro odlehlost svi-



Obr. 87. Základní vztahy pro čočku dvojevypuklou.

tícího bodu, počítanou od čočky na levo kladně, a b pro odlehlost jeho obrazu, počítanou od čočky na pravo kladně, při čemž oba vrcholy E_1, E_2 téměř splývají v jediný bod. Majíce pak převratné hodnoty na levo rovnice, zavedme podobnou též na pravo, kla-douce

$$\frac{1}{f} = (n-1) \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right).$$

Tím obdržíme rovnici čočkovou ve tvaru

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f},$$

a to pro čočky nekonečně tenké.

Stanovme především význam veličiny f . Je-li $a = \infty$, jest $b = f$; rovněž jest $a = f$ je-li $b = \infty$. Udává tedy f odlehlost bodu F za čočkou, ve kterém se sbíhají paprsky dopadající na čočku z bodu nekonečně vzdáleného, t. j. dopadající s osou rovnoběžně. Ale udává též odlehlost bodu F před čočkou, z něhož paprsky na

čočku rozbíhavě dopadající postupují po lomu s osou rovnoběžně (obr. 88.). Tamo se F čítá k bodům B , zde zase se F čítá k bodům A , a nazývá se *ohnisko* (focus) čočky.

Rovnice právě odvozená zove se *vrcholová*, poněvadž se odlehlosti a a b počítají od vrcholů E, E , t. j. od čočky. Jiný tvar rovnice čočkové obdržíme odstraníme v rovnici vrcholové zlomky a připojíme f^2 na obou stranách; tak vyjde

$$(a - f)(b - f) = f^2.$$

Odlehlosti $a - f$, $b - f$ jsou počítány od příslušných ohnisek; proto se rovnice tato zove *ohnisková*.

Je výhodno povšimnouti si, kam asi padá u čoček spojných ohnisko. Čočky dvojnásobné se brousívaly se stejným zakřivením na obou stranách. Je tedy zpravidla $r_1 = r_2$. Pro tento případ vychází

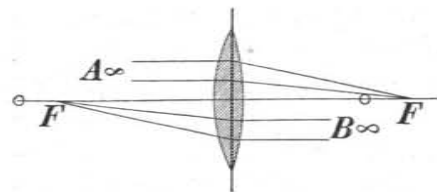
$$f = \frac{r}{2(n - 1)}.$$

Exponent n závisí na jakosti skla. Orientační hodnoty jsou zde pro sklo korunové $n = 3/2$, tudíž $f = r$, pro sklo flintové $n = 7/4$, tudíž $f = \frac{2}{3}r$. Obyčejné čočky bikonvexní bývají ze skla korunového; zde tedy padnou ohniska velmi přibližně do obou středů, délka ohnisková se téměř shoduje s poloměrem křivosti. U čočky plankonvexní ($r_2 = \infty$) jest f dvojnásobné; u čočky konkávkonvexní (r_2 záporné) stoupá f ještě více, vždy však zůstává kladné; právě proto se čočky konvexní zovou pozitivní.

Čím je f menší, tím, pravíme, je čočka opticky silnější; proto udává převratná hodnota $1/f$ optickou sílu čili *optickou mohutnost* čočky. Jednotkou mohutnosti jest *dioptrie*; má ji čočka, jejížto délka ohnisková f se rovná 1 metru. Udáme-li tedy f v metrech, značí $1/f$ optickou mohutnost v dioptriích.

Abychom ve výkresech naznačili, že předpokládáme čočku nekonečně tenkou, a že se omezujeme na tu část čočky, která jest ose velice blízká, kde tedy kulové plochy jsou téměř rovinné, kolmé k ose, kreslíme čočku jako rovinný dvojlístek na ose kolmý a k němu ohniska; tato svou polohou charakterisují čočku a její optickou působnost.

Rovnice pro čočku konvexní, jak vrcholová tak ohnisková, jsou formálně stejné s příslušnými rovnicemi pro zrcadlo duté. Vystupuje i tu souměrnost vzhledem k odlehlostem a, b ; body A, B jsou tedy u čoček jako u zrcadel jednoznačně sdružené. Vlastní



Obr. 88. Ohniska čočky spojně.

toho příčinou je, že světlo, ze vzduchu vycházející, se vrací přes čočku opět do vzduchu, tedy do téhož prostředí. Ohnisko u zrcadla dutého jest jediné, u čočky vypuklé jsou ohniska dvě, po obou stranách čočky (velice tenké) souměrně k ní ležící.

Ve změnách polohových bodů A, B jest se zrcadlem dutým úplná obdoba. Blíží-li se svítící bod na straně předmětové z nekonečna k svému ohnisku, vzdaluje se jeho obraz na straně druhé od ohniska do nekonečna. Je-li $a = 2f$, jest též $b = 2f$; ve dvojnásobné dále ohniskové je svítící bod a jeho obraz v poloze souměrně k čočce. Průchod svítícího bodu ohniskem znamená přechod obrazu skrze nekonečno se strany obrazové, kde byl skutečný, na stranu předmětovou, kde jest zdánlivý; paprsky zlomené jsouce až dotud sbíhavé stávají se rovnoběžnými a pak rozbíhavými, tak že se jen v geometrickém prodloužení protnou, v bodě, jenž je tudíž obrazem zdánlivým. Těsně u čočky, při $a = 0, b = 0$ svítící bod a jeho obraz splývají. Jest tedy přehledně:

$$\begin{array}{cccccccc} a & = & \infty & \dots & 2f & \dots & f & \dots & 0 \\ & & | & & | & & | & & | \\ b & = & f & \dots & 2f & \dots & \infty & \dots & -0 \end{array}$$

zcela tak, jako pro zrcadlo duté.

§ 48. Pokračování; čočka dutá.

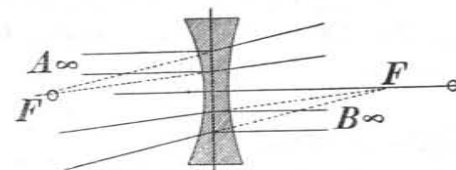
Pro čočky vypuklé byl výraz

$$\frac{1}{f} = (n - 1) \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right)$$

vždy kladný. Čočky duté vznikají z vypuklých, když podržice vrcholy změněme znamení poloměrů r_1 a r_2 . Z toho plyne, že pro tyto čočky, jednostejno, mají-li tvar 1 nebo 2 nebo 3 (obr. 86.) jest $1/f$ a tudíž i f vždy záporné. Smysl toho jest, že paprsky, dopadající na dutou čočku rovnoběžně s osou, se stávají čočkou rozbíhavými a protínají se jen ve zpátečním prodloužení, tedy geometricky v ohnisku F , které je tudíž zdánlivé. Rovněž tak paprsky k ohnisku F zdánlivě směřující opouštějí čočku rovnoběžně (obr. 89.). Rovnice vrcholová a ohnisková nabudou tvaru

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = -\frac{1}{f}$$

$$(a + f)(b + f) = f^2.$$



Obr. 89. Ohniska čočky rozptylné.

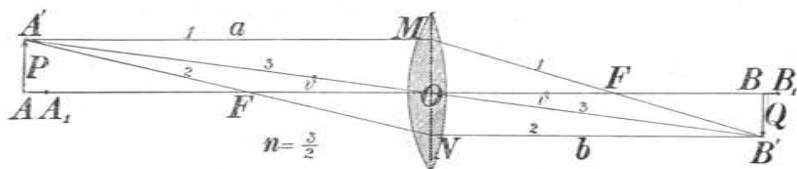
Z jedné i druhé plyne: Pokud jest a kladné, jest b vždy záporné. Obraz B svítícího bodu A jest tudíž vždy zdánlivý. Přehledně máme:

$$\begin{aligned} a &= \infty \dots 2f \dots f \dots 0 \\ b &= -f \dots -\frac{2}{3}f \dots -\frac{1}{2}f \dots 0 \end{aligned}$$

zcela tak, jako pro zrcadlo vypuklé. Souměrnosti v poloze, jakáž byla u čočky spojné při $a = 2f$, zde u čočky rozptylné není.

§ 49. Zobrazení svítícího předmětu; zvětšení bočné, hloubkové a úhlové; čočka spojná.

Zobrazování předmětů čočkami je vázáno stejnými podmínkami jako zobrazování jedinou plochou kulovou. Je-li dán předmět AA' (obr. 90.) lineární, na osu kolmý, jest obraz jeho BB' jenom tehda též lineární a na osu kolmý, když rozměry předmětu jsou vzhledem k dálce ohniskové velice malé, t. j. když bod A' poměrně velmi málo od osy je vzdálen.



Obr. 90. Zobrazování čočkou spojnou.

Ve shodě s tím, co již dříve bylo uvedeno, rýsujeme i zde čočku jako rovinný na ose kolmý listek, který za dvojité pokládáme, a k němu příslušná ohniska. Tento způsob rýsování je zejména nutný, když rozměry výkresu ve směru k ose kolmém pro zřetelnost děláme větší.

Je-li podmínce této vyhověno, postačí hledati obraz B' bodu A' . K cíli tomu vedeme paprsek $A'M$ (1) s osou rovnoběžný, který se láme do ohniska F (obrazového); dále ohniskem F (předmětovým) paprsek (2), který po lomu postupuje směrem NB' s osou rovnoběžně. Průsek B' obou zlomených paprsků jest obraz bodu A' , přímka $B'B$ k ose kolmá obraz svítící přímky AA' . Z podobnosti trojúhelníků FBB' a FOM , jakož i FON a FAA' plyne:

$$\frac{BB'}{AA'} = \frac{b-f}{f} = \frac{f}{a-f};$$

z toho pak dále

$$= \frac{b-f+f}{f+a-f} = \frac{b}{a},$$

z čehož zase vychází, že pravouhlé trojúhelníky OBB' a OAA' jsou podobny, že tudíž úhly při O jsou sobě rovny, t. j. že čára $A'O$, OB' jest přímka. Paprsek $A'OB'$ procházející bodem O , postupuje tudíž čočkou nezlomen, je tedy paprskem — podle dřívějších období s plochami kulovými — *hlavním*. Jinak řečeno, je-li AOB osa hlavní, jest $A'OB'$ osa vedlejší.

Bod O zove se často *optický střed*. Je to tedy průsek osy hlavní s tou (jaksi dvojitou) rovinou, která čočku zastupuje. Jenom pro takovou nekonečně tenkou čočku existuje optický střed té vlastnosti, že paprsky jím procházející postupují přímo dále. Základ toho vězí v tom, že obě lámavé plochy jsou tu rovnoběžné a sobě tak blízké, že rovnoběžné pošnutí paprsku (§ 35.) je zcela nepatrné.

Poslední výrazy dávají formálně zcela tak jako pro zrcadla, *zvětšení bočné* (laterární). Položíme-li jako tam $AA' = P$, $BB' = Q$, jest

$$\frac{Q}{P} = \frac{b-f}{f} = \frac{f}{a-f} = \frac{b}{a}.$$

Obraz se zvětšuje tou měrou, kterou se od svého (obrazového) ohniska vzdaluje anebo, kterou se předmět svému (předmětovému) ohnisku blíží.

Často jest výhodou počítati obraz Q ze zorného úhlu ϑ , ve kterém se oku jeví předmět z optického středu O . Z hořejších rovnic plyne

$$Q = b \frac{P}{a} \quad \text{čili} \quad Q = b \operatorname{tg} \vartheta,$$

jakož také z trojúhelníku OBB' přímo vychází. Je-li předmět AA' velice vzdálen, jako na př. Slunce, jest $b \doteq f$, tudíž

$$Q = f \cdot \operatorname{tang} \vartheta.$$

Tak je pro Slunce průměrně $2\varphi = 32'$, $\operatorname{tang} 2\varphi = 0.0093$, průměr obrázku slunečního činí tedy zhruba setinu dálky ohniskové.

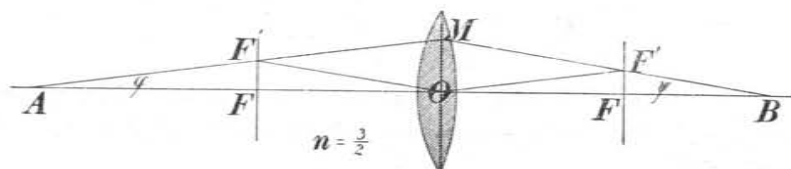
Tím je vysvětleno, proč paprsky sluneční čočkami s dálkou ohniskovou poněkud větší, se nesbíhají v bod (ohnisko), nýbrž v malou plošku v rovině ohniskové; pro čočku o jedné dioptrii má obrázek slunce průměr již téměř 1 cm. Dalekohled Yerkesův má objektiv, jehož ohnisková dálka je 19 m; zde tedy průměr obrázku slunečního je 17.7 cm.

Zvětšení hloubkové (axiální) nalezneme zcela tak jako pro zrcadla dutá, když položíme $AA_1 = \Delta a$, $BB_1 = \Delta b$,

$$\frac{\Delta b}{\Delta a} = - \left(\frac{Q}{P} \right)^2.$$

Má hodnotu zápornou. Je-li tedy A_1 čočky blíže (Δa záporné), jest B_1 od čočky dále (Δb kladné); číselně je dáno čtvercem zvětšení bočního.

Jako na ose hlavní tak můžeme i na každé ose vedlejší přidružit nekonečně vzdáleným bodům ohniska F' . Soubor jich tvoří dvě roviny ohniskové, které jsou rovnoběžné s rovinou čočky zastupující a leží souměrně po obou její stranách (obr. 91.). Těchto rovin užíváme ke konstrukcím. K dopadajícímu paprsku AM sestrojíme zlomený vedoucí $OF' \parallel AM$ a spojice F' s M . Podobně ke zlomenému paprsku MB sestrojíme paprsek dopadající AM . K libovolnému bodu A obdržíme sdružený B , když od A vedeme dva libovolné paprsky a k nim sestrojíme zlomené; jejich průsek je B . Jeden z obou paprsků vedeme účelně středem O , paprsek ten postupuje přímo dále.



Obr. 91. Konstrukce sdružených paprsků a bodů.

Pro zvětšení úhlové (angulární) máme (obr. 91.)

$$\frac{\psi}{\varphi} = \frac{a}{b} = \frac{P}{Q} \quad \text{čili} \quad P\varphi = Q\psi.$$

Odklon sdružených paprsků od osy zvětší se lomem čočkou tolikrát, kolikrát se předmět bočně zmenší.

§ 50. Pokračování; čočka rozptylná.

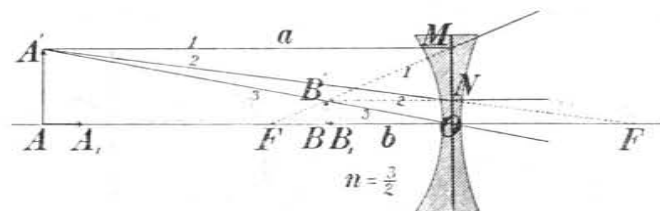
V předešlém odstavci odvodili jsme pro zvětšení bočné rovnice

$$\frac{Q}{P} = \frac{b-f}{f} = \frac{f}{a-f} = \frac{b}{a}.$$

Chtějice rovnice těchto, platných pro čočku vypuklou, použití pro čočku dutou, pamatujeme, že konstanta f je záporná. Tím obdržíme

$$\frac{Q}{P} = -\frac{b+f}{f} = -\frac{f}{a+f} = \frac{b}{a}.$$

Záporné znamení naznačuje, že obraz vznikne vždy zpátečním prodloužením lomených paprsků, že jest tedy zdánlivý a v poloze opačné než dříve, tedy přímý. Bezprostředně obdržíme uvedené výrazy podle konstrukce (obr. 92.). Vedeme z bodu A' paprsek $A'M$ (1) s osou rovnoběžný, který se láme tak, že zpětně prodloužen směřuje k ohnisku F na levo; dále paprsek $A'N$ (2) směřující k ohnisku F na pravo, který po lomu postupuje s osou rovnoběžně. Konečně paprsek hlavní, bodem O (3), který postupuje nezlomen. Tyto tři paprsky protínají se, zpět prodloužený, v bodě B' , který je zdánlivým obrazem svítícího bodu A' ; vedoucí pak od B' přímkou k ose kolmou, obdržíme BB' jakožto přímý zdánlivý obraz svítící přímkou AA' . Hořejší poměry obdržíme — pamatujice, že b je záporné — z podobnosti trojúhelníků $FB'B'$ a FOM , FON a FAA' , $OB'B'$ a OAA' . Vysvitá zároveň, že pokud a je kladné, je vždy



Obr. 92. Zobrazování čočkou rozptylnou.

$f < a + f$, t. j. obraz BB' je vždy zmenšený. Zvětšuje se tou měrou, kterou se od ohniska F vzdaluje. Pro $a = 2f$ je zmenšení $\frac{1}{3}$, pro $a = f$ činí $\frac{1}{2}$ pro $a = 0$ v limitě 1; těsně u čočky obraz splývá s předmětem.

Pro zvětšení hloubkové (axiální) obdržíme, kladouce

$$AA_1 = \Delta a, \quad BB_1 = \Delta b,$$

opět

$$\frac{\Delta b}{\Delta a} = -\left(\frac{Q}{P}\right)^2;$$

je vždy záporné; když A_1 je čočky blíže t. j. Δa záporné (obr. 92.), jest Δb kladné, t. j. BB_1 jest kladný přírůstek veličiny záporné b ; tudíž B_1 čočky blíže.

Zvětšení úhlové (angulární) je dáno rovnicemi

$$\frac{\psi}{\varphi} = \frac{a}{b} = \frac{P}{Q},$$

čili

$$P\varphi = Q\psi$$

jako dříve.

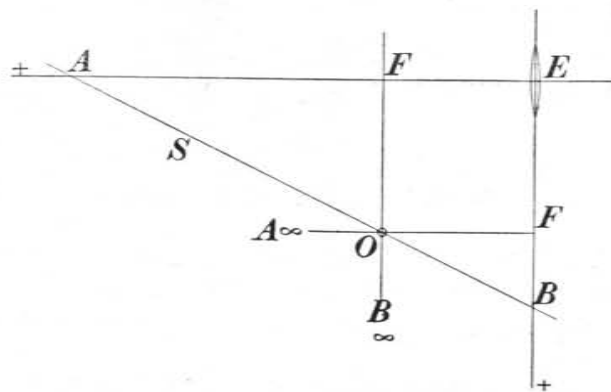
Zákony o čočkách podle geometrie polohy.

§ 51. Čočka spojná.

Úplná obdoba zákonů pro lom světla čočkou a odraz světla zrcadlem kulovým, jak se jeví v rovnicích

$$1/a + 1/b = 1/f, \quad (a - f)(b - f) = f^2$$

zde i tam stejně platných, vede též k obdobné konstrukci na základě geometrie polohy. Opět máme na ose — na př. vodorovné — dvě bodové řady, bodů A a bodů B . Obě řady jsou projektivní. Samodružným bodem jest E . Kolem tohoto bodu otočme B -řadu

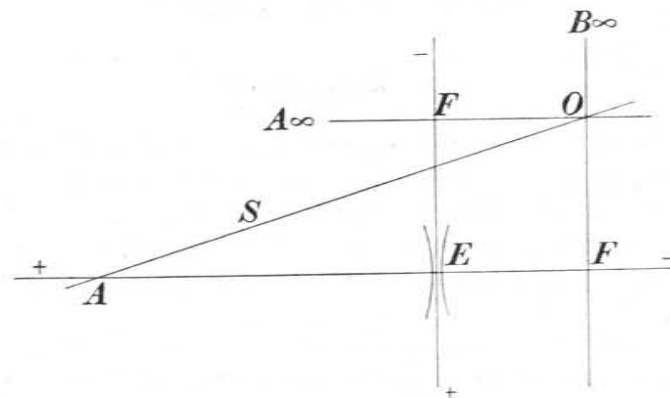


Obr. 93. Čočka spojná; perspektivnost A -řady a B -řady.

opět ve smyslu od levé k pravé do polohy na př. svislé. Tak uvedeme obě řady do polohy perspektivní (obr. 93.). Střed O perspektivnosti obdržíme vedoucí spojnice bodů sdružených A_∞ a F , jakož i F a B_∞ , t. j. vedoucí od ohniska F na ose obrazové rovnoběžku s osou předmětovou, a podobně od ohniska F na ose předmětové rovnoběžku s osou obrazovou. Střed perspektivnosti O padne tedy na stranu levou, dolní. Položíme pak tímto středem O přímkou S a otáčejíce jí kolem něho, obdržíme polohu všech sdružených bodů A a B .

§ 52. Čočka rozptylná.

Vše, co řečeno o čočce vypuklé, má platnost pro čočku dutou; jenom dlužno pamatovati, že zde ohniska obrazové F i předmětové F , jsouce zdánlivá, mají polohu opačnou. Proto také padne střed perspektivnosti O na stranu pravou, hořejší (obr. 94.). Obě konstrukce jsou tím zajímavé, že způsobem nadmíru jednoduchým objasňují, jak rychle se mění na př. poloha obrazu s polohou předmětu, kde rychlost jest největší, kde je přechod. Obě konstrukce dávají více, než jak ve výkladech předchozích bylo podáno. Tam bylo vždy předpokládáno, že svítící bod A jest skutečný. Konstrukce



Obr. 94. Čočka rozptylná; perspektivnost A -řady a B -řady.

naše však nadto ukazují, jak by se utvářelo zobrazování, kdyby se připustily též obrazy A zdánlivé. Svítící paprsky by v tom případě dopadaly na čočku konvergentně, jejich průsek, střed této konvergentnosti A , byl by geometrický. Ukáže-li konstrukce, že by obraz B padl za čočku, pak jest skutečný; jinak, padne-li před čočku, je zdánlivý. Čočka rozptylná by na př. dávala obrazy B skutečné, když by zmíněný zdánlivý předmět A padl za čočku mezi E a F .

Případy, že u čoček předmět jest zdánlivý, bývají výjimečné; uvádíme příklady tyto. Světlo sluneční koncentrujeme čočkou spojnou v ohnisku, ale k docílení prudší koncentrace postavíme za prvou čočku hned druhou též spojnou; pro tuto je tedy předmětový svítící bod zdánlivý, a teprve touto čočkou vznikne obraz skutečný a to mezi jejím ohniskem a čočkou. Takové silné kon-

centrace užíváme na př. když chceme ve světle homocentrickém pozorovati stíny předmětů průhledných, jichž lámavost jest jiná než lámavost vzduchu, na př. páry étheru, proudící svítiplyn, různou koncentrací roztoků a pod. V mikroskopu stavíme před skutečný obraz, vytvořený objektivem, přední — plankonvexní — čočku okuláru Campaniho. Podobně stavíme v dalekohledu Galileově před skutečný obraz vytvořený objektivem čočku rozptylnou. V obou posledních případech jest onen skutečný obraz — který nevznikne — zdánlivým předmětem pro druhou čočku, jež sbíhavě paprsky světelné zachycuje.

Čočky libovolné tloušťky.

§ 53. Roviny hlavní.

Výsledků početních a pravidel konstruktivních, jak jsme je odvodili v úvahách předcházejících pro čočky velice tenké, lze použiti též pro čočky libovolné tloušťky; třeba jen čočku zastoupiti určitými *dvěma rovinami*, na ose čočky kolnými, od nichž vzdálenosti a , b předmětu a obrazu počítáme; nazýváme je *roviny hlavní*.

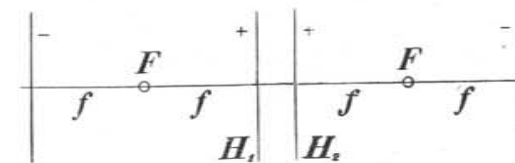
Vyložíme především podle obdoby se zrcadly kulovými, jak k těmto hlavním rovinám přicházíme a jaké mají význačné vlastnosti. Mějmež kulové, duté zrcadlo. Přibližujeme-li k němu svítící předmět z veliké dálky, přijdeme konečně do určité roviny, v níž se setkáme s obrazem předmětu; je to rovina kolmá na ose hlavní ve dvojnásobné dálce ohniskové od zrcadla; obraz skutečný je tu *souměrný* s předmětem. Když však ještě více se s předmětem blížíme k zrcadlu, přijdeme podruhé do roviny, v níž se opět setkáme s obrazem předmětu; tentokrát je však obraz *zdánlivý*, s předmětem *shodný*. Tato druhá rovina splývá se zrcadlem v té části, která jest ose bezprostředně blízkou. Máme zde tedy *dvoji* polohu předmětu, ve které jest *obraz stejně veliký jako předmět*; v prvé poloze je obraz *souměrný*, v druhé *shodný*.

Podobně má se věc, jde-li o čočku jakkoliv silnou, nebo o soustavu čoček. Blížíme-li se čočce na jedné straně z velké dálky se svítícím předmětem, zvětšuje se jeho obraz na straně druhé, až se stane tak veliký jako předmět, zůstáváje při tom obrácený; je tedy s předmětem *souměrný*. Roviny, v nichž se právě předmět a obraz nalézají, zovou se *hlavní* a to *záporné*. Když však se blížíme čočce

ještě více, přijdeme — projdouce ohniskem — po druhé s předmětem do polohy ve které obraz předmětu, tentokrát *zdánlivý*, je s předmětem stejně veliký a při tom *přímý*, tudíž *shodný*. Roviny, v nichž se nyní předmět i obraz nalézají, zovou se rovněž *hlavní* a to *kladné*.

Máme tudíž *dvě dvojice* rovin hlavních jež charakterisujeme stručně takto:

1. Roviny záporné (negativní), z nichž jedna je souměrným (symmetrickým) obrazem druhé (*Töpler*).
2. Roviny kladné (positivní), z nichž jedna je shodným (kongruentním) obrazem druhé (*Gauss*).



Obr. 95. Roviny hlavní.

Jsou rozestaveny po obou stranách čočky (obr. 95.) souměrně, ve vzdálenostech f od jednoho i druhého ohniska F . Tato vzdálenost se zove *dálka ohnisková*. Vypočítá se z obou poloměrů křivosti r_1 , r_2 a z tloušťky čočky e podle vzorce

$$\frac{1}{f} = (n - 1) \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} - \frac{n - 1}{n} \cdot \frac{e}{r_1 r_2} \right).$$

Vzdálenosti pak hlavních rovin kladných od vrcholů E_1 a E_2 čočky jsou určeny vzorci

$$E_1 H_1 = + \frac{n - 1}{n} \frac{e}{r_2} f,$$

$$E_2 H_2 = - \frac{n - 1}{n} \frac{e}{r_1} f.$$

Znamení veličin zde přicházejících vztahují se na typus čoček, totiž na čočku dvojvypuklou. Mluví-li se o rovinách hlavních, bez bližšího označení, míní se roviny kladné, jež jaksi čočku zastupují.

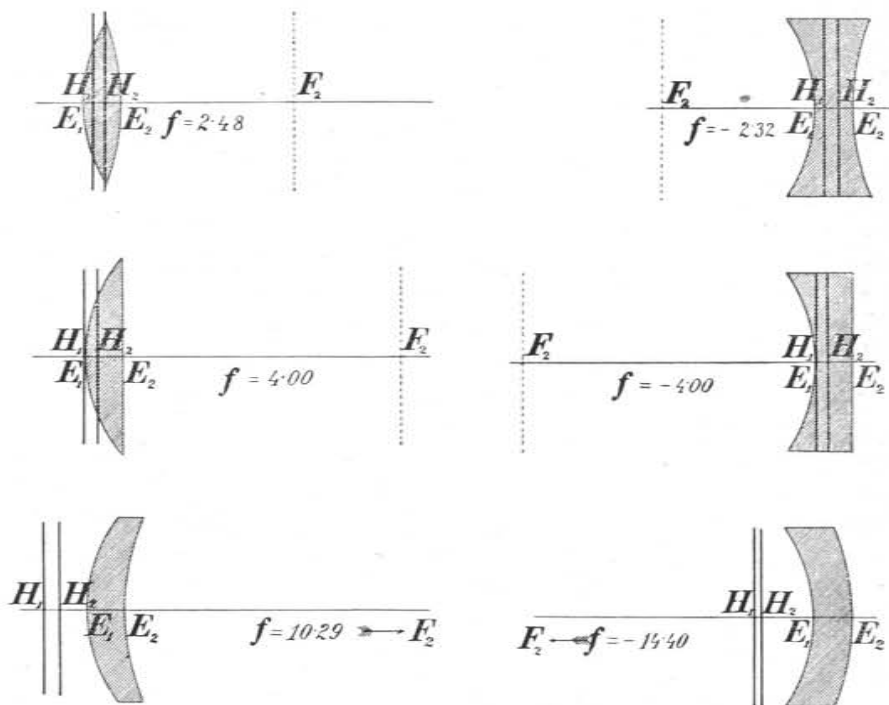
Výklad zde dle obdoby zrcadel podaný jest částečně jen myšlený; neboť hlavní roviny kladné připadají obyčejně — jak níže se objasňuje — do vnitř čočky, kam ovšem se skutečným svítícím předmětem vniknouti nemůžeme, ale kde bychom mohli předpokládati předmět zdánlivý. Proto jest úkolem počtu, aby dle definice, že zvětšení bočné u rovin hlavních jest $= \pm 1$, poloha těchto rovin se stanovila.

§ 54. Číselný příklad.

Je velmi důležité hned zpředu poučiti se na zvláštním případě, jak se utváří poloha rovin hlavních i ohnisek, když měníme jen tvar čočky, zachovávajice poloměry r_1, r_2 kulových ploch stejné jakož i exponent lomu n a tloušťku e čočky.

Volme (v centimetrech) $r_1 = 2, r_2 = 3, e = 0.5$ a $n = 1.5$.

I. Čočky spojně (obr. 96.).



Obr. 96. Poloha rovin hlavních pro čočky spojně.

Obr. 97. Poloha rovin hlavních pro čočky rozptylné.

1. Čočka bikonvexní. Vychází

$$f = 2.48$$

$$E_1 H_1 = 0.14, \quad E_2 H_2 = -0.21, \quad H_1 H_2 = 0.15.$$

2. Čočka plankonvexní, $r_2 = \infty$. Vychází

$$f = 4.00$$

$$E_1 H_1 = 0, \quad E_2 H_2 = -0.33, \quad H_1 H_2 = 0.17.$$

3. Čočka konkavkonvexní. Vychází

$$f = 10.29$$

$$E_1 H_1 = -0.57, \quad E_2 H_2 = -0.86, \quad H_1 H_2 = 0.21.$$

Z toho soudíme: Je-li zakřivení obou kulových ploch stejné, mají roviny hlavní uvnitř čočky polohu souměrnou. Umenšuje-li se zakřivení druhé plochy, posunují se hlavní roviny směrem k první ploše, až první z nich se stane tečnou, když druhá plocha kulová se stane rovinnou. Přejde-li dále zakřivení druhé plochy v opačné, postoupí obě hlavní roviny ještě dále směrem dřívějším, tak že nejdříve první z nich a pak i druhá vystoupí z čočky ven. Zároveň se odlehlost obou hlavních rovin z počátku nepatrně, později poněkud více zvětšuje, činic pro čočku plankonvexní $= e/3 = 0.17$. Dálka ohnisková f při tom stále stoupá, čočka stává se opticky slabší. Ohniska F_1, F_2 jsou na téže straně jako roviny hlavní H_1, H_2 .

II. Čočky rozptylné (obr. 97.).

1. Čočka bikonkávni. Vychází

$$f = -2.32$$

$$E_1 H_1 = 0.13, \quad E_2 H_2 = -0.19, \quad H_1 H_2 = 0.18.$$

2. Čočka plankonkávni, $r_2 = \infty$. Vychází

$$f = -4.00$$

$$E_1 H_1 = 0, \quad E_2 H_2 = -0.33, \quad H_1 H_2 = 0.17.$$

3. Čočka konvexkonkávni. Vychází

$$f = -14.40$$

$$E_1 H_1 = -0.80, \quad E_2 H_2 = -1.20, \quad H_1 H_2 = 0.10.$$

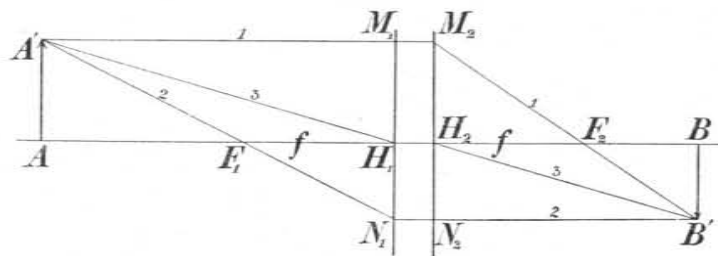
Čočky rozptylné jeví vzhledem k čočkám spojným rozdíl v tom, že f jest záporné, což znamená, že dlužno od příslušné roviny hlavní dálku ohniskovou nanášeti nikoli na stranu této roviny nýbrž na stranu opačnou. Proto k hlavní rovině H_2 , jež je na pravo, náleží ohnisko F_2 na levo (ohnisko obrazové), a podobně k hlavní rovině H_1 , jež je na levo, náleží ohnisko F_1 na pravo (ohnisko předmětové). Při posouvání rovin hlavních se jejich odlehlost zde zmenšuje, z počátku nepatrně, později více; pro čočku plankonkávni činic $= e/3 = 0.17$. Dálka ohnisková f stále stoupá, čočka se stává opticky slabší.

Jako ohniska, tak mají i záporné hlavní roviny polohu opačnou. Rovina předmětová kterou jsme u čoček spojných před-

pokládali na levo, je zde na pravo, a tudíž rovina obrazová na levo od čočky rozptylné. Souměrnost předmětu a jeho obrazu v těchto rovinách předpokládá, že předmět je zdánlivý, t. j. že paprsky od levé strany na rozptylku dopadající k předmětu v rovině předmětové myšlenému směřují; lámou se pak tím způsobem, že se v prodloužení zpětném protínají v rovině obrazové, dávající zde rovněž zdánlivý obraz, který je souměrný s oným předmětem myšleným.

§ 55. **Zobrazování čočkami spojnými.**

Znajíce nyní již význam a polohu rovin hlavních a ohnisek ukážeme, jak pomocí nich lze prováděti konstrukce. Je-li dána čočka spojná tloušťky libovolné, položíme na její místo obě hlavní roviny H_1, H_2 , kteréž ji úplně zastupují a k těm příslušná ohniska



Obr. 98. Zobrazování čočkami spojnými libovolné tlustými.

F_1 a F_2 (obr. 98.). Ze svítícího předmětu AA' vedeme od A' nejprve paprsek $A'M_1$ s osou rovnoběžný (1) až k první hlavní rovině k bodu M_1 ; tento má obraz v bodu M_2 ($H_1M_1 = H_2M_2$), z tohoto pak bodu narýsujeme paprsek ohniskem F_2 . Potom vedeme druhý paprsek (2) $A'F_1$ ohniskem až k první rovině hlavní k bodu N_1 , který má obraz v bodu N_2 ($H_1N_1 = H_2N_2$) a pak dále rovnoběžně s osou. Oba zlomené paprsky protínají se v bodě B' , který jest obrazem bodu A' ; kolmice BB' na osu spuštěná jest obrazem svítící přímky $A'A$.

Z podobnosti trojúhelníků F_2BB' a $F_2H_2M_2$ jakož i $F_1H_1N_1$ a F_1AA' , vychází

$$\frac{BB'}{AA'} = \frac{b-f}{f} = \frac{f}{a-f},$$

tudíž také

$$= \frac{b-f+f}{f+a-f} = \frac{b}{a}.$$

Rovněž dále

$$(a-f)(b-f) = f^2$$

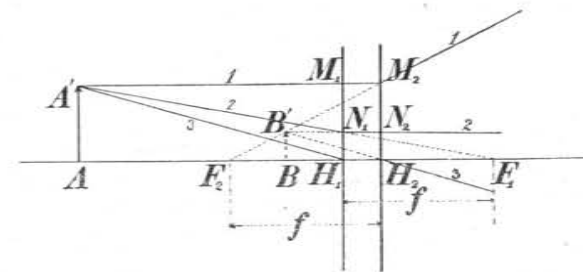
a z toho zase

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f},$$

kteréžto rovnice vyjadřují totéž. Zkrátka vidíme, že pro čočky libovolně tlusté, když odlehlosti a, b, f počítáme od příslušných rovin hlavních, jsou v platnosti všechny vztahy, jež jsme měli pro čočky nekonečně tenké, tedy zejména rovnice vrcholová, ohnisková, výrazy pro zvětšení bočné, tudíž i osové a úhlové.

§ 56. **Zobrazování čočkami rozptylnými.**

Zde dlužno mít na paměti, že ohniska F_1 a F_2 (obr. 99.) mají polohu opačnou. Tato ohniska jsou zdánlivá; paprsky světelné jimi procházejí jen ve zpětném prodloužení. Postupujeme



Obr. 99. Zobrazování čočkami rozptylnými libovolné tlustými.

tedy nejprve od A' rovnoběžně s osou k M_1 (1), odtud k M_2 ($H_1M_1 = H_2M_2$) a odtud ve směru, který v prodloužení zpětném směřuje k F_2 . Dále od A' směrem k F_1 (2) až do N_1 , odtud k N_2 ($H_1N_1 = H_2N_2$) a odtud rovnoběžně s osou dále. Průsek B' zlomených paprsků (1) a (2) zpět prodloužených je zdánlivým obrazem bodu A' , tudíž kolmice BB' na osu zdánlivým obrazem svítící přímky $A'A$. Příslušné rovnice jsou tytéž jako pro čočku rozptylnou nekonečně tenkou.

§ 57. Uzlové body.

V odstavcích předešlých byl odvozen vztah (obr. 98. a 99.)

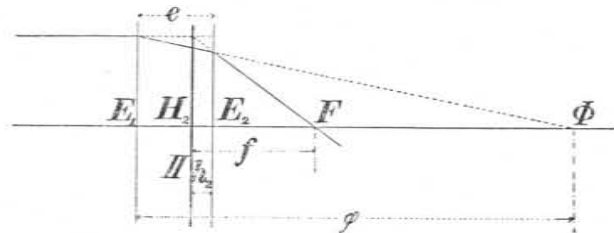
$$AA' : BB' = a : b, \text{ čili } AA' : BB' = AH_1 : H_2B.$$

Z toho plyne, že pravouhlé trojúhelníky $AA'H_1$ a $BB'H_2$ jsou si podobny, že tudíž úhly AH_1A' a BH_2B' jsou si rovny, tudíž přímký $A'H_1 \parallel H_2B'$. Mají tedy body H_1, H_2 tu vlastnost, že paprsky, jež směřují k jednomu H_1 , pokračují ve svém směru dále od druhého H_2 . Takovéto dva body zovou se *uzlové*.

V našem případě padnou body uzlové do rovin hlavních; avšak v problému všeobecném, o němž jednáme níže, mohou z rovin hlavních též vybočiti stranou. Patrně jest jeden bod uzlový obrazem druhého; neboť paprsky, jež homocentricky k jednomu směřují, postupují opět homocentricky od druhého dále. Při konstrukci v obr. 98. a 99. můžeme k paprskům (1) a (2) vésti ještě třetí (3) uzlovými body, který musí ovšem procházeti bodem B' , čímž je dána kontrola, že konstrukce je správná. Je-li čočka nekonečně tenká, splývají body uzlové v tak zvaný optický střed. Přímký, vedené uzlovými body v témže směru, pojímáme-li je celkově, jsou obdobny vedlejší ose čočky nekonečně tenké aneb vedlejší ose kulového zrcadla.

§ 58. Mathematické vztahy.

Dlužno ještě odvoditi výrazy, jichž jsme již užili vykládajíce o rovinách hlavních. Budiž dána bikonvexní čočka (obr. 100.) tloušťky $E_1E_2 = e$; omezující plochy kulové rýsujeme jako rovinné



Obr. 100. Odvození rovin hlavních.

vzhledem k případu limitnímu, kdy zůstáváme docela blízko osy hlavní. Paprsek dopadající na přední plochu rovnoběžně s osou láme se do ohniska Φ , jež jest v odlehlosti $E_1\Phi = \varphi$; na zadní ploše stupňuje se lom a paprsek směřuje do definitivního ohniska

F . Průsekem paprsku dopadajícího a tohoto vycházejícího jest určena rovina hlavní, kterou označujeme jakožto druhou Π , poněvadž náleží k útvarům obrazovým; její odlehlost od vrcholu E_2 označme $E_2H_2 = h_2$. Užívajíce rovnic pro lom na plochách kulových, obdržíme pro lom na přední ploše

$$\frac{1}{\infty} + \frac{n}{\varphi} = \frac{n-1}{r_1}, \text{ tudíž } \varphi = \frac{n}{n-1} r_1.$$

Podobně pro lom na zadní ploše

$$\frac{1}{-E_2\Phi} + \frac{1}{E_2F} = \frac{\frac{1}{n} - 1}{-r_2}$$

aneb, násobíme-li exponentem n ,

$$-\frac{n}{\varphi - e} + \frac{1}{f - h_2} = \frac{n-1}{r_2}.$$

Z podobnosti trojúhelníků, jejichž středem podobnosti jest jednak F , jednak Φ , vychází

$$\frac{f}{f - h_2} = \frac{\varphi}{\varphi - e}.$$

Dosadíce obdržíme

$$-\frac{n}{\varphi - e} + \frac{1}{f} \cdot \frac{\varphi}{\varphi - e} = \frac{n-1}{r_2},$$

z čehož dále

$$\frac{1}{f} = \frac{n-1}{r_2} \cdot \frac{\varphi - e}{\varphi} + \frac{n}{\varphi},$$

$$\frac{1}{f} = \frac{(n-1)(\varphi - e) + nr_2}{r_2\varphi},$$

tudíž vzhledem k výrazu pro φ ,

$$\frac{1}{f} = \frac{nr_1 + nr_2 - (n-1)e}{\frac{n}{n-1} r_1 r_2}$$

a definitivně

$$\frac{1}{f} = (n-1) \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} - \frac{n-1}{n} \frac{e}{r_1 r_2} \right).$$

Tento výraz pro dálku ohniskovou je souměrný vzhledem k poloměrum r_1, r_2 ; platí tedy též pro opačnou stranu čočky, t. j. pro dálku ohniskovou počítanou od hlavní roviny I. Pro odlehlost $h_2 = E_2H_2$ hlavní roviny II. od vrcholu E_2 vychází — z podobnosti

trojúhelníků nahoře naznačených —

$$\frac{h_2}{f} = \frac{e}{\varphi};$$

dosadíme-li sem hodnotu za φ a připojíme-li znamení záporné, čítající odlehlosti h kladně ve smyslu postupu světla, obdržíme

$$h_2 = -\frac{n-1}{n} \frac{e}{r_1} f$$

a podobně pro odlehlost $h_1 = E_1 H_1$ hlavní roviny I. od vrcholu E_1 záměnou

$$h_1 = \frac{n-1}{n} \frac{e}{r_2} f.$$

Vzájemná vzdálenost $H_1 H_2$ obou hlavních rovin je dána výrazem

$$H_1 H_2 = e - h_1 + h_2,$$

čili

$$H_1 H_2 = e - \frac{n-1}{n} e f \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right).$$

Vzhledem k tomu, že je velice přibližně

$$\frac{1}{f} = (n-1) \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right),$$

je téměř

$$H_1 H_2 = e - \frac{e}{n} = \frac{n-1}{n} e,$$

t. j. odlehlost obou hlavních rovin nezávisí téměř na poloměrech r_1, r_2 . Proto když se na čočce určité tloušťky e mění zakřivení kulových ploch, pošunuje se jedna i druhá hlavní rovina, ale tak, že se pošunují jako celkový útvar, s odlehlostí — téměř — nezměnou. Přesný výraz pro $H_1 H_2$ jest

$$H_1 H_2 = \frac{n-1}{n} e \frac{1 - \frac{e}{r_1 + r_2}}{1 - \frac{n-1}{n} \frac{e}{r_1 + r_2}}.$$

Je-li jeden z obou poloměrů $= \infty$, t. j. je-li čočka plankonvexní nebo plankonkávni, je přesně

$$H_1 H_2 = e \frac{n-1}{n},$$

tedy pro $n = \frac{3}{2}$, $H_1 H_2 = e/3$. Pro čočku bikonvexní a bikonkávni se stejným oboustranným zakřivením jest $h_1 = h_2$. Číselně objasňuje vše to příklad nahoře v § 54. propočítaný. Z něho též vychází, že

vliv korekčního členu pro $H_1 H_2$ vynikne tehda, když výraz $r_1 + r_2$ přejde v rozdíl, t. j. u čoček konkáv-konvexních nebo konvex-konkávni, ovšem pro tyto opačně než pro ony, jak z číselného příkladu dobře vychází.

Zajímavou kontrolu našich výpočtů poskytuje ten zvláštní případ, kdy čočka přejde v planparalelní desku. Viděli jsme (§ 35.), pokud jde o paprsky nullové, že se bod deskou zobrazuje zase jako bod posunutý kolmo k desce ve směru postupu světla o dráhu $\delta = e \frac{n-1}{n}$.

Jest tedy obraz libovolného rovinného útvaru s deskou rovnoběžného s předmětem rovnoběžný a kongruentní, jinými slovy, libovolná s deskou rovnoběžná rovina a její obraz mají vlastnosti kladných rovin hlavních H_1, H_2 jejichž vzdálenost je stále $H_1 H_2 = \delta = e \frac{n-1}{n}$. Dále mají libovolný bod a jeho obraz vlastnosti bodů uzlových a ovšem libovolná přímka na desku kolmá vlastnosti hlavní osy.

To vše je plně potvrzeno našimi vzorci. Z výrazu pro $1/f$ vychází, poněvadž r_1 i r_2 jsou ∞ , jednak že $f = \infty$, jednak že až na veličiny nekonečně malé druhého řádu lze psáti

$$\frac{1}{f} = (n-1) \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right).$$

Z toho plyne, že pro $H_1 H_2$ platí přesně výraz $e \frac{n-1}{n}$, naproti tomu výrazy pro h_2 a h_1 se stávají neurčitými. Tedy úplný souhlas s tím, co právě řečeno.

Ještě s jiné stránky můžeme na věc hleděti. Desku planparalelní můžeme považovati za limitní případ čočky libovolného typu. Viděli jsme, že přibližně platí pro všechny čočky $H_1 H_2 = e \frac{n-1}{n}$, poloha hlavních rovin že však může býti nejrozmanitější, uvnitř čočky neb mimo. Deska planparalelní jakožto mezní případ všech možných čoček, splňuje obě podmínky v limitě, t. j. vzdálenost hlavních rovin je přesně dána výrazem $e \frac{n-1}{n}$, jejich poloha na ose je úplně libovolná.

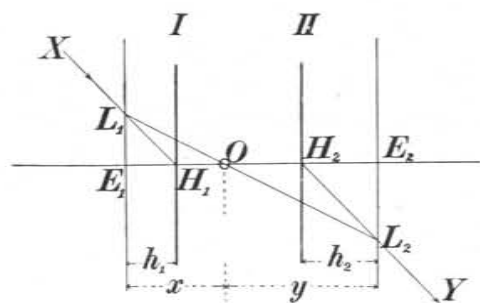
§ 59. Optický střed čočky.

Budiž dána čočka bikonvexní svými kulovými (= rovinnými) plochami E_1 a E_2 a rovinami hlavními H_1, H_2 (obr. 101.). Paprsek X směřující k uzlovému bodu H_1 a protínající v bodě L_1 přední plochu čočky postupuje rovnoběžně z druhého uzlového bodu H_2 a protíná v bodě L_2 zadní plochu čočky. Spojnice $L_1 L_2$ protne osu v bodě O . Znamenejme

$$E_1 O = x, \quad O E_2 = y.$$

Z podobnosti trojúhelníků OE_1L_1 a OE_2L_2 jakož i $H_1E_1L_1$ a $H_2E_2L_2$ a z výrazů pro h_1, h_2 z předešlého § plyne ihned

$$\frac{x}{y} = \frac{h_1}{h_2} = \frac{r_1}{r_2} = \text{const.}$$



Obr. 101. Optický střed čočky.

Bod O má tudíž na ose pro všechny směry XY polohu stálou; zove se *optický střed* čočky. Jeho polohu vzhledem k tloušťce čočky $x + y = e$ určíme rovnicemi

$$\frac{x}{e} = \frac{r_1}{r_1 + r_2},$$

$$\frac{y}{e} = \frac{r_2}{r_1 + r_2}.$$

Je-li čočka bikonkávní, změní se označení obou poloměrů r_1 a r_2 , čímž poloha středu O zůstane stejná jako pro čočku bikonvexní. Je-li čočka plankonvexní nebo plankonkávní, na př. je-li $r_2 = \infty$ jest $x = 0, y = e$, optický střed O splyne s vrcholem E_1 . Je-li čočka konkáv-konvexní nebo konvex-konkávní, vybočí střed optický O mimo čočku, čímž jeho význam jako »středu« čočky přestává. Význam optického středu je podřízený. Při konstrukcích mohl by zastupovati jednu z rovin hlavních; avšak zastoupení takové zaváděti nemělo by smyslu, poněvadž roviny hlavní k sobě náležejí, tvoříce dohromady útvar jednotný.

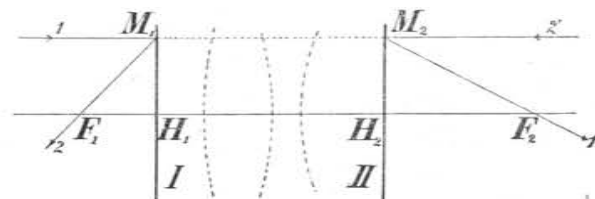
Soustava centrovaných lámavých ploch kulových v počtu libovolném.

§ 60. Roviny hlavní a ohniska v problému všeobecném.

Budiž dána soustava lámavých kulových ploch, jež oddělují od sebe různá prostředí průhledná; plochy kulové buďtež centrované, t. j. geometrické jich středy buďtež na jediné přímce (obr. 102.). Tato přímka tvoří hlavní osu soustavy. Paprsek touto postupující je hlavní, neláme se, poněvadž dopadá na kulové plochy v jich vrcholech kolmo. Veďme v prostředí prvním paprsek 1 rovnoběžně s osou, jakoby od svítícího bodu nekonečně vzdáleného; tento

paprsek se bude rozmanitým způsobem na různých kulových těch plochách lámati, ale konečně vyjde do posledního prostředí (kteréž není zde, v případě obecném identické s prvním) v jistém směru $1'$, v němž protíná osu v bodě F_2 . Když zůstáváme ose zcela blízko, budou paprsky homocentrické i po všech lomech zůstávají homocentrickými. Bod F_2 jest průsekem paprsku 1 a paprsku směrem osy postupujícího a tudíž pak podle zásady homocentrických soustav průsekem *všech* podobných paprsků jako 1, jež s osou rovnoběžně dopadají. Zkrátka: Bod F_2 náleží k soustavě obrazů a je *sdužen* s bodem $A\infty$, jest tedy *ohniskem* v soustavě *obrazů* (proto index 2).

Učíme úvahu podobnou přihlízejíce ke straně opačné. Prodlužme paprsek 1 v myšlenkách směrem $2'$ až do posledního prostředí a tažme se, jaký by musil býti paprsek *dopadající* v prvním



Obr. 102. Hlavní roviny soustavy centrovaných lámavých ploch kulových.

prostředí, aby jemu v posledním prostředí odpovídal právě tento prodloužený paprsek $2'$. Budiž tímto paprsek 2. Tento protíná osu v bodě F_1 . Podobnou úvahou obdržíme jako dříve, že *bod* F_1 jakožto *předmětový* (proto index 1) jest *sdužen* s nekonečně vzdáleným bodem $B\infty$ na straně obrazové. Máme tudíž dvě dvojice sdužených bodů: $A\infty$ a F_2, F_1 a $B\infty$. Rovněž jsou sdužené body M_1 a M_2 , poněvadž jsou průseky sdužených dvojic paprskových (1, 2) a ($1', 2'$). Položme těmito body dvě roviny na osu kolmé. Pak jest $H_1M_1 = H_2M_2$; a poněvadž to platí o libovolných bodech M sobě náležejících, je patrné, že zmíněné roviny, podle výměrů dřívějších, jsou *hlavní roviny soustavy*. Jedna rovina, jak krátce pravíme, jest shodným obrazem roviny druhé, t. j. jakýkoli svítící útvar rovinný v rovině jedné zobrazuje se shodným útvarem v rovině druhé. Body F_1, F_2 jsou ohniska soustavy; jejich odlehlosti f_1, f_2 od příslušných rovin hlavních jsou zde, v problému všeobecném, rozdílné.

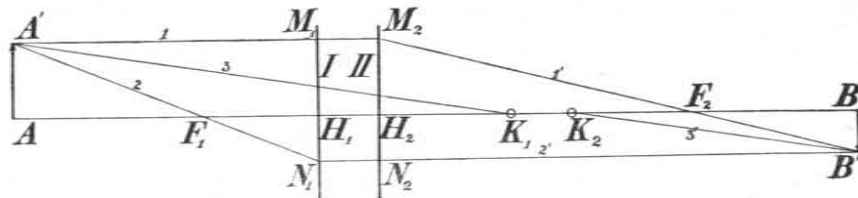
Co zde řečeno o paprscích s osou rovnoběžných, platí stejnou měrou o všech svazících paprsků rovnoběžných, pokud jsou nulové. Body jim příslušné jednak jako obrazové jednak jako předmětové

tvoří ve svém úhrnu *ohniskové roviny*, jež jsou v ohniskách F_2 a F_1 kolmé na ose. Jsou sdruženy s rovinami, které jsou jednak v prostoru předmětovém jednak obrazovém v nekonečnu.

Jakmile pro případ nejvšeobecnější jsou stanoveny roviny hlavní a ohniskové, lze pro daný svítící předmět AA' (obr. 103.) jednoduše sestrojiti jeho obraz BB' a to pomocí *paprsků jednak* s osou rovnoběžného, jednak ohniskem procházejícího ve způsobu zcela podobném jako v § 55. Jsou zde v platnosti též vztahy pro zvětšení bočné,

$$\frac{BB'}{AA'} = \frac{b - f_2}{f_2} = \frac{f_1}{a - f_1},$$

obdobné příslušným vztahům v § 55. jenom že délky ohniskové



Obr. 103. Konstrukce všeobecná.

jsou zde rozdílné. Rovněž platí vztahy

$$(a - f_1)(b - f_2) = f_1 f_2$$

$$\frac{f_1}{a} + \frac{f_2}{b} = 1$$

přímo plynoucí z hořejší úměry.

§ 61. Body uzlové.

Vztahy posledního odstavce vedou jednoduše k bodům důležitým, jež zoveme *uzlové*. Můžeme totiž podle známé věty o úměrách též psáti

$$\frac{BB'}{AA'} = \frac{b - f_2 + f_1}{f_2 + a - f_1},$$

anebo klademe-li $f_2 - f_1 = \varrho$

$$\frac{BB'}{AA'} = \frac{b - \varrho}{a + \varrho}.$$

Délky $b - \varrho$ a $a + \varrho$ snadno sestrojíme nanesouce (obr. 103.) $H_1 K_1 = \varrho$, $H_2 K_2 = \varrho$. Pak jest $K_1 A = a + \varrho$ $K_2 B = b - \varrho$. Vede-

me-li pak přímky $A'K_1$ a $B'K_2$, soudíme z úměry

$$\frac{BB'}{AA'} = \frac{K_2 B}{K_1 A},$$

že jsou trojúhelníky $AA'K_1$ a $BB'K_2$ podobny, tudíž

$$A'K_1 \parallel K_2 B'.$$

Body K_1, K_2 mají tedy zvláštnost, že paprsek $A'K_1$ směřující k jednomu z nich postupuje směrem $K_2 B'$ od druhého *rovnoběžně*. Takové body zovou se *uzlové* (Listing). Jejich vzdálenost $K_1 K_2$ je patrně $= H_1 H_2$, t. j. odlehlosti rovin hlavních. Kdyby bylo $\varrho = 0$, t. j. $f_1 = f_2$, padly by uzlové body do bodů hlavních a případ všeobecný by se specialisoval podle § 55.

§ 62. Obdoba s lámavou plochou kulovou.

Vztahy

$$\frac{BB'}{AA'} = \frac{b - f_2}{f_2} = \frac{f_1}{a - f_1} = \frac{b - \varrho}{a + \varrho}$$

shodují se s těmi, které jsme měli pro lámavé plochy kulové. Co zde jest ϱ , bylo tam r . Ale jinak platí i zde $f_2 - f_1 = \varrho$ jako tam $= r$. Nejvšeobecnější případ lomu světla plochami kulovými je tudíž formálně zcela podoben případu lomu světla jedinou plochou kulovou; liší se však v tom, že zde tato plocha kulová vystupuje jaksi dvojitě, v obou rovinách hlavních. Proto také na místě středu C jediného, jak bylo tam, jsou zde středy dva, totiž uzlové body. Paprsek těmito vedený jde původním směrem tak, jako tam paprsek vedený středem kulové plochy; ale ovšem je zde paprsek jakoby dvojitý.

Geometrie polohy vystihuje tento rozdíl následovně. Každý obraz, vznikající lomem plochami kulovými je ve vztahu *prostorové kollinearnosti* s předmětem. U jediné plochy kulové přistupuje k tomu ještě poloha *perspektivní* se středem perspektivnosti C . Tato perspektivnost odpadá v případě všeobecném. Ale jinak zůstávají všechny početní vztahy v platnosti; neboť je to tak jakoby — beze změny velikosti a vzdálenosti — soustava obrazová byla rovnoběžným pošnutím o $H_1 H_2 = K_1 K_2$ *oddálena* od soustavy předmětové.

Příkladem velice poučným k tomu, co zde bylo řečeno, jest dioptrický problém oka. Při veškeré rozmanitosti lámavých ploch a prostředí lze problém ten schematisovati podobně, jak zde uvedeno a velice přibližně pak převéstí dokonce na lom jakoby jedinou plochou kulovou.

§ 63. Jak se stanoví pokusně poloha rovin ohniskových i hlavních a dálka ohnisková. Čočka spojená.

Výklady v předešlých odstavcích podané dlužno doplniti a objasnití návodem, jak se stanoví pokusně poloha rovin ohniskových i hlavních jakož i dálka ohnisková a tím optická mohutnost dané čočky. Dlužno při tom rozeznávati, zdali jde o čočku tenkou, t. j. takovou, jejíž tloušťka je velmi malá proti dálce ohniskové, anebo zdali jde o čočku libovolné tloušťky, po případě o soustavu čoček, což jest pak zásadně stejné. Příslušná délková měření konají se v hlavní ose čočky, obyčejně od jejího vrcholu vycházejíc. Tato osa bývá zpravidla zařizena vodorovně. V souhlasu s tím staví se pak rovinné předměty k zobrazení určené, jakož i rovinná stínítka, na nichž se obrazy těch předmětů promítají, svisle. Buďtež zde uvedeny především metody pro čočky *spojné*.

1. Zobrazí se předmět nekonečně (t. j. velice) vzdálený, nejlépe slunce, jehož paprsky se řídí (event. heliostatem) na čočku kolmo. Tím se určí *poloha* roviny ohniskové.

2. Dalekohled zařídí se na dálku nekonečnou (na př. na měsíc, na obrysy vzdálených hor a pod.). Na to se dalekohled umístí vodorovně a před jeho objektiv se postaví svisle čočka tak, aby její osa splývala s osou dalekohledu. Rovinný, osvětlený předmět, svisle před čočkou stojící, lze pak v dalekohledu viděti ostře jen tehdy, když se pošine do její roviny ohniskové. Tím se opět stanoví *poloha* roviny ohniskové.

Je-li čočka tenká, udává odlehlost roviny ohniskové od vrcholu čočky přibližně dálku ohniskovou f .

3. Předmět se zobrazí souměrně. Tím se určí poloha obou hlavních rovin záporných. Odlehlost těchto rovin od rovin ohniskových, podle metody 1. neb 2. stanovených, je dálka ohnisková f . Roviny hlavní kladné jsou pak tím též určeny.

Je-li čočka tenká, je v tomto případě odlehlost předmětové a obrazové roviny $= 4f$.

4. Zobrazení nemusí býti právě souměrné, nýbrž jakékoli jiné, skutečné. Jsou-li $a - f$ a $b - f$ odlehlosti roviny předmětové a obrazové od příslušné roviny ohniskové, podle metody 1. nebo 2. stanovené, jest dálka ohnisková určena vzorcem

$$f^2 = (a - f)(b - f).$$

Pro čočky velmi tenké lze v tomto případě užiti vzorce

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{a} + \frac{1}{b},$$

kdež a, b jsou měřeny od vrcholů čočky.

5. Má-li rovina předmětová a rovina obrazová postaveni pevné, a je-li odlehlost obou $= s$, lze naléztí dvě polohy čočky, kdy vznikne obraz ostrý, — což odpovídá výměně veličin a, b v rovnici čočkové. Je-li na př. $a > b$, vznikne obraz zmenšený; když se pak čočka pošine k předmětu o takovou délku d , aby dřívější a se stalo b a naopak, vznikne obraz zvětšený (metoda Besselova). Počítá se podle vzorce

$$f = \frac{ab}{a + b},$$

$$a + b = s, \quad a - b = d,$$

tudíž

$$f = \frac{(s + d)(s - d)}{4s},$$

anebo

$$4f = s - \frac{d^2}{s}.$$

Vzorec prvější jest pro logarithmické počítání pohodlnější.

Metoda hodí se jen pro čočky tenké, kdy lze zanedbávati tloušťku čočky e proti s .

6. Vytvoří se skutečný obraz Q předmětu P buď zvětšený nebo zmenšený. K výpočtu dálky ohniskové máme rovnice

$$\frac{Q}{P} = \frac{b - f}{f} = \frac{f}{a - f},$$

z nichž vychází

$$\frac{f}{a} = \frac{Q}{P + Q}, \quad \frac{f}{b} = \frac{P}{P + Q}.$$

Při zmenšení ($a > b$) použije se vzorce prvního, při zvětšení ($a < b$) vzorce druhého, aby se v jednom i druhém případě měřila ta odlehlost, která je větší.

Metoda hodí se jen pro čočky tenké, anebo též pro čočky silnější, když měřené odlehlosti a nebo b jsou tak značné, že proti nim tloušťka čočky téměř mizí.

7. Zvětšení nebo zmenšení určí se dvakráté a to pro dvě o délku d rozdílné polohy buď předmětové nebo obrazové roviny.

Pracujíce se zvětšením určíme nejprve zvětšení pro odlehlost b čočky od roviny obrazové; na to pošíneme tuto rovinu na př. k čočce blíže, na odlehlost b' , o délku $b - b' = d$ a zařídíme předmět tak, aby zvětšený obraz se vytvořil ostře v této nové odlehlosti b' . Pak jsou v platnosti vzorce

$$\frac{Q}{P} = \frac{b - f}{f}, \quad \frac{Q'}{P} = \frac{b' - f}{f},$$

$$\frac{Q}{P} - \frac{Q'}{P} = \frac{d}{f},$$

z čehož se f počítá. Pracujíce se zmenšením pošíneme podobně rovinu předmětovou o délku $a - a' = d$ a stanovíme zmenšení pro odlehlost a i a' . Pak užijeme vzorců

$$\frac{P}{Q} = \frac{a - f}{f}, \quad \frac{P}{Q'} = \frac{a' - f}{f},$$

$$\frac{P}{Q} - \frac{P}{Q'} = \frac{d}{f},$$

z čehož se opět počítá f (metoda Abbe-ova).

Metoda hodí se pro čočky libovolné tloušťky. Kam obraz padne, je zde stejné; odlehlosti b , b' jakož i a , a' měřiti netřeba, nýbrž jenom jich změnu, t. j. pošínutí $b - b'$ nebo $a - a'$.

Když některá z uvedených metod má platnost jen pro čočky tenké, lze jí užiti též pro čočky tlusté, když se odlehlosti a , b , f opraví vzhledem k rovinám hlavním o délky h (§ 58.). V tom případě jest nutno určití poloměry křivosti r_1 , r_2 a tloušťku e čočky. Za n stačí bráti hodnoty okrouhlé, $3/2$ pro sklo korunové, $7/4$ pro sklo flintové. Pro čočku plankonvexní se věc velmi zjednodušuje tím, že rovina hlavní jde vrcholem kulové plochy.

Měření zde popsána provádějí se buď zvláštními fokometry, anebo na optické lavici, která má měřítko na millimetry rozdělené a vhodné stativy, jejichž polohu lze na měřítku odečísti. Do těchto stativů kladou se čočky, pak rovinné předměty osvětlené jakož i rovinné bílé stěny, na nichž se obrazy zachycují. Za předměty se velmi dobře hodí průsvitné ostré kresby na skle jemně matovaném; pro zvětšení čtvercované kresby centimetrové, pro zmenšení decimetrové. Obrázky zvětšené měří se na bílé stěně, na níž jest v úzkém proužku dělení millimetrové; obrázky zmenšené zachycují se na jemném měřítku v dlouhé trubici umístěném, na desetiny nebo pětiny mm děleném, kteréž se pak lupou odčítá. Jinak lze zde opakovati praktické poznámky, jež jsme uvedli při stanovení délky ohniskové u zrcadla dutého. Tam ovšem jest velikou výhodou, že obrázky skutečně jsou přesně achromatické. Zde u čoček nutno, kde zabarvení obrázku je závadné (zejména při metodě 2., 5., 7.), užiti osvětlení monochromatického, na př. natriového, pro které pak nalezená délka ohnisková platí.

§ 64. Pokračování; čočka rozptylná.

Obrazy čočkami rozptylnými jsou za obvyčejných poměrů zdánlivé, nelze ani jejich polohu ani velikost měřiti. Zde stanoví se délka ohnisková nepřímou.

1. Daná čočka rozptylná délky ohniskové $-f$ se kombinuje s čočkou spojnou vhodné délky ohniskové $f' < f$; kombinace má délku ohniskovou F danou součtem optických mohutností

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{f'} - \frac{1}{f}.$$

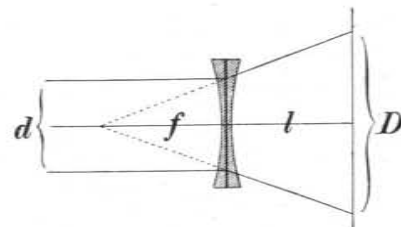
Určí-li se podle metod předešlého odstavce F , lze f počítati.

2. Rozptylující vlastnosti čočky konkávní používá se přímo při následující jednoduché metodě. Do síně optické vpustí se horizontálně pomocí heliostatu kulatým otvorem průměru d svazek paprsků slunečních. Když se k nim postaví kolmo rozptylná čočka, stanou se rovnoběžné paprsky sluneční rozbíhavými, tak že v odlehlosti l od čočky se na bílé stěně promítají kruhem s průměrem D . Patrně jest (obr. 104.)

$$\frac{d}{D} = \frac{f}{f + l} \quad \text{čili} \quad \frac{f}{l} = \frac{d}{D - d},$$

tudíž

$$f = \frac{ld}{D - d}.$$



Obr. 104. Délka ohnisková čočky rozptylné.

Je-li tedy na př. $D = 2d$, jest $f = l$.

Sluneční paprsky nejsou však přísně rovnoběžné, nýbrž divergují v úhlu asi $1/2^\circ$; touto divergencí zvětší se kruh D , a tím vyjde délka f malá. Dlužno tedy průměr D zmenšiti o $0.0093 \cdot l$ (§ 49.), tak že opravený vzorec zní

$$f = \frac{ld}{D - d - 0.0093 \cdot l}.$$

Obě metody mají platnost pro čočky tenké.

§ 65. Sférická aberrace; astigmatismus.

Úvahy předchozí o čočkách byly vesměs založeny na podmince, že zobrazující paprsky homogenního světla, jež dopadají na čočku, zůstávají ose blízkými, že jsou paraxiální. S touto výhradou, která je základem Gaussova řešení, jeví se býtí čočka optickým útvarem velmi jednoduchým; působí tu jen její střední část, kde kulové plochy v limitě se stávají rovinami k ose kolnými. Lom světla řídí se zákonem Ptolemaiovým a svítící bod na ose nebo blízko osy zobrazuje se pak též bodem.

Jakmile však připustíme, že paprsky ze svítícího bodu na ose dopadají na veškerou plochu čočkovou, pak vznikají zjevy velmi složité. Jako již jedinou plochou kulovou (§ 37.) zobrazuje se tím spíše čočkou svítící bod na ose plochou diakaustickou; obraz svítícího předmětu, i když se předmět od osy nevzdálí, nemá ostrých obrysů a ukazuje i jinak tvarové nepravidelnosti. Zjev tento nazývá se *sférická aberrace*.

Tvar plochy diakaustické podobá se celkem tvaru těch kaudstických ploch, jež jsme seznali při odrazu a lomu na jediné ploše kulové. Vždy začíná plocha hrotem, v němž se paprsky — reálné nebo virtuálně — protínají v největší hustotě, od toho hrotu pak šíří se plocha dále, při čemž hustoty paprsků se protínajících rychle ubývá. Je-li plocha reálná, je ve hrotě největší světlost, odtud světlosti rychle ubývá, tak že již v mírné od hrotu vzdálenosti plocha prakticky přestává.

Experimentálně lze tuto vlastnost spojných čoček studovati, užije-li se vhodných clonek, jimiž světlo dopadá na čočku buď jen středovým okrouhlým otvorem anebo kruhovými soustředovými pásmy až ke kraji čočky. Snadno stanovíme, užívajíc za předmět na př. malého kruhového osvětleného otvoru na neprůhledné desce, že se zobrazuje reálně různými pásmy v různých od čočky odlehlostech, a to tím blíže čočce, čím je pásmo blíže kraje čočky. Výsledky lze i graficky znázorňovati. Čím je takových pásem více, t. j. čím je plocha čočky — za jinak stejných okolností — větší, tím jest i aberrace větší. Jinak souvisí aberrace s tvarem čočky. Dutovypuklé čočky jeví aberraci největší, ploskovypuklé menší a dvojevypuklé nejmenší. Aberrace se zmenší, když se dopadajícím světlu vstříc postaví plocha více zakřivená. Čočkám rozptylným náleží diakaustická plocha zdánlivá, která je proti postupu světla svým hrotem opačně postavena. Tím dána jest možnost kombino-

váním čoček spojných a rozptylných aberraci zmenšiti po případě i zrušiti.

Kvantitativně stanoví se aberrace dvěma veličinami, totiž *úchylnkou podélnou* a *bočnou* (longitudinální a laterární). Je-li A svítící bod na ose čočky, B jeho obraz paprsky nullovými a B^* paprsky krajními, jest odlehlost BB^* aberrace longitudinální. Položíme-li pak v bodě B na osu kolmou rovinu, vytvoří se na ní krajními paprsky od bodu B^* se rozbíhajícími kruhy; průměr tohoto kruhu udává aberraci laterární.

Vedle sférické aberrace nastává jiný úkaz, tak zvaný *astigmatismus*, a to tehda, vybočí-li svítící předmět z osy čočkové stranou, anebo, což je totéž, otočí-li se osa čočky stranou. Když na př. čočku, jež je postavena svisle na stojanu, otočíme tak, že její osa, zůstávajíc v rovině vodorovné, vybočí o značnější úhel stranou, nastane v zobrazování předmětu nesouměrnost; svítící bod se nezobrazí bodem, nýbrž dvěma světlými přímkami, vodorovnou a svislou, z nichž svislá je ose blíže. Vodorovné pak a svislé části svítícího předmětu zobrazí se v různých polohách, jakož lze zjistiti pošínováním stínítka, na které obraz zachycujeme. Zde je příčinou astigmatismu odchylná poloha zobrazovaného předmětu. Jindy bývá čočka sama astigmatická, podle způsobu, jak byla vybroušena. V extremu jest astigmatickou čočka válcová.

Odstranění všech těchto a jiných vad má veliký význam pro objektivy mikroskopů, dalekohledů, fotografické komory a j., proč o předmětu tom na svém místě zvlášť pojednáme.

O katoptrických a dioptrických otázkách podali klassické práce Euler, Gauss, Helmholtz, Rayleigh, Abbe a jeho škola a j. V jazyku českém byly uveřejněny četné články v Časopisu pro pěstování matematiky a fysiky; uvádíme jména Blažek, J. Hervert, A. Pánek, Hejzlar, Baudys, z novější doby Theurer, J. Najman a j.

Obšírně vykládá se o zobrazování čočkami a o zvlátnostech čoček v Geom. optice Dra. B. Kučery (1915), kde připojen též přehled literatury sem náležející.

IV.

Rozklad světla.

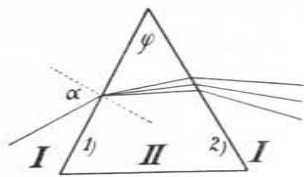
(Chromatika.)

§ 66. Výklad úvodní.

Jednajíce o lomu světla poukázali jsme k tomu, že relativní exponent lomu n dvou prostředí I. a II., na př. vzduchu a skla, jest podmíněn také jakostí světla, kterou se stanoviska fyziologického označujeme jakožto *barvu*, a jejížto fyzikálním základem podle undulační theorie je délka světelné vlny. Index lomu je zpravidla tím větší, čím je délka vlny menší. V této větě spočívá základ úkazu, který zoveme *rozklad* (disperse) světla. Světlo složené, t. j. takové, kteréž obsahuje rozmanité délky vlnové, rozkládá se lomem; paprsky takového světla dopadající na rozhraní dvou prostředí v témž úhlu α lámou se různě, t. j. v různém úhlu β , takže se po lomu rozcházejí; paprsky téže délky vlnové jdou stejným směrem. Z toho soudíme dále, k významu exponentu lomu přihlížejíce (§ 30.), že rychlost světla v prostředích hmotných jest podmíněna délkou vlny světelné, kdežto ve vakuu na této délce vlny nezávisí.

Rozchod zlomených paprsků se stupňuje, přistoupí-li k prvé rovině lámavé 1. (obr. 105.) ještě druhá 2. k ní šikmo postavená.

Tak vzniká *hranol*. Broušené a hlazené roviny hranolu 1. a 2. stýkají se (skutečně anebo jen geometricky) v *lámavé hraně*; rovinný řez k ní kolmý je *hlavní řez* hranolu, jenž se volí při výkladech vždy za rovinu nákresnou; úhel φ obou rovin 1. a 2. slove *úhel lámavý*. Na třetí straně je hranol omezen rovinou, která bývá — ale nemusí býti — brou-



Obr. 105. Rozklad světla.

šená a hlazená. Hranoly k optickým přístrojům hotoví se zpravidla ze skla různých druhů, někdy k účelům zvláštním též z kamenné soli, křišťálu, dvojlomného vápence a j. Také kapalina, na př. siro-

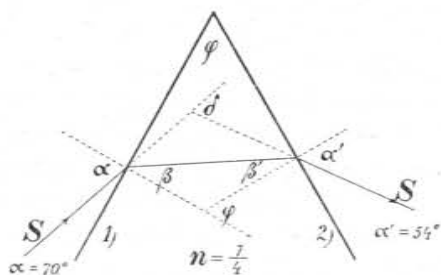
uhlík, může býti obsahem hranolů dutých, které jsou slepeny z desk planparalelních. Hlavním řezem hranolů bývá trojúhelník rovnostranný, s lámavým úhlem $\varphi = 60^\circ$, často též trojúhelník pravouhlý a při tom rovnoramenný, s úhly 90° a 45° , anebo vůbec rovnoramenný, na př. s úhlem 30° nebo i menším, zejména jde-li o studium anomální disperse.

Typickým příkladem rozkladu světla hranolem je rozklad světla bílého, na př. slunečního, jak jej první způsobem vědeckým pozoroval *I. Newton* a popsal ve své *Optice* (1704). Rozkladem vzniká barevné pásmo, tak zvané vidmo (spektrum), v němž Newton rozeznával sedm hlavních barev; jsou to barvy červená, oranžová, žlutá, zelená, jasně modrá (cyanová), tmavě modrá (indigová) a fialová. Barvy tyto, jak ve spektru vznikají, zovou se jednoduché čili spektrální. Rozklad nastává již lomem na prvé rovině hranolové; na druhé se světlo dále již rozkládati nemůže, jsouc již rozloženo, ale *rozestup* barev se tu *zvětšuje*. V oddílu optiky, který se zove *chromatika* a jedná o rozkladu světla i úkazech s ním souvisejících, je tedy hranol přístrojem význačným. Proto studium lomu světla hranolem a v dalším postupu studium rozkladu světla spojeného s tímto lomem je úlohou základní. Než k úloze této přikročíme, předešleme důležitou poznámku. Poznali jsme, že paprsky homocentrické, lámající se rovinou, přestávají býti homocentrickými; na místě společného středu nastupuje po lomu plocha diakaustická, zde zdánlivá (virtuální). Tím spíše platí totéž, láme-li se světlo dvěma rovinami, t. j. hranolem. Kdybychom tedy při pokusech s hranolem užívali paprsků homocentrických, t. j. takových, jež vycházejí ze svítícího bodu anebo ze svítící podélné štěrbině, jak se jí při pracích takových užívá a která jest jakoby pásmem svítících bodů, pak by paprsky z hranolu rozbíhavě vycházející se protínaly, opět prodlouženy, v ploše diakaustické, při čemž by paprskům různé barvy náležela jiná a jiná plocha diakaustická. Kdybychom paprsky takové pozorovali okem, vycházely by zdánlivě ze štěrbin za hranolem, jejichž poloha by se měnila podle směru zírání a podle barvy světla. Obrisy štěrbin byly by sice ostré, poněvadž pupillou oka obsáhne se jen malý svazek paprskový, ale poloha štěrbin, jak se nám jeví za hranolem, t. j. poloha obrazu skutečné štěrbině by se měnila. Kdyby se pak veliký svazek paprskový obsáhl na př. dalekohledem, jak to bývá ve spektrálních přístrojích, nemohly by obrisy štěrbin býti v dalekohledu ostré, který by nad to pro různé barvy se musil různě zařizovati. Proto jest pravidlem neuzívatí světla rozbíhavého nýbrž

rovnoběžného, t. j. vycházejícího od štěrbinové velice (nekonečně vzdálené). Opticky oddaluje se štěrbinová kollimující čočkou, do jejíž ohniskové roviny se postaví. Paprsky rovnoběžné, prošedše hranolem, zůstávají rovnoběžnými ale postupují podle barvy světla v různých směrech. Proto v úvahách následujících sledujeme jediný paprsek, jak prochází hranolem; tento jediný zastupuje všechny s ním rovnoběžné.

§ 67. Lom světla hranolem.

Budiž dán paprsek *S* (obr. 106.) světla homogenního, t. j. světla určité délky vlnové λ čili určitého indexu lomu *n*, dopadající



Obr. 106. Lom světla hranolem.

na hranol. Úhel dopadu α je libovolně zvolen; úhel lomu β stanoví se zákonem Snellovým. Paprsek zlomen byl rovinou 1. dopadne na rovinu 2. v úhlu dopadu β' , který se s úhlem β doplňuje na úhel lámavý φ ; k úhlu dopadu β' určí se pak úhel lomu α' podle zákona Snellova. Máme tedy rovnice:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n, \quad \beta + \beta' = \varphi, \quad \frac{\sin \alpha'}{\sin \beta'} = n.$$

Těmi je určen postup paprsku *S* hranolem. Lomem (ke kolmici) na rovině 1. uchýlí se paprsek od původního směru o úhel $\alpha - \beta$; lomem (od kolmice) na rovině 2. uchýlí se dále o úhel $\alpha' - \beta'$. Úhrnná úchylka δ hranolem způsobená je vyjádřena součtem částečných úchylek

$$\delta = \alpha - \beta + \alpha' - \beta' \quad \text{anebo} \quad \delta = \alpha + \alpha' - \varphi$$

a nazývá se *deviace* paprsku.

§ 68. Jak závisí deviace na dopadu paprsku; příklad číselný.

Otázka, která pro hranol má zvláštní důležitost, týče se právě této úchylky δ . Podle rovnice

$$\delta = \alpha + \alpha' - \varphi$$

je zřejmo, že tato úchylka závisí na úhlech α a α' — neboť φ je stálé —; poněvadž pak α' závisí též na α , tedy je tento první úhel

dopadu vlastní nezávisle proměnnou veličinou. Krátce řečeno, deviace je funkcí úhlu α . Abychom o povaze této funkce nabyli jasnějšího názoru, vypočítáme napřed příklad. Volíme hranol flintový, jehož úhel lámavý budiž $\varphi = 60^\circ$. Úhel α nechť roste po 10° ; k němu počítejme dle daného exponentu lomu *n* úhel β , k tomu pak β' a konečně α' ; z toho vyplynou částečné úchyly $\alpha - \beta$ a $\alpha' - \beta'$; jejichž sečtením obdržíme úchylku celkovou δ . Za exponent *n* volme hodnotu platnou pro světlo natriové, přibližně $n = 1.75$. Výsledek počtu, v němž úhly jsou počítány na desetiny a setiny stupně, ukazuje přehledně tato tabulka:

Lom světla hranolem; $\varphi = 60^\circ$, $n = 1.7500$

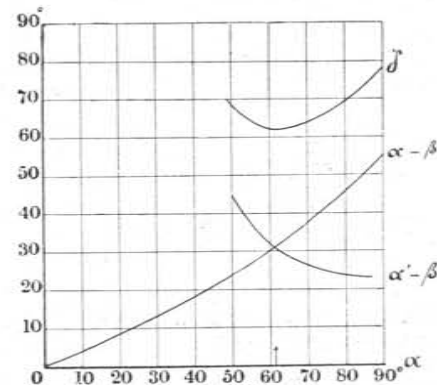
α	β	β'	α'	$\alpha - \beta$	$\alpha' - \beta'$	δ
0	0.00	60.00		0.00		
10	5.69	54.31	Úplný odraz	4.31		
20	11.27	48.73		8.73		
30	16.60	43.40		13.40		
40	21.55	38.45		18.45		
50	25.96	34.04	78.41	24.04	44.37	68.41
60	29.66	30.34	62.13	30.34	31.79	62.13
70	32.48	27.52	53.96	37.52	26.44	63.96
80	34.25	25.75	49.49	45.75	23.74	69.49
90	34.85	25.15	48.05	55.15	22.90	78.05

Z těchto číselných výsledků, podle nichž je narýsován diagramm (obr. 107.), soudíme především, že ne všechny paprsky, jež dopadají na první rovinu

hranolu, projdou skutečně hranolem. Ty paprsky, jež dopadají v menším úhlu α , narazí na druhou rovinu ve větším úhlu β' , tedy šikměji a proto se úplně odrážejí. Teprve počínajíc od úhlu β'^* , který odpovídá úhlu $\alpha' = 90^\circ$ a jest určen vztahem

$$\sin \beta'^* = 1/n,$$

začíná se průchod paprsků.



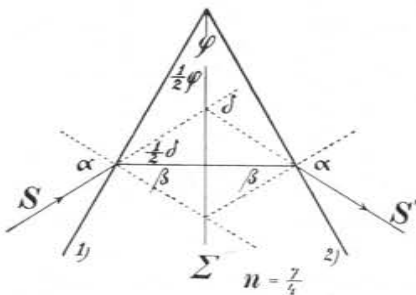
Obr. 107. Průběh úchylky hranolem.

V našem příkladě vychází $\beta^* = 34.85$, tudíž $\beta = 25.15$ a $\alpha = 48.05$. Tedy teprve od tohoto úhlu dopadu počínajíc začíná průchod hranolem.

Důležitý je průběh úchylek $\alpha - \beta$ a $\alpha' - \beta'$. S rostoucím úhlem α úchylky $\alpha - \beta$ na rovině 1. přibývá, a úchylky $\alpha' - \beta'$ na rovině 2. ubývá, ale různým způsobem. Z diagrammu vidíme, roste-li α rovnoměrně, že $\alpha - \beta$ roste mírně urychleně, že však $\alpha' - \beta'$ klesá z počátku prudce a pak volněji. Právě touto růzností stává se, že součet obou úchylek, t. j. deviace δ z počátku klesá — vlivem prudkého klesání $\alpha' - \beta'$ — až klesne k minimu, a odtud zase stoupá, když totiž $\alpha' - \beta'$ se zmenšuje mírněji, tak že převládá stoupání $\alpha - \beta$. Existuje tedy *minimum* deviace δ , kteréž — jak vysvítá z grafického znázornění — nastane, když je

$$\alpha - \beta = \alpha' - \beta'.$$

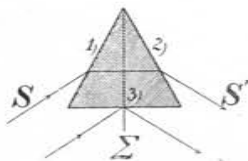
To vede k podmínce $\alpha = \alpha'$, $\beta = \beta'$; neboť na úhlu α závisí β a $\alpha - \beta$ podle téhož zákona sinusového, jako β' a $\alpha' - \beta'$ na úhlu α' . Tento výsledek lze jednoduše vyjádřit. Položme lámavou



Obr. 108. Minimum deviace.

hranou rovinu souměrnosti Σ (obr. 108.), jež půlí úhel φ . Výsledek $\alpha = \alpha'$, $\beta = \beta'$ znamená, že paprsek S' je souměrný s S ; v hranolu postupuje paprsek k rovině Σ kolmo. Výstup světla je souměrný s dopadem. V našem příkladě nastává minimum δ pro $\alpha = 61.05$, $\beta = 30^\circ$, $\delta = 62.10$. Obrazce 106. a 108. jsou podle číselného příkladu přesně narýsovány.

Souměrnost dopadu a výstupu světla při minimální úchylce ukáže se jednoduše, má-li hranol, jak to často bývá, vedle lámavých ploch (1) a (2) ještě plochu třetí (3) kolmou na rovinu Σ souměrnosti hranolu (obr. 109.). Dopadají-li na hranol rovnoběžné paprsky světla bílého, pak ty, jež hranolem projdou, se rozkládají a dávají na stínítku spektrum; některé dopadnou na třetí plochu, odrážejí se a dávají na stínítku bílý obraz šterbiny. Když se pak hranolem otáčí do postavení minimálního, ukazuje se, že vždy ta barva má minimum úchylky, na kterou padne bílý obraz šterbiny. Souměrnost dopadu a dalšího postupu světla nastává současně pro paprsek zlomený i odražený.



Obr. 109. Jak se minimum úchylky ukáže paprskem odraženým.

§ 69. Minimální deviace; důkaz algebraický.

Z rovnice vyjádřujících lom světla

$$\begin{aligned} \sin \alpha &= n \sin \beta \\ \sin \alpha' &= n \sin \beta' \end{aligned}$$

obdržíme, sečtouce a odečtouce,

$$\begin{aligned} \sin \alpha + \sin \alpha' &= n (\sin \beta + \sin \beta') \\ \sin \alpha - \sin \alpha' &= n (\sin \beta - \sin \beta') \end{aligned}$$

čili, dle známých vzorců goniometrických

$$\begin{aligned} \sin \frac{\alpha + \alpha'}{2} \cos \frac{\alpha - \alpha'}{2} &= n \sin \frac{\beta + \beta'}{2} \cos \frac{\beta - \beta'}{2} \\ \cos \frac{\alpha + \alpha'}{2} \sin \frac{\alpha - \alpha'}{2} &= n \cos \frac{\beta + \beta'}{2} \sin \frac{\beta - \beta'}{2}. \end{aligned}$$

Z prvé rovnice obdržíme, dosadíme $\alpha + \alpha' = \delta + \varphi$, $\beta + \beta' = \varphi$

$$\sin \frac{\delta + \varphi}{2} = n \sin \frac{\varphi}{2} \frac{\cos \frac{1}{2}(\beta - \beta')}{\cos \frac{1}{2}(\alpha - \alpha')},$$

z obou pak dělením

$$\operatorname{tg} \frac{\alpha + \alpha'}{2} \operatorname{tg} \frac{\beta - \beta'}{2} = \operatorname{tg} \frac{\alpha - \alpha'}{2} \operatorname{tg} \frac{\beta + \beta'}{2}.$$

Z posledních dvou rovnic udává hořejší, že o hodnotě deviace δ rozhoduje kosinusový poměr na pravo rovnice. Pro případ $n > 1$ je $\alpha + \alpha' > \beta + \beta'$, poučuje pak rovnice dolejší, že je $\beta - \beta' < \alpha - \alpha'$ tudíž zmíněný kosinusový poměr > 1 . Nejmenší jeho hodnota je $= 1$ tehdy, když $\beta - \beta' = \alpha - \alpha'$ čili $\alpha' - \beta' = \alpha - \beta$. Tím docházíme stejného výsledku jako v odstavci předešlém.

§ 70. Pokračování; důkaz počtem diferenciálním.

Podmínkou minima funkce δ je

$$d\delta = 0.$$

Pro úhly α , β , α' , β' plyne z této podmínky a z rovnice pro φ

$$\begin{aligned} d\alpha + d\alpha' &= 0, \\ d\beta + d\beta' &= 0. \end{aligned}$$

Diferencováním rovnic plynoucích ze zákona Snellova obdržíme

$$\begin{aligned} \cos \alpha \, d\alpha &= n \cos \beta \, d\beta, \\ \cos \alpha' \, d\alpha' &= n \cos \beta' \, d\beta'. \end{aligned}$$

Ze vztahů těchto odvozujeme:

$$\frac{\cos \alpha'}{\cos \alpha} = \frac{\cos \beta'}{\cos \beta} = \frac{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \beta'}}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \beta}} = \frac{n \cos \beta'}{n \cos \beta} = \frac{\sqrt{1 - n^2}}{\sqrt{1 - n^2}} = 1.$$

Třetí poměr plyne z prvního, čtvrtý je opakováním druhého, závěrek plyne ze součtu

$$\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \beta'} - n^2 \cos^2 \beta' \quad \text{a} \quad \sqrt{1 - n^2 \sin^2 \beta} - n^2 \cos^2 \beta.$$

Celkem vychází

$$\cos \alpha' = \cos \alpha, \quad \cos \beta' = \cos \beta,$$

tudíž

$$\alpha' = \alpha, \quad \beta' = \beta.$$

Soudíme, že úhly tyto se sobě rovnají, poněvadž rozdílnosti o 180° jsou fyzikálně vyloučeny.

Otázka, zda-li za těchto podmínek funkce δ má minimum nebo maximum, rozhodne se další diferenciací. Obdržíme pamatujíc, že α je neodvislou proměnnou, tudíž $d\alpha = \text{const.}$, $d^2\alpha = 0$,

$$\begin{aligned} -\sin \alpha d\alpha^2 &= n \cos \beta d^2\beta - n \sin \beta d\beta^2, \\ \cos \alpha' d^2\alpha' - \sin \alpha' d\alpha'^2 &= n \cos \beta' d^2\beta' - n \sin \beta' d\beta'^2. \end{aligned}$$

Vzhledem k tomu, že je $\alpha' = \alpha$, $\beta' = \beta$, $d\alpha' = -d\alpha$, $d\beta' = -d\beta$ a zároveň $d^2\delta = d^2\alpha'$ obdržíme, obě poslední rovnice sečtouce,

$$\begin{aligned} \cos \alpha d^2\delta - 2\sin \alpha d\alpha^2 &= -2n \sin \beta d\beta^2 \\ \cos \alpha d^2\delta &= 2\sin \alpha (d\alpha^2 - d\beta^2) \\ d^2\delta &= 2\text{tg} \alpha (d\alpha^2 - d\beta^2). \end{aligned}$$

Zde dlužno ještě rozdíl $d\alpha^2 - d\beta^2$ převést na $d\alpha^2$. Máme vztahy

$$\frac{d\alpha^2}{n^2 \cos^2 \beta} = \frac{d\beta^2}{\cos^2 \alpha} = \frac{d\alpha^2 - d\beta^2}{n^2 \cos^2 \beta - 1 + n^2 \sin^2 \beta} = \frac{d\alpha^2 - d\beta^2}{n^2 - 1},$$

tudíž

$$d\alpha^2 - d\beta^2 = \frac{n^2 - 1}{n^2} \frac{1}{\cos^2 \beta} d\alpha^2.$$

Položice ještě $\beta = \frac{\varphi}{2}$ obdržíme konečně

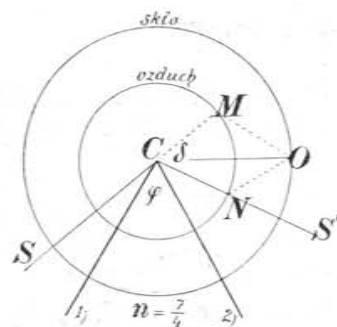
$$\cos^2 \frac{\varphi}{2} \cdot d^2\delta = \frac{n^2 - 1}{n^2} 2\text{tg} \alpha \cdot d\alpha^2.$$

Znamení druhého diferenciálního poměru $\frac{d^2\delta}{d\alpha^2}$ závisí tedy na rozdílu

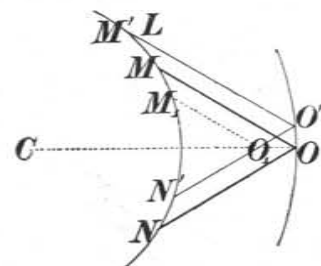
$n^2 - 1$, a jest kladné, je-li $n > 1$, t. j. δ minimum, a záporné, je-li $n < 1$, t. j. δ maximum. Avšak v tomto posledním případě změnila funkce δ znamení; neboť při $n = 1$ je $\delta = 0$, a pro $n < 1$ je δ záporné. Maximum této záporné veličiny znamená tedy i zde číselné minimum. Proto souměrný průchod světla hranolem znamená vždy *minimum* úchylky, ať hranolové prostředí je hustší nebo řidší než prostředí okolní.

§ 71. Řešení grafické.

Lom světla hranolem můžeme názorně sledovati konstrukcí Reuschovou. Základem budtež táž data, jako v početním příkladě (§ 68.), totiž $\varphi = 60^\circ$, $n = 1.75$. Sestrojíme dva soustředné kruhy poloměry na př. $r_1 = 1 \text{ cm}$ (pro vzduch), $r_2 = 1.75 \text{ cm}$ (pro sklo), tak že jejich poměr se rovná exponentu lomu. Do společného středu položíme lámavou hranu hranolu C (obr. 110.). Poněvadž jde jen o směr a nikoli o polohu paprsků, vedeme paprsek S na rovinu 1. dopadající jakoby směřoval k bodu C , prodloužíme jej až k průseku M s kruhem pro vzduch a přejdeme směrem k rovině 1. kolmým ke kruhu pro sklo do průseku O ; i jest CO směr paprsku zlomeného prvou rovinou. Pak od O směrem kolmým k druhé rovině 2. se



Obr. 110. Konstrukce Reuschova pro hranol.



Obr. 111. Minimum deviace odvozeno geometricky.

vrátíme ke kruhu pro vzduch do průseku N ; i jest CN směr paprsku S' vycházejícího do vzduchu.

Konstrukce dává paprsek S' jenom, pokud ON stihne vnitřní kruh pro vzduch; přejde-li N do roviny 2., tak že jest ON tečnou k tomuto kruhu, vychází paprsek S' po rovině 2.; nestihne-li již ON vnitřní kruh, nastává na rovině 2. úplný odraz a průchod světla hranolem je nemožný. Patrně to záleží na poloze bodu O , a zde zase na poloze bodu M , t. j. na směru paprsku S .

Úchylka δ je dána úhlem MCN ; měrou této úchylky jest oblouk MN . Při tom jsou směry OM a ON stále a rovněž jejich úhel $MON = \varphi$. Když tedy S mění směr, znamená to, že se bod O posouvá na vnějším kruhu a s ním též stálý úhel MON , jehož ramena zůstávají sobě rovnoběžná. Tím se mění délka oblouku MN . Jednoduchá úvaha geometrická poučí ihned, že oblouk MN za těchto poměrů je nejmenší tehdy, když se přímkou CO púli úhel

MON , což znamená, že přímka CO je kolmá na rovinu souměrnosti Σ hranolu.

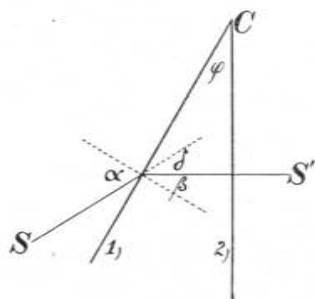
Tato význačná poloha MON je v obr. 111. (zvětšeně) nakreslena. Vskutku, když se oddálíme od této polohy o malý oblouček OO' , přejde deviace MN v deviaci $M'N'$, při čemž na jedné (dolejší) straně ubude oblouček NN' , na druhé přibude (hořejší) oblouček MM' . Je však $NN' < MM'$; neboť vedeme-li rovnoběžku O_1M_1 , jest

$$NN' = M_1M = ML$$

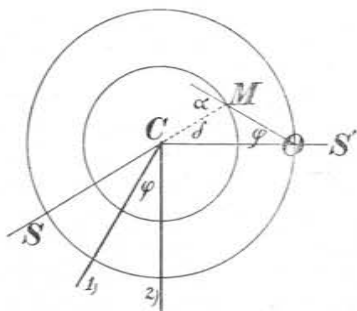
(v prodloužení). Avšak $ML < MM'$, poněvadž MM' je šikmější než ML ke směru $O'M'$. Tedy ubude o NN' , přibude o větší oblouček MM' , tudíž je změněná deviace $M'N' > MN$. Patrně stoupá deviace stále, až paprsek jde po rovině, je-li buď na jedné straně (1) $\alpha = 90^\circ$ nebo na straně druhé (2) $\alpha' = 90^\circ$.

§ 72. Kolmý výstup paprsku z hranolu.

Podmínka nejmenší úchyly určuje přesně postup paprsků v hranolu; neboť jest jí stanoveno, že paprsek lomený postupuje



Obr. 112. Kolmý výstup z hranolu.



Obr. 113. Konstrukce Reuschova pro kolmý výstup z hranolu.

kolmo k rovině souměrnosti Σ hranolu (obr. 108.). Vztahy

$$\beta = \frac{\varphi}{2}, \quad \alpha = \frac{\varphi}{2} + \frac{\delta}{2}$$

plynou ihned z obrazce samého. Postup paprsků v hranolu může se však přesně určití také podmínkou, že paprsek zlomený má procházeti ke druhé rovině hranolové kolmo (obr. 112.). Máme pak vztahy

$$\beta = \varphi, \quad \alpha = \varphi + \delta.$$

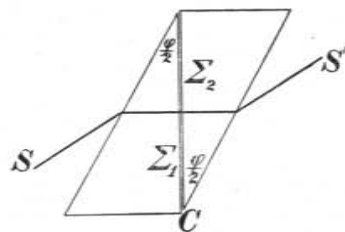
Srovnávajíc obr. 108. a obr. 112. vidíme, že věc se má tak, jakoby

rovina souměrnosti Σ postoupila na místo roviny hranolové 2.; proto jest obr. 112. jaksi polovice obrazce 108.; co je zde φ, δ , je tam $\frac{\varphi}{2}, \frac{\delta}{2}$.

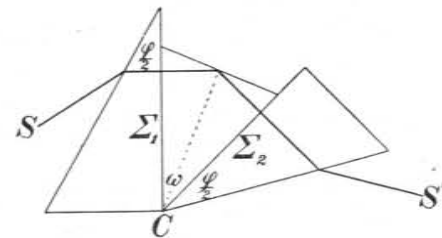
Že podmínkou kolmého výstupu je postup paprsku v hranolu určen, vychází též z geometrické konstrukce (obr. 113.); neboť je-li dán směr CS' (kolmý na rovinu 2.), zbývá jen jíti od bodu O na kruhu vnějším ke kruhu vnitřnímu a to směrem kolmým k hranolové rovině 1.; tím se stanoví průsek M , který spojen s C určuje paprsek dopadající S .

§ 73. Hranoly se stálou deviací.

Zachovávajíc postup paprsků, jaký je v hranolu při minimální úchylice δ (obr. 108.), myslíme si, že bychom hranol rozřízli po rovině souměrnosti Σ ve dva hranoly, a že bychom druhý z nich



Obr. 114. Dva polohranoly vzájemně se kompensující.



Obr. 115. Polohranoly rozevřené; deviace = ω , disperse = součet obou jednotlivých.

otočili o 180° a připojili rovinou Σ k prvému, jak znázorňuje obr. 114. Paprsek S' vycházel by pak rovnoběžně s dopadajícím S , nebylo by ani deviace ani disperse. Mysleme si dále, že bychom druhý polohranol otočili kolem hrany C o úhel ω (obr. 115.), tak, že by se roviny Σ_1 a Σ_2 o tento úhel rozevřely. Když paprsek z prvního polohranolu vystupující odrazem řídíme tak, aby na prvou plochu Σ_2 druhého polohranolu opět dopadal kolmo, pak je patrné, že paprsek S' vzhledem k paprsku S bude o úhel ω uchýlen, právě o ten úhel, o který se změnil odrazem směr paprsku. Odraz zvolíme nejlépe úplný v hranolu $\Sigma_1\Sigma_2$ na rovině proti úhlu ω položené. Tímto způsobem obdržíme hranol, kterým nabudeme deviace ω paprsku, ale nikoli lomem, nýbrž odrazem.

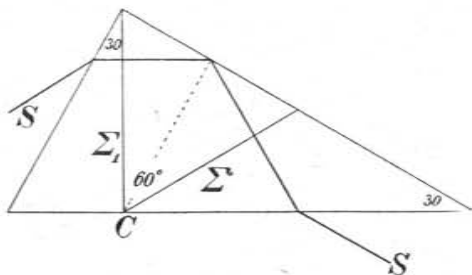
Co se *disperse* týče, ta se v poloze obr. 114. obou polohranolů zrušila, poněvadž *disperse* druhým polohranolem má tu obrácený smysl než *disperse* polohranolem prvním. Ale v poloze obr. 115. se odrazem smysl *disperse* prvního polohranolu obrací, tak že oba polohranoly působí v *dispersi* souhlasně; ta *disperse* je tedy taková, jakou by měl *plný hranol v nejmenší úchylce*.

Aby tvar hranolu byl jednoduchý, volí se pro úhly φ a ω zvláštní vhodné hodnoty. Hranol, který navrhl (1882) *Goltseh*, má prostě tvar pravoúhlého trojúhelníka (obr. 116.); je tu

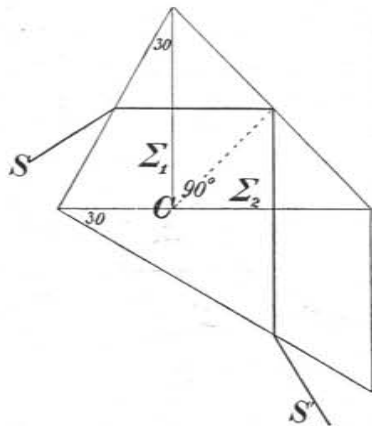
$$\frac{\varphi}{2} = 30^\circ, \quad \omega = 60^\circ.$$

Hranol, který sestrojili (1899) *Pellin* a *Broca*, má tvar čtyřúhelníku (obr. 117.); je tu

$$\frac{\varphi}{2} = 30^\circ, \quad \omega = 90^\circ.$$



Obr. 116. Hranol Goltsehův; deviace = 60°.



Obr. 117. Hranol Broca-Pellinův; deviace = 90°.

Prioritu v této věci má však *Abbe*, jenž již roku 1870 myšlenku takovýchto hranolů vyslovil ve způsobu všeobecném.

Aby se docílilo značné *disperse*, jsou oba polohranoly ze skla flintového. Hranol vnitřní $\Sigma_1 \Sigma_2$ nepřispívá k *dispersi* ničím, mohl by tedy býti ze skla obyčejného, korunového, zejména tehdá, kdyby sklo flintové bylo zbarveno a působilo absorpci, která by se zbytečně stupňovala středním hranolem. Korunový hranol musil by býti přitmlen kanadským balsamem k oběma flintovým. Ale v tom vězí zase závada, poněvadž kanadský balsam se časem kazí. Proto bývá celek z téhož skla flintového.

Důležitá je však poznámka následující. Aby při *obyčejném* hranolu paprsek *různé* barvy dopadal kolmo na rovinu Σ , nutno

pozměnití úhel dopadu α čili, nutno proti danému směru S hranolem poněkud pootočiti. Ale pak se změní *deviace*, která jsou určena lomem, podle vzorce $\delta = 2\alpha - \varphi$, na úhlu α závisí. V našem případě, aby paprsek *různé* barvy dopadal kolmo na roviny Σ_1 a Σ_2 , nutno též pozměnití úhel dopadu α , čili nutno též proti danému směru S hranolem poněkud pootočiti; *ale tím se deviace ω nezmění*; neboť jest určena nikoli lomem, t. j. úhlem α , nýbrž odrazem. *Deviace*, pokud by se způsobila lomem, se právě ruší oběma polohranoly opačně postavenými. Proto název *hranol o stálé deviaci*.

§ 74. Jak se určí exponent lomu.

Všeobecné vztahy pro lom světla hranolem

$$\alpha + \alpha' = \varphi + \delta$$

$$\beta + \beta' = \varphi$$

specialisují se dvojím způsobem.

1. *Methodou nejmenší úchylky* (Fraunhofer). Zde jest

$$\alpha = \alpha'$$

$$\beta = \beta'.$$

Pro index lomu

$$n = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta}$$

plyne tudíž

$$n = \frac{\sin \frac{1}{2}(\varphi + \delta)}{\sin \frac{1}{2}\varphi}.$$

2. *Methodou kolmého výstupu* (Meyerstein). Zde jest

$$\alpha' = 0$$

$$\beta' = 0.$$

Pro index lomu

$$n = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta}$$

vychází zde

$$n = \frac{\sin(\varphi + \delta)}{\sin \varphi}.$$

Meze obou těchto method jsou určeny hodnotou

$$\beta = \beta^*,$$

kdež značí β^* úhel lomu pro $\alpha = 90^\circ$, tudíž úhel stanovený vzorcem

$$\sin \beta^* = \frac{1}{n}.$$

Pro sklo korunové a flintové jest zhruba $n = 3/2$ a $7/4$, tudíž $\beta^* = 42^\circ$ a 35° , z čehož $\varphi = 84^\circ$ a 70° pro metodu Fraunhoferovu, a $\varphi = 42^\circ$ a 35° pro Meyersteinovu. Úhly hranolové 84° a 70° jsou tedy největší úhly, kdy světlo právě ještě hranolem prochází, při čemž dopad a výstup se dějí po rovinách hraničných.

Je-li úhel lámavý φ velice malý, tudíž také úhly α , β , α' , β' , lze užití pro lom zákona Ptolemaiova; obě metody dávají souhlasně

$$n = \frac{a + \delta}{\varphi}, \quad \delta = (n - 1)\varphi.$$

Těchto vzorců se užívá i pro úhly φ poněkud větší, jde-li o předběžný výpočet. Jinak jsou v platnosti nejen přesně pro souměrný postup paprsků nebo kolmý výstup, nýbrž velice přibližně všeobecněji, pokud jen ony úhly jsou velmi malé.

§ 75. Spektrum sluneční.

V předcházejících výkladech o hranolu sledovali jsme jen jediný paprsek, zastupující všechny s ním rovnoběžné, jak se mění jeho směr lomem na prvé i druhé rovině hranolové. Za takové paprsky rovnoběžné lze přibližně pokládati paprsky sluneční. Vede-li je heliostatem vodorovně do zatemněné síně malým kulatým otvorem, rozbíhají se od něho v nepatrném úhlu asi půl stupně; zachytíme-li tento svazček paprskový na bílé stěně svisle postavené, obdržíme malý kruhový obrázek sluneční. Když pak do směru paprsků postavíme lámavou hranou svisle hranol tak, aby světlo jím prošlo, pozorujeme úkaz dvojí, jednak *odchylku* (deviaci), jednak *rozklad* (dispersi). Obrázek sluneční objeví se na jiném místě než byl dříve, ale zároveň se rozšíří v podlouhlý barevný proužek, v němž barvy v určitém pořádku po sobě následují. Tento proužek zove se *vidmo* čili *spektrum*. I. *Newton* rozeznával v něm, jak již uvedeno, sedm hlavních barevných tónů — dle analogie sedmi tónů ve stupnici diatonické.

Užije-li se v okenici velmi malého kulatého otvoru, má ovšem barevný proužek malou výšku. Proto jest výhodno užití podélné řady takových malých otvorů v nepřetržité souvislosti nad sebou, t. j. užití podélné svislé šterbiny. Spektrum slunce, kteréž obdržíme touto pokusnou úpravou, není ještě dostatečně čisté; neboť paprsky od šterbiny vycházející se rozbíhají, třeba že v úhlu jak řečeno velmi malém. Má tedy obraz šterbiny na stěně přímo — bez hra-

nolu — zachycený větší šířku než šterbina sama. Když se pak hranolem tento obraz uchýlí, pro každou barvu jinak, tu padnou tyto různě barevné obrazy částečně na sebe, jeden kryje poněkud následující, tím se barvy míchají a nejeví úplně čisté. Tomu nelze zabrániti, zúží-li se šterbina, poněvadž se paprsky sluneční rozbíhají ve stejném úhlu i ze šterbiny velmi úzké.

Čistějších barev nabudeme tím, že těsně před hranol postavíme druhou úzkou šterbinu, vystřiženou na př. z černého kartonu, rovnoběžně s prvou. Tím se z rozbíhavých paprsků některé zachytí a šířka obrazů na stěně se zmenší; následkem toho umenší se závada právě vytčená, obrazy různobarevné nekryjí se tolik, nezasahá jeden velkou částí přes druhý, barvy jsou tudíž čistější; ale spektrum se velmi zeslabí, poněvadž mnoho světla se ztrácí byvši zachyceno druhou clonkou.

Dokonalejší spektrum obdržíme methodou optické projekce, užívajíce spojné čočky. Postavíme-li takovou čočku, dálky ohniskové 80 cm až 50 cm, za šterbinu osou do směru paprsků slunečních a do vzdálenosti větší než je dálka ohnisková, promítá se šterbina na bílé stínítko jako ostrý skutečný obraz. Postavíme-li pak za čočku hranol, lámavou hranou rovnoběžně se šterbinou, uchýlí se tento obraz a to pro každou barvu jinak; obdržíme tedy řadu ostrých obrazů šterbiny různých barev vedle sebe, jež dávají v souhrnu jasné spektrum. Když pak zúžíme šterbinu, obdržíme veškeré barvy zcela čisté, ale ovšem zase méně jasné, je-li šterbina užší. Při tom stavíme zkusmo hranol do polohy minimální a to zpravidla pro barvu žlutou.

Úprava právě popsaná je pohodlná, když se při experimentování ukazují spektra vznikající různými hranoly; neboť lze hranoly tyto rychle vyměňovati beze změny uspořádání dalšího. Při tom lze užití i velmi malých hranolků, jež se kladou do nejužší části paprskového svazku čočkou vznikajícího, čímž se zobrazí celá skulina. Takovými pokusy lze ukázati, jak při onom minimálním postavení hranolu závisí deviace, t. j. střední úchylka spektra, a disperse, t. j. délka spektra především na úhlu lámavém hranolu (na př. u hranolu korunového na úhlu 30° , 45° , 60° , 75°), dále pak na látce hranolu (na př. 60° -ový hranol vodní, aethylalkoholový, benzolový, sirouhlikový, korunový, flintový, thalliový, křišťálový, vápencový atd.). Jde-li o spektrum zvláště čisté, jako na př. mají-li se ukazovati čáry Fraunhoferovy, o nichž se jedná v odstavci následujícím, je správnější dáti čočku projekční za hranol tak, aby

hranolem procházely paprsky sluneční jak původně jsou, totiž téměř rovnoběžné a nikoli čočkou spojnou sebrané; ovšem třeba mít hranol velkoplochý, alespoň takové výšky jako šterbina, aby se celá zobrazila.

Methody zde popsané hledí k objektivnímu znázornění spektra. Nejdokonalejší spektra obdržíme aparátů pro pozorování subjektivní, jakož o tom v oddílu o spektroskopii obšírněji pojednáme.

§ 76. Čáry Fraunhoferovy.

Šetří-li se při demonstrování spektra slunečního pravidel v odstavci předešlém vytčených a užije-li se hranolu flintového nebo sirouhlikového s lámavým úhlem 60° , ukáže se, že pořad barev není v tomto spektru nepřetržitý, že barvy nepřecházejí v sebe plynule, nýbrž že jejich posloupnost je přerušována velmi četnými ostrými tmavými čarami s lámavou hranou rovnoběžnými. Čáry tyto zovou se *Fraunhoferovy*. Aby se na stínítku v každé části spektra jevíly ostře, dlužno užítí projekční čočky achromatické. Hlavní z těchto čar označil Fraunhofer velkými písmeny latinské abecedy. Jsou tyto: *A* na počátku barvy červené, *B* téměř uprostřed, *C* na počátku oranžové, *D* téměř uprostřed žluté, *E* uprostřed zelené, *F* na začátku modré, *G* na konci modré, *H* v barvě fialové. Nedaleko čáry *E* je skupina tří velmi význačných čar, jež se označují jako *b*.

Ostré čáry Fraunhoferovy, jež jsou obrazy šterbiny, udávají velmi přesně určitá místa ve spektru slunečním, každá jest jakýmsi indexem a to mnohem určitějším než je označení barvy slovem; neboť barva na př. zelená jeví se ve spektru různě odstíněná, naproti tomu čára *E* ukazuje určité místo v této barvě zelené. Každému takovému místu náleží zároveň jediný exponent lomu n příslušný právě tomu světlu vlnové délky λ , které na tomto místě chybí. Proto se vlnové délky a exponenty lomu určují pro čáry Fraunhoferovy.

Dlužno zde učiniti poznámku významu zásadního. Barva charakterisuje se nyní všeobecně délkou λ světelné vlny, kterážto délka je základní proměnná. Avšak Fraunhofer neoznačil čáry podle této základní proměnné, abeceda jeho postupuje ne se stoupajícím nýbrž klesajícím λ . Patrně měl na mysli analogii akustickou. Barva je pojem obdobný tónu, jehož výška však vystižena kmitočtem, nikoli vlnovou délkou (ve vzduchu). Podle této obdoby jsou nízké tóny světelné ty,

kteří mají λ větší, a vyšší tóny světelné ty, kterým náleží λ menší. Tedy i zde rozhoduje kmitočet N . Proto byl Fraunhoferovi začátek spektra u barvy červené, odtud barvy stoupaly k části fialové jako tóny na klaviatuře, proto volil Fraunhofer pořádek písmen týž, jako na klaviatuře. Tato se u našich hudebních nástrojů rozestírá vždy od levé k pravé; chce-li se tedy šetřiti této hudební obdoby, je vhodné i spektrum vždy vytvořiti od levé k pravé, t. j. na levo část červenou, na pravo fialovou. Vztah mezi vlnovou délkou λ a kmitočtem N určuje rovnice $\lambda \cdot N = c$, kde c značí rychlost světla.

Tmavé čáry ve spektru slunečním pozoroval (1802) první *William H. Wollaston*, ale nepřikládal věci žádného významu, domnívaje se, že jsou způsobeny hranolem. Že již Newton čar takových nepozoroval, vysvětluje se pravděpodobně buď tím, že užíval šterbin širokých anebo spíše, že plochy jeho hranolů nebyly přesně rovinné. Fraunhofer, maje hranoly dokonalé, mohl čáry ty pozorovati podrobně a svou genialností vystihl jich význam v době, kdy jiní fysikové jeho objevu zvláštní důležitosti ani nepřikládali. *)

§ 77. Disperse celková, střední a poměrná.

Čáry Fraunhoferovy vyznačují ve slunečním spektru určité barevné tóny, z nichž každému přísluší — jako v akustice — určitý kmitočet N a určitá vlnová délka λ ve vakuu. Spektrometrie změřila tyto vlnové délky jednou pro vždy; v tabulce následující jsou uvedeny, a to v mikronech (μ); podle rychlosti světla $300\,000\text{ km/sec}$ jsou také kmitočty N v billionech za sekundu vypočteny.

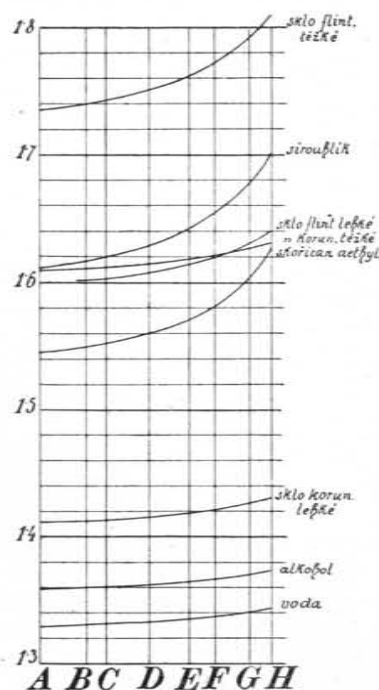
Vzájemná poloha Fraunhoferových čar ve slunečním spektru řídí se lámavostí hranolové látky, kterou číselně vyznačuje exponent lomu. Je dalším a velmi obsáhlým úkolem spektrometrie pro jednotlivé Fraunhoferovy čáry změřiti exponenty lomu, jež dioptricky charakterisují jednotlivé látky. Následující tabulka obsahuje pro některé látky exponenty lomu příslušné jednotlivým čarám Fraunhoferovým. **)

*) *Josef Fraunhofer* (1787 — 1826) pracoval již záhy v optické dílně svého otce a pak v různých jiných dílnách podřízených. Rozhodující pro jeho další život bylo, když jej, jinocha 20-letého, přijal tajný rada *Utzschneider* jako optika do svého mechanického a optického závodu. Zde záhy vynikl tak, že byl po dvou letech přijat za společníka. Pět let později obdržel vedení celého závodu, který byl nedlouho potom přeložen z *Benedikt-Beurenu* do *Mnichova*. Zasluky Fraunhoferovy o zdokonalení zejména astronomických přístrojů, mikroskopů a j. jsou veliké. To hlásá i nápis na jeho pomníku: *Approximavit sidera*.

**) *F. Kohlrausch*, *Prakt. Physik*, 11. Auflage pag. 712, 1910.
H. Kayser, *Spektroskopie*, I. pag. 364, 1900.

Exponenty lomu n některých látek při teplotě 18°
pro Fraunhoferovy čáry $A \dots H$.

Čáry	A	B	C	D	E	F	G	H
$\lambda =$	0.7600	6870	6563	5893	5270	4861	4308	3968
$N =$	394.7	436.7	457.1	509.1	569.3	617.1	696.4	756.1
Voda	1.3292	3306	3314	3332	3354	3373	3408	3437
Alkohol	1.3587	3600	3609	3625	3646	3665	3705	3736
Sirouhlik	1.6102	6165	6199	6291	6421	6541	6787	7016
Skořican aethyl- natý	1.5451	5501	5525	5602	5703	5810	6031	6283
Sklo korunové								
lehké	1.5099	5118	5127	5153	5186	5214	5267	5312
těžké	1.6097	6117	6126	6152	6185	6213	6265	6308
Sklo flintové								
lehké	1.5986	6020	6038	6085	6145	6200	6308	6404
těžké	1.7351	7406	7434	7515	7623	7723	7922	8110



Obr. 118. Exponent lomu různých látek v závislosti na vlnové délce.

Na základě těchto číselných dat je narýsován diagramm (obr. 118.), v němž jediným pohledem přehledněme vše, co zde je důležité. Na ose úseček jsou rozestaveny Fraunhoferovy čáry podle vlnových délek λ ale v abecední posloupnosti, od červené části k fialové, tudíž podle ubývajících délek vlnových; pořadnicemi jsou exponenty lomu. Normální disperse všech látek jeví se křivkou stále stoupající. Křivky se liší jednak polohou, jednak stoupáním. Poloha je význačná pro lámavost, stoupání pro rozkladnost. Zdálo by se, že s větší lámavostí je vždy spojena větší rozkladnost. Tak soudil Newton. Některé příklady (voda, alkohol, skořican aethylnatý, sirouhlik) by tomu nasvědčovaly. Všeobecně tak není. Důkladem nejdůležitějším je chování skla korunového a flintového.

Sklo korunové (crown = koruna) je křemičitan draselno-vápenatý (SiO_2, K_2O, CaO v různém složení), k němuž se přidává též kysličník sodnatý (Na_2O); je bezbarvé, dokonale průhledné, tvrdé, těžko tavitelné a proti chemikáliím stálé. Specif. hmota = 2.4... 2.6. Sklo flintové (flint = křemen) je křemičitan draselno-olovnatý (SiO_2, K_2O, PbO v různém složení); je měkké, snadno tavitelné, těžké. Specif. hmota = 3.0... 6.0. Jeho lámavost a rozptylnost řídí se množstvím kysličníku olovnatého a různými přísadami, jimiž se sklo zároveň poněkud barví; tak na př. na žluto kysličníkem borovým (B_2O_3), na zeleno kysličníkem thaliovým (Tl_2O_3) a j. *) Za příklad různého složení buďtež pro sklo korunové i flintové uvedena podle katalogu skláren Schott & Spol. v Jeně tato procentuální čísla s tovární značkou. Aby vynikla čísla hlavní, jsou jako přimíšeniny označeny takové, jež dostupují jen desetin nebo setin procenta; jsou to $Mn_2O_3, MnO_2, As_2O_3, As_2O_5$. Z čísel vyznírá význam kysličníku olovnatého, jehož velká specif. hmota (9.3) rozhoduje o sklu »lehkém« a »těžkém«. Nejtěžší sklo flintové, kteréž vyrobily sklárny Schottovy (tovární značka S 57) mělo v procentech jen 21.9 SiO_2 , ale 78.0 PbO , k tomu 0.1 As_2O_5 . Exponent lomu pro čáru D byl = 1.9626, specif. hmota = 6.33.

Složení různých druhů skel.

	SiO_2	PbO	K_2O	Na_2O	BaO	ZrO	B_2O	přimíšeniny
Korun. lehké O 546	65.4	—	15.0	5.0	9.6	2.0	2.5	0.5
korun. těžší O 381	68.7	13.3	—	15.7	—	2.0	—	0.3
flint. lehké O 184	53.7	36.0	8.3	1.0	—	—	—	1.0
flint. těžké O 165	29.3	67.5	3.0	—	—	—	—	0.2

Číselně vyznačuje se střední lámavost obvykle rozdilem $n_D - 1$, t. j. přebytkem exponentu lomu pro čáru D nad exponent lomu pro vzduch. Disperse úhrnná je dána rozdilem exponentů pro krajní čáry spektrální A a H nebo raději B a H, poněvadž čára A se mnohdy pohlcuje hranolovým prostředím. Jde-li však o dispersi střední, t. j. uprostřed spektra, brává se zpravidla za její míru rozdíl $n_F - n_C$ exponentů pro čáry C a F. Poměr této střední disperse k střední lámavosti $n_D - 1$ zove se poměrná (relativní) disperse; je větší, stoupá-li křivka v nižší poloze značněji. Pro skořican aethylnatý a sirouhlik jsou střední disperse absolutní 0.0285 a 0.0342, relativní 0.0509 a 0.0544, tudíž má sirouhlik absolutně i relativně větší dispersi. Flintové sklo těžké má absolutní dispersi

*) Sklo jenské, důležité pro účely tepelné, viz Thermika, pag. 21, 1908.

0·0289, tedy jako skořičan aethylnatý, ale relativní jeho disperse jest 0·0384, tedy menší; příslušná křivka stoupá téměř stejně, leží však výše. Poněvadž relativní disperse je vždy malý zlomek, volí praxis raději převratnou hodnotu; pro hořejší tři příklady by byla 19·7, 18·4, 26·0.

Zvláště důležitý je vztah mezi sklem korunovým a flintovým. Celkem má sklo flintové refrakci i dispersi větší než sklo korunové, ale nikoli stejnou měrou; lámavostí je převyšuje málo, za to tím více rozkladností. Z toho následuje: Máme-li dva hranoly, flintový a korunový, a volíme-li jejich úhly lámavé tak, aby na př. pro čáru *D* měly stejnou deviaci, převládá pro flintový hranol velmi značně disperse. Naopak, volíme-li lámavé jejich úhly tak, aby měly stejnou úhrnnou dispersi *B...H*, převládá pro korunový hranol velmi značně deviace. Tyto poznámky jsou důležité pro sestavení hranolů jakož i čoček achromatických.

Když hranolem vytvoříme spektrum, jeví se — při určitém lámavém úhlu na př. 60° — větší disperse látky tím, že při určitém postavení projekčního stínítka je spektrum od čáry *B* k čáře *H* delší. V tom záleží disperse celková. Můžeme však posuzovati dispersi, jak se jeví nikoli mezi krajními, nýbrž mezi jednotlivými čarami Fraunhoferovými a tuto dispersi srovnávati s odlehlostí vyjádřenou vlnovými délkami. Tu pak se ukáže, že disperse není v hranolovém spektru rozdělena stejnoměrně, nýbrž že (pravidlem) stoupá směrem k fialovému konci spektra, kteréž se proto jeví v této části roztáhlejší.

Věc tato objasní se nejlépe číselným příkladem. Volme hranol s lámavým úhlem 60°, ale nikoli skleněný, — poněvadž sklo není prostředím chemicky určité, — nýbrž hranol sirouhlíkový. Postavme tento hranol do nejmenší úchytky pro čáru *D*. Tím je dopad světla určen; neboť máme

$$\beta = \frac{1}{2} \varphi, \quad \sin \alpha = n \sin \frac{\varphi}{2}, \quad n = 1·6291,$$

z čehož pro $\varphi = 60^\circ$ vypočítáme $\alpha = 54^\circ·54$. Jakmile je tímto způsobem dán dopad slunečního světla, můžeme počítati, jak se utváří postup světla hranolem pro jednotlivé čáry Fraunhoferovy; počítáme podle rovnic

$$\alpha = 54^\circ·54, \quad \sin \beta = \frac{\sin \alpha}{n}, \quad \beta' = 60^\circ - \beta, \quad \sin \alpha' = n \sin \beta'$$

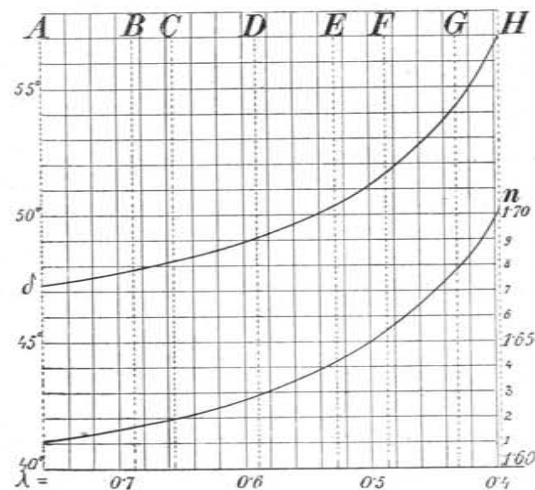
$$\delta = (\alpha - \beta) + (\alpha' - \beta').$$

Následující tabulka ukazuje přehledně výsledky počtu.

Rozklad světla slunečního hranolem sirouhlíkovým ($\varphi = 60^\circ$)
při nejmenší úchytky čáry *D*.

Čára	λ	<i>N</i>	<i>n</i>	β	β'	α'	δ
<i>A</i>	0·7600	394·7	1·6102	30·39	29·61	52·71	47·25
<i>B</i>	0·6870	436·7	1·6165	30·26	29·74	53·31	47·85
<i>C</i>	0·6563	457·1	1·6199	30·19	29·81	53·64	48·18
<i>D</i>	0·5893	509·1	1·6291	30·00	30·00	54·54	49·08
<i>E</i>	0·5270	569·3	1·6421	29·74	30·26	55·84	50·38
<i>F</i>	0·4861	617·1	1·6541	29·50	30·50	57·09	51·63
<i>G</i>	0·4308	696·4	1·6787	29·03	30·97	59·75	54·29
<i>H</i>	0·3668	756·1	1·7016	28·60	31·40	62·45	56·99

Na základě těchto číselných výsledků provedme konstrukci, rozestavíme na ose úseček čáry *A...H* podle klesajících délek vlnov-

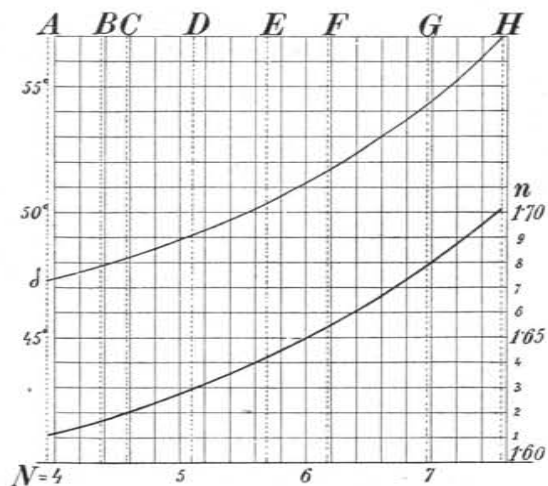


Obr. 119. Hranol sirouhlíkový; exponent *n* a úchytky δ v závislosti na délce vlnové λ .

vých a nanášejíce za pořadnici úchytku δ a exponent *n*. Tak vznikne diagramm obr. 119. Křivka pro *n* a δ ukazuje, jak s klesající vlnovou délkou značně stoupá i exponent lomu i úchytky hranolem; obě křivky mají průběh velice podobný. Vidíme tedy, že ve spektru hranolovém barvy v části červené, oranžové a žluté

jsou více sražené, dále pak v části zelené a zejména modré a fialové spíše roztáhlé.

Dlužno však upozorniti, že příčina vězí též ve způsobu, jak určujeme »barvu«. Děje se tak všeobecně vlnovou délkou. Je-li však barva obdobná tónu, pak bychom podle této obdoby měli určovati světelné tóny kmitočtem N , jako v akustice, t. j. rozestaviti Fraunhoferovy čáry jako tóny na klaviatuře. Podle této myšlenky byl narýsován diagramm obr. 120. A tu je věc pozoruhodná, že obě křivky, i pro n i pro δ , mají průběh značně stejnoměrnější, ovšem též zrychlený, ale jen mírně, tak že s akustického stanoviska



Obr. 120. Hranol sirouhlikový; exponent n a úchylka δ v závislosti na kmitočtu N .

nemohlo by se říci, že by ve spektru hranolovém barevné tóny vyšší byly příliš roztáhlejší a nižší tóny sraženější. Při tom je zajímavé srovnání rozestavení Fraunhoferových čar jednak podle vlnových délek (obr. 119.), jednak podle kmitočtů (obr. 120.). Akusticky podle kmitočtů jsou čáry na př. E, F, G, H od sebe odlehlejší, čáry A, B, D blíže k sobě, nežli opticky podle vlnových délek. Rozhodující však okolností jest zde, že rozestavení čar podle vlnových délek příroda sama nám podává, a to v mřížkových spektrech, o nichž pojednáme níže. To je příčinou, proč se ustálil způsob řaditi barvy nikoli akusticky, podle kmitočtu, nýbrž podle délky vlnové. Spektrum mřížkové pokládá se proto za *normální spektrum*.*)

*) Viz ve Spektroskopii spektra refrakční a diffrakční.

§ 78. Místní disperse.

Měrou disperse pro určitou látku jest, jak jsme vyložili v předešlé odstavci, rozdíl exponentů lomu pro krajní čáry $B \dots H$. Celková disperse hranolem způsobená závisí také na lámavém úhlu, a jest určena divergencí těch paprsků, jež čarám $B \dots H$ odpovídají. Tato divergence stanoví se změnou $\Delta\alpha'$ výstupového úhlu α' . Můžeme však dispersi počítati pro jakékoli dvě čáry Fraunhoferovy, jichž odlehlost stanovíme buď podle vlnové délky $\Delta\lambda$ nebo podle kmitočtu ΔN , nebo podle exponentu lomu Δn . Poněvadž rovnice pro lom světla hranolem obsahují přímo exponent lomu, stanoví se tato odlehlost zpravidla změnou Δn a tím hranolová disperse poměrem $\Delta\alpha'/\Delta n$; a jsou-li změny $\Delta n, \Delta\alpha'$ velmi malé, obdrží se disperse pro určité místo ve spektru, disperse tak zvaná místní čili lokální. Malé přírůstky Δ znamenají pak diferenciály.

Rovnice pro hranol platné jsou:

$$\sin \alpha = n \sin \beta, \quad \sin \alpha' = n \sin \beta'$$

$$\beta + \beta' = \varphi.$$

Diferenciací obdržíme:

$$\cos \alpha \, d\alpha = n \cos \beta \, d\beta + \sin \beta \, dn$$

$$\cos \alpha' \, d\alpha' = n \cos \beta' \, d\beta' + \sin \beta' \, dn$$

$$d\beta + d\beta' = 0.$$

Z rovnic těchto vyloučíme $d\beta$ a $d\beta'$, násobíme-li prvou rovnicí $\cos \beta'$, druhou $\cos \beta$ a sečteme, hledíce k rovnici třetí. Tak vyjde

$$\cos \alpha \cos \beta' \, d\alpha + \cos \alpha' \cos \beta \, d\alpha' = \sin \varphi \cdot dn$$

čili

$$\cos \alpha \cdot \cos \beta' \frac{d\alpha}{dn} + \cos \alpha' \cos \beta \frac{d\alpha'}{dn} = \sin \varphi.$$

Odvozující tento vztah předpokládali jsme, že je též α proměnné, t. j. že na hranol dopadá světlo již rozložené, na př. jiným hranolem. Rovnice pak udává, jak se *původní* místní disperse $d\alpha/dn$ mění daným hranolem, s lámavým úhlem φ v *novou* dispersi $d\alpha'/dn$. Rovnice je vzhledem k úhlům α, β a α', β' souměrná, což znamená, že postup paprsků lze obrátiti.

V tom jednodušším případě, že na daný hranol s lámavým úhlem φ nedopadá světlo rozložené, nýbrž světlo bílé, jest α konstantní, tudíž $d\alpha = 0$; obdržíme pak pro místní dispersi daným hranolem vznikající vzorec

$$\frac{d\alpha'}{dn} = \frac{\sin \varphi}{\cos \alpha' \cdot \cos \beta}.$$

Vzhledem k rovnici

$$\delta = \alpha + \alpha' - \varphi,$$

můžeme psáti

$$\frac{d\alpha'}{dn} = \frac{d\delta}{dn}$$

Místní disperse se tedy mění; roste-li n , klesá β , stoupá však α' , tudíž stoupá $\cos \beta$, ale klesá $\cos \alpha'$, obvykle rychleji, tak že součin $\cos \beta \cos \alpha'$ klesá a tím místní disperse stoupá.

Abychom viděli, jak se věc utváří číselně, počítejme místní disperse pro onen hranol sirouhlíkový (s lámavým úhlem 60°), který jsme číselně studovali v předešlém odstavci. Výsledek počtu ukazuje následující tabulka.

Místní disperse sirouhlíkovým hranolem s lámavým úhlem 60° .

Čára	n	β	α'	$\frac{d\delta}{dn}$
A	1·6102	30·39	52·71	1·657
B	1·6165	30·26	53·31	1·678
C	1·6199	30·19	53·64	1·690
D	1·6291	30·00	54·54	1·724
E	1·6421	29·74	55·84	1·776
F	1·6541	29·50	57·09	1·831
G	1·6787	29·03	59·75	1·966
H	1·7016	28·60	62·45	2·133

Z tabulky vidíme, že disperse stoupá. Počítali se $\frac{d\delta}{dn}$ přímo, z blízkých rozdílů, nutno δ vyjádřiti v míře obloukové.

§ 79. Vzorce pro dispersi.

Křivka v obr. 120. znázorňující, jak závisí exponent n na kmítočtu N čili — což je vzhledem ke vzorci $N = c/\lambda$ totéž — na převratné vlnové délce $1/\lambda$, připomíná svým průběhem parabolu, jejíž analytická rovnice jest

$$y = a + bx^2.$$

Souhlasně s tím osvědčuje se jednoduchý vztah

$$n = A + \frac{B}{\lambda^2}$$

pro viditelnou část spektra dosti dobře, po případě lépe, když se doplní ještě dalšími členy

$$n = A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4} + \dots$$

což by poukazovalo na parabolu vyššího stupně. Vzorce tyto podal *A. Cauchy* *). Třemi konstantami lze ovšem dosáhnouti lepšího souhlasu pozorování a výpočtu, než dvěma. *W. Schmidt* (1874) ukázal, že ještě lépe vyhovuje rovnice

$$n = A + \frac{B}{\lambda} + \frac{C}{\lambda^4}.$$

Rovnici formálně velice jednoduchou odvodil *J. Hartmann* (1898), totiž

$$n = n_0 + \frac{c}{(\lambda - \lambda_0)^\alpha} \quad \text{anebo též} \quad n = n_0 + \frac{c}{\lambda - \lambda_0}.$$

Rovnice má čtyři konstanty; pro α vychází = 1·2; přijme-li se = 1, vznikne druhý tvar jednoduchý.

Četné další rovnice, jež byly navrženy různými auktory, vyjadřují, jak n^2 závisí na λ a opírají se o úvahy theoretické. Z těchto rovnic byla nejvíce propracována rovnice *Kettelerova* **), jež se osvědčuje i pro ultrafialovou část spektra; uvádí se ve dvou tvarech:

$$n^2 = -k\lambda^2 + a^2 + \frac{D\lambda_m^2}{\lambda^2 - \lambda_m^2}$$

$$n^2 = -k\lambda^2 + a^2 + \frac{M}{\lambda^2} + \frac{N}{\lambda^4}.$$

Konstanty k a λ_m souvisí s absorpcí; zejména značí λ_m vlnovou délku absorpce maximální v absorpčním pruhu, který ukazuje lámavá látka. Jakožto příklad, jak konstanty vypadají číselně, uvádíme je pro sirouhlík:

$$k = 0\cdot005508, \quad a^2 = 2\cdot51758$$

$$D = 0\cdot84791, \quad \lambda_m^2 = 0\cdot048560,$$

tudíž $\lambda_m = 0\cdot22036$.

Délky λ_m a λ jsou v jednotce mikron. Konečně vzorec Helmholtz-Kettelerův:

$$n^2 = a^2 + \frac{M}{\lambda^2 - \lambda_1^2} + \frac{N}{\lambda^2 - \lambda_2^2}.$$

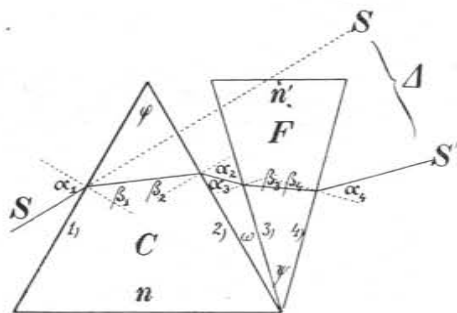
*) Příslušné pojednání: „Mémoire sur la dispersion de la lumière“ vyšlo r. 1836 v Praze nákladem Král. české Spol. nauk.

***) *Ed. Ketteler* (1836—1900), prof. na univ. v Bonnu a později na akad. v Münsteru. Zde citováno dle *Wied. Ann.* 30, pag. 304, 1887.

Všechny vzorce zde uvedené a četné jiné*) mají význam hlavně interpolační, většinou i takové, jež se opírají o úvahy theoretické. Budiž zde vzpomenuo theoretických prací, jež o dispersi podal F. Koláček.***) Podrobnosti o těchto otázkách budou uvedeny v od-
dílů VI.

§ 80. Hranol achromatický.

Sklo flintové, pravili jsme (§ 77.), láme světlo více než korunové, ale daleko ještě více je rozkládá. Je-li tedy dán hranol korunový s určitým úhlem lámavým, jevíci přiměřenou dispersi, lze stejné disperse dosáhnouti hranolem flintovým s úhlem lámavým daleko menším; ale pak je deviace u hranolu korunového větší než u hranolu flintového. Když tudíž oba hranoly opačně k sobě při-



Obr. 121. Hranol achromatický.

pojíme, ruší se disperse, ale zůstává deviace ve smyslu hranolu korunového. Tak vzniká hranol achromatický.

Budiž (obr. 121.) C hranol korunový s lámavým úhlem φ a exponentem n , F hranol flintový s lámavým úhlem ψ a exponentem n' . Flintový hranol budiž postaven obráceně a přikloněn ke korunovému v úhlu ω . Máme tedy čtyři lámavé roviny 1., 2., 3., 4.; úhly dopadu α a lomu β označme stejnými indexy jako příslušné k nim roviny. Podle § 67. máme pak rovnice: Pro hranol korunový

$$\begin{aligned} \sin \alpha_1 &= n \sin \beta_1 & \beta_2 &= \varphi - \beta_1 \\ \sin \alpha_2 &= n \sin \beta_2 & \delta &= \alpha_1 + \alpha_2 - \varphi. \end{aligned}$$

*) Kritiku všech podal L. Corczyński, Physik. Z. 2, pag. 205, 1901.

**) Časopis pro pěstování math. a fys. XLIV, pag. 136, 1915.

Podobně pro hranol flintový

$$\begin{aligned} \sin \alpha_3 &= n' \sin \beta_3 & \beta_4 &= \psi - \beta_3 \\ \sin \alpha_4 &= n' \sin \beta_4 & \delta' &= \alpha_3 + \alpha_4 - \psi. \end{aligned}$$

K tomu

$$\alpha_2 - \alpha_3 = \omega \quad \Delta = \delta - \delta',$$

tudíž úhrnná úchylka způsobená oběma hranoly

$$\Delta = (\alpha_1 + \alpha_2) - (\alpha_3 + \alpha_4) - (\varphi - \psi).$$

Tyto jednoduché vztahy určují postup každého paprsku, jakmile je zvolen úhel dopadu α_1 a jakmile jsou dány konstanty φ , ψ , n , n' a ω . Jde však o kombinaci achromatickou. Ta vyžaduje, aby úhel α_4 , ve kterém světlo z flintového hranolu vychází, byl pro paprsky všech barev stejný, tak aby všechny vystupovaly bez divergence, v stejném směru. Podle toho nutno stanoviti úhel ψ tak, aby v rovnici

$$\sin \alpha_4 = n' \sin (\psi - \beta_3)$$

byl úhel α_4 stálý, a tudíž též součin

$$n' \sin (\psi - \beta_3) = \text{const.}$$

aby nezávisel na kvalitě světla, t. j. na délce vlnové. To je vlastní podmínka achromasie.

V prvním přiblížení hledí se vyhověti odvozené hořejší rovnici pro krajní čáry Fraunhoferovy B a H. Tím nabývá se vztahu

$$n'_B \sin (\psi - \beta_3^B) = n'_H \sin (\psi - \beta_3^H),$$

ze kteréhož lze ψ počítati. Z něho plyne

$$\frac{\sin (\psi - \beta_3^B) + \sin (\psi - \beta_3^H)}{\sin (\psi - \beta_3^B) - \sin (\psi - \beta_3^H)} = \frac{n'_H + n'_B}{n'_H - n'_B}$$

a odtud podle známých vzorců goniometrických

$$\text{tg} \left[\psi - \frac{1}{2} (\beta_3^H + \beta_3^B) \right] = \frac{n'_H + n'_B}{n'_H - n'_B} \text{tg} \frac{1}{2} (\beta_3^H - \beta_3^B).$$

Jakési zjednodušení — ač se jim souměrný ráz vzorců zastře — nastává, je-li $\omega = 0$, t. j. jsou-li roviny 2. a 3. vespolek rovnoběžné, aneb, jak se zpravidla děje, přiléhají-li těsně k sobě, jsouce slepeny kanadským balsamem. Pak je $\alpha_2 = \alpha_3$, tudíž zbývající úchylka

$$\Delta = \alpha_1 - \alpha_4 - (\varphi - \psi).$$

Počítá se pak z úhlu β_2 ihned úhel β_3 podle vzorce

$$n' \sin \beta_3 = n \sin \beta_2.$$

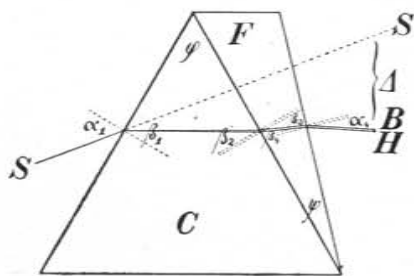
Propočítejme určitý příklad. Budiž dán korunový hranol z toho druhu skla, který je v § 77. označen jako sklo korunové lehké. Ke kompensaci volme sklo flintové, které je tamtéž označeno jako těžké. Budiž $\varphi = 60^\circ$, úhel dopadu paprsku S volme na př. $\alpha = 50^\circ$. Počet vede k těmto výsledkům:

Výpočet achromatického hranolu.

	čára B	čára H	Úhel lámavý a úchylka
α_1	50°	50°	$n'_H + n'_B = 3.5516$
n	1.5118	1.5312	$n'_H - n'_B = 0.0704$
β_1	30.45	30.02	$\frac{1}{2}(\beta_3^H + \beta_3^B) = 25.18$
β_2	29.55	29.98	$\frac{1}{2}(\beta_3^H - \beta_3^B) = -0.19$
n'	1.7406	1.8110	$\psi = 15.91$
β_3	25.37	25.00	
β_4	- 9.46	- 9.09	$\Delta = 50 + 16.62 - (60 - 15.91)$
α_4	- 16.62	- 16.62	$= 22.53$

Výpočet ukazuje, že lze dosáhnouti kompensace flintovým hranolem, jehož lámavý úhel jest jen $15^\circ.91$. Podle číselných výsledků jest rýsován obr. 122. Pozoruhodno jest, že úhel β_4 vychází záporný; tudíž jest $\psi = \beta_3 - \beta_4$, a úchylka α_4 jsou též záporná jde zpátečně, t. j. v témže smyslu jako pro hranol korunový, tak že úchylku Δ zveličuje. Záleží to na rozdílu $\beta_3^H - \beta_3^B$, který může býti kladný neb nullový nebo též záporný, jako právě v našem příkladě.

Jestliže z hranolu vystupují B -paprsky a H -paprsky (obr. 122.)



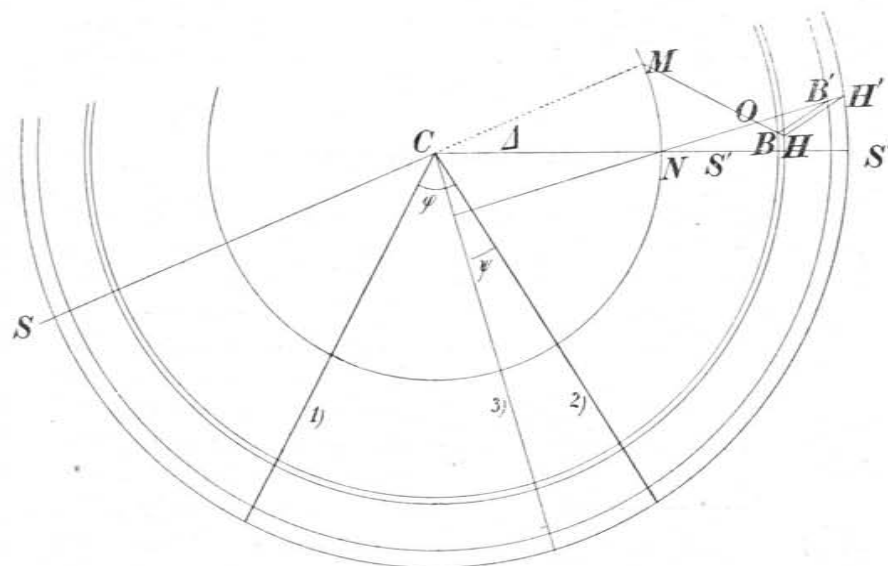
Obr. 122. Příklad hranolu achromatického.

rovnooběžně, není tím zaručeno, že s nimi též rovnooběžně vystupují na př. C -paprsky a F -paprsky; mohlo by se státi, že by C -paprsky (oranžové) vystupovaly v úhlu α_4 poněkud menším, a F -paprsky v úhlu α_4 poněkud větším, tak že by obraz měl okraj na hořejší straně barvený oranžově, na dolejší zelenavě; vzniklo by, jak říkáme, spektrum druhořadé. Mohli bychom naopak počítati achromasii pro čáry C a F a pak přihlédnouti, jaký je výsledek pro čáry B a H a s nimi i pro spektrum druhořadé. Vše

záleží na tom, aby disperse obou druhů skel postupovala souhlasně, t. j. aby úchylky δ způsobené sklem flintovým byly v témže poměru pro všechny Fraunhoferovy čáry větší než úchylky způsobené sklem korunovým. Novější sklárny (Schott, Jena) dovedly taková skla dosti uspokojivě připravit.

§ 81. Pokračování. Řešení konstruktivní.

Úkol achromatického hranolu lze řešiti jednoduše a přibližně též graficky, konstrukcí Reuschovou. Provedme konstruktivně při-



Obr. 123. Hranol achromatický; řešení konstrukcí.

klad odstavce předešlého. Sestrojme (obr. 123.) kruh vnitřní, platicí pro vzduch, poloměrem 30 mm ; k němu pro korunový hranol dva kruhy, poloměry

$$\begin{aligned} \text{pro čáru B} \dots & 1.5118 \times 30 = 45.35 \text{ mm,} \\ \text{» » H} \dots & 1.5312 \times 30 = 45.94 \text{ »} \end{aligned}$$

a pro flintový hranol dva kruhy poloměry

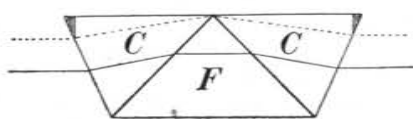
$$\begin{aligned} \text{pro čáru B} \dots & 1.7406 \times 30 = 52.22 \text{ mm,} \\ \text{» » H} \dots & 1.8110 \times 30 = 54.33 \text{ »} \end{aligned}$$

Roviny daného korunového hranolu o úhlu $\varphi = 60^\circ$ jsou znázor-něny přímkami 1., 2., sbíhajícími se ve středu C oněch kruhů.

Veďme paprsek S , dopadající na rovinu 1. v úhlu $\alpha = 50^\circ$; prodlužme jej až se protne v bodě M s kruhem pro vzduch, od M přejdeme ve směru kolmém na rovinu 1. ke kruhům pro korunový hranol do průseků B, H a od těchto hned ve směrech na rovinu 2. kolmých ke kruhům pro flintový hranol do průseků B', H' . Aby paprsky, bodům B', H' odpovídající, zlomíce se na rovině 3. flintového hranolu se spojily, musí patrně tato rovina 3. býti kolmo ke směru přímky $B'H'$. V této myšlence vězí jádro konstrukce. Vedeme tedy přímku $B'H'$ a k ní přímku 3. kolmo. Tím je určen úhel ψ kompenzačního hranolu flintového a zároveň směr CN achromatisovaného paprsku vystupujícího i odchylka Δ . Pěkně vidíme, že věc se má tak, jakoby lom se dál na hranolu s lámavým úhlem $\varphi - \psi$ a s exponentem lomu, který se rovná poměru poloměrů CO a CM .

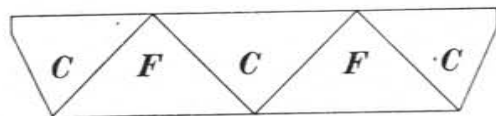
§ 82. Přímohledný hranol.

U hranolů achromatických měla se odstraniti disperse; kompenzačním hranolem byl hranol flintový. Hranoly přímohlednými má se odstraniti deviace; kompenzačními hranoly jsou zde hranoly korunové. Poněvadž disperse zůstává, lze jen jediný z paprsků učiniti stejnosměrným; obyčejně to bývá paprsek E , ale může to býti i



Obr. 124. Hranol přímohledný, 3-dílný.

některý jiný, na př. B , má-li spektrum padnouti stranou. Přímohledné hranoly sestrojil nejprve (1860) *Amici* *); proto se často podle něho nazývají. Obr. 124. ukazuje takový hranol trojdílný, a zároveň objasňuje postup



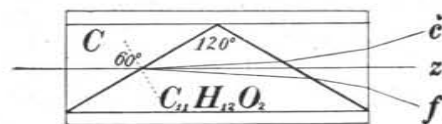
Obr. 125. Hranol přímohledný, 5-dílný.

toho paprsku, který projde neuchýlen. Ostré rohy jsou přibroušeny, poněvadž by paprsky tam dopadající, byly na závadu, jak

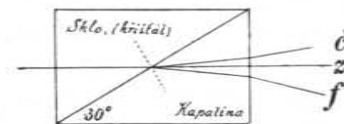
*) *Giovanni Battista Amici* (1786—1863), professor astronomie ve Florencii.

krajní mají lámavé úhly menší; jejich velikost řídí se optickou jakostí skel, jakož i podmínkou, který paprsek má projíti přímo.

Flintový hranol v trojdílném hranolu achromatickém lze nahraditi též hranolem kapalným; volí se buď sirouhlik (*Hasselberg* 1886) nebo skořičan aethylnatý (*Wernicke* 1881). Obě kapaliny vyznačují se značnou dispersí (§ 77.) a lze k nim vždy naléztí takový druh korunového skla, aby měl pro určitou čaru stejnou lámavost. Tím se dosáhne velké výhody, že totiž postranní hranoly jsou pravouhlé, tak že paprsky kolmo dopadají a téměř kolmo vystupují. V obr. 126. je znázorněn hranol, který sestrojil *Wernicke*; tomuto hranolu se dává přednost, poněvadž lámavost skořičanu aethylnatého méně se teplotou mění než lámavost sirouhliku. Vnitřní hranol kapalný má veliký úhel lámavý 120° . Postup paprsků je rýsován schematicky.



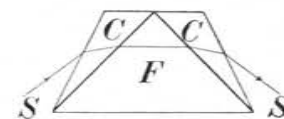
Obr. 126. Hranol přímohledný, jak jej upravil *Wernicke*.



Obr. 127. Hranol přímohledný, jak jej sestrojil *Zenger*.

Nejjednodušší úpravu má přímohledný hranol parallelepipedický, který sestrojil *K. V. Zenger* *). Kombinace (obr. 127.) obsahuje jen dva pravouhlé hranoly (s lámavým úhlem asi 60°), z nichž prvý je skleněný nebo křišťálový (též vápencový), druhý pak kapalný. Sklo korunové nebo flintové volí se tak, aby — při určité kapalině — paprsky zelené (E) prošly přímo. Jakožto vhodné kapaliny jsou auktozem udány a vyzkoušeny sirouhlik, anethol ($C_{10}H_{12}O$), benzol, aethylalkohol, olej kassiový a terpentínový, rozmanitě smíšený a procentuálně výhodně složený, na př. anethol, benzol a alkohol v poměru 7 : 2 : 1 a j. Postup paprsků je v obrazi naznačen schematicky.

Hranolům přímohledným, jak je navrhl *Amici*, podobají se hranoly složené (compoundní), jež sestrojili *Rutherford* 1863, a *Browning* 1871. K hranolu flintovému s lámavým úhlem 90° — kterým by jinak světlo neprošlo (§ 74.)



Obr. 128. Hranol složený (*Rutherford*, *Browning*).

*) Dle Zpráv Uč. Spol., ročník 1881, pag. 416.

— je kanadským balsamem přitmělen na jedné i druhé straně korunový hranol s malým úhlem lámavým (obr. 128.) tak voleným, aby světlo prošlo postupně celou kombinací. Hranoly z tvrdého a stálého skla korunového chrání při tom zároveň hranol flintový, který podléhá vlivům ovzduší a jsa měkký snadno se při utírání poškrábe.

§ 83. **Achromatická čočka.**

Optická mohutnost velmi tenké čočky stanoví se výrazem

$$\frac{1}{f} = (n - 1) \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right),$$

určuje se tedy dvěma činiteli; jeden, úhrnné zakřivení obou kulových ploch, je povahy geometrické a závisí na tvaru čočky; druhý, přebytek exponentu lomu skla nad exponentem okolního vzduchu, je povahy optické a závisí na látce čočky a na jakosti světla. Proto přísluší každé barvě ohnisko zvláštní, a dopadá-li na čočku rovnoběžně světlo bílé, obdržíme na ose pásmo různobarvých ohnisek od barvy červené až k fialové, při čemž ohnisko červeného světla je dále od čočky, ohnisko fialového světla čočky blíže.

Odlehlost ohnisek, na př. pro čáry Fraunhoferovy *B* a *H*, závisí na změně rozdílu $n - 1$. Z tabulky § 77. vyjímáme pro lehké sklo korunové (n) a těžké sklo flintové (n')

$$n_B - 1 = 0.5118, \quad n_H - 1 = 0.5312, \quad \text{změna} = 0.0194, \quad \text{t. j. } 3.8\%,$$

$$n'_B - 1 = 0.7406, \quad n'_H - 1 = 0.8110, \quad \text{změna} = 0.0704, \quad \text{t. j. } 9.5\%.$$

Procentuální změna u čočky korunové je malá, u čočky flintové značná. Je-li tedy dána čočka dvojnásobně zakřivená, oboustranně stejně zakřivená, vybroušená z tohoto těžkého skla flintového, a je-li poloměr křivosti na př. $r = 0.6 \text{ m}$, jsou dálky ohniskové

$$\text{pro čáru } B: f_B = 0.405 \text{ m},$$

$$\text{pro čáru } H: f_H = 0.370 \text{ m},$$

tedy odlehlost obou ohnisek 3.5 cm . V obr. 129. jsou tyto poměry naryšovány v rozměrech 10krát zmenšených. Čočka má zhruba $2\frac{1}{2}$ dioptrie.

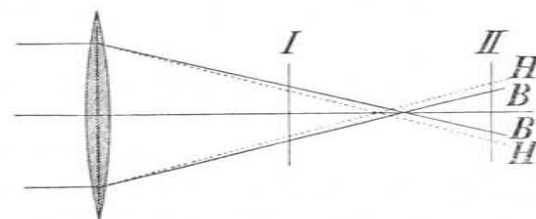
S tím, co zde uvedeno, souvisí úkaz, který zvláště při světle slunečním lze pěkně pozorovati. Necháme-li kruhovým otvorem dopadat světlo na čočku a, když projde čočkou, zachytíme-li paprsky na bílé stěně, obdržíme kruhy červeně olemované, je-li stěna před ohniskem, a naopak modravě olemované, je-li stěna za

ohniskem. Podobně vznikají skutečné obrazy svítících neb osvětlených předmětů s barevnými okraji. Pravíme, že čočky mají *aberraci chromatickou*. Tuto vadu lze odstraniti sestrojením čočky achromatické. Základem toho jsou stejné úvahy, jaké jsme učinili u hranolů achromatických. K dané čočce ze skla korunového (n, r_1, r_2) připojíme druhou čočku ze skla flintového (n', r_3, r_4). Optická mohutnost soustavy rovná se součtu optických mohutností jedné i druhé čočky, t. j.

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{f} + \frac{1}{f_1}$$

$$\frac{1}{f} = (n - 1) \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right), \quad \frac{1}{f_1} = (n' - 1) \left(\frac{1}{r_3} + \frac{1}{r_4} \right).$$

Soustava stane se achromatickou, je-li výraz $\frac{1}{F}$ pro všechny barvy



Obr. 129. Chromatická vada čočky.

týž, t. j. je-li nezávislý na vlnové délce λ . Mathematically vyjadřuje tuto podmínku rovnice

$$\frac{d}{d\lambda} \frac{1}{F} = 0.$$

Provedení derivace vedlo by k výrazům

$$\frac{dn}{d\lambda}, \quad \frac{dn'}{d\lambda};$$

musila by tedy závislost exponentu lomu na vlnové délce býti dána analytickým výrazem, aby bylo možno naznačené derivace vykonati (§ 79.).

Lze však úkol podobně zjednodušiti, jako pro achromatický hranol. Postačí žádati, aby výraz $\frac{1}{F}$ byl stejný pro krajní barvy spektrální, na př. pro Fraunhoferovy čáry *B* a *H*, tak aby bylo

$$\frac{1}{F_B} = \frac{1}{F_H} \quad \text{čili} \quad \frac{1}{F_H} - \frac{1}{F_B} = 0.$$

Je však:

$$\frac{1}{F_B} = (n_B - 1) \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right) + (n'_B - 1) \left(\frac{1}{r_3} + \frac{1}{r_4} \right)$$

$$\frac{1}{F_H} = (n_H - 1) \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right) + (n'_H - 1) \left(\frac{1}{r_3} + \frac{1}{r_4} \right)$$

Odečtouce obě rovnice obdržíme podle hořejšího vztahu

$$0 = (n_H - n_B) \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right) + (n'_H - n'_B) \left(\frac{1}{r_3} + \frac{1}{r_4} \right)$$

a z toho jakožto formulaci hořejší podmínky pro achromasii

$$\frac{\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}}{\frac{1}{r_3} + \frac{1}{r_4}} = - \frac{n'_H - n'_B}{n_H - n_B}$$

Čitatel a jmenovatel zlomku na levo obsahuje úhrnné zakřivení čočky hlavní i kompenzační. Poměr obou těchto zakřivení je záporný; je-li tedy hlavní čočka kladná (sběrná), musí kompenzační čočka býti záporná (rozptylná). Jinak lze rovnici vyhověti rozmanitým způsobem; neboť disponujeme čtyřmi veličinami r_1, r_2, r_3, r_4 . Obvykle se volivá číselně $r_2 = r_3$, t. j. stanoví se, aby čočky přiléhaly těsně k sobě; v tom případě stmelí se kanadským balsamem. Zbývají pak ještě tři veličiny. Lze tedy dále stanoviti, jakou dálku ohniskovou F má míti soustava obou čoček, čili, kolik dioptrií $1/F$ má míti výsledná mohutnost kombinace. Zbývají pak ještě dvě veličiny. Můžeme tedy na př. r_1 voliti a pak r_4 počítati, anebo stanoviti poměr jednotlivých poloměrů atd. Tato veliká volnost vězí ovšem v tom, že řešení je přibližné, mimo to, že zanedbáváme tloušťku čoček, považujice je za velice tenké.

Nejlépe se věc objasní příkladem. Kombinujme čočku z lehkého skla korunového s těžkým sklem flintovým podle tabulky v § 77. Máme pak tyto konstanty:

Sklo korunové	Sklo flintové
$n_B = 1.5118$	$n'_B = 1.7406$
$n_H = 1.5312$	$n'_H = 1.8110$
$n_H - n_B = 0.0194$	$n'_H - n'_B = 0.0704$

Úhrnné zakřivení jedné a druhé čočky je těmto rozdílům nepřímo úměrné; zoveme-li tedy k činitel úměrnosti, jest

$$\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} = 0.0704 \cdot k, \quad \frac{1}{r_3} + \frac{1}{r_4} = -0.0194 \cdot k.$$

Je-li čočka první dána, známe její úhrnné zakřivení, známe proto

i činitel k a tudíž i úhrnné zakřivení druhé čočky. Anebo víme, jakou mohutnost má míti soustava, na př. 2 dioptrie. Pak je $F = 0.5 m$. Počítáme-li tuto mohutnost pro paprsky B a H , obdržíme

$$B) 0.5118 \cdot 0.0704 k - 0.7406 \cdot 0.0194 k = 2 \text{ a z toho } k = 92.32,$$

$$H) 0.5312 \cdot 0.0704 k - 0.8110 \cdot 0.0194 k = 2 \quad \gg \quad k = 92.32.$$

Stejný výsledek pro k je početní kontrolou. Tím jsme našli úhrnnou křivost každé z obou čoček. Vychází

$$\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} = 6.499 \quad \frac{1}{r_3} + \frac{1}{r_4} = -1.791.$$

Stanovme dále $r_3 = r_2$, aby obě čočky těsně k sobě přiléhaly, a volme $r_1 = 2r_2$. Z rovnice první dostáváme

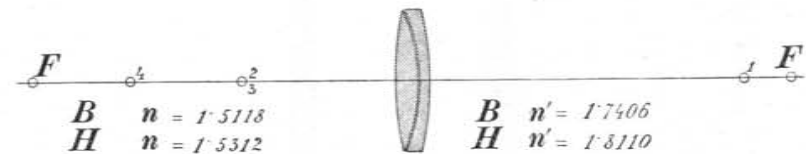
$$\frac{1}{r_1} + \frac{2}{r_1} = 6.499 \quad \text{čili} \quad r_1 = 0.4616 m$$

$$\text{tudíž} \quad r_2 = 0.2308 m$$

$$r_3 = -0.2308 m$$

$$\frac{1}{-0.2308} + \frac{1}{r_4} = -1.791 \quad r_4 = +0.3934.$$

Čočka kompenzační je tedy konvex-konkávní. Celek znázorňuje obr. 130. v rozměrech desetkrát zmenšených.



Obr. 130. Achromatická čočka.

Způsob výpočtu se patrně nezmění, když bychom koincidenci počítali pro čáry jiné, na př. C a F (barvy doplňkové); jiné koincidence vyžaduje achromasie fotografická, jiné achromasie aktinická a pod.

§ 84. Pokusy o rozkládání a skládání světla.

Pokusy o rozkládání bílého světla ve světla barevná a naopak o skládání spektrálních barev ve světlo bílé, náleží k nejzajímavějším a nejděčnějším v optice. Většinu z nich konal *I. Newton* a vypsál ve své *Optice* *). K pokusům užíváme hranolů obvyčejných, nebo přímohledných, též achromatických, čímž nabudeme často po-

*) *Optics or a Treatise of the reflections, refractions, inflections and colours of light; London 1704.* Důležitost těchto pokusů pochopíme, když uvážíme, že před tím světlo bílé se pokládalo za jednoduché a barvy se vysvětlovaly mícháním bílého světla se tmou.

hodlné úpravy anebo zajímavější obměny pokusu. Čistá spektra zjednaří se čočkami achromatickými způsobem popsáným v § 75.; zdrojem je světlo sluneční neb obloukové světlo elektrické.

1. Spektrální barvy se druhým hranolem nerozkládají, nýbrž jen uchylují, a to tím více, čím blíže jsou ve spektru k straně fialové. K důkazu této věty slouží dva flintové hranoly s lámavým úhlem 30° , upevněné na vhodných mosazných stojanech tak, že je



Obr. 131 Hranoly zkřížené.

lze uvést do různé polohy, svislé, vodorovné nebo jakkoli šikmé (obr. 131.). Jeden z nich postaví se svisle, lámavou hranou rovnoběžně se svislou (krátkou) šterbinou, a vytvoří se spektrum v nejmenší úchylce. Druhý z nich postaví se za ním vodorovně, tak, aby se jím toto spektrum zvedlo opět s nejmenší úchylkou. Obdrží se šikmé spektrum v úhlu 45° se rozestírající, v němž tedy barvy prvního spektra nejsou už rozloženy, nýbrž jen uchýleny. Tím je zároveň dokázáno, že příčinou spektra je různá lámavost barevných světél.

2. Když se druhý hranol postaví za první rovněž svisle, avšak obráceně, stáhne se spektrum a přejde, jsou-li oba hranoly rovnoběžné, v bílý pruh, na důkaz, že složením spektrálních světél vznikne zase světlo bílé.

3. Velmi zajímavý je pokus známý jménem experimentum crucis (Newton), pokus křížový. K tomu je potřebí dvou latern s obloukovými lampami, svislými šterbinami, dvou stejných projekčních čoček (1 až 2 dioptrií) a dvou stejných flintových hranolů (60°). Vytvoří se na bílé stěně dvě spektra opačně orientovaná tak, aby se kryla. Barvy se míchají, kraje, kde fialový konec jednoho spektra padne na červený začátek druhého, jsou purpurové. Když se na toto dvojspektrum díváme hranolem — nejlépe přímohledným — s vodorovnou hranou lámavou, rozevrou se obě spektra a tvoří kříž, více méně strmý podle toho, zdali je přímohledný hranol opticky silnější neb slabší. Kříž vynikne pěkněji, když šterbiny jsou kratší, aby spektrální pás byl užší.

4. Složení spektra ve světlo bílé lze ukázati velmi poučně takto. Vytvoří se svislou šterbinou, silnější (3 až 4 dioptrie) čočkou projekční a hranolem přímohledným na bílé stěně velké spektrum. Na to se postaví za hranol spojná čočka válcová svisle orientovaná. Na bílé stěně je viděti, jak se účinkem této čočky spektrum stáhne, více neb méně podle toho, jak se válcovou čočkou pošinouje; při správném postavení vznikne bílý sloup — zvětšený to skutečný obraz šterbiny — (s okraji poněkud barevnými).

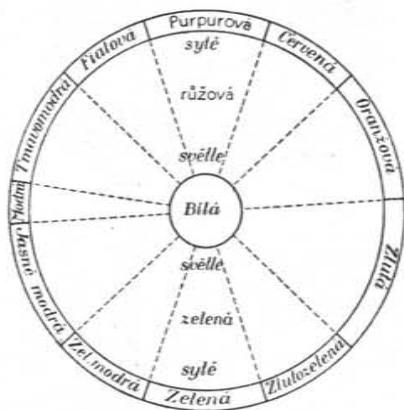
5. K válcové čočce, kterou tento pokus se koná (obr. 132.), jest na vodorovné tyči pošinovatelně umístěn svislý rámeček, v němž na skle jest svisle přitmlen uzounký hranolek s malým úhlem lámavým. Postaví-li se tento hranolek do kužele barev-



Obr. 132. Jak lze ukázati barvy doplňkové.

ných paprsků, uchýlí se některé z nich stranou, vznikne tedy vedle ještě druhý barevný obraz šterbiny, mezi tím, co dřívější bílý obraz šterbiny se též zbarví. To jest pochopitelné, poněvadž schází do bílého světla uchýlená barva. Obě barvy dohromady daly by však světlo bílé. Zovou se proto *doplňkové* čili *komplementární*. Otáčejíce přístrojem, můžeme hranolkem jednu barvu po druhé uchýlití a tak ukázati stupnici barev doplňkových v nepřetržitém sledu. Diagramm barev doplňkových objasňuje obr. 133.

6. Skládání barev, jak dosud bylo vypsáno, je fyzikální; barvy padnou skutečně na totéž místo a v oku vzniká vněm barvy bílé. Lze však totéž ukázati i fyziologicky, na základě trvání vněmu zrakového, kdy tedy barvy zůstávají rozložené a jenom v oku se sčítají. K tomu se hodí otáčivý přístroj (obr. 134.) s vodorovnou osou.



Obr. 133. Diagramm pro sčítání barev.

Do něho vloží se přímohledný hranol tak sestavený, aby červená barva byla neuchýlená a ostatní barvy aby se uchýlovaly. Světlo sluneční nebo elektrické propouštíme malým kruhovým otvorem a necháme dopadnouti na slabou čočku projekční, kterou se otvor na odlehle bílé stěně reálně zobrazí. Blízko této stěny postaví se zmíněný rotační přístroj. Obdrží se spektrum, jež se od konce červeného rozestírá stranou. Když se přístrojem otáčí, zů-

stává červená barva na svém místě, co zatím ostatní barvy se otáčejí; rotací dostatečně rychlou vzniká v oku vněm barevné desky, na níž spektrální barvy jsou kruhově rozloženy.

Pokus nabude větší rozmanitosti, vložíme-li do přístroje vedle hranolu přímohledného ještě uchylující hranol achromatický. Lámané hrany obou hranolů mohou pak se zařídití buď rovnoběžně nebo kolmo. Při postavení rovnoběžném vzniká otáčením na stěně opět barevná deska, jenom že jiného průměru než dříve, dle toho, zdali se odchylky obou hranolů sečítají nebo odčítají. Zajímavé úkazy nastávají, když se hranol achromatický ponaáhlu otáčí z polohy rovnoběžné do kolmé. Ona barevná deska se smršťuje, barvy střední padnou více a více na sebe, obdrží se kruhový pás, uvnitř téměř bílý, na krajích doplňkově olemovaný, až při poloze kolmé se pás celý stane bílým; spektrum se tu rozestírá tangenciálně k rotačnímu kruhu, barvy všechny padnou při rotaci na sebe — až na nejzazší část fialovou, která způsobuje fialový lem onoho bílého pásu. Malým pootočením achromatického hranolu obdrží se zajímavé přechody.

7. Hranol jehlanový, na př. čtyřboký obr. 135., dává čtyři spektra, hranol kuželový (obr. 136.) krásné spektrum kruhové, vypadající jako duha. K tomuto pokusu bere se projekční čočka rovněž slabá a hranoly staví se blízko ke stěně hrotem proti paprskům.

8. Skládání barev fyziologickou methodou lze též tím způsobem, že se elektromotorem roztočí kartonové kotouče s barevnými výseči. Ještě lépe lze užiti kotoučů skleněných, polepených želatinovými blankami různě zabarvenými. Tyto kotouče se kladou na skleněný setrvačnik s massivní obrubou mosaznou, který se položí na vertikální projekční aparát. Roztočí-li se setrvačnik — měkkou hedvábnou šňůrkou — lze skládání barev studovati v projekci ve skvělém způsobu, poněvadž zde obrazy jsou světlé a tudíž vněm změny barev zvlášť působivý.

9. Když se vytvoří — způsobem dříve vypsáním — spektrum, lze místo jediné šterbiny podélné užiti buď dvou šterbin k sobě v úhlu skloněných nebo čtyři šterbiny tvořící čtverec, nebo šterbiny kruhové, nebo jako S stočené. K tomu hranol přímohledný, ve své objímce otáčivý. Vzniknou zajímavé úkazy superposice barev, spektra střechovitá, kanálovitá, spektra stočená a pod., činicí zvláštní dojem hloubkový a měnící se velmi pěkně, otáčí-li se jedním šterbinou, jednak přímohledným hranolem. Těmito pokusy



Obr. 134. Otáčivý přístroj pro skládání barev.

ukazuje se poučně, že spektrum je soustava barevných obrazů štěrbin.

10. Překvapující zjevy pozorujeme, když spektrum vrhneme na př. na sukno červené nebo zelené, anebo když do spektra vklá-



Obr. 135. Hranol jehlancový.



Obr. 136. Hranol kuželový.

dáme barevné předměty, obrazy v barvách (bez tmavých kontur), pestré květiny a pod. Zde jde o absorpci ve světle odraženém. V rozmanitosti ještě větší lze konati pokusy o absorpci ve světle propuštěném, jež projde barevnými skly, kapalinami, plyny, jakož o tom níže v oddílu VI. zvlášť bude jednáno.

V.

Optické stroje.

§ 85. Rozdělení úkolu.

Optických strojů zpravidla užíváme k optickému zobrazování; jimi všeobecně přeměňujeme rozbíhavé svazky paprskové ve svazky sbíhavé. Přírozeným optickým strojem jest *oko*. Ostatní stroje optické jsou umělé. Vzhledem k hořejšímu výměru dělíme je podle toho, zda stačí samy o sobě, aby vytvořily sbíhavé svazky paprskové, anebo zda je potřebí ještě oka, jež by je doplnilo. Tato dvojí stránka optických strojů zrači se v okolnosti, že stroj optický vytváří obrazy buď skutečné nebo zdánlivé. V obou případech však možno výsledné obrazy, strojem vzniklé, pozorovati okem; v případě prvním lze je mimo to trvale zachytiti.

Předměty zobrazujeme optickým strojem proto, abychom je mohli buď vůbec anebo snáze pozorovati. Oko normální, »neozbrojené«, může totiž pozorovati osvětlený předmět jen za příhodných okolností. Nejen že předmět musí býti dostatečně osvětlen, nesmí býti také mezi předmětem a okem neprůhledné překážky; předmět musí býti tak veliký, abychom jej spatřovali v úhlu nejméně úhlové minuty a nesmí býti blíže k oku, než je t. zv. »bod blízký«. Optické stroje zlepšují tyto podmínky pozorovací. Buď upravují směr paprsků, abychom pozorovali strojem pohodlněji, jindy zvětšují osvětlení obrazu nebo jeho zorný úhel.

Mimo stroje optické, kterými se má usnadniti pozorování obrazů, sestavují se také zařízení, jejichž účelem je studovati světelné zdroje samy o sobě nebo světelnou povahu osvětlených předmětů. Optické stroje tohoto druhu také zobrazují svítící neb osvětlené předměty, ale tak, aby na obraze bylo možno studovati rozdělení a velikost energie světelné.

Podle tohoto dvojího účelu můžeme rozeznávati optické stroje v užším smyslu mající úkolem optické zobrazování, a mimo to stroje, jimiž se určují druhy světla a měří se jejich intenzita.

Prvou i druhou skupinu strojů dělíme podle hlavního optického děje, na němž zobrazování spočívá. Můžeme tudíž v první skupině rozeznávat stroje založené na *odrazu* světla a stroje, u nichž se užívá *lomu* světla. V druhé skupině jsou jednak stroje, jež složené světlo *rozkládají* na světla jednoduchá, jednak stroje, jimiž se *svítivost (intensita)* zdrojů světelných srovnává podle velikosti osvětlení. Poněvadž o strojích tohoto druhu, t. zv. *fotometrech*, pojednáno bylo v odstavci o přímočarém šíření světla, zmíníme se v tomto oddíle pouze o spektrálních fotometrech, jimiž se srovnávají intensity určitých druhů světelných. Také strojů spektrálních, jimiž studujeme jakost světelných zdrojů, neprobereme zevrubně. Omezíme se na spektrální stroje hranolové, odkazující ostatní zařízení určená k rozboru světla (interferometry, mřížkové spektrometry atd.) do příslušných kapitol optiky theoretické.

Přihlížíme-li k podrobnějšímu zařízení, můžeme stroje optické dělit na zrcadlové, čočkové a hranolové, podle toho, zdali se v nich užívá odrazu, lomu nebo rozkladu světla. Omezuje-li se stroj na jediné zařízení zobrazovací, může být nazván jednoduchým na odlišenou od stroje složeného, v němž takových zařízení bývá několik.

Těmito poznámkami určen jest *obsah* přítomného oddílu. Všeobecné úvahy o strojích optických rozdělíme ve tři díly. V úvodní části pojednáme o *materiálu* optických strojů, o jeho konstantách a zkoušení, jakož i o jeho zpracování. V části druhé stanovíme *základní pojmy*, které přesně určují optický stroj po stránce fyzikální. Část třetí věnována bude *radám optických* součástí, t. j. odchylkám, které se vyskytují, nejsou-li splněny na skutečném stroji základní podmínky zobrazovací.

§ 86. Materiál optických strojů.

Optická zařízení mají vyhověti určitým podmínkám theoretickým. Jedna z nich vyžaduje, aby zrcadlení, lom, po př. rozklad světelný dál se na pravidelných plochách. Obyčejně bývá rozhraní dvou opticky různých prostředí buďto rovina nebo plocha kulová. Materiál optický třeba tak vybrati, aby především bylo možno jeho povrch snadno zpracovati, t. j. v žádaném tvaru vyhladiti. Mimo to mají vyrobená zařízení býti neproměnná a trvalá. Poněvadž není možno všeobecně vyloučiti vliv teploty, lze první podmínku jen přibližně splniti. Volí se tedy materiál takový, aby vliv teploty byl pokud možná nejmenší.

Vliv teploty na ohniskovou dálku dutého objektivu zrcadlového vylíčil *Curtis* (1907). Skleněné zrcadlo dalekohledu Cassegrainova, které mělo tloušťku 14 cm, průměr 92·9 cm, měnilo ohniskovou dálku 549 cm po západu slunce se ochlazuje o 15 až 25 mm. Zvláštní opatření, jímž před západem slunce byl objektiv zrcadlový ochlazován, zmenšilo vliv teploty sotva o několik milimetrů.

Pokud se týče trvanlivosti optického materiálu, nutno vzpomenouti, že hlazené a leštěné plochy optické se obyčejně stýkají se vzduchem, že optická prostředí pohlcují často záření chemicky působivá a že v některých případech mají paprsky mocný účinek tepelný.

Materiál optický volí se podle účelu stroje. Nehledíme-li k odrazu světla na plochách neprůhledných, žádáme na průhledném prostředí, aby bylo opticky stejnorodé a alespoň pro určité záření dokonale propustné. Průhledný materiál optických strojů nemá mítí kazů ani bublinek ani vnitřních napětí, jež by porušovala jeho *isotropismus*; nesmí to býti ani prostředí kalné aniž látka, která by pohlcující dopadající záření příliš je měnila. Vnitřní napětí optického materiálu může býti jak fyzikálního tak i chemického původu. První vzniká při výrobě, dál-li se přechod ze skupenství kapalného v tuhé velmi prudce; napětí druhého druhu způsobuje složení materiálu. Látka pozvolna krystaluje, kalí se a tím se mění vnitřní napětí.

Základním materiálem optických strojů je *sklo*. Počátky sklářství dlužno hledati již v dávném Egyptě. Na vykopávkách v Ben Hasanu nalezeny byly reliefy, znázorňující výrobu skla (3000 let př. Kr.). Také v bibli, v knize Jobově mluví se o skle. *Plinius* a *Strabo* vylíčí rozkvět skláren v Tyru, Sidonu a Alexandrii. V době císařů římských pověstné bylo sklo sidonské. Starověké sklo bylo vesměs *barevné*. Okna se zasklívala teprve ve třetím a čtvrtém století po Kr., v Anglii teprve ve století sedmém. Ve středověku vznikly sklárny na ostrově Murani u Benátek; sklo benátské bylo v sedmnáctém století nejlepším výrobkem sklářským. V Čechách počalo se vyráběti sklo po míru vestfálském u České Kamenice a Sloupu; sklárny byly založeny u Chřibské, Falknova a Jablonce. Po úpadku benátského skla bylo nejhledanějším české sklo broušené, křišťálové (mnoho brusíren bylo až do konce osmnáctého století v Praze). Počátky optického skla souvisí s vývojem optických strojů. Raffael namaloval r. 1517 papeže Lva X. an má brýle s dutými čočkami. Hranoly, kterými *Newton* rozkládal světlo sluneční, byly z materiálu tak nedokonalého, že mu unikly ve spektru čáry Fraunhoferovy, ač jinak znal podmínky nutné k tomu, aby vzniklo čisté spektrum. Teprve vynález čočkového dalekohledu, když pozorovány byly vzdálené předměty, ukázal na důležitost optického materiálu. Poněvadž tehdejší sklo žádaným podmínkám nevyhovovalo, byly sestrojovány raději zrcadlové dalekohledy, kde objektivem bylo kovové zrcadlo.

Mimo to pokusy o dispersi a odchylce různých druhů skel vedly Newtona k mylnému názoru, že achromasie čoček a hranolů není možná. Dojměnků tuto vyvrátil *Gregory* (1695). V letech 1729—33 skutečně podařilo se *Ch. M. Hallovi* sestrojiti první čočky achromatické. Širšího uznání dobyt si *John Dollond* (1706—1761), jenž r. 1758 patentoval si vynález achromatických objektivů, složených ze spojné čočky korunové a rozptylky flintové.

Význačný pokrok nastal kolem r. 1800, kdy se švýcarskému hodináři *Ludvíku Guinandovi* podařilo ulíti větší kusy stejnorodého skla korunového a flintového. K pokroku ve sklářství přidružil se záhy vědecké zkoumání optického skla, jež zavedl *J. Fraunhofer* (1787—1826), objevitel absorpčních čar ve spektru slunečním. Podle těchto čar bylo lze přesně rozlišiti různé druhy světla. Fyzikální kontrola optických vlastností skel opřela se o měření lámavosti a disperse pro určité čary Fraunhoferovy. Bylo třeba pouze prakticky zpracovati otázku, jak souvisí chemické složení skla s vlastnostmi jeho optickými, aby mohly býti nalezeny nejlepší druhy optického skla, vhodného pro achromasii a podobné požadavky.

První pokusy vykonal farář *Harcourt* kolem r. 1834. Kdežto ve starých druzích skla byly kyslíčníky pouze šesti prvků: *Na, Al, Si, K, Ca, Pb*, zkoušel *Harcourt* látky nové, přibíraje sloučeniny prvků *Li, Be, B, F, Mg, P, Ti, Va, Zn, As, Sr, Mb, Cd, Sn, Sb, Ba, W, Tl* a *Bi*. Skla připravená *Harcourtem* (spolu se *Stokesem*), ačkoliv potvrzovala správný postup práce, nebyla přece dosti stejnorodá a mimo to na vzduchu se měnila. Cesta k novým pokusům byla však jimi ukázána.

Konečný, příznivý výsledek vyžadoval spojeného úsilí chemikova a optikova. Jimi byli *O. Schott* a *E. Abbe*. Otto Schott jako syn skláře z Wittenu (* 1851) poznal už za dětství praktické metody sklářské, věnoval se chemii skla. První pokusy laboratorní dělal v malých kamínkách koksových. Studuje lámavost a dispersi různých nerostů, připadl Schott na správnou myšlenku, vhodnými přísadkami měniti lámavost a dispersi skloviny. R. 1881 Schott navštívil ředitele hvězdárny v Jeně, *E. Abbea* *) (1840—1905). Od té doby oba pracovníci se sdružili a založili světové sklárny jenské.

První výrobky Schottovy, připravené ve Wittenu, zkoušel *Abbe* v Jeně a přesvědčiv se podle slibného začátku, že je naděje na úspěšné řešení úkolu, dal podnět k tomu, aby založena byla laboratoř f. *Zeissovy* v Jeně (1882). Prvními společníky firmy byly vedle Karla a

*) *Abbe Ernst* * 1840 v Eisenachu, † 1905 v Jeně. Vystudovav v Jeně habilitoval se tam na universitě a stal se profesorem i ředitelem hvězdárny. Byl duší optického závodu *Zeissova* a založil sklárny jenské po stránce vědecké. Jeho sebrané spisy vyšly r. 1904—6; vztahují se většinou k teorii optických strojů.

Rodericha Zeisse Abbe a Schott. Vláda podporovala tento podnik. Záhy od pokusů laboratorních přešlo se k tavení a lití skel na veliko. Vznikla obrovská továrna, jež r. 1911 zaměstnávala více než 4000 dělníků a úředníků. *)

Optické sklo vyrábí se v těchto závodech podle přesných předpisů, jimiž se řídí nejen původní směs, ale i hotová sklovina. Tak na př. pro 100 kg korunového skla smísí se v tavicí kukani (pánvi)

kg	z toho je pak ve skle
70·2 písku křemenného,	70·2 kyslič. křemičitého
1·4 dusičnanu sodnatého	0·5 „ sodnatého
33·8 uhličitanu draselnatého	19·0 „ draselnatého
17·9 „ vápenatého	10·0 „ vápenatého
0·2 arseniku	0·2 arseniku

Tavicí nádoba zahřívá se plamenem regenerační pece *Siemensovy**)* po 6 až 10 hodin, při tom se stále taveninou míchá. Nádoba se pak vyjme z pece, dosti prudce se ochladí, tak že rozpraská; také sklo v ní ztuhlé na kusy se rozpadne. Větší kusy rozbijí se ještě kladivem na menší a z nich vyberou se jen čisté kousky bez kazů a přiškvarků. Jimi se naplní ploché šamotové formy, jejichž vnitřní velikost souhlasí se žádanými rozměry skleněných desek. V těchto nádobách se sklovina zvolna taví, až změknuce přijme tvar nádoby. Další postup je velmi důležitý pro dobré vlastnosti skla. Sklo musí velmi pozvolna chladnouti; tím se zamezí, že nevzniknou v něm

*) Zajímavý po stránce sociální je základ tohoto podniku, jenž přetvořen byl vlivem *Abbeovým* v t. zv. *Carl Zeiss-Stiftung* (1896). Tento ústav má po stránce výrobní sledovati všechny obory technické výroby skel; ve směru sociálním pak má: 1. uvnitř závodu zajišťovati osobní blaho všech zaměstnaných; 2. mimo závod raziti dráhu blahodárným zřízením ve prospěch pracujících lidí v Jeně a okolí a 3. podporovati přírodovědecká a mathematická studia. — Viz článek *Al. Šašek*: Sociálně-politická zřízení Arnošta *Abbeho* v optických závodech *Carl Zeiss* v Jeně. *Hlídky Času* č. 323. 1911. Dále srovnej Jubilejní spis *E. Zschimmer*: Die Glasindustrie in Jena, ein Werk von Schott und Abbe. Jena 1909. Viz *VI. Novák* Jenské sklo. V *České Revui* 1910.

***) V regenerační peci se spaluje směs generátorových plynů (ponejvíce kyslíčník uhelnatý) a vzduchu v místě, kde se sklovina taví. Regenerátor je zařízen takovým způsobem, že horké plyny kouřové, odcházejíce do komína, ohřívají komory ze šamotových cihel v levé polovici regenerátoru, kdežto komorami v pravé polovici se žene odděleně plyn generátorový a vzduch. Po některé době se klapkami věc zařídí tak, že plyn a vzduch se ženou vyhrátými levými komorami, kdežto plyny kouřové oteplují komory v polovici pravé. Tak se hra neustále střídá. Tímto způsobem topení se nejen paliva dokonale využije, nýbrž i účinek peci výhřevný lze náležitě ovládnouti. Viz také Jubilejní spis *Zschimmerův* shora uvedený.

vnitřní napětí. Chlazení menších kusů trvá 6—8 neděl, chlazení větších poměrně déle a to ve zvláštních pecích, v nichž jsou uloženy šamotové formy se sklem. Hotové, studené sklo obrousí se na dvou protilehlých plochách a opticky se zkouší. Mají-li se liti velká skla optická na př. obrovské čočky nebo zrcadla, je nezbytno nadměru opatrně a pozvolna sklovinu zchladiti. Málo kdy se podaří jediným chlazením nabýti materiálu stejnorodého a isotropického. V takových případech se sklovina přetaví a znovu zchlazuje. Postup je náramně pracný a nákladný; veliké kusy liji se velmi zřídka a to jen z důvodů vědeckých, při nichž nerozhoduje značný náklad peněží. Tak na př. výroba velké čočky skleněné (průměru 50 cm a více) trvá rok i dvě léta. *) Ze skla se hotoví nejen čočky, ale i zrcadla. Aby zrcadlicí plochy odrážely pokud možno všechno dopadající záření, pokrývají se vybroušené plochy skleněné neprůhlednými látkami, většinou kovy, které značně světlo odrážejí. Také kapalin bylo užito pro optické účely. Jsou to většinou značně rozptýlná prostředí, která uzavíráme v hranolovité nádoby, spojujice je s hranoly skleněnými na př. v soustavy přímohledné.

Obyčejné druhy optických skel pohlcují paprsky jak tmavě-červené a infračervené, tak i paprsky ultrafialové. Jenské sklárny zavedly t. zv. uviolové sklo, jež propouští částečně paprsky ultrafialové. Z anglického skla »spektral« se dělají brýlové čočky, jež mají úplně zachytiti paprsky ultrafialové, zraku velmi škodlivé. Pro práce s paprsky infračervenými a ultrafialovými hodí se jako optický materiál *kamenná sůl* a čistý *křemen*. Poněvadž křišťál je prostředí dvojlomné a opticky činné, třeba jej přiměřeně upravit. Vzduch i v malé vrstvě pohlcuje některé paprsky ultrafialové; dlužno tedy ve zvláštních případech, kde se vystačí s kazivcovými čočkami atd., vzduch docela odstraniti.

§ 87. Konstanty optického skla.

Optická prostředí stejnorodá a isotropická jsou opticky určena, známe-li jejich lámavost, dispersi, schopnost odrazovou i pohlcovací. O prvních dvou veličinách rozhoduje *dispersní křivka* látky, vyjadřující závislost indexu lomu na délce světelné vlny. Pro dalekohledové čočky na př. stačí znáti vedle lámavosti pro světlo natriové, určené rozdílem $n_D - 1$ ještě celkovou dispersi

*) Cena optického skla jenského byla v r. 1913. od 10 až 30 Mk za 1 kg do určitých rozměrů; při větších kusech cena rychle stoupá.

$n_F - n_C$ a určití dispersní koeficient $\nu = \frac{n_D - 1}{n_F - n_C}$. Aby se odstranilo podružné spektrum, třeba mimo to znáti koeficienty místní disperse ($\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$). Jejich hodnoty stanoví výraz $(n_1 - n_2)/\Delta n$, v němž za n_1 a n_2 nutno dosaditi indexy lomu pro příslušné čáry Fraunhoferovy (D, A'), po příp. (F, D) nebo (G', F) a do jmenovatele dáti rozdíl indexů lomu pro čáry F a C . Pro Schottova skla označená $O. 2388$ a $O. 2001$ poskytují měření těchto výsledků:

Sklo	index lomu pro čáru vyjádřenou v Ångströmech				
	$A' = 7677$	$C = 6563$	$D = 5893$	$F = 4862$	$G = 4341$
$O. 2388$	1.51991	1.52290	1.52540	1.53142	1.53626
$O. 2001$	1.51471	1.51831	1.52110	1.52820	1.53397

Sklo	má dispersní koeficienty:			
	ν	α_1	α_2	α_3
$O. 2388$	61.7	0.644	0.707	0.568
$O. 2001$	51.8	635	705	573

Z dostatečné shody koeficientů $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ soudíme, že oba druhy skel se hodí k sestrojení achromatického objektivu. Podobně třeba znáti tyto veličiny pro různé délky vlnové, jde-li o to, určití přesně odrazovou a pohlcovací schopnost optického materiálu. Pro praktické účely stačí měřiti odrazovou schopnost zrcadel prostě poměrem intenzit světla odraženého a světla dopadajícího. Při tom rozhodují paprsky viditelné, běží-li o pozorování okem; naproti tomu paprsky fialové a ultrafialové, mají-li se paprsky fotograficky zachytiti. V tab. dále uvedené sestavena je odrazová schopnost různých zrcadel a to pro paprsky viditelného spektra od 4500 do 7000 Å podle měření *Hagen-Rubensových* *) (1900). Čísla vyjadřují procenta. Nejvyšší odrazovou schopnost má zrcadlo stříbrné od 91 do 95% rostoucí s délkou světelné vlny. Zlato dostupuje této odrazové schopnosti jen pro paprsky červené. Zrcadla na zadní straně postříbřená odrážejí poněkud světlo méně než zrcadla postříbřená na povrchu. Z rozmanitých slitin vynikají magnaliové slitiny Machovy, mající téměř stálou odrazovou schopnost ve viditelném spektru. Odrazová schopnost zrcadel stříbrných záleží na stáří postříbřeného povrchu a na tom, zdali povrch kovový se přímo stýká se vzduchem, nebo zda je chráněn, na př. tím, že odrážející plocha

*) *E. Hagen — H. Rubens* Ann. d. Phys. 1. 352. 1900. Viz též novější měření: *Tiž*. Ann. d. Phys. 11. 873. 1903 a *Š. Koenigsberger* ibid. 43. 1205. 1914.

přiléhá ke skleněné stěně, takže zrcadlo odráží paprsky skleněnou vrstvou. Odraz na plochách kovových záleží na dopadovém úhlu. *Chant* našel (1905) odrazovou schopnost zrcadel právě postříbřených až 95 i 96% podle dopadového úhlu, větší při větším úhlu. Odrazová schopnost podobného zrcadla, jež bylo postříbřeno před třemi měsíci a jehož kovový povrch nebyl od vlivu vzduchu chráněn, klesla na 68—69%. Zrcadla, která byla postříbřena na zadní stěně a byla zespoda chráněna nátěrem, odrážela ještě po 3 letech 87—92% dopadajícího světla. Naproti tomu odráží stříbro paprsky ultrafialové ($\lambda = 2500-3500$) velmi málo, asi jen 5%. Má-li se tudíž užití zrcadel jako objektivů fotografických, je lépe pokrýtí povrch jiným kovem. Magnaliové zrcadlo odráží asi 83% paprsků fotograficky účinných (*Hagen a Rubens* 1902).

U nás zabýval se velmi důkladně výrobou dalekohledových zrcadel *Šafařík*.*) Poznav ze zkušenosti, že postříbřená zrcadla skleněná se brzo porušují vlivem ovzduší, počal od r. 1870 studovati otázku, jak by bylo možná odstraniti nedostatky dosavadních slitin (hlavně mědi a cínu), zejména jejich křehkost, malou odrazovou schopnost a malou vzdornost. Šafaříkovi náleží myšlenka hotoviti kovová zrcadla ze slitin, které samy o sobě nejsou dosti bílé a lesklé, avšak které jsou znamenitě pevné a schopné vyleštění, a potom je teprve galvanicky postříbiti. Vrstva stříbrná dokonale přilne k podkladu kovovému a neodlupuje se jako stříbrné povlaky zrcadel skleněných. Znamenitych slitin zrcadlových nabyl Šafařík, přidávaje do obvyklých bronzů několik málo procent jiných látek, jako jsou na př. fosfor, železo, nikl, arsen, antimon atd. Velmi důležitý je objev, že zrcadla kovová je třeba docela jinak brousiti než zrcadla skleněná, čímž se doba pracovní zkrátila až o 75%.

Také kovové povrchy skleněných zrcadel chráníme velmi tenkými vrstvami lakovými nebo kolloidovými. Z laků hodí se lak zaponový. *Hutchins* (1912) připravil teninkou vrstvu celluloidu (kollodu), kápnuv celluloidového roztoku v octanu amylnatém na povrch čisté vody. Povrchovým napětím roztáhne se kapka laku

*) *Vojtěch Šafařík* * 1831, † 1902, syn slavného Pavla, byl professorem chemie na české technice a universitě, pak od r. 1893 professorem popisné astronomie na české universitě. V astronomii vynikl jako nadmíru bedlivý pozorovatel Měsíce a proměnných hvězd. Jeho pečlivá pozorování proměnných, přes to, že byla konána skromnými prostředky za málo příznivých poměrů, mají proto velkou cenu, že v té době se této části hvězdářství nevěnovala náležitá pozornost. Jeho pozorování, spojující starší rady pozorování s novějšími, upravil k tisku Dr. L. Pračka a vydala značným nákladem ve dvou svazcích velkého kvartového formátu král. česká Společnost nauk v Praze (1912 a 1916).

na vrstvičku 26 až 28. 10^{-6} mm silnou. Vrstvičku lze drátěným prstencem zachytiti a usušiti. Na zrcadlech (nebo na předmětech z kamenné soli a pod.) udělá se taková teninká vrstvička laku, užije-li se zředěného roztoku a roztočí-li se potřené jím zrcadlo odstředivým strojem.

Odrazová schopnost různých zrcadel pro viditelné spektrum dopadajícího světla.

Vlnová délka λ v \AA	4500	5000	5500	6000	6500	7000
Čisté kovy:						
stříbro	90·6	91·8	92·5	93·0	93·6	94·6
platina	55·8	58·4	61·1	64·2	66·3	70·1
nikl	58·6	60·8	62·6	64·9	65·9	69·8
ocel tvrzená.	58·6	59·6	59·4	60·8	60·1	60·7
ocel měkká.	56·3	55·2	55·1	56·0	56·9	59·3
zlato	36·8	47·3	74·7	85·6	88·2	92·3
měď	48·8	53·3	59·5	83·5	89·0	90·7
Zrcadlové slitiny:						
Rosseova *)	62·9	63·2	64·0	64·3	65·6	67·3
Brashearova *)	61·9	63·3	64·0	64·4	65·4	68·5
Schroederova č. 1. **)	62·4	62·5	63·4	64·2	65·1	68·0
„ č. 6. ***)	61·5	62·5	63·6	65·2	66·6	68·6
Brandesova a Schönemannova ****)	49·1	49·3	48·3	47·5	49·7	54·9
Lud. Machova č. I. †)	83·4	83·3	82·7	83·0	82·1	83·3
„ č. VII. ††)	83·4	82·5	82·1	83·8	84·9	84·4
„ č. XII. †††)	83·4	84·5	83·8	84·5	83·0	83·8
Zrcadla na zadní stěně postříbřená	79·3	81·5	82·5	82·5	83·5	84·5
Zrcadla na zadní stěně se rtuťovým amalgamem	85·7	86·6	88·2	88·1	89·1	89·6
Zrcadla na zadní stěně se rtuťovým amalgamem	72·8	70·9	71·2	69·9	71·5	72·8

* O odrazové schopnosti různých druhů skel a jiných optických látek zmínili jsme se již v předešlém odstavci. Pro sklo, z něhož

*) Rosseova a Brashearova slitina záleží z 68⁰/₁₀₀ Cu + 31⁰/₁₀₀ Zn.
 **) Schroederova slitina č. 1. záleží z 66⁰/₁₀₀ Cu + 12⁰/₁₀₀ Zn + 22⁰/₁₀₀ Sn.
 ***) „ „ č. 6. „ „ 60⁰/₁₀₀ Cu + 10⁰/₁₀₀ Ag + 30⁰/₁₀₀ Sn.
 ****) Brandesova a Schönemannova slitina záleží z 41⁰/₁₀₀ Cu + 26⁰/₁₀₀ Ni + 24⁰/₁₀₀ Sn + 8⁰/₁₀₀ Fe + 1⁰/₁₀₀ Sb.
 †) Machova slitina č. I. záleží z 66⁰/₁₀₀ Al + 34⁰/₁₀₀ Mg.
 ††) „ „ č. VII. „ „ 40⁰/₁₀₀ Al + 60⁰/₁₀₀ Mg.
 †††) „ „ č. XII. „ „ 27⁰/₁₀₀ Al + 63⁰/₁₀₀ Mg.

hotovi se fotografické objektivy hvězdářské, je tato otázka zvláště důležitá. Aby objektivy byly náležitě světlé, mají veliké rozměry. Tím ovšem roste jejich tloušťka i absorpce. Intenzita dopadajícího světla J_0 zmenšuje se na intenzitu prošlého světla J nejen absorpcí, ale i odrazem na přední i zadní stěně objektivu (nečítaje odrazy vnitřní v soustavách složitých). Podle *Pflügera* (1903) jest

$$J_0 = J(1 - R)^2(1 - A)^d,$$

kdež R značí schopnost odrazovou, A absorpci a d tloušťku skla, kterou světlo proniká. Pro různé druhy světelné jest ovšem R i A různé. Vliv těchto veličin lze posouditi z příkladu. Lickův 36-palcový objektiv ztrácí odrazem a absorpcí asi 49% modrého světla ($\lambda = 4500 \text{ \AA}$), tedy zhruba polovinu dopadajícího záření. Korunová skla pohlcují méně nežli skla flintová, *Zschimmer* (1903) připravil v jenské sklárně skla korunová, jež vrstvou centimetrovou propouštějí 50% ultrafialového záření 3050 \AA , vrstvou millimetrovou 50% záření 2800 \AA . Jinak pohlcují i nejlepší skla korunová záření 3050 \AA skoro úplně. Skla, která propouštějí i ultrafialové záření, slovou uviolová (*UV*). Objektiv z uviolového korunového a flintového skla zaznamenal fotograficky při téže expozici mnohem větší počet stálic nežli stejně »světly« objektiv z obyčejných druhů skla (*Villiger* 1903). Jenské sklárny vyráběly po několik let ze skla uviolového lampy pro rtuťový oblouk, zejména k fotografickým a lékařským pracím. Z průhledných sklovitých kysličníků zvláště dobře propouští ultrafialové paprsky kysličník borový B_2O_3 ; ve vlhkém však vzduchu rychle přijímá vodu a porušuje se, takže se v praxi neosvědčil. Chceme-li tudíž pracovati s ultrafialovými paprsky kratší vlnové délky než 3000 \AA , nutno užití kamenné soli nebo křemene. Nejlepší křemenná deska 9 mm silná a rovnoběžně s osou optickou zbroušená, propouští z dopadajícího světla

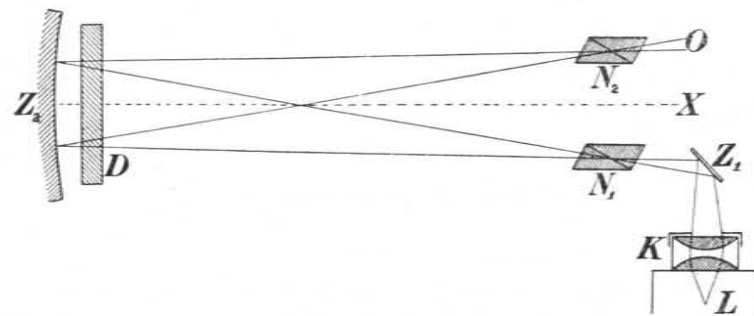
vlnové délky	2200 \AA	5·8%
"	"	2140 8·0%
"	"	2030 16·4%
"	"	1860 32·8%

Kamenná sůl propouští nejzazší paprsky ultrafialové asi jako nejlepší křemen; tato látka i tím vyniká, že její propustnost volněji klesá s rostoucí vlnovou délkou než propustnost křemene. Mimo to předměty z kamenné soli velmi dobře propouštějí paprsky infračervené. Jde-li o značně dlouhé vlny, užije se Rubensovy metody zbytkových paprsků nebo křemenných čoček zvláště upravených, jak vypsáno bude v oddílu »Spektroskopie«. Vápenec a alkohol zá-

ření pod 2000 \AA pohlcují; glycerin již od 2200 \AA . Kanadský balsam vůbec nepropouští paprsků ultrafialových. Toho třeba dbáti, stme-li-li hranoly dvojlomné a pod.

§ 88. Zkouška optického materiálu.

Přímocaré šíření světla vyžaduje prostředí stejnorodého a isotropického. Tyto vlastnosti musí míti nezbytně také optické sklo, jinak se nehodí ani k výrobě čoček ani zrcadel. Zejména lámavá prostředí průhledná nutno důkladně prozkoušeti, zda nemají míst opticky různých, zda nepodléhají vnitřním napětím a pod. Opticky hustší nebo řidší místa ve skle jinak stejnorodém nazývají se *zákalý* a lze je opticky velmi snadno zjistiti methodou zákalovou, již



Obr. 137. Optická zkouška skla.

sestavil *Foucault* a zdokonalil *Töpler* (1864). Methoda tato spojuje se s polarisačním zařízením, kterým se zkoumají vnitřní napětí ve skle. Podstatu její ukazuje obr. 137. Zkoušené sklo vybrousí se v planparallelní desku D , jež se postaví před duté zrcadlo kulové Z_2 . Oba předměty osvětlí se světlem obloukové lampy L , které se soustředí kondensorem K na zrcátko Z_1 tak, aby v místě N_1 vznikl malý svítící »bod«. Tento bod je v rovině středové blízko osy zrcadla XZ_2 ; zobrazuje se tudíž zrcadlem v bodě N_2 téže roviny a lze jej okem O pozorovati. Vnitřní napětí v desce D ukáže se vhodným polarisačním zařízením (na př. hranoly nikolovými, které se dají na místa N_1 a N_2). Polarisátorem N_1 polarisuje se světlo na zrcadlo dopadající. Napřed bez desky D lze postaviti nikol N_2 do polohy zkřížené tak, že všechno světlo pro oko v O vyhasne. Vloží-li se poté deska D na své místo, ukáže se vnitřní napětí dvojlomem. V poli objeví se tmavý kříž a ve světle jednoduchém případně i čáry

isochromatické. Tato úprava se promění v zákalovou metodu, nahradí-li se nikol N_1 deskou s malým otvorem kruhovým a nikol N_2 stínítkem s ostrou hranou, za kterou se postaví dalekohled zařízený na desku D . Je-li zrcadlo i deska beze všech kazů a nepravidelností povrchových, vidí pozorovatel desku D stejnoměrně osvětlenou. Pohybuje-li se ostrým stínítkem (nože, břitvy), zatemňuje se stejnoměrně obraz desky, až konečně je deska úplně tmavá. V tomto případě je metoda nejcitlivější. Jakýkoliv kaz, zákal, povrchová nerovnost, škrábnutí a pod., prozradí se změnou tmavého pole, v němž objeví se zvětšený obraz vady. Netřeba podotýkati, že se touto methodou nejprve vyzkouší zrcadlo Z_2 samo pro sebe, aby se jeho nedokonalosti nesváděly na materiál. Vyzkoušení třeba, pokud možno, všecek materiál, zvláště budou-li se z kusu skla brousiti veliké čočky. Neboť i když dopadne hořejší zkouška příznivě, není zaručeno, že sklo, třeba by bylo opticky stejnorodé, nemá vnitřních napětí.

Alespoň *Ritchey* *) zmiňuje se o případě, že vyzkoušená deska skleněná teprve na brusičském stole se tímto utajeným napětím rozletěla na kusy.

§ 89. Zpracování optického skla.

Optické zobrazování děje se odrazem a lomem světla na plochách geometricky jednoduchých. Pravidlem jsou tyto plochy rovinné a kulové, řidčeji parabolické nebo jiné. Pro čočky, zrcadla a hranoly vyříznou se z vyzkoušeného skla optického vhodné kusy a ty brusičskými stroji se obrousí v plochy žádaného zakřivení. Menší čočky a kulová zrcadla připevňují se na kulový podklad, dutý nebo vypuklý, podle toho, jakou plochu je vybrousiti. Na podklad (obvykle kovový) přitmelí se jednotlivé kusy skla, které mají nabýti vesměs stejného poloměru křivosti. K podkladu, který se strojem volně otáčí kolem svislé osy, přiléhá brusičská deska stejně zakřivená (ovšem opačného smyslu, t. j. na broušení dutých ploch plocha vypuklá). Deska je jemně rýhována vřepy kolmo se protínajícími a může se nejen otáčeti, ale i poněkud posouvat. Brousíci hmotou jsou jemné krystalky karborundové, které se rozmíchají ve velkých nádobách s vodou a nechávají pak v klidu ssednouti ke dnu. Kalná tekutina se po kratší nebo delší chvíli odssaje; tím oddělí se hrubší krystalky od jemnějších. Brousiti se počíná hrubšími

*) *Ritchey* »On the modern reflecting telescope and the making and testing of optical mirrors«. Smithsonian Institution 1904.

krystalky; teprve když přibližně vznikla žádaná plocha, vezme se jemně plavené karborundum. Prášek vniká mezi troucí se plochy s volným proudem vodním. Postup broušení sleduje se sférometry *) a podobnými měřicími stroji, kterými prozatím zhruba lze zjistiti, jak se povedlo přiblížiti se k žádanému poloměru křivosti. Má-li se tato zkouška vykonati, pozdvihne a otočí se brousíci deska stranou, broušená plocha (nebo plochy) se oplákne vodou a poloměr křivosti se zjistí.

Není-li třeba oprav, počne se sklo leštiti. Kdežto lesk jemně broušeného skla je mírně sametový, musí býti optické plochy odrazové i lámavé tak dokonale hladké, že se silně lesknou. Místo brousíci desky železné užívá se tu lehčích desek dřevěných, složených z jednotlivých latí z dobrého dřeva, v paraffinu vyvařeného, které rozdělují hladící plochu na malé čtverce. Tyto čtverce se vyplní kalafunou přiměřeně tvrdou, a celek se potřé jemným včelím voskem. Deska takto upravená se zatíží, aby nabyla téhož tvaru, jaký má vybroušená plocha. Pak teprve se podkladem i lešticím zařízením počne krouživě točiti. Lešticí hmotou je kysličník železitý (caput mortuum, rouge), jenž se volným proudem vodním mezi třecími plochami rozptyluje.

Když leštění je skončeno, zkoušejí se plochy nejjemnějšími stroji i methodami, aby vynikly veškeré úchytky od žádaného geometrického tvaru. Plochy rovinné zkoušejí se strojky interferenčními. Interferometr *M. Schultzův* (1912), sestavený podle návrhu *Brodhunova* a *Schönrockova* **), lze postaviti na vyleštěnou plochu, dokud je ještě na lešticím stroji. Brousí-li se velké plochy kulové na př. pro dutá zrcadla reflektorová, zkoumají se vyhlazené plochy methodou zákalovou. Ostří stínítkem (nože) postaví se do roviny určené osou zrcadla a malým otvorem, jenž osvětluje zrcadlo. Hledíce na zrcadlo s místa, kde vzniká skutečný obraz otvoru, vidíme zrcadlicí plochu stejnoměrně osvětlenou. Pohybujeme-li ostrím nožem přes vrchol kužele, vytvořeného světlem od zrcadla odraženým, zmizí pojednou osvětlená plocha kruhová a jen místa vadná vyniknou jako jakési vypukliny vystupující z plochy zrcadlové. Methoda je tak citlivá, že stačilo dotknouti se prstem některého místa na velikém zrcadle, aby oteplené místo ukázalo se jako puchýř na hladké kůži. Veliká zrcadla rovinná zkoušejí se methodou, kterou navrhl *Common* (1887). Paprsky vycházející z malého kruhového otvoru dopadají na rovinné zrcadlo v úhlu 45° a odtud

*) Viz *Strouhal-Kučera*, Mechanika, pg. 48.

***) Popis viz v *Zeitschrift f. Instrumentenkunde* 32. 258. 1912.

téměř kolmo na stříbřené, dokonalé zrcadlo duté. Konaje zkoušku ostřím nože, vidí pozorovatel na rovinném zrcadle ellipticky omezenou plochu, jež vypadá jako kulová vypuklina. Místní vady poznají se podle toho, že jasnost pozorované plochy je porušena a jeví náhlé přechody. Jak je celkově zakřiveno rovinné zrcadlo, určí se podle ohniskové dálky dutého zrcadla v hořejší úpravě, dá-li se břit nože do dvou nesouměrných poloh. Jde-li o parabolické zrcadlo, stanoví se ohniskové dálky jednotlivých pásem, mimo to pak celek zkouší se dvěma zrcadly rovinnými. Jedno z těchto zrcadel (alespoň tak velké jako zrcadlo parabolické), stojí kolmo na jeho ose; druhé zrcadlo menší postaví se v úhlu 45° k ose parabolického zrcadla a to mezi obě zrcadla velká. Zrcadla jsou tak daleko od sebe, aby paprsky od bodového zdroje vycházející a od menšího zrcadla odražené dopadly téměř kolmo na velké zrcadlo rovinné a aby se vrátily asi touže cestou poblíž k osvětlovacímu otvoru. Postup práce je tento: Především vybrousí se velké zrcadlo kulové, které se vyzkouší a opraví. Tímto zrcadlem se zkouší a opraví velké zrcadlo rovinné. Pak se teprve kulové zrcadlo přešetří na parabolické a znovu zkouší vyličeným způsobem. Veliké plochy dolešťují se v místnostech prachu úplně prostých, aby se ani nejméně nepoškrábaly. Leštění velikých zrcadel, kterým se má změnit na př. plocha kulová v parabolickou, postupuje velice zvolna, trvá často několik měsíců a vyžaduje stálých optických zkoušek.

Základní pojmy strojů optických.

§ 90. Rozdělení úkolu.

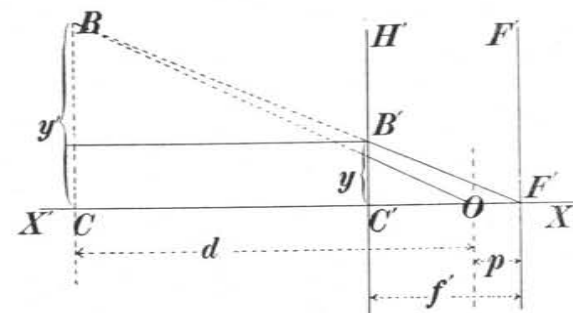
Optickým strojem má se svítící nebo osvětlený předmět tak zobraziti, aby bylo výhodnější pozorovati jeho obraz než předmět sám. Porovnáváme-li obraz, který vzniká optickým strojem buď objektivně nebo v oku, s obrazem předmětu, který přímo vzniká v oku, zajímá nás především, v jakém poměru jsou stejnohlé rozměry obou těchto obrazů čili jakého *zvětšení* jsme nabyli ozbrojeným okem. Za druhé srovnáváme světlost předmětu se světlostí obrazu. Optický stroj usnadňuje mnohá pozorování, protože přivádí do oka více světelné energie z předmětu, než kolik jí může přímo vniknouti. O této stránce optických strojů rozhoduje jejich *apertura (otvor)*. S pojmem tím úzce souvisí *rozlišovací schopnost* optického stroje. Rozumíme jí schopnost stroje zobraziti dva blízké

body (nebo přímky) předmětové jako dva body, které ani objektivně ani subjektivně nesplývají a jež lze vzájemně jako různé rozoznati. O světlosti obrazu rozhodují *clonky* optických strojů, t. j. otvory, kterými se vymezují jak paprskové svazky vnikající do stroje, tak i svazky paprskové vnikající do oka pozorovatelova.

§ 91. Zvětšení.

O zvětšení jednali jsme v oddíle, jenž se týká optického zobrazování zrcadly a čočkami. Pro stroje důležité je zejména zvětšení prosté a úhlové.

Budiž v obr. 138. XX' hlavní osa zobrazovací, H' hlavní rovina, F' ohnisková rovina, obě v prostoru obrazovém. Oko pozoro-



Obr. 138. Zvětšení optického stroje.

vatelovo budiž na ose v bodě O , který je od ohniska F' vzdálen o délku p , od obrazu y' strojem vytvořeného však o délku d . Příčnou velikost obrazu y' nalezneme z velikosti předmětu y , vedeme-li ve vzdálenosti y paprsek s osou XX' rovnoběžný, až protne kladnou rovinu hlavní H' (stane se tak v bodě B') a spojíme-li tento průsek s ohniskem F' . Podle *Verdeta* slove *prostým* neboli *absolutním zvětšením* stroje Z_a zorný úhel, ve kterém pozorovatel vidí strojem délkovou jednotku na předměti. Jest tudíž

$$Z_a = \sphericalangle BOC \text{ pro } y = 1.$$

Poněvadž malé úhly lze nahraditi jejich trigonometrickou tangentou, je

$$Z_a = \operatorname{tg} \vartheta_1 = \frac{y'}{d} \text{ (pro } y = 1).$$

Vzhledem k tomu, že

$$y' : y = (d + p) : f',$$

nabudeme konečně

$$Z_a = \frac{1}{f'} \left(1 + \frac{p}{d} \right).$$

Abbe tento výraz pro zvětšení prosté nazývá *zvětšovací schopnost* optického stroje. V některých případech se výraz ještě zjednoduší, když buďto p je vzhledem k d velmi malé, nebo když $d = \infty$. První případ skutečně často se přihází, neboť oko se klade blízko k ohnisku F' ; podobně také vyžadují některé stroje optické, aby oko bylo zařízeno na nekonečnou vzdálenost (na paprsky rovnoběžné). V obou případech je

$$Z_a = \frac{1}{f'},$$

t. j. zvětšovací schopnost optického stroje rovná se optické jeho mohutnosti v prostoru obrazovém. *Zvětšením úhlovým* nebo *angulárním* Z_r stroje optického nazýváme poměr zorného úhlu ϑ , ve kterém vidí pozorovatel předmět optickým zařízením, k zornému úhlu ϑ_0 , ve kterém se předmět jeví prostému oku v dálce zřetelného vidění. Je tedy

$$Z_r = \frac{\vartheta}{\vartheta_0} = \frac{\operatorname{tg} \vartheta}{\operatorname{tg} \vartheta_0} = \frac{y'}{d} : \frac{y}{d_0} = \frac{d_0(d+p)}{df'} = d_0 Z_a.$$

Úhlové zvětšení je tedy úměrno zvětšení prostému. Konstantou úměrnosti d_0 je dálka zřetelného vidění. Je-li obraz y' v této vzdálenosti, tu $d = d_0$; zvětšení úhlové stává se *délkovým zvětšením bočním* y'/y . Tomuto zvětšení říká se též *redukční měřítko*; vyznačují se jím promítací soustavy. Úhlové zvětšení závisí tudíž na dálce zřetelného vidění. Poněvadž tato dálka se mění podle osoby, podle jejího věku, podle krátkozrakosti nebo dalekozrakosti, zavádí se pro jednoduchost t. zv. *konvenční dálka zraková*, $d = 25 \text{ cm} = \frac{1}{4} \text{ m}$. Pak ve zvláštním případě, shora zmíněném, je úhlové zvětšení

$$Z_r = \frac{1}{4} \cdot \frac{1}{f'} = \frac{\varphi'}{4},$$

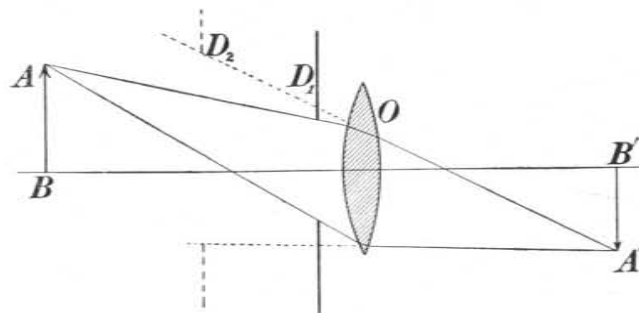
kdež φ' značí optickou mohutnost stroje v prostoru obrazovém. Toto zvětšení sluje *zvětšení konvenční (obchodní)*.

§ 92. Clonky. Zorné pole.

Pro přesné zobrazování optické odrazem a lomem na kulových plochách nehodí se široké svazky paprskové, vzhledem k četným vadám (aberracím). Svazky paprskové omezují se *clonkami (diafragmaty)* jednak na paprsky středové, jednak na úzké svazky

paprsků šikmo dopadajících. Clonky jsou neprůhledná rovinná stínítka s kruhovými otvory, jež mají střed na hlavní ose optické a jsou k ní kolmo postavena. Někdy sama obruba nebo okraj čoček a zrcadel zastupuje clonku. Clonkami omezují se jednak paprskové svazky vycházející z jednotlivých bodů předmětu, jednak omezuje se jimi prostor, z něhož i do něhož vůbec může světlo strojem optickým projíti, t. j. určují *zorné pole*.

Budiž před čočkou O (obr. 139.), t. j. na straně předmětu AB postavena hmotná clonka D_1 , jež slove *clonka otvorová* neboli *aperturní*. Mimo to má tato jednoduchá soustava optická ještě druhou clonku, totiž okraj čočky O . Paprsky, vycházející na př. z bodu A , omezuje clonka D_1 , která se jeví z bodu A v menším úhlu zorném než okraj čočky. Clonka D_1 slove proto *vstupní clonka (vstupní*



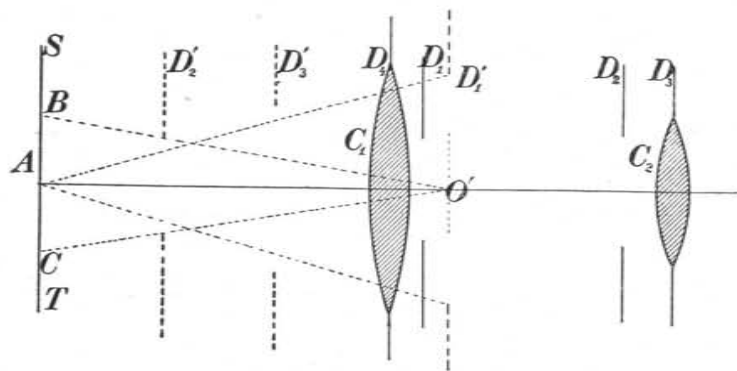
Obr. 139. Clonky jednoduché čočky.

pupilla). Čočkou O vznikne obraz clonky D_1 v rovině D_2 . Otvor tohoto obrazu omezuje paprsky vystupující, které si myslíme zpět prodloužené. Obraz D_2 slove *clonka (pupilla) výstupní*.

Kdybychom považovali $A'B'$ za předmět, je otvorovou clonkou hmotná clonka D_1 jako dříve. Clonkou vstupní je nyní D_2 , clonkou výstupní D_1 . Na obr. 140. je vyznačena soustava čoček C_1 a C_2 s hmotnými clonkami D_1 a D_2 . Mimo to okraje čoček tvoří další clonky D_3 a D_4 . Stanovíme obrazy těchto čtyř clonek vytvořené těmi částmi soustavy, které leží před každou clonkou směrem k předmětu. Na obr. 140. je to pro všechny clonky soustava C_1 . Obrazy clonek buďtež $D'_1, D'_2, D'_3, D'_4 = D_4$. Z osového bodu A předmětové roviny ST jeví se v nejmenším úhlu zorném obraz D'_1 . Ten vymezuje tedy paprsky, které mohou za daných poměrů vytvořit obraz A' . Je proto D'_1 vstupní clonka soustavy. Úhel D'_1AO' slove *úhel otvorový* neboli *úhlová apertura* soustavy.

Podobně odvodíme polohu i velikost clonky výstupní. Zobra-
zíme všechny čtyři clonky soustavou C_2 (jež je mezi clonkou směrem
k obrazu) a pozorujeme tyto obrazy z bodu A' , který je obrazem
bodu A , vytvořeným celou soustavou C_1C_2 . Výstupní clonku určuje
obraz jevící se v nejmenším zorném úhlu. Clonky výstupní i vstupní
jsou spolu sdruženy vzhledem k celé soustavě C_1C_2 . Úhel, ve kterém
se vidí z bodu A' clonka výstupní, slove *projekční úhel* sou-
stavy. Obr. 140. hodí se i pro tento případ, předpokládáme-li, že
paprsky jdou z prava na levo.

Ze středu O' vstupní clonky D'_1 vidíme v nejmenším úhlu
zorném obraz clonky D'_2 , t. zv. *vstupní průhled* soustavy. Příslušný
úhel $BO'C$ slove *úhel předmětový* a vymezuje na předmětové rovině



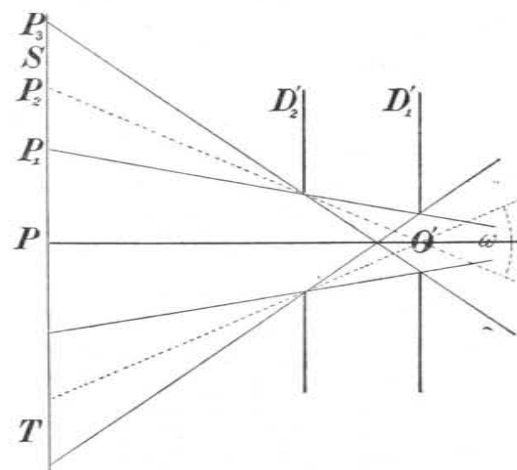
Obr. 140. Optická soustava se clonkami.

kruh průměru BC , t. zv. *předmětové pole*. Podobně stanovíme pří-
slušné veličiny vztahující se k obrazu. Ze středu výstupní clonky
(nyní D'_2 , jdou-li paprsky na obr. 140. z prava na levo) vidíme
v nejmenším úhlu zorném obraz jedné z clonek (D'_1), který slove
výstupní průhled soustavy. Příslušný úhel (nyní $BO'C$) slove *úhel*
obrazový, který vymezuje na obrazové rovině (ST) *pole obrazové*
(BC). Také tyto veličiny jsou sdružené s příslušnými veličinami
předmětovými vzhledem k celé soustavě.

Pro zobrazování nejsou všechny body předmětového pole
stejnoplatné. Na obr. 141. jsou vyznačeny jen části z obr. 140.,
totiž vstupní clonka D'_1 , vstupní průhled D'_2 , úhel předmětový
 $\omega = 2 \sphericalangle P_2O'P$ a předmětové pole, t. j. kruh poloměru PP_2 se
středem P . Celou vstupní clonku vyplňují pouze paprsky, vychá-
zející z kruhu o poloměru PP_1 . Paprsky z bodů předmětové ro-
viny, které jsou od osy vzdáleny v mezích PP_1 až PP_3 , vyplňují

jen část vstupní clonky D'_1 ; za bodem P_3 zorné pole přestává. Část
pole P_1P_3 způsobuje znenáhle *odclánění* (*vignettaci*), které se pro-
stírá na větším prostoru, má-li clonka D_1 větší rozměry a je-li
clonka D'_2 dále od roviny předmětové. Je-li otvor clonky vstupní
malý anebo splývá-li průhled vstupní (D'_2) s rovinou předmětovou,
je pole ostře ohraničeno. Tak je tomu na př. v dalekohledu, kde
clonka D_2 klade se do ohniskové roviny objektivu a opatřuje vlák-
novým křížem, aby se tím vyznačil určitý bod předmětového pole.

Obdobně děje se odclánění v rovině obrazové. Ve strojích opti-
ckých pro pozorování okem, upravuje se výstupní clonka tak,



Obr. 141. Odclánění (vignettace).

aby do její roviny mohla přijít zornice oka. Není-li v tomto pří-
padě zornice menší než výstupní clonka, pole zorné se tím nemění.
Výstupní clonka takových strojů se nazývá též *oční kruh* (okulární
kruh Biotův nebo Ramsdenův), její střed sluje *oční místo*. Jinak
může ovšem zornice způsobit, že pozorovatel nevyužívá úplna
clonky výstupní; pak musí pohybovat okem po př. i hlavou, aby
zorné pole v celku přehlédl.

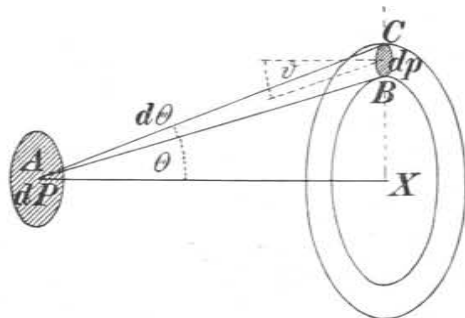
§ 93. Číselná apertura.

Jak světlý je obraz, který strojem optickým vznikne, o tom
rozhoduje nejen světlost předmětu ale i rozměry a úprava opti-
ckého stroje. Světelný proud, který přijímá otvorová clonka opti-
ckého stroje, odvodit lze ze zákona Lambertova. Značí-li (obr. 142.)

dP svítící plošku elementární na zdroji (předmětu), OX její normálu, pak prvek světelného proudu, který přijímá plošný prvek vstupní clonky dp podle Lambertova zákona lze vyjádřit výrazem *)

$$dS = \frac{i \cdot dP dp \cos \theta \cos \vartheta}{r^2}$$

Ve vzorci značí i intenzitu zdroje ve směru AX , θ a ϑ úhly, jež svírají normály plošných prvků dP a dp se směrem dopadajícího paprsku. Vzdálenost středů dP a dp budiž r . Tento výraz lze změnit, zavede-li se prostorový úhel $d\Omega$, ve kterém spatřujeme z prvku



Obr. 142. Osvětlení vstupní clonky.

dP elementární plošku dp . Pak je

$$dS = i dP \cos \theta d\Omega,$$

neboť

$$d\Omega = \frac{dp \cos \vartheta}{r^2}.$$

Zavedme místo prvku dp elementární mezikruží určené kuželi otvoru θ a $\theta + d\theta$, takže prostorový úhel $d\Omega$, v němž toto mezikruží spatřujeme, jest

$$d\Omega = 2\pi \sin \theta \cdot d\theta,$$

neboť poloměr mezikruží na kouli poloměru 1 jest $\sin \theta$ a příčný rozměr mezikruží $d\theta$. Dosadíme tento výsledek do vzorce dS , nabýváme vztahu

$$dS = 2\pi i dP \sin \theta \cos \theta d\theta,$$

*) Odvození viz: Dr. B. Kučera, Nástin geometrické optiky a základů fotometrie. Praha 1915. Str. 304 a násl.

a tudíž pro celý otvor vstupní clonky:

$$S = 2\pi i dP \int_0^\alpha \sin \theta \cos \theta d\theta = \pi i dP \cdot \sin^2 \alpha,$$

kdež α značí poloviční úhel, ve kterém se jeví vstupní clonka s osového bodu předmětu. Podobný výraz obdržíme pro světelný proud, jenž vychází clonkou výstupní. Označíme-li příslušné veličiny pro obraz písmenami čárkovanými, platí pro prostor obrazový

$$S' = \pi i' dP' \sin^2 \alpha'.$$

Nenastane-li v optické soustavě odraz a absorpce, je $S = S'$ a tudíž

$$i' = i \frac{dP \sin^2 \alpha}{dP' \sin^2 \alpha'}.$$

Ze sinusové podmínky (odst. 95.) plyne však

$$\frac{dP \sin^2 \alpha}{dP' \sin^2 \alpha'} = \frac{n_1^2}{n^2},$$

značí-li n_1 index lomu prostoru obrazového a n index lomu prostoru předmětového. Je tedy v nejpříznivějším případě (v soustavě bez absorpce a vnitřních odrazů)

$$i' = i \frac{n_1^2}{n^2}.$$

Pokud je prostor předmětový i obrazový vyplněn tímž prostředím, jak tomu bývá pro stroje optické, jichž se užívá ve vzduchu, je $n = n_1$ a tudíž v nejpříznivějším případě $i' = i$, t. j. specifická svítivost se strojem nezvyšuje.

Utvoříme-li na př. spojnou čočkou skutečný obrázek slunce, jenž vyniká neobyčejnou jasností i koncentrací tepelných paprsků, nabudeme tím mocného osvětlení, určeného výrazem

$$E = \frac{S'}{dP'} = \pi i' \sin^2 \alpha', \quad (\text{pro } n = n_1).$$

Osvětlení je tudíž tím větší, čím má čočka větší otvor (průměr) a kratší ohniskovou dálku. Je totiž

$$\sin \alpha' = \frac{\varrho}{\sqrt{\varrho^2 + f^2}},$$

kdež ϱ je poloměr obruby čočky a f ohnisková její vzdálenost.

Celkové množství světelné na obrazovém prvku dP' je však totéž, jako by celá výstupní clonka tento plošný prvek ozařovala intenzitou i přímých paprsků slunečních. Čočka působí tudíž tak, jako by ploška

dP' byla až k slunci přiblížena, tak že by slunce z této plošky spatřeno bylo v témže zorném úhlu jako výstupní clonka čočky (v tomto případě její okraj) z jejího ohniska.

Užívá-li se tudíž strojů optických, aby obrazy byly jasnější, záleží jejich působnost v tom, že se dané zdroje světelné zvětšují nebo ve stejných rozměrech přibližují. Jenom v případě, když $n < n_1$, t. j. když obrazový prostor má větší index lomu nežli prostor předmětový, může se zvětšit intenzita obrazu. To nastává v immersních drobnohledech. Světelný zdroj je ve vzduchu ($n = 1$), předmět kondensorem osvětlený však v prostředí, jehož $n_1 > 1$. V tomto případě záleží světelný proud vnikající do otvorové clonky stroje, na výrazu $n^2 \sin^2 \alpha$, jehož první mocnina $a = n \sin \alpha$ sluje podle Abbea číselná (numerická) apertura stroje. Poněvadž drobnohledem vzniká také výsledný obraz ve vzduchu, pochopíme, že jeho intenzita nejvýše rovná se intenzitě i původního zdroje.

§ 94. Rozlišovací schopnost.

Optické zobrazování plochami kulovými odchyluje se od jednoduché teorie zobrazovací, zvláště jde-li o široké svazky paprskové. Omezíme tyto svazky paprskové přiblížíme se k theoretickým předpokladům a zmenšíme tím odchylky. Omezi-li se však paprskové svazky přílišně, vadí periodická povaha zjevů světelných, způsobujíc úkazy ohybové. Místo bodového zobrazení vznikají prostorové úkazy difrakční, jež zaviňují neostré obrazy a jiné nedokonalosti.

Uvažujme jednoduchý případ, že vystupuje svazek paprskový, zobrazující bod na hlavní ose v bodě A' obr. 143. Výstupní clonka naznačena jest otvorem MN , od něhož postupuje kulová vlna dutá k bodu A' . Je-li tento otvor MN malý, vznikne kolem bodu A' , v němž se setkávají veškerá vlnění z MON vycházející bez fázového rozdílu, ohybový úkaz jako světlé a tmavé kroužky. Postupujeme-li od bodu A' k místům sousedním, zůstávající v rovině $A'U$, liší se dráhy paprsků vedených od krajů clonky M a N k tomuto místu tím více, čím je zvolený bod od bodu A' dále. Zvolme bod U v rovině nákresné tak, aby $MU - NU = \lambda$. Promítneme-li bod A' pravoúhle na směr MU do bodu V a na směr NU do bodu T , vzniknou u A' jako vrcholu dva stejně velké úhly α' , jejichž dvojnásobek stanoví úhlovou velikost otvoru MN z bodu A' . Při tom je přibližně

$$\overline{MA'} = \overline{MV} \quad \text{a} \quad \overline{NA'} = \overline{NT},$$

takže

$$\overline{MU} = \overline{MV} + \rho \cdot \sin \alpha' \quad \text{a} \\ \overline{NU} = \overline{NT} - \rho \sin \alpha',$$

při čemž ρ klademe místo $A'U$. Dosadíme-li tyto hodnoty do hořejší rovnice pro λ , vychází

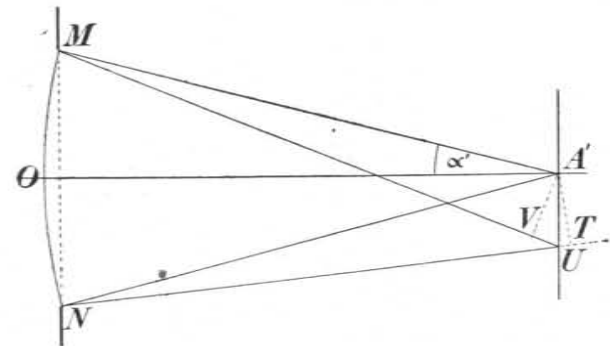
$$\lambda = 2\rho \sin \alpha'$$

čili

$$\rho = \frac{\lambda}{2 \sin \alpha'}.$$

Když by prostředí v obrazovém prostoru mělo index lomu n' , změnil by se výraz na

$$\rho = \frac{\lambda}{2n' \sin \alpha'}.$$



Obr. 143. Rozlišovací schopnost.

Tento výraz, jak ukazuje bližší úvaha o interferenčním úkazu kolem bodu A' , jest úměrný poloměru prvního tmavého kroužku, který vzniká kolem A' . Ve světle bílém ovšem kolem bílé plošky střední pozorujeme barevné kroužky.

Jsou-li A a B dva blízké body předmětu, zobrazují se též jejich ohybové úkazy jako kroužky kolem obrazů A' a B' jako středů. Obrazy tyto rozeznáme, jsou-li dále (d') od sebe než poloměr prvního tmavého kroužku. Přesně jest $d' = 1.22 \rho$. Této vzdálenosti d' náleží na předmětu sdužená vzdálenost d , jež při aplanačnickém zobrazení vyhovuje sinusové podmínce (§ 96.), takže

$$dn \sin \alpha = d'n' \sin \alpha'.$$

Z toho plyne

$$d = \frac{1.22 \lambda}{2n \sin \alpha} = \frac{1.22 \lambda}{2a}.$$

Dva blízké body nebo dvě blízké čáry předmětové lze tudíž rozlišiti tím snáze, čím je hodnota d menší, čili čím je $2a : 1,22 \lambda$ větší podíl. Tímto výrazem určujeme *rozlišovací schopnost* optických strojů. Optický stroj tím lépe dva body rozlišuje, čím větší má numerickou aperturu (a) a čím kratší je světelná vlna, kterou zobrazení se děje.

Vady optických součástí a jak se odstraňují.

§ 95. Úvahy obecné.

Optické stroje hotoví se ze zrcadel, čoček, hranolů, tedy ze součástí, které jsou omezeny zpravidla plochami rovinnými a kulovými. Výjimečně užívá se parabolických zrcadel, válcových čoček, hranolů s plochami válcovými. Plochy rovinné a kulové, které jsou rozhraním dvou nebo několika různě lámavých prostředí, nevyhovují úplně podmínkám zobrazovacím. Proto výsledné zobrazení se liší od zobrazení theoretického; říkáme, že optické součásti mají *vady* (*aberrace*).

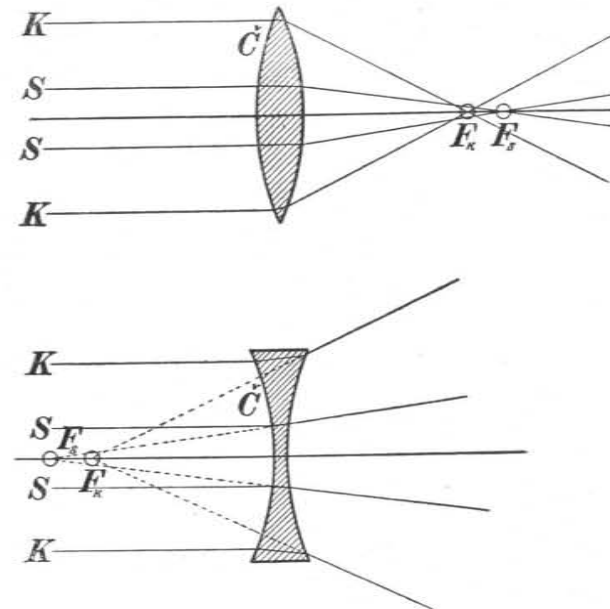
Předmět trojrozměrný zobrazuje se též jako obraz trojrozměrný. Pravidlem žádáme na optickém stroji, aby dával obraz rovinný, obyčejně v rovině kolmé k hlavní ose soustavy. Rovinný tento obraz nemůže být ovšem leč průmětem předmětu trojrozměrného. Správně zobrazuje se pouze *jediná* rovina prostoru předmětového. V obrazové rovině vzniká tudíž nejen obraz určité roviny předmětové, ale též více nebo méně neostře obrazy ostatních rovnoběžných rovin předmětových. Pouze v případech, že zobrazuje se rovinný předmět (v rovině kolmé k ose) nebo že zobrazují se předměty velmi vzdálené, tato okolnost nemá vlivu.

Vady optických součástí dělíme předně podle toho, zda vznikají na hlavní ose zobrazovací nebo mimo ni, za druhé podle toho, jak souvisí se složitostí zdroje světelného. V prvním případě jednáme o vadách způsobených paprsky, jež dopadají blízko osy hlavní jsouce s ní buď rovnoběžny nebo svírajíce s ní malý úhel. K těmto vadám druží se vady způsobené paprsky šikmo osu protínajícími. Vady takové pozorujeme, zobrazující místa vzdálená od osy optické. V druhém případě, který se naskýtá jen tehdy, zobrazujeme-li lomem světla, všimáme si složitosti paprsků předmětových, a hledáme, jak se změní zobrazování, nahradíme-li světlo jednoduché světlem bílým.

Na ose vyskytují se vada *kulová* neboli *sférická* a vada *barvená* neboli *chromatická*. Mimo osu přistupuje k nim *astigmatismus* a *koma*, dále *zkreslení* a *zklenutí pole*. V následujících odstavcích pojednáme o jednotlivých těchto vadách i o tom, jak je odstraňujeme nebo zmenšujeme.

§ 96. Vada kulová.

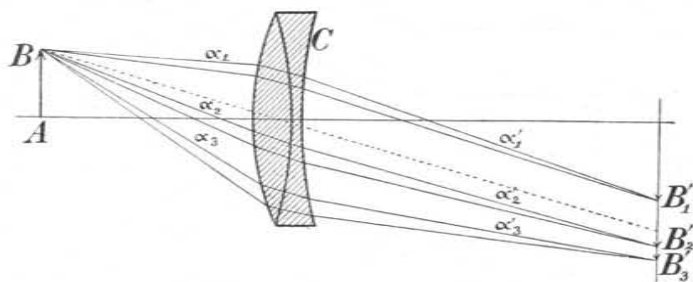
Kulová plocha odráží nebo láme paprsky vycházející ze svítilního bodu tak, že přestávají býti homocentrickými. Paprsky od-



Obr. 144. Vada kulová na ose čočky spojné a rozptylné.

ražené a zlomené obalují plochy kaustické. Omezíme-li se na úzké svazky paprskové, zbude z kaustiky jen její velmi jasný vrchol; bod se sice zobrazuje jako bod, ale poloha obrazu záleží na poloze osy svazku paprskového, třeba že všechny tyto svazky paprskové vycházejí z bodového zdroje. Nejjednodušší případ kulové vady na hlavní ose vzniká, zobrazuje-li se úběžný bod osy optické. Tento případ vyznačen jest obr. 144., který v hořejší části náleží čočce spojné, v dolejší čočce rozptylné. Úběžný bod na ose hlavní vysílá svazky paprsků rovnoběžných s osou hlavní. Paprsky středové S

zobrazují se jako paprsky jdoucí ohniskem F_s , paprsky krajové K procházejí po lomu čočkou bodem F_k . Je-li čočka spojná, leží bod F_k blíže k čočce nežli bod F_s ; kulová vada (aberrace) na ose jest *kladná*, a vyznačena délkou $F_k F_s$. Pro čočku rozptylnou jsou oba body F_s a F_k zdánlivé a jeví se jako průseky paprsků za čočkou rozbíhavých; je však patrné, že v případě tomto kulová vada má opačné znamení, je *záporná*. Z tohoto výsledku vysvitá způsob, jak lze odstraniti sférickou vadu na ose. Sdruží se totiž, jde-li o zobrazení bodového předmětu velmi vzdáleného, čočky spojná a rozptylná tak, že $F_k F_s$ má v obou případech stejnou délku; pak ruší se ve výsledku zmíněná vada úplně. Neleží-li svítící bod osový v nekonečnu, vysílá-li tedy na čočku paprsky rozbíhavé, vzniká rovněž kulová vada. Paprsky středové a krajové protínají se v různých



Obr. 145 Podmínka sinusová.

ných bodech hlavní osy. Vzdálenost obou těchto bodů obrazových není však v tomto případě veličina stálá, nýbrž závisí na vzdálenosti předmětového bodu od čočky nebo od zrcadla. Tato vada přibližně se opravuje stejným způsobem, při čemž se hledí vyhověti podmínce Eulerově (1770)*. Tato náprava kulové vady neplatí však pro sousední body osové; nutno vyhověti ještě podmínce Herschelově.**)

K těmto podmínkám, jež opravují zobrazování bodů na ose, druží se oprava kulové vady pro body mimo osu. Je-li soustava C (obr. 145.) opravena pro vadu kulovou na ose, nemusí se bod B ležící mimo osu pro svazky paprskové odchýlené $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3 \dots$ zobrazovati jako jediný bod B' , nýbrž jako body B'_1, B'_2, B'_3 , kde

*) Podrobnosti viz: Dr. B. Kučera, *Nástin geometrické optiky a základů fotometrie*. Praha 1915. Str. 113 a n. Sborník J. Č. M. F. č. XV.

***) Tamže str. 132 a n.

odchyškám $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ náleží v prostoru obrazovém odchyšky $\alpha'_1, \alpha'_2, \alpha'_3 \dots$. Kulová vada pro bod mimoosový B , způsobuje, že bočné zvětšení dy'/dy není stálé. Jak lze snadno odvoditi*), záleží bočné zvětšení na výrazu

$$\frac{dy'}{dy} = \frac{n \sin \alpha}{n' \sin \alpha'}$$

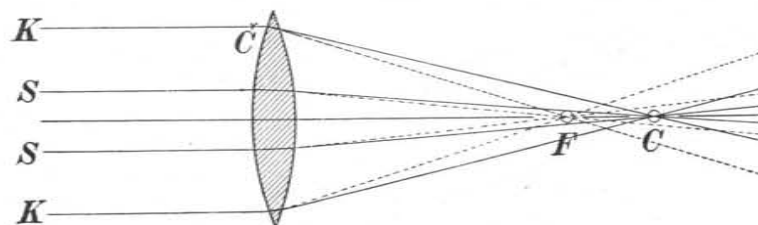
Má-li se tudíž bod B zobrazovati jako bod B' , třeba vyhověti rovnici

$$\frac{n \sin \alpha}{n' \sin \alpha'} = \text{konst.}$$

Podmínka tato sluje *sinusová* nebo *Abbeova*. Platí ovšem jen pro paprsky v řezu hlavním, který obsahuje hlavní osu zobrazovací (t. zv. paprsky tečné neboli tangenciální). Z tohoto stručného popisu kulové vady vychází zřejmě, jak nesnadno jest opravit vada kulovou soustavy optické, zvláště když rovinný předmět může býti různě vzdálen od soustavy zobrazovací i smí míti jakýkoliv rozsah příčný.

§ 97. Vada barevná.

Vada barevná vyskytuje se v optických strojích čočkových a hranolových. Pravidelný odraz nezáleží na délce vlnové. Zrcadla



Obr. 146. Vada barevná.

nemají tudíž této vady, tím vznikající, že optickým zařízením se složené světlo rozkládá v jednotlivé prvky světelné. K výkladu barevné vady použijeme téhož jednoduchého případu, jako v odstavci předešlém. Má se totiž čočkou \check{C} (obr. 146.) zobraziti úběžný bod hlavní osy. Je-li čočka bez kulové vady (na ose), protínají se zlomené paprsky krajové (K) i středové (S) v jediném bodě osy, v ohnisku čočky. Tento výsledek je však podmíněn jednobarevným světlem. Jsou-li paprsky K a S bílé, rozloží je čočka jako hranol

*) Na uved. místě 133 až 135.

na spektrum. Tak vznikne v bodě C ohnisko paprsků červených, v bodě F ohnisko paprsků fialových. Mezi oběma ohnisky jsou ohniska ostatních jednoduchých světél. Vadu barevnou na ose opravíme podobně jako kulovou vadu na ose. Čočka rozptylná poskytuje totiž obrácený sled barev ve zmíněných bodech ohniskových; proto lze kladnou vadu barevnou čoček spojných opravití zápornou vadou rozptylek. Poněvadž stejným způsobem se opravuje také vada kulová, je zřejmo, že soustavou z čočky spojně a rozptylně lze alespoň na ose opravití obě vady současně.

Soustava dvou tenkých čoček s ohniskovými dálkami f_1 a f_2 , jež klademe těsně k sobě, má výslednou ohniskovou dálku

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2}.$$

Žádá tudíž podmínka bezbarvosti (achromasie), aby

$$d\left(\frac{1}{f}\right) = d\left(\frac{1}{f_1}\right) + d\left(\frac{1}{f_2}\right) = 0.$$

Pro tenkou čočku jsme odvodili (§ 47. a 49.) výraz $\frac{1}{f_1} = (n_1 - 1)k_1$, kdež

$$k_1 = \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}.$$

Je tedy

$$d\left(\frac{1}{f_1}\right) = k_1 dn_1 = \frac{dn_1}{n_1 - 1} \frac{1}{f_1} = \frac{v_1}{f_1},$$

kdež v_1 značí dispersní koeficient skla. Podobně vychází, že

$$d\left(\frac{1}{f_2}\right) = \frac{v_2}{f_2}.$$

Je tudíž podmínka bezbarvosti

$$d\left(\frac{1}{f}\right) = \frac{v_1}{f_1} + \frac{v_2}{f_2} = 0,$$

z níž pro ohniskové dálky jednotlivých čoček vyplývá

$$\frac{1}{f_1} = \frac{1}{f} \frac{v_1}{v_2 - v_1}; \quad \frac{1}{f_2} = -\frac{1}{f} \frac{v_2}{v_2 - v_1}.$$

Poněvadž v_1 a v_2 má stejné označení, vychází z hořejší podmínky při $v_2 > v_1$, že jedna z čoček tenkých a těsně k sobě připojených musí býti spojka a druhá rozptylka, aby veličiny f_1 a f_2 byly opačně označeny.

Má-li se na př. sestrojiti achromatický objektiv ohniskové dálky 30 cm z korunového skla (Schott O 225 $\nu = 70$) a flintového skla (Schott S 10, $\nu = 38$), třeba učiniti

$$f_1 = 30 \frac{32}{70} = 13.7 \text{ cm} \quad \text{a} \quad f_2 = -30 \frac{32}{38} = -25.3 \text{ cm}.$$

Je-li dána ohnisková dálka achromatického objektivu a jsou-li zvoleny druhy skla, lze podle uvedených vztahů vypočítati ohniskové dálky obou čoček objektivu. Mají-li tyto čočky býti slepeny, žádá se mimo to, aby poloměry křivosti obou stykových ploch byly stejné; zbývá pak jen jediný poloměr křivosti volný, který se zvolí tak, aby vada kulová byla nejmenší.

Sdruží-li se dvě tenké čočky ohniskových dálék f_1 a f_2 tak, že jejich vzájemná vzdálenost jest e , má soustava optická mohutnost

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} - \frac{e}{f_1 f_2},$$

a tudíž podmínkou bezbarvosti je

$$d\left(\frac{1}{f}\right) = 0 = \frac{v_1}{f_2} + \frac{v_2}{f_2} - \frac{e(v_1 + v_2)}{f_1 f_2}.$$

Z této podmínky plyne

$$e = \frac{v_2 f_1 + v_1 f_2}{v_1 + v_2}.$$

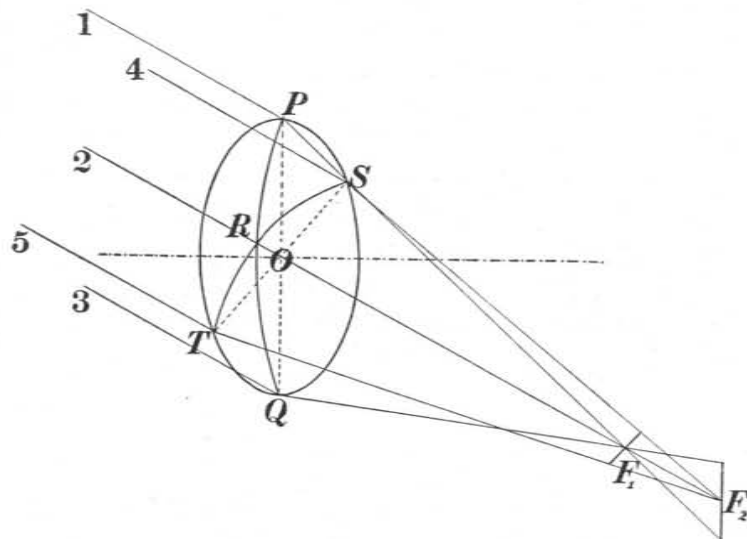
Je pozoruhodná věc, že i dvě čočky ze stejné látky dávají soustavu bezbarvou. Pro $v_1 = v_2$ je totiž

$$e = \frac{f_1 + f_2}{2}.$$

Postavíme-li tudíž dvě tenké čočky třeba opticky různě silné do vzdálenosti, jež se rovná jejich průměrné dálce ohniskové, je tato soustava bezbarvá. Tato achromasie týká se ohniskových dálék; má tudíž význam pro stroje optické, zobrazující předměty vzdálené, jejichž obrázky jsou malé a blízko ohniska rozložené (okuláry). Mají-li se achromatisovati též obrazy předmětů bližších a od osy vzdálenějších, je podmínka bezbarvosti složitější. V soustavách optických nabudeme úplné bezbarvosti jen tehdy, když jednotlivé části soustavy pro sebe achromatisujeme.

§ 98. Astigmatismus. Koma.

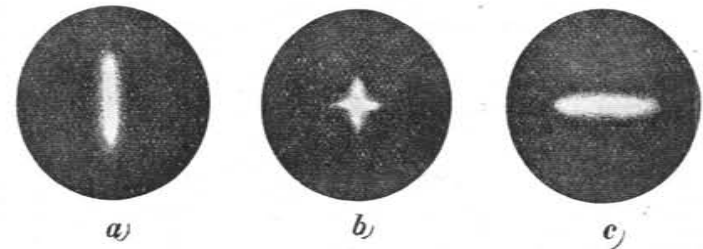
Ohnisková rovina optické soustavy je podle výměru obrazem úběžné roviny předmětové. Paprsky rovnoběžné s hlavní osou vytvářejí bodový obraz v ohnisku. Ostatní úběžné body zobrazují se dle theorie v bodě ohniskové roviny, který je tím vzdálenější od osy, čím je odchylka dopadajících paprsků rovnoběžných od osy větší. Ve skutečných soustavách optických, omezených plochami kulovými, děje se zobrazování šikmými svazky paprskovými, t. j. svazky



Obr. 147. Astigmatismus.

s velkou odchylkou od osy hlavní, podle složitějších zákonů. V obr. 147. dopadá na čočku svazek rovnoběžných paprsků 1, 2, 3, 4, 5, značně odchylených od hlavní osy. Paprsky 1, 2, 3 spadají do prvního hlavního řezu (P, R, Q), t. j. do roviny, která obsahuje hlavní osu a protíná kulovou plochu v oblouku, jehož střed křivosti splývá se středem plochy. Paprsky 4, 2, 5, leží v druhém hlavním řezu a protínají kulovou plochu v oblouku SRT , jehož poloměr záleží na odchylce dopadajících paprsků. Paprsky prvního řezu hlavního slují *tečné* (*tangenciální*), paprsky v druhém řezu, k předešlému kolmé, nazývají se *sagittální*. Lámou se tedy paprsky tečné jinak než paprsky sagittální; proto úběžný bod se nemůže zobrazit jako bod. Velmi úzkým svazkem paprskovým, který by se omezoval na

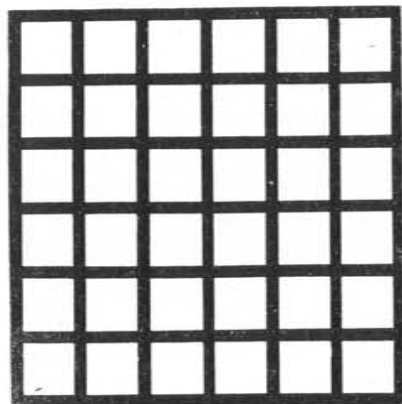
rovnoběžné paprsky blízké paprsku 2, zobrazily by se v bodě F_1 , paprsky tečné, v bodě F_2 paprsky sagittální. Oba obrazy jsou sice na paprsku 2, ale na různých místech. Jakmile se svazek paprskový rozšíří, změní se obrazy v F_1 a v F_2 ve dvě přímky mimoběžné a k sobě kolmé, jež pro široké svazky paprskové přecházejí v prostorové útvary složité. Jsou-li svazky úzké, mluvíme o *astigmatismu* čoček a zrcadel. Tímto názvem vystihujeme vadu optických zařízení, která se jeví v tom, že svítící bod se zobrazí jako ploška. V druhém případě, kdy na kulovou plochu dopadá široký svazek paprskový značně odchylený od hlavní osy, vznikají v různých vzdálenostech na promítací rovině složité obrazy ohniskových ploch, které upomínají tvarem i rozdělením intenzity světelné na vlasatice, komety. Odtud se vykládá název *komy*. Je tedy koma vlastně vada astigmatická pro široký svazek paprskový.



Obr. 148. Tvary astigmatismu.

Astigmatismus objektivní zkusíme podle Miethea, fotografující malý obrázek sluneční, jaký vznikne ve vypuklém zrcadle. Při tom sešinemě osu stroje na stranu, tak že obrázek padne na kraj desky. Podle toho, zdali je fotografická deska k objektivu blíže nebo dále postavena, zobrazí se malý kotouček sluneční ploškou roztaženou vodorovně (*c*) nebo svisle (*a*); v postavení středním zobrazuje se křížkem (obr. 148.).

Astigmatismus i koma můžeme pozorovati osvětlice spojnou čočku nebo duté zrcadlo rovnoběžnými paprsky, jež procházejí nejprve mřížkou zobrazenou na skle (diapositivem, obr. 149.) Pokud odchylka svazku paprskového od hlavní osy zrcadla nebo čočky je malá, zobrazují se svislé i vodorovné části mřížky v téže rovině ostře. Otočíme-li však zrcadlem nebo čočkou tak, aby osa čočky svírala se směrem dopadajících paprsků větší úhel, stane se obraz neostrým. Posouvající stěnou najdeme v jedné poloze jen svislé pruhy ostré, ve druhé poloze jen vodorovné pruhy ostré.

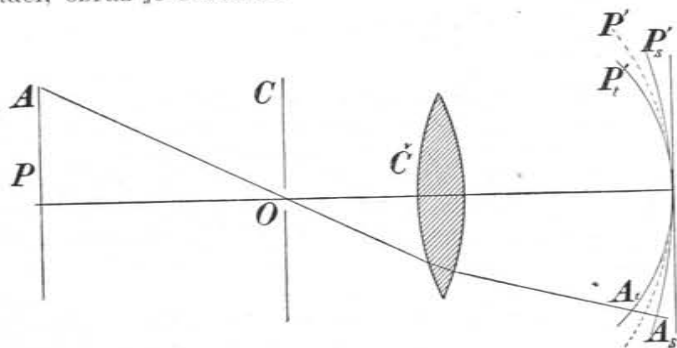


Obr. 149. Výkres pro zkoušku astigmatismu.

Druhá vada, koma, vy-
nikne, jen když svazek pa-
prskový je hodně široký. S ní
současně vznikají ještě jiné
vady, způsobené šikmým do-
padem paprsků, o nichž bude
zmínka v odstavci dalším.
Soustavy čoček, které opra-
vují astigmatickou vadu, na-
zývají se *anastigmaty*.*)
Také tato oprava souvisí
s dalšími vadami kulových
ploch, zobrazují-li se body
vzdálené od hlavní osy.

§ 99. Zklenutí pole a zkreslení.

Dopadají-li na soustavu kulových ploch šikmé svazky paprskové, druží se k astigmatismu ještě dvě vady. Rovinný předmět nezobrazuje se totiž čočkami jako obraz rovinný, nýbrž jako obraz na ploše zakřivené; nastává *zklenutí pole*. Mimo to rovnoběžné přímky předmětu v rovině zastavovací nejsou rovnoběžné v rovině promítací; obraz je zkreslen.

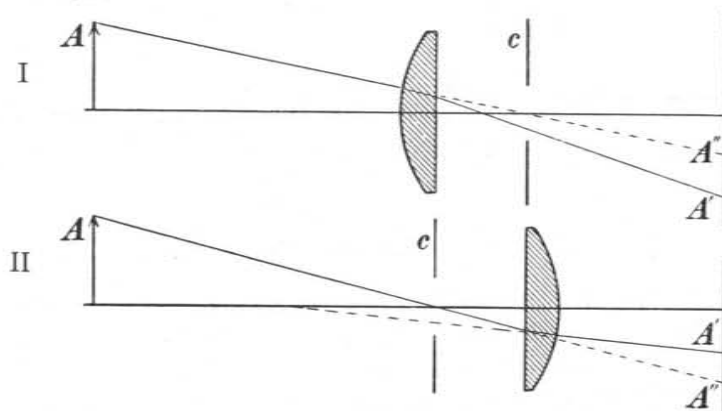


Obr. 150. Zklenutí pole.

Zklenutí pole přehledně lze z obrazu 150., kdež P značí předmětovou (zastavovací) rovinu, C vstupní clonku a \check{C} soustavu zobrazovací. Šikmý svazek paprskový, jehož osa v prostoru před-

*) Vhodnější název by byl *stigmaty* nebo soustavy *stigmatické* (= bodově zobrazující).

mětovém je označena přímkou PO , přetvořuje se soustavou zobrazovací \check{C} ve všeobecný svazek paprskový, který poskytuje dva obrazy bodu A ; obraz A_t vytvořený paprsky tečnými, a obraz A_s vytvořený paprsky sagittálními. Astigmatické zobrazení bodů předmětové roviny tím více vynikne, čím je bod A dále od osy hlavní. Přiblíží-li se bod A k ose, splynou oba jeho obrazy A_t a A_s v jediný obraz na ose. Astigmatické obrazy bodů A vyplňují křivé plochy P'_t nebo P'_s ; poměrně nejdokonalejší obraz vznikne na střední ploše P' (na obrazei vytečkované). Astigmatismus i zklenutí pole spolu souvisí a také spolu se opravují, jenže náprava jedné vady obvykle zveli-

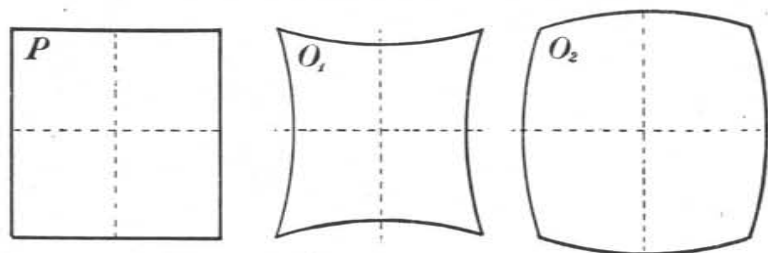


Obr. 151. Jaký vliv má poloha clonky na zkreslení.

čuje vadu druhou. Stává se tak spíše v soustavách souměrných nežli v soustavách nesouměrných, vzhledem k otvorové clonce.

Promítající diapositivu, fotografující kresby nebo obrazy, po případě stavby atd., vyžadujeme, aby obraz byl úplně podoben předmětu, žádáme tedy, aby bočné zvětšení nezáviselo na vzdálenosti od osy optické. Zobrazuje-li se na př. čtverec P (obr. 151.) stojící v předmětové rovině A čočkou ploskovypuklou, jejíž clonka je v poloze c , má zkreslený obraz v I. případě podobu O_1 , v případě II. pak podobu O_2 . Bočné zvětšení závisí v obou případech na velikosti předmětu y . V obr. 151. je nakreslen jen jediný paprsek, tak jako by se zobrazoval kruh poloměru y . Zobrazuje-li se čtverec, náleží paprsek na př. středu strany, kdežto paprsek z rohu vycházející láme se více, takže zvětšení bočné je větší, než pro střed strany. Podobná úvaha ukáže, že v případě II. se zvětšení zmenšuje, čím dále je bod A od osy. Roh čtverce zobrazuje se poměrně blíže k ose

než střed strany. V případě prvním nastává zkreslení *poduškovité* (pincushion distortion), v druhém zkreslení *sudovité* (barrel distortion) (obr. 152). Oba tyto druhy zkreslení ukáží se, nakreslíme-li na papír dvě soustavy přímek kolmých a promítneme-li výkres poněkud se strany osvětlený silným světlem elektrickým v úpravě I. a II. na papírovou desku.



Obr. 152. Zkreslení obrazu.

§ 100. Vada ohybová.

Vada kulová i barevná zmenší se, užijeme-li malé otvorové clonky. Nesmíme však překročit jakousi mez, neboť příliš malým otvorem nešíří se světlo přímočaře, nýbrž se ohýbá. Bod se pak zobrazuje jako světlá ploška, obklopená střídavě tmavými a světlými kroužky, které rychle ztrácejí na jasnosti. Vnitřní světlá ploška má průměr tím větší, čím je průměr clonky menší a čím je větší ohnisková vzdálenost objektivu. Podle *Miethea* roste průměr ohybové plošky s ubývajícím průměrem clonky v procentech ohniskové vzdálenosti takto:

průměr clonky	průměr ohybové desky
10 cm	0·0014% <i>f</i>
5 "	28 "
2 "	70 "
1 "	139 "
0·8 "	174 "
0·6 "	232 "
0·5 "	279 "
0·4 "	348 "
0·3 "	465 "
0·2 "	697 "
0·1 "	0·1393 "

Průměr ohybového kotoučku závisí též na barvě světla, a je za jinak stejných poměrů větší pro světlo fialové nežli pro světlo červené. Hořejší čísla platí pro paprsky zelenožluté, subjektivně nejjasnější.

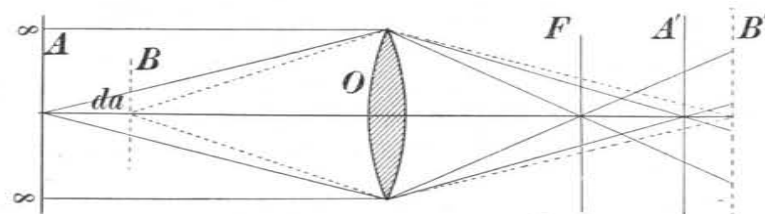
Objektiv s ohniskovou vzdáleností 50 cm, zacloněný clonkou 0·1 cm, dává místo bodových obrazů ohybové kotoučky průměru

$$0·5 \times 0·1393 = 0·07 \text{ cm,}$$

tedy tak značné, že by obraz byl neostří. Takového zaclonění 1 : 500 se v praxi nikdy neuzívá. Se zacloněním 1 : 100 byl by průměr ohybového kroužku $0·5 \cdot 0·0279 = 0·014 \text{ cm}$; do těchto mezí smí jíti neostřost zobrazovací, poněvadž také stavba sítnice omezuje ostřost obrazu.

§ 101. Vada hloubková.

Dosavadní vady optických součástí se objevují, zobrazuje-li se předmět rovinný. Při fotografii osob, vnitřků, staveb atd., při pozorování mikroskopem a dalekohledem zařízeným na menší



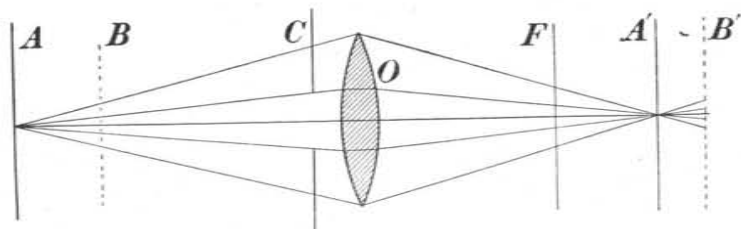
Obr. 153. Hloubková vada.

vzdálenosti zobrazují soustavy optické jen jedinou rovinu předmětovou ostře, ostatní roviny, které jsou před touto rovinou nebo za ní, zobrazují neostře. Neostřost tato závisí jednak na optické soustavě, jednak na osovém rozměru předmětu čili na jeho hloubce; posuzující obrazy, mluvíme v takovém případě o *vadě hloubkové*. Pro jednoduchost uvažujeme, jak se zobrazují body hlavní osy, a předpokládáme, že vad ostatních není. Z obr. 153. vysvítá, jak závisí vada hloubková soustavy na hloubce předmětu. Prostírá-li se předmět od nekonečna až k rovině A, leží obrazy jeho v prostoru od ohniskové roviny F až k rovině A'. Posune-li se předmětová rovina z polohy A do B, posune se obrazová rovina z polohy A' do B'. Je tedy hloubková vada tím menší, čím menší jest osové

zvětšení. Axiální zvětšení čočky je určeno vztahem (§ 49.)

$$\frac{db}{da} = -\frac{f^2}{(a-f)^2};$$

klesá tudíž (je-li dán otvor čočky) hloubková vada s ohniskovou délkou. Na obr. 154. naznačen je vliv clonky C na velikost hloubkové vady. Pro danou čočku řídí se tato vada úhlovou velikostí výstupní clonky jsouc tím menší, čím je tento otvor menší. Shrnuce oba výsledky docházíme k úsudku, že hloubková vada záleží na světlosti objektivu, t. j. na poměru ohniskové délky k průměru otvorové clonky. Dva objektivy různé ohniskové délky f_1 a f_2 mají stejnou hloubkovou vadu, jsou-li zacloněny takovými otvory p_1 a



Obr. 154. Vliv clonky na vadu hloubkovou.

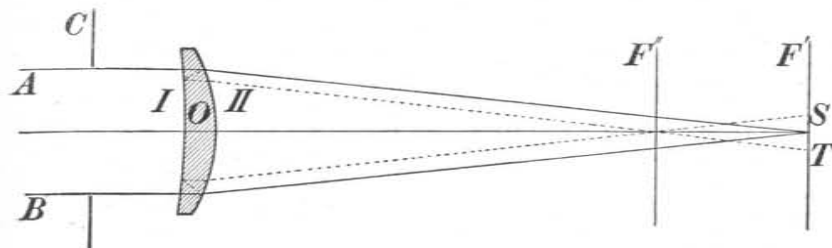
p_2 , že $f_1 : p_1 = f_2 : p_2$. S vadou hloubkovou souvisí definice neboli ostrost obrazu; o ní pojednáme později.

§ 102. Vnitřní odrazy.

V soustavách složených z čoček mohou nastati vnitřní odrazy na plochách oddělujících dvě různě lámavá prostředí. Tu paprsky dvakrát se odrazivše dospějí k rovině obrazové a osvětlují místa, jež nejsou sdružena s jejich východiskem. Příkladem uvádíme jednoduchý krajinářský objektiv meniskový O (obr. 155.) s kruhovou clonkou C postavenou před čočku. Vzdálený bod osový zobrazuje se objektivem O v průseku ohniskové roviny F' s osou hlavní. Paprsky zlomené I. plochou čočky dopadající na druhou plochu lámavou II. se částečně odrážejí k ploše I. Nastane-li druhý odraz na této ploše, sbíhají se paprsky po dvojnásobném odrazu k ohnisku, jež vzniká průřezem roviny F'' s hlavní osou. Objeví se tudíž v rovině F' vedle přímého obrazu úběžného bodu ještě osvětlená ploška rozsahu ST , podmíněná dvojnásobným odrazem uvnitř čočky. Velikost plošky ST určuje velikost vnitřní vady odrazové a záleží pro touž čočku

na velikosti vstupní clonky. Osvětlení plošky ST nezáleží na velikosti clonky, za to záleží na vzájemné poloze rovin F' a F'' . Jsou-li roviny F' a F'' dále od sebe, bývá osvětlení plošky ST tak malé, že prakticky na něm nesejde. Vada vnitřních odrazů působí však zvláště rušivě, když F' a F'' jsou blízko u sebe, po případě splyvají-li. Pak touto vadou vzniká v rovině obrazové druhý obraz, rovněž ostrý. Oba obrazy jsou tím více vzájemně posunuty, čím více leží předmětové části mimo hlavní osu.

Vada odrazová je zvláště zřetelná, je-li několik lámavých stěn odděleno vzduchem. Soustavy spleené na př. kanadským balzámem nemají těchto vad, poněvadž stýkající se prostředí příliš se neliší optickou hustotou. Obraz přímý jest obvykle mnohem jasnější než obraz rušivý, kterého okem někdy ani nepozorujeme. Roz-



Obr. 155. Vnitřní odraz.

díl tento možno však zmenšiti vstupní clonkou. Zacloníme-li značně fotografický objektiv, můžeme se při dlouhé expozici o této vadě (velmi nemilé) přesvědčiti. Obrazy vznikající vnitřními odrazy bývají velmi vadné, zejména pro silný astigmatismus.

Stroje zrcadlové.

§ 103. Výroba zrcadel.

Původně hotovila se zrcadla z kovu, který se přiměřeně vyhladil a vyleštil. Také veliká zrcadla prvních reflektorů byla kovová, neboť kovy dovedli v těch dobách snáze zpracovati nežli líti a brousiti větší kusy skleněné. Také činilo obtíže, opatřiti jejich povrch vrstvou dokonale odrážející. Pokroky ve sklářství, zejména pak zdokonalení skla optického odstranily téměř úplně zrcadla kovová, zvláště větších reflektorů. Značná roztážnost kovů změ-

nami teploty i velká jejich vodivost tepelná byly přesnějším pozorování značnou překážkou. Kovová zrcadla hotoví se obyčejně ze slitin, které možno lépe zpracovati nežli kovy čisté. Ostatně lze jak podklad kovový, tak i skleněný pokrýt dostatečně silnou vrstvou vhodného kovu, neboť účinek zrcadla závisí jen na tom, jak je zpracována velmi tenká vrstva povrchová a jak dokonale světlo odráží.

Poněvadž kovy na vzduchu snadno se porušují (zejména vznikají kysličníky a sirníky), pokrývají se jimi často zadní stěny skleněných desek, aby se chránila zrcadlicí vrstva. Obyčejná zrcadla hotoví se tedy tak, že se broušené a vyleštěné desky skleněné pokryjí rtuťovým amalgamem. Dokonalejší zrcadla raději stříbríme.

Ke stříbření připravíme tyto dva roztoky: V destilované vodě rozpustí se 5 g dusičnanu stříbrnatého a přidává se ammoniak, až sraženina se téměř docela rozpustí. Roztok přecedíme a zředíme na 500 cm³. Druhou kapalinou je 1% vodní roztok formaldehydu. Skleněná plocha, kterou chceme postříbřit, se dokonale vyčistí kyselinou dusičnou, louhem draselnatým a lihem. Poté ponoří se předmět plochou dolů obrácený až ke dnu do nádoby, do níž byla vlita právě před užitím připravená směs obou roztoků v poměru 2 : 1. V 5 až 10 minutách se stříbro vyloučí, načež předmět se opláchně vodou. V nové směsi se může stříbřit dále, až je vrstva stříbra dosti silná (na př. neprůhledná).

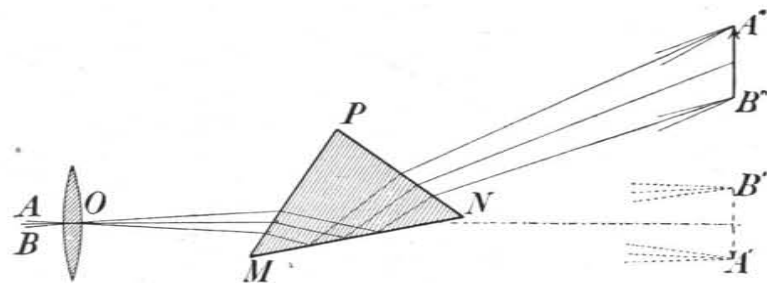
Zespoda chrání se zrcadlicí vrstvy lakem atd. Zrcadla skleněná, mající kovovou vrstvu na zadní stěně, odrážejí světlo také přední plochou; mimo to nastávají snadno opětovné vnitřní odrazy, zvláště, je-li dopadající světlo velmi silné. Aby odraz na první ploše zrcadla nerušil, zbrousí se deska rovinného zrcadla klínovitě, takže oba odrazy, vznikající odrazem od přední a zadní stěny, se nekryjí ani částečně. Dobrým zrcadlem je postříbřená stěna hranolu MN (obr. 156.). Bez hranolu promítnul by se předmět AB v poloze převrácené B'A'. Lomem na stěně MP, odrazem na MN a druhým lomem na PN změní se chod paprsků tak, že obraz A''B'' je vzpřímený. Takového hranolu užíváme, abychom obrátili obraz na př. promítající svislé předměty, které by se jevily v nepřirozené poloze.

Jinak možno zmenšiti dvojí zrcadlení, užijeme-li tenkého skla. Taková jsou malá zrcátka, jimiž opatřujeme citlivé stroje, abychom úchytky pohyblivých částí měřili dalekohledem a stupnicí. Zrcátka tak tenká se ovšem snadno zkříví. Proto je na závěs nepříjemné, nýbrž pouze volně zavěšujeme.

Konečně lze jako zrcadla užití vyleštěné přední plochy skleněné, potřebujeme-li zadní plochu černým barvivem, jež paprsky dopadající úplně pohlcuje. Zrcadla taková odrážejí jen málo světla. Místo nich brává se též černé sklo, které se na povrchu vybrousí a vyleští.

K pracím vědeckým hodí se jediné zrcadla odrážející na přední ploše. Vzhledem k tomu, že stříbro odráží nejdokonaleji, užívá se pro pozorování subjektivní zrcadel se stříbrným povrchem. Stříbření můžeme rozmanitě.

Jeden z těchto způsobů jsme již popsali. Záleží v tom, že se stříbro na vyčištěném a vyleštěném povrchu skleněném vyloučí ze vhodného roztoku soli stříbrnaté. Vrstva kovu musí býti dostatečně silná, aby se mohla leštiti. Zesíliti ji můžeme elektrolyticky.



Obr. 156. Hranol převratný.

Kundt doporučuje tento způsob elektrolytického stříbření. Skleněné desky se napřed poplatinují. V 10 cm³ lihu rozpustí se 3 g chloridu platičitého, načež se přidá 30 cm³ sehnaneho lihového roztoku kyseliny bórové. Do směsi přimísí se ještě 40 cm³ benátského terpentýnu a oleje levandulového. Několik kapek této husté kapaliny dá se na povrch skla, který jest poplatinovatí. Jiným sklíčkem se povrch pokryje, tak že kapalina se po něm rozprostře velmi tenkou vrstvou. Krycí sklíčko se zvolna odstraní, načež se deska znenáhla v přiměřené peci zahřeje do červeného žáru. Pak teprve se vrstva platiny stříbí.

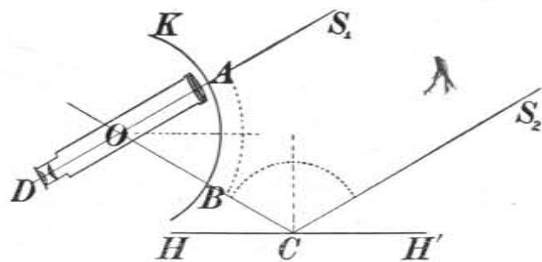
Pohl a Pringsheim (1912) sestavili elektrickou pírku, kterou se zahřívají kovy ve vzduchoprázdnu, takže jejich páry se přímo srážejí na skleněné desce položené nad otvorem tyglíku s roztopeným kovem. Tak byly desky skleněné i křemenné pokryty kovy na př. Ag, Al, Ca, Cd, In.

Skleněné desky možno pokrýtí katodovým rozprašením kovů jinými vrstvami, jež mají nejen zrcadlití, ale po př. i částečně světlo propouštětí. Deska postaví se do skleněné nádoby, již lze značně vyčerpati (na 0.01 až 0.02 mm rtuťového sloupece) a to naproti katodě z kovu, který má desku pokrýtí. K rozprašení užívá se stejnosměrných

nárazů proudových vysokého napětí z inductoria (*Leithäuser* 1908). Zvláštní metodou hotoví zrcadla kovová *Cowper-Coles* (1904)*). Jde-li o duté zrcadlo, vyrobí se nejdříve skleněné zrcadlo vypuklé, které se chemicky pokryje stříbrnou vrstvičkou. Na ni srazí se elektrolyticky měď v dostatečné tloušťce. Ve vodní lázni 50° teplé měděný otisk odpadne. Zrcadlo se pak náležitě vyztuží a vrstvičkou palladia chrání, aby nenabíhalo.

§ 104. Zrcadla rtuťová.

Povrch čisté rtuti znamenitě odráží světlo. Kapka rtuťová na podkladě, k němuž rtuť nelze (čisté sklo), zrcadlí jako vypuklé zrcadlo. V ploché nádobě z měděného plechu amalgamovaného rtuť se rozlévá, nabývajíce za klidu povrchu přesně vodorovného. Tohoto



Obr. 157. Rtuťový obzor.

rtuťového obzoru užíváme, chtějíce na př. měřiti výšku hvězdy. Dalekohled *D* (obr. 157.) nechť se otáčí kolem vodorovné osy *O*. Jeho polohu možno zjistiti na limbu svislého kruhu *K*. Pozorovatel špatruje stálici *S* nejprve ve směru AS_1 , při čemž se na kruhu *K* zjišťuje poloha dalekohledu výškovým úhlem α_1 . Mimo to může pozorovati obraz hvězdy ve rtuťovém obzoru HH' a to směrem OB , při čemž poloha dalekohledu určena jest hloubkovým úhlem α_2 . Poněvadž je stálice *S* velmi daleko od Země, jsou směry S_1A a S_2C v témže časovém okamžiku rovnoběžné. Výšku stálice určuje úhel $\frac{1}{2}(\alpha_1 + \alpha_2)$.

Rtuťový povrch křiví se u krajů nádoby vlivem kapillárních sil. Odraz světelných paprsků má se díti proto na střední části obzoru. Mimo to třeba chrániti rtuť, aby se neroztřásla pohybem půdy nebo závanem větru.

*) *S. Cowper-Coles*, Elektrolytisches Verfahren zur Herstellung parabolischer Spiegel. Něm. překlad od *E. Abela* v Halle n. S., W. Knapp. 1904.

Wood (1909)*) naplnil plochou nádobu čistou rtuťí a roztočil ji motorem kolem svislé osy. Silami odstředivými a tíží**) utváří se povrch rtuťí v plochu rotačního paraboloidu, která při stálé rychlosti odráží světlo jako parabolické zrcadlo neproměnné ohniskové dálky. *Wood* použil tohoto zrcadla jako reflektoru pro zenitová pozorování. Změní-li se rychlost otáčecí, vznikne snadno jiná dálka ohnisková. Pokusy fotografické tímto zrcadlem se nedařily, neboť je téměř nemožná věc udržeti otáčecí rychlost tak stálou, jak jest potřebí, aby se zamezily rozmanité otřesy půdy, jež způsobuje motor a otáčející se zrcadlo.

§ 105. Heliostaty a siderostaty.

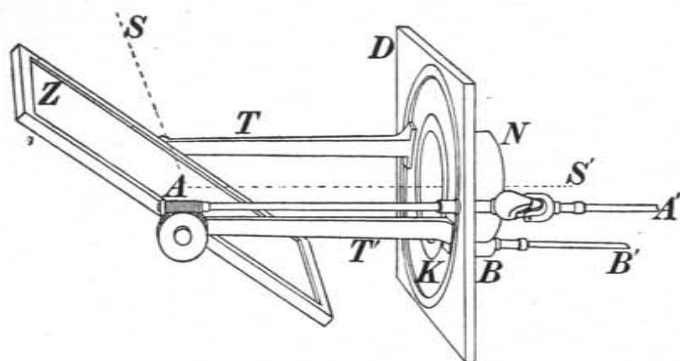
Rovinného zrcadla užíváme chtějíce buď měřiti úhly anebo měniti směr rovnoběžného svazku paprskového. Tuto úlohu řeší *heliostaty*. Jsou to zrcadlové přístroje, kterými odráží se paprsky sluneční ve vhodný směr. Pro rozmanité účely optické užíváme mocného světla slunečního. Vzhledem k dennímu pohybu zemskému, mění se neustále směr slunečních paprsků, takže nutno zrcadlové zařízení tak upravit, aby odražené paprsky sluneční směru neměnily. Obyčejně bývá to směr vodorovný. Zrcadlo ručního heliostatu, kterým se sluneční světlo zachycuje, se vystrčí okenicí (zdí a pod.) do volného prostranství; odražené světlo vede se vodorovně otvorem do zatemněné světnice.

Do okenice zasadí se čtvercová deska kovová *D* (obr. 158.) opatřená kruhovým otvorem, jehož válcový násadec *N* je k tomu, aby se do něho vkládala šterbina, kruhový otvor atd. Zrcadlo *Z* drženo je dvěma vodorovnými tyčemi *T* a *T'*. Může se jím otáčeti kolem osy ležící v rovině těchto tyčí a k nim kolmé, kroutime-li táhlem $A'A$, opatřeným na konci šroubem, jenž zasahuje do ozubeného kolečka *A*. Obě tyče *T* a *T'* upevněny jsou na ozubeném kolečkem *B*, k němuž vede deskou *D* táhlo $B'B$. Zrcadlo, které se tedy otáčí kolem dvou os k sobě kolmých, lze zříditi tak, aby paprsky sluneční *S* se od zrcadla odrážely vodorovně do směru S' .

*) *R. W. Wood*, professor fysiky na Johns Hopkins Universitě v Baltimore (Md), nástupce prof. Rowlanda, vynikající experimentátor, jenž se proslavil svými optickými pracemi hlavně v oboru luminiscence. Velmi pozoruhodná jest jeho „Fysikální Optika“.

**) *Strouhal* a *Kučera*, *Mechanika* II. vyd. v Praze 1910 str. 352.

Nepohodlné ruční *heliostaty* nahrazují se *heliostaty s hodinovým strojem*, který otáčí zrcadlem kolem přímky rovnoběžné s osou světovou. Zrcadlo staršího heliostatu *Meyersteinova* jest upevněno ve vidlici, jejíž podélná osa postaví se do směru osy světové. Zrcadlo, otáčivé ve vidlici kolem osy příčné, skloní se tak, aby se sluneční paprsky odrážely do směru osy světové. Hodinový stroj, kterým se podélná osa vidlice otáčí, způsobuje, že paprsky zrcadlem heliostatu odražené zachovávají směr osy světové. Heliostat Meyersteinův (a podobně pozdější jeho úprava *Heliostat C. G. Müllerův* a *Foucaultův*) vyžaduje ještě druhého zrcadla, které by paprsky směrem světové osy odražené učinilo vodorovnými.

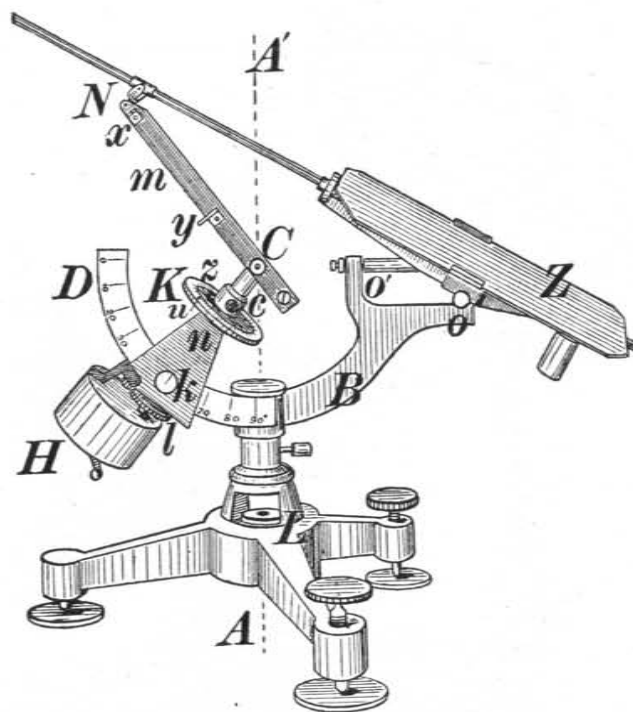


Obr. 158. Heliostat ruční.

Poněvadž se každým odrazem trochu světla ztrácí (na obyčejných zrcadlech odrážejících na spodní straně se vyskytují mimo to mnohonásobné odrazy), sluší dáti přednost hodinovým heliostatům s jediným zrcadlem. Takový heliostat sestrojil první *S'Gravesande*. Obvyklý tvar dal mu *Silbermann*. V obr. 159. a naznačen je hodinový heliostat *Fuessův* (1896) s jediným zrcadlem.

Přístroj zařídí se šrouby a libellou *L* tak, aby přímka *AA'* splývala se směrem olovnice. Kolem této osy se otáčí obloukovitý nosič *B* a rozdělený kvadrant *D*, který lze postaviti do poledníkové roviny. Podle děleného kruhu *D* dá se hodinové ose směr osy světové. Po oblouku *D* posouvá se totiž nosič *n* s kruhovým otvorem *k*, jímž lze zjistiti pólou výšku pozorovacího místa. Hodinový stroj *H* otáčí ozubeným kolečkem *l*, k němuž připojena je ručička na ciferníku *z*, děleném po čtyřech časových minutách. Na hodinové ose je násadec, který v příčné ose *C* nese vidlici *m*. Násadec možno v náležitě poloze utáhnouti šroubem *c*. Podélné rameno vidlice *m*

nese v bodě *x* příčnou clonku s malým otvorem a v bodě *y* kruhovou deštičku s vyrytým křížem; oboje dohromady je průhled, jímž se určuje směr dopadajících paprsků slunečních. Konec podélné vidlice *m* nese universální kloub *N*, jímž prochází držadlo zrcadla *Z*. Toto zrcadlo má dva otáčivé pohyby: jeden kolem osy vodorovné *Co'* a druhý kolem osy *k* ní kolmé, určené příčnými ložisky vidlice



Obr. 159a. Hodinový heliostat Fuessův.

cového držadla zrcadlového *o'o*. Vzdálenosti *Co* a *CN* jsou sobě rovny.

Obraz 159. b ukazuje celkový pohled na hodinový heliostat ze sbírek fyzikálního ústavu české university pražské — poněkud jinak sestrojený.

Heliostat *Fuessův* k práci připravíme takto:

1. Ose *CH* (hodinové) dá se podle zeměpisné šířky místa směr osy světové. Nosič *n* se totiž uvolní a posune tak, aby úhel *DCH* byl roven zeměpisné šířce.



2. Rovina DCA má splývati s rovinou poledníkovou. Stroj se do této roviny dá zprvu přibližně. Šroub c se uvolní a několik minut před pravým polednem postaví ukazovatel u na pravý čas sluneční. Na to šroub c utáhneme a pozorujeme směr slunečních paprsků daný průhledem xy . Jakmile slunce vstoupí do poledniku, t. j. jakmile ukazovatel u dojde k pravému poledni, má ve správném



Obr. 159b. Hodinový heliostat.

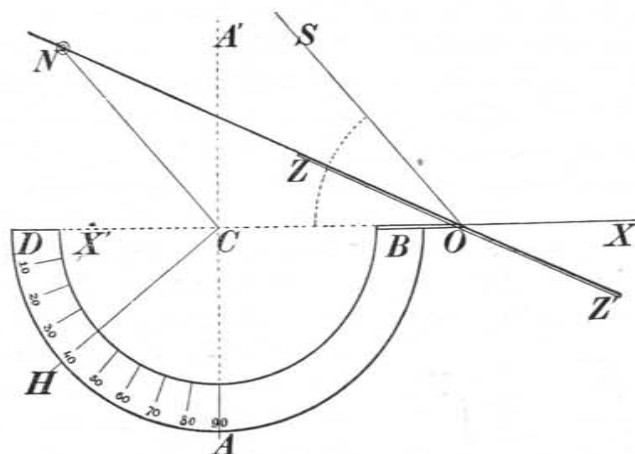
ném postavení padnutí obrázek slunce otvorem x na osu kříže probíhající v y shora dolů. Malou opravu, již se stroj přesně postaví do poledniku, vykonáme, posuneme-li jej tak, aby sluneční obrázek padl na zmíněnou osu kříže.

3. Další úprava týká se deklinace. Uvolníme šroubek c a pozvedneme nebo zatlačíme část C tak, aby obrázek sluneční padl na

osu kříže, probíhající zleva napravo; tak dostane se obrázek do středu kříže.

4. Především úkony nabyly paprsky sluneční vodorovného směru CO . Abychom i tento směr mohli řídit, uvolníme rameno B a otočíme jím tak, aby paprsek od zrcadla odražený měl ve vodorovné rovině žádaný směr. Ve správné poloze dopadá sluneční světlo směrem SO , který je rovnoběžný se směrem NC . V obr. 160. je úhel NCH pravý, takže deklinace sluneční rovná se 0° , jakž se stává v době rovnodennosti. Poněvadž vzdálenost $CN = CO$, je také

$$\begin{aligned} \sphericalangle NCD &= \sphericalangle SOD = 2\sphericalangle NOC \quad \text{a} \\ \sphericalangle SOZ &= \sphericalangle NOC = \sphericalangle XOZ'. \end{aligned}$$



Obr. 160. Náčrtek heliostatu s hodinovým strojem.

Je-li stroj správně postaven a otáčeli se jím kolem osy HC , mají odražené paprsky sluneční neustále vodorovný směr COX .

Apertura heliostatu záleží na velikosti jeho zrcadla; rovná se buď svislému průmětu zrcadla nebo clonce, kterou vniká světlo do zatemnělé světnice. *A. M. Mayer* zvětšil aperturu heliostatu tím, že před zrcadlo postavil spojnou čočku.

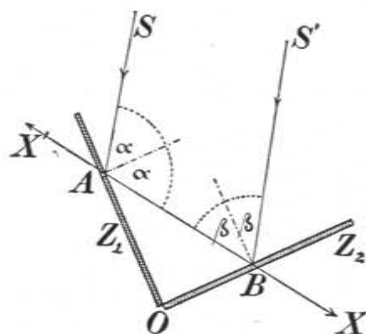
Siderostaty. Heliostatům jsou podobny siderostaty. Jimi lze určitou část hvězdné oblohy trvale pozorovati pevným dalekohledem. Zrcadlové toto zařízení navrhl *Foucault* a po jeho smrti provedl *Wolf*. Veliký siderostat vystaven byl na světové výstavě pařížské r. 1900. Strojem *Foucaultovým* bylo možno pozorovati jedinou hvězdu, zatím co se okolí její kolem ní otáčelo; naproti tomu no-

vějším zařízením *Lippmannovým* (1895) pozoruje se plné zorné pole v relativním klidu. Odtud se mění název siderostatu v coelostat. Veliký 30palcový coelostat sestrojil *Ritchey* nákladem slečny *Snowové* (původní stroj byl zničen požárem) v observatoři na M. Wilson v Pasadeně (Kalifornie), kdež usnadňuje zejména spektrální výzkumy slunce.

§ 106. Heliotropy.

Rovinných zrcadel užívá se k *optickému telegrafu*. Jednoduché heliotropy (*Steinheil, Bertram* a j.) užívají zrcátka, jež má uprostřed kruhovou plošku zbarvenou amalgamem, tak že je průhledné. Připojíme zrcátko otvorem k průhledu (viziru), zaměřenému na druhou stanici, a otočíme zrcátkem tak, aby průhled byl osvětlen paprsky slunečními. Pak odraží se sluneční světlo od zrcátka heliotropu na druhou stanici. Odkrýváme-li a přihráváme-li zrcátko, můžeme vysílati znamení na stanici druhou.

Heliotrop Gaussův má dvě zrcadla rovinná, jež svírají pravý úhel. Dopadají-li na zrcadlo sluneční paprsky, odraží se jedním zrcadlem do opačného směru vzhledem k paprskům odraženým od zrcadla druhého. Paprsek *SA* odraží se (obr. 161.) do směru *AX*. Paprsek *S'B*, který je rovnoběžný s *SA*, odraží se do směru *BX'*. Vzhledem k tomu, že zrcadla svírají úhel pravý, je také $\alpha + \beta = 90^\circ$



Obr. 161. Schema Gaussova heliotropu.

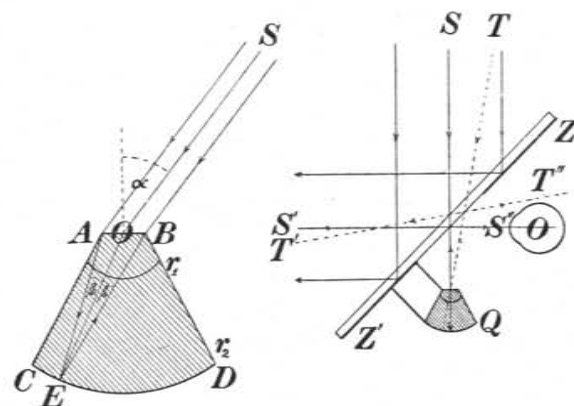
Zajímavé záměrné zařízení má *heliotrop Pantoflíčkův* *) (1914). V obr. 162. značí *ABCD* dvojitou čočku. Bod *O* je společným středem kulových ploch, o poloměrech r_1 a r_2 , a leží na rovině

*) Vynálezy a pokroky 54. 1914.

AB. Značí-li n_1 index lomu první čočky a $n_2 < n_1$ index lomu druhé čočky (na př. pro paprsky červené), volí se ohnisková délka první čočky tak, aby

$$f = \frac{n_2 r_1}{n_1 - n_2}$$

a poloměr r_2 tak, aby $f = r_2 - r_1$. Tim se stane, že při libovolném úhlu dopadu α rovnoběžný svazek paprskový (*SO*) se zobrazuje v bodě *E*. Paprsky tudíž se vrací stejnou cestou a vytvoří svazek odchýlený od původního o 180° . Druhá část obr. 162. naznačuje, jak se upevňuje záměrné zařízení za zrcadlo *ZZ'*, které na střední ploše nezrcadlí, takže tudý vnikají paprsky ze světelného zdroje



Obr. 162. Heliotrop Pantoflíčkův.

na záměrné zařízení *Q*. Jak patrně z výkresu, vidí pozorovatel (oko v místě *O*) předmět *S'* v tom směru, ve kterém naň dopadají paprsky. Změní-li se směr dopadajícího světla, takže paprsky přicházejí od *T*, tu odrazí záměrné zařízení tyto paprsky do směru *T''*, který se liší od směru, v němž je *T'* osvětlen.

§ 107. Měřicí stroje s rovinnými zrcadly.

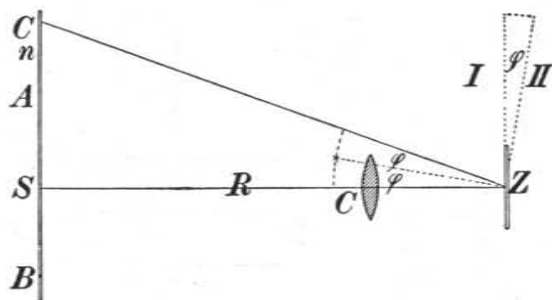
Goniometr. O zákon odrazu na rovném zrcadle opírají se některé stroje měřicí, o nichž se jen stručně zmíníme.

Wollastonovým goniometrem měří se úhly, jež svírají stěny krystalů a optických hranolů. Příslušné metody vypíšeme ve spektrometrii.

Rovinnými zrcátky měříme malé úhly, o které se pohyblivé části strojů (galvanometrů, magnetometrů, elektrometrů atd.) odchýlily z klidové polohy. Objektivně lze malou úchylku zrcátka změřiti takto: Na obr. 163. značí AB vodorovné měřítko. Nad ním nebo pod ním je štěrbinina S , propouštějící světelné paprsky na zrcátko Z , jež je v rovnovážné poloze odráží do téhož směru. Čočkou C lze skutečný obraz štěrbininy promítnouti na stupnici A . Otočí-li se zrcátko z původní polohy I . do polohy II . o úhel φ , otočí se o též úhel jeho normála. Skutečný obraz padne do bodu C , tak že

$$\operatorname{tg} 2\varphi = \frac{n}{R},$$

ktež n je počet dílků stupnice připadající na délku SC . Pro malé



Obr. 163. Měření úhlu zrcadlem a stupnicí.

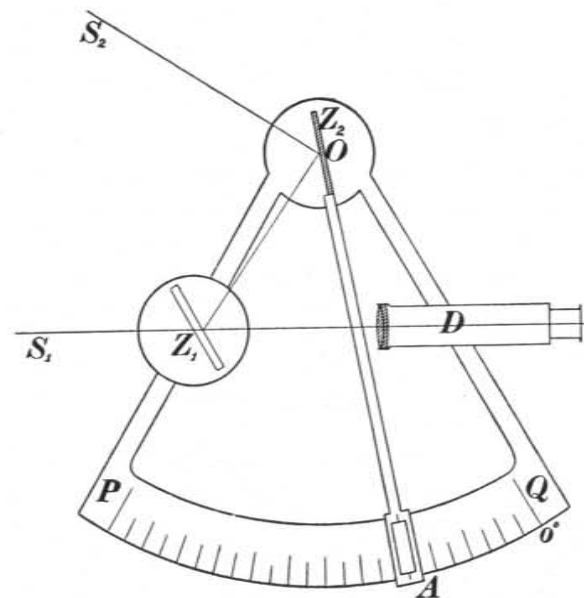
úhly $\operatorname{tg} 2\varphi = 2 \operatorname{tg} \varphi$ a tudíž

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{n}{2R}.$$

Metodu lze proměnit na přesnější metodu subjektivní. Nahradíme štěrbinu S dalekohledem, jehož osa míří kolmo k AB a jenž je zařízen na vzdálenost $2R$ (Poggendorffova metoda).

Hadleyův sextant. Úhlová vzdálenost dvou předmětů — na př. dvou stálic — měří se zrcadlovým přístrojem, jež navrhl *Newton* a sestrojil *Hadley* (1731). Stroj (obr. 164.) je opatřen rozděleným limbem PQ , který činí asi šestinu kruhu; odtud název *sextant*. Na jednom rameni přístroje stojí pevné zrcátko Z_1 , které je z polovice zbaveno zrcadlicího povrchu. Touto polovicí lze pozorovati vzdálený předmět S_1 dalekohledem D , upevněným na druhém rameni sextantu. Druhý předmět S_2 pozoruje se v dolejší zrcadlicí půlce zrcadla Z_1 nepřímou, t. j. teprve po dvojnásobném odraze na obou zrcadlech Z_2 a Z_1 . Zrcátko Z_2 se otáčí kolem osy O jdoucí středem

oblouku; jeho polohu zjišťujeme podle alhidady A . Jsou-li obě zrcátka rovnoběžná, má alhidada ukazovati na počátek rozděleného oblouku. Rovnoběžnost se zjistí opticky, vidí-li pozorovatel v zorném poli dalekohledu velmi vzdálený předmět přímo i jeho zrcadlový obraz nepřímou v též směru, tak že oba splývají. Úhlová vzdálenost bodů S_1 a S_2 se určí, když pootočíme zrcátkem Z_2 tak, aby oba body splýnuly v jediný. Hledaný úhel, sevřený směry S_2Z_2 a S_1Z_1 , rovná se dvojnásobnému úhlu, o který alhidada se pootočila. Aby nebylo



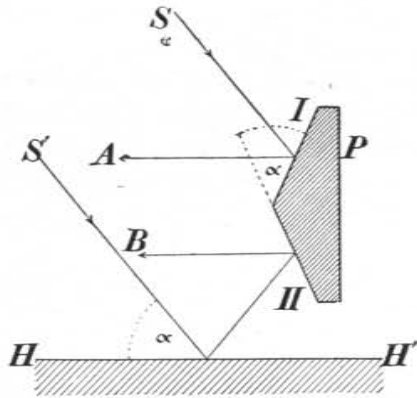
Obr. 164. Hadleyův sextant.

třeba násobiti dvěma, upraví se přiměřeně číslování na limbu. Veliká přednost sextantu zvláště pro pozorování na moři záleží v tom, že nemusí býti upevněn.

Zajímavě užíli odrazu na hranolových rovinách a na rtufovém obzoru *Nušl* a *Frič* *). Přístrojem, který nazvali *cirkumzenitál* (1901), se zjišťuje, že hvězda dostoupila dané výšky (na př. 60°) nad obzorem. Obě zrcátka sextantu jsou nahrazena *neproměnným hranolem*, jehož obě zrcadlicí stěny postříbřené svírají úhel $180 - \alpha$. Chod paprsků vyznačen je na obr. 165. Rovnoběžné pa-

*) Práce týkající se těchto přístrojů byly uveřejněny v Rozpravách české akademie počínaje r. 1901.

prsky S a S' ze stálice dopadají jednak na rtuťový obzor HH' , jednak na hranol P se zrcadlicími stěnami I a II . Má-li hranol lámavý úhel $180-\alpha$, tu pouze paprsky odchýlené od obzoru o úhel α jsou po odraze rovnoběžné a vcházejíce do dalekohledu, vodorovně proti nim namířené, splývají v *jediný* obraz stálice. Dokud hvězda není přesně ve výšce α , vidí pozorovatel v poli dalekohledu dva body, které na okamžik splynou, jakmile hvězda nabude výšky α , načež se zase rozestoupí. V další práci ukázalo se výhodným, nahraditi hranol dvěma zrcátky zkříže-



Obr. 165. Schema cirkumzenitálu.

nými. Jinými zrcadlovými přístroji pro stanovení času a zeměpisné šířky jsou *diazenitál* a *radiozenitál* týchž auktorů.

§ 108. Zrcadlový objektiv.

Dutým zrcadlem kulovým nebo parabolickým zobrazujeme svítící nebo osvětlené předměty. Skutečný obraz se pozoruje buď přímo okem nebo jiným optickým zařízením, po případě se zachycuje trvale fotografickou deskou. Tak stává se duté zrcadlo *objektivem*. Apertura objektivu záleží na průměru zrcadlicí plochy. Objektiv katoptrický vyniká tím, že obraz nemá barevné vady. Mimo to se záření tímto objektivem nezeslabuje, poněvadž se světlo nepohlcuje. Někdy je závadou, že odražené paprsky jdou opačným směrem, než kterým paprsky dopadají. Dokud byla příprava optického skla obtížná, užívalo se, zejména v astronomii, jako objektivů dutých zrcadel, která, zvláště z některých slitin, se pohodlně lila, brousila a leštila.

Veliké kovové zrcadlo (průměru 4 stopy = 120 cm) měl dalekohled *Herschelův* (1785—89). Zrcadlo reflektoru *Rosseova* (z r. 1844) bylo šestistopové (asi 180 cm).

Jemnější metody pozorovací, zvláště však objev fotografie jsou příčinou, že žádá se nejen, aby zrcadlo bylo opticky dokonalé, ale aby bylo také pevně umístěno. Nyní hotoví se veliké objektivy zrcadlové z optického skla. Tato látka je z mnohých důvodů výhodnější nežli

kovy. Podarilo se ulíti skleněné desky dostatečně stejnorodé a přec jen velmi rozměrné. V oboru tomto znamenitě vynikl Američan *Ritchey*, jenž po zdařilých pokusech se zrcadlem dvoustopovým (asi 60 cm v průměru) vybrousil r. 1908 zrcadlo 60palcové (asi 152 cm v průměru) z desky skleněné, kterou dodala sklárna v St. Gobainu ve Francii. Zrcadlo má tloušťku 20 cm, proto tak značnou, aby se neprohýbalo; váží asi tunu. Jest vybroušeno na obou stranách do poloměru křivosti 50 stop (asi 15 m), má tedy ohniskovou dálku asi 7·5 m. Ačkoliv se sklo teplem roztahuje méně než kovy, přece změní se ohnisková délka takového zrcadla o několik millimetrů změnou teploty o 1°. Proto je nutno, zvláště při delších expozicích fotografických, udržovati zrcadlo uměle na stálé teplotě. *Ritchey* je přesvědčen, že bude moci zhotoviti bezvadné zrcadlo 100palcové (asi 263 cm v průměru), které překoná velikostí i parsonstovský kolos lorda Rossea.

Jednoduché stroje čočkové.

§ 109. Lupa (zvětšovací sklo, jednoduchý drobnohled).

Položíme-li předmět mezi spojnou čočku a její ohnisko, vznikne obraz zdánlivý, vzpřímený a zvětšený. Zvětšený obraz pozoruje se okem přiblíženým ke spojně čočce tak, že zornice je výstupní clonkou soustavy. Prosté zvětšení lupy je podle vzorce (§ 91.)

$$Z_a = \frac{1}{f'} \left(1 + \frac{p}{d_0} \right),$$

kdež $d_0 = 25$ cm značí smluvnou vzdálenost zřetelného vidění (25 cm). Obě ohniskové délky jsou stejné, neboť i za lupou je vzduch. Pro poměrné zvětšení vychází

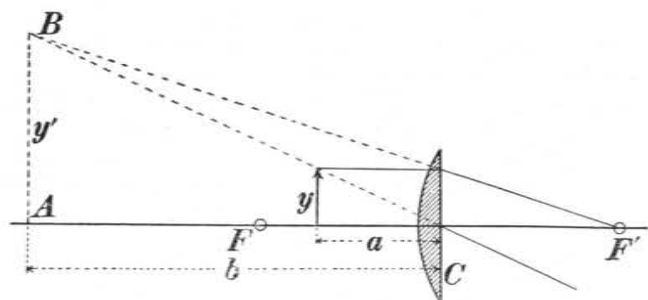
$$Z_r = \frac{d_0}{f} + 1,$$

což lze dovésti přímo z obr. 166. Je totiž

$$Z_r = \frac{y'}{y} = \frac{b}{a} = \frac{b+f}{f} = \frac{b}{f} + 1 = \frac{d_0}{f} + 1.$$

Oko zařízené na nekonečno lze posunouti do bodu F' , je-li předmět v ohniskové rovině F . V tom případě optická mohutnost určuje prosté zvětšení lupy. Poměrné zvětšení stává se pak zvětšením smluvným, rovným čtvrtině optické mohutnosti čočky (§ 91.). Pokud lupu považujeme za čočku tenkou, je její obruba otvorem vstupním i clonkou výstupní; nemůže proto pupilla oka býti v rovině clonky výstupní. Proto nastává vigneta (§ 92.), jež záleží

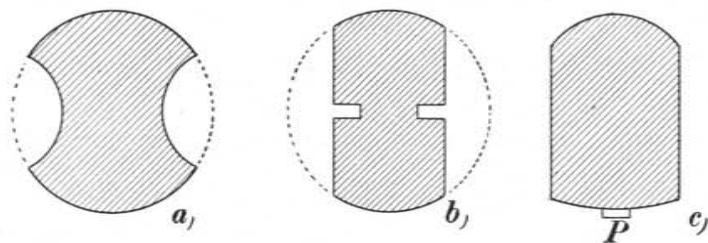
na velikosti obou clonek i jejich vzdálenosti. Zároveň je patrné, že se zorné pole zvětší, přiblížíme-li se okem k lupě. Z výrazu pro zvětšení lupy vysvítá, kterak lze jednoduchou čočkou nabýti velkého



Obr. 166. Schema lupy.

zvětšení. Nutno vzít čočku velké mohutnosti optické čili čočku mocně vypuklou na obě strany.

Lupy *Brewsterova* a *Coddingtonova* (obr. 167. a, b) mají obě plochy lámavé stejně zakřivené. Aby se zmenšila vada kulová, zbrousí se kulové těleso na stranách ve váleček, který v případě



Obr. 167. Lupy jednoduché.

lupy *Coddingtonovy* je zúžen kruhovou clonkou, propouštějící pouze středové paprsky.

Lupa *Stanhopeova* (obr. 167. c) má podobu válečku, jenž je silně zakřiven na straně oka a mírně zakřiven na straně předmětu. Předmět *P* se obvykle přímo přitiskuje na tuto stěnu (malé fotografie na průhledných blánkách kolloidových bývají nalepeny na malinké lupy *Stanhopeovy* a vkládají se do držátek a pod.).

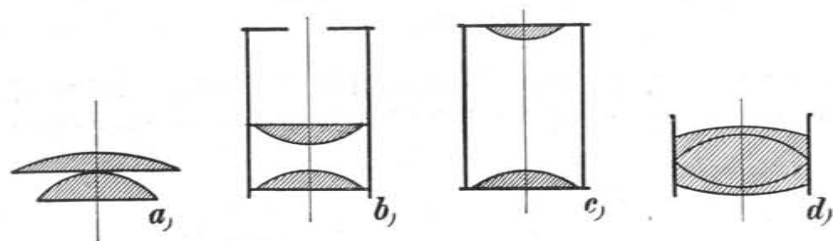
Většího zvětšení poskytují *lupy složené* z několika čoček; nazývají se podle počtu čoček *dublety* nebo *triplety*. *Wollastonův dublet* podobá se lupě *Coddingtonově*. Jsou to dvě stejné polokoule

přitisknuté na soustřednou kruhovou clonku. *Wollaston* sdružil složky jiného dubletu způsobem, vyznačeným na obr. 168. a.

Fraunhoferova lupa (obr. 168. b) skládá se ze dvou shodných čoček ploskovypuklých, které jsou zakřivenými plochami obráceny dovnitř. *Dublet Wilsonův* (obr. 168. c) je podobně sestaven; čočky mají takovou vzdálenost, aby nebylo vady chromatické (§ 97.).

Nad tyto lupy vyniká *triplet Steinheilův* (obr. 168. d) sestavený z dvojnásobné spojky korunové a ze dvou flintových záporných menisků, jež souměrně přiléhají ke spojce. Tato soustava nemá ani vady barevné, ani nezkrsluje; mimo to vyniká velkým zorným polem.

Lupa Chevalierova-Brückeova, složená z achromatického objektivu a rozptylného okuláru, je vlastně holandský dalekohled neboli teleobjektiv.

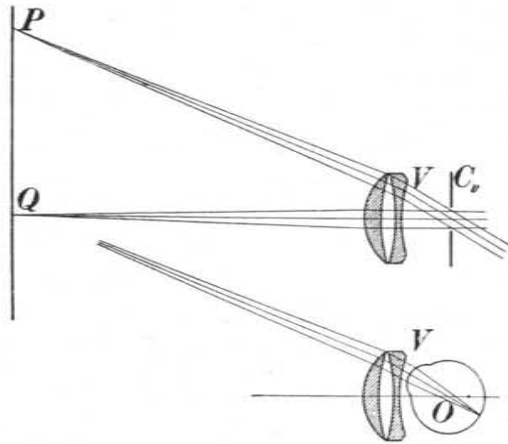


Obr. 168. Lupy složené.

Fotografie, získané objektivem s krátkou ohniskovou délkou, pozorují se výhodně lupou, kterou sestrojila dílna *Zeissova* z návodu prof. *Allvara Gullstranda* podle výpočtů *M. Rohra* (1904). Tato lupa sestavená z kladného menisku a ze dvojité rozptylky (obr. 169.) má výstupní clonku *C_v* tak daleko, že padá do roviny, jdoucí středem oka, kolem něhož se zirájící bulva oční otáčí. Tím se stává, že v oku zobrazují se jednotlivé body předmětu *P* úzkými svazky paprskovými; obraz tento je bez astigmatismu a není zkreslen. Má-li lupa stejnou ohniskovou délkou jako objektiv, kterým fotografie vznikla, vnímá oko fotografii tak, jako by zíralo přímo na předmět fotografovaný. Obraz má proto správnou perspektivu; i vzniká správný vněm prostorový. Proto slove tato lupa *verant* (*verus* = pravý).

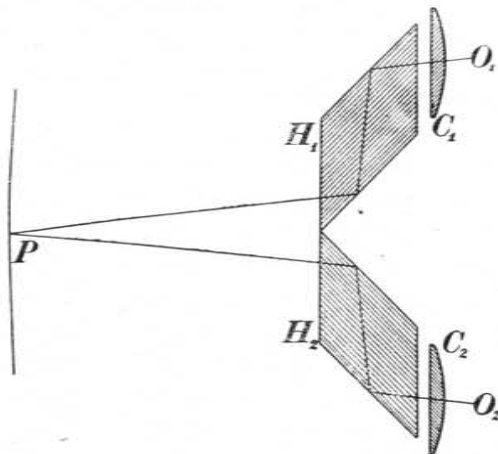
Užívá-li se lupy jen pro jediné oko, stává se pozorování nepohodlným a unavuje, zvláště musí-li pozorovatel delší dobu rukou

lupu přidržovati. Po této stránce je pohodlnější *binokulární lupa* Zeissova, vyznačená na obr. 170. Lupa se skládá ze dvou čtyř-



Obr. 169. Verant.

bokých hranolů H_1 a H_2 , k nimž přiléhají čočky C_1 a C_2 . Přístroj se nasazuje na oči a přidržuje k hlavě pružným páskem. Pozoro-



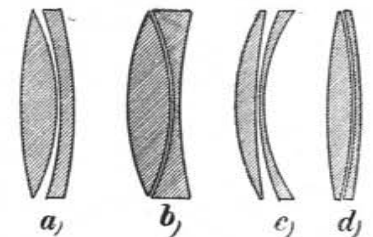
Obr. 170. Lupa binokulární.

vatel mající volné ruce nenamáhá oči, jejichž osy jsou jen mírně skloněny.

Největší smluvné zvětšení ploskovypuklé čočky jest asi 6násobné. Dublety zvětšují 20krát, Zeissovy dublety až 70krát.

§ 110. Objektiv dalekohledový.

Objektivem dalekohledovým má vzniknouti skutečný, pokud možná světlý obraz vzdáleného předmětu. Předměty velmi daleké, jako na př. hvězdy, slunce, měsíc atd. zobrazují se v ohniskové rovině objektivu. Velikost obrazu závisí na součinu z ohniskové délky a zorného úhlu předmětu. Zorný úhel vyjadřuje se měrou obloukovou, v radiantech. Slunce na př. má zorný úhel 32' čili 0·00931 rad. Obraz slunce utvořený objektivem ohniskové délky 50 cm měl by tudíž průměr $fa = 4·7 \text{ mm}$. Objektiv velikého dalekohledu Yerkesova (na hvězdárně ve Williamsbay, ve státě severoamerické Unie Minnesota) má ohniskovou délku 19 m; vzniká jím tudíž obraz slunce průměru $0·00931 \cdot 1900 = 17·7 \text{ cm}$. Z tohoto příkladu jde zároveň na jevo, že objektiv hvězdárského dalekohledu kreslí obrazy malé a blízko hlavní osy zobrazovací, tak že stačí opravití jej vzhledem k vadám optickým, které vznikají na ose hlavní. Tyto vady odstraňuje nejjednodušším způsobem achromatická soustava dvoučočková, jež zároveň je opravena vzhledem ke kulové vadě. Jsou-li vybrány dva druhy optického skla, z něhož objektiv má se vybrousit, možno tři poloměry křivosti určití podle toho, jaká má být ohnisková délka objektivu, pro které paprsky se žádá achromasie a jak se má odstraniti kulová vada na ose. Zbývající čtvrtý vztah volí se pro menší objektivy tak, aby poloměry r_2, r_3 byly stejné, t. j. aby obě čočky bylo lze slepiti. Této *Clairautově* podmínce nelze vyhověti pro objektivy větší, neboť různá skla obou čoček různě se teplem roztahují; proto by se čočky rozlepovaly. Avšak možno je poloměry čoček zvoliti tak, aby se odstranila některá z aberrací. V Herschelově objektivu se zamezuje vada kulová i pro body na ose, které jsou v konečných vzdálenostech. Objektiv tohoto tvaru vyznačuje obr. 171. (a). *Littrow* (1830) zavedl podmínku, aby korunová spojka byla na obou stranách stejně zakřivena (obr. 171. (b)). *Gaussův* objektiv (obr. 171. (c)) má všechny kulové plochy ve stejném smyslu zakřivené. Objektiv *Fraunhoferův* vedle hořejších tří podmínek splňuje též podmínku sinusovou (obr. 171. (d)). Objektivы menších dalekohledů, pro pozorování pozemní, kde záleží na př. na aplanatismu, anebo má-li se odstraniti po-



Obr. 171. Objektivы dalekohledové.

druzné spektrum, hotoví se jako *triplety* a to buďto vesměs slepené, neb alespoň z dubletu, k němuž se druží třetí čočka složená.

Veliké objektivy mají jen dvě čočky z důvodů na snadě ležících. Slyšeli jsme již dříve, jak nepadno se lijí veliké kusy skleněné, které by byly dostatečně stejnorodé, bez kazů, zákalů i vnitřních napětí. K tomu přistupuje zdlouhavé broušení a leštění čtyř ploch a úprava obou čoček do téže společné osy.

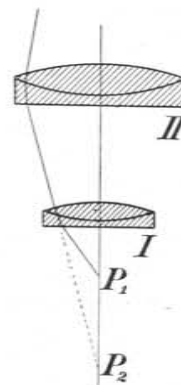
Největší dvojčočkové objektivy vyrobil *Alvan Clark* a to 30-palcový (76 cm) pro dalekohled hvězdárny pulkovské (u Petrohradu), 36palcový (91 cm) pro hvězdárnu Lickovu (na hoře Hamiltonově v San José u San Francisca) a konečně 40palcový (102 cm) pro hvězdárnu Yerkesovu.

Poněvadž se těmito velikými čočkami pořizují také snímky fotografické, opravují se vady mimoosového zobrazování, vznikající šikmými svazky paprskovými, tím, že brousí se čočky podle určitých pásem (zon). Dalekohledy, jimiž se pozoruje pouze okem, achromatizují se pro žlutozelenou část spektra. Fotografuje-li se takovým objektivem, padá na váhu, že rovina ohnisková paprsků pro oko nejcitlivějších nesplývá s ohniskovou rovinou paprsků chemicky účinných. *Ritchey* vkládá proto v refraktoru Yerkesově žlutý filtr před desku fotografickou, citlivou na paprsky žlutozelené. Je zajímavá věc, že velmi tlusté čočky objektivu samy sebou pohlcují mnohem více paprsků modrých a fialových nežli žlutozelených, takže stačily filtry jen velmi slabě zbarvené. Jinak se odstraňuje rozdíl obou ohniskových rovin zvláštní čočkou opravnou. Výpočet této čočky žádá, aby se přesně znaly vady jednotlivých pásem objektivu. Pásmové vady zkoumají se podle *Hartmanna* (1904) tak, že porovnávají se fotografické obrazy umělé hvězdy (svítícího bodu, z něhož na objektiv dopadají paprsky rovnoběžné) získané v ohniskové rovině a v rovinách sousedních (obrazy fokální a extrafokální). Tímto způsobem opravil *Hartmann* (1909) 80centimetrový objektiv hvězdárny postupimské.

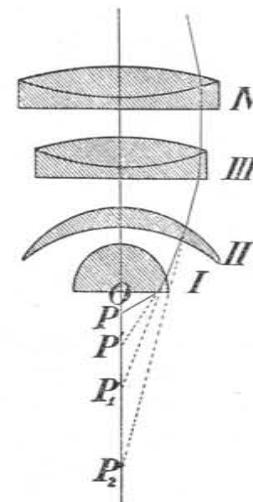
§ 111. Objektiv drobnohledový.

Objektivem drobnohledovým chceme jako lupou nabýti velmi zvětšeného obrazu. Objektiv drobnohledový má právě tak jako objektiv dalekohledový vzbuditi obraz skutečný. Oba objektivy liší se tím, jakého druhu svazky paprskové dopadají na lámavé plochy. Na objektiv dalekohledový padají téměř rovnoběžné svazky; na

drobnohledový objektiv dopadají svazky velmi rozbíhavé. Oba druhy objektivů shodují se v tom, že především nutno opravit vady na hlavní ose. Mimo to musí drobnohledový objektiv vyhověti podmínce sinusové, aby vznikl dokonalý obraz rovinný. Odstraniti tyto vady drobnohledového objektivu není věc snadná. Jednak nutno opravit vadu kulovou a barevnou pro široké svazky paprskové, jednak nutno vyhověti sinusové podmínce pro několik barev. Poměrný otvor drobnohledového objektivu, t. j. průměr měřený ohniskovou délkou objektivu, jest značně větší než poměrný otvor objek-



Obr. 172. Objektiv drobnohledový složený ze dvou achromatů.

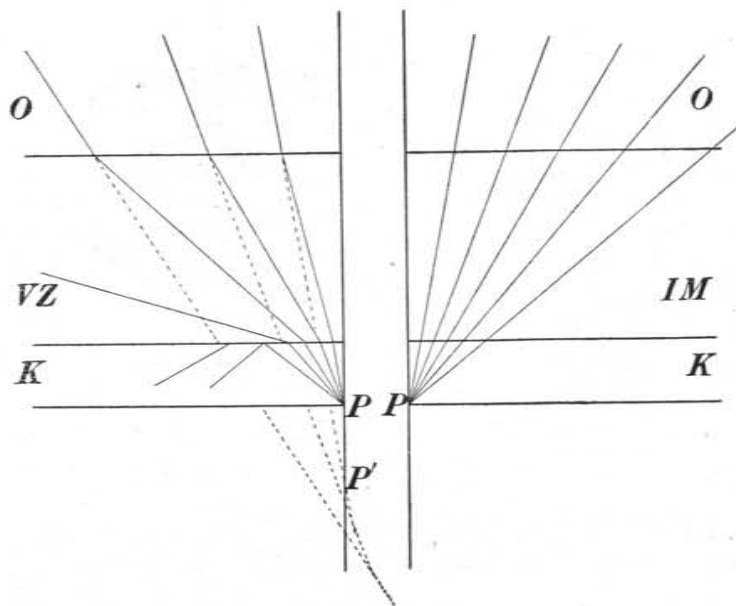


Obr. 173. Objektiv drobnohledový, jak jej sestrojil Amici.

tivu dalekohledového; mívá někdy hodnotu 2·5 až 3, kdežto dalekohledy mívají otvor nejvýše 0·3.

Poněvadž jde o veliké zvětšení, sestavuje se drobnohledový objektiv — podobně jako lupa — z několika čoček. Aby nebylo vady barevné, užívá se achromatů (achromatických čoček), které se staví do takové vzdálenosti, aby vymizela kulová vada pro předmětový bod na hlavní ose. Vzniká-li (obr. 172.) achromatem I. obraz bodu P_1 , pro který je I. čočka sféricky opravena, v bodě P_2 , umístí se čočka II. tak, aby byla sféricky opravena pro bod P_2 . Drobnohledy s jedním nebo několika achromaty mají malou aperturu; nelze jich zařídití pro velká zvětšení. Barevnou i kulovou vadu soustavy opravit tím způsobem, že se opraví jednotlivé části objektivu, v tomto případě nelze. Proto je nutno alespoň přední část drobnohledu

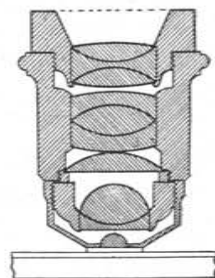
k předmětu obrácenou jinak upravití. Drobnohledový objektiv s velikou aperturou sestrojil *Amici*, jenž k předmětu obrátil čočku polokulovou (obr. 173.). Předmět na ose hlavní klade se do bodu P , aby jeho obraz vznikl ve vzdálenosti nr , značí-li n index lomu polokoule a r její poloměr. Stane se to tehdy, když lom na rovinné stěně čočky I. je takový, jakoby zlomený paprsek vycházel z bodu P' , pro který platí $OP' = r/n$; v tom případě je bod P' aplanatickým bodem (§ 37.) kulové plochy I., zobrazující se bez kulové vady v bodě P_1 . Podobný účel zobrazovací má kladný meniskus II., jehož střed kři-



Obr. 174. Chod paprsků v soustavě bez immerse a s immerzí.

vosti první plochy padá do bodu P_1 . Lom nastává proto až na druhé ploše lámavé. Její poloměr je takový, aby se bod P_1 zobrazoval aplanaticky v bodě P_2 . Tento objektiv, jenž se ještě zesiluje opticky achromaty III. a IV., splňuje sinovou podmínku pro I. a II.; za to jsou tyto části vadny barevně. Mimo to lomem širokého svazku paprskového na první ploše I. nevzniká obraz bodový, nýbrž plocha kaustická s vrcholem v P' . Tyto poměry se ještě zhoršují tím, že na předmět klade se sklíčko. V obvyklejších drobnohledech světlo se láme již na svrchní stěně sklíčka, a to od kolmice; teprve druhým lomem vniká do polokulové čočky. Tím se nejen zhoršuje zobrazení, ale i značně zmenšuje apertura stroje.

Vady tyto odstranil *Amici* objektivem *immersním*. Vpravil totiž mezi krycí sklíčko a čočku I. kapalinu stejně lámavou. Myslíme-li si, že je předmět přitisknut přímo na krycí sklíčko, liší se chod paprsků v objektivu »suchém« a immersním tak, jak naznačuje obr. 174. Jde-li o soustavu immersní, vcházejí paprsky z bodu P (je-li index lomu sklíčka, immersní kapaliny a čočky stejný), nezlomeny do čočky (část výkresu v pravo); naproti tomu na objektivu »suchém« lámou se paprsky z bodu P na svrchní ploše krycího sklíčka, kde vycházejí do vzduchu, načež lámou se poznovu na rovinné ploše první čočky. Nemohou tedy zobrazovati aplanaticky. Mimo to paprsky poněkud šikmo dopadající na svrchní rozhraní sklíčka a vzduchu odrážejí se úplně, takže část světla je nezužitkována. Také ostatní paprsky po lomu více se rozbíhají; čočka je tedy všechny nepojme. To jsou příčiny, jež zmenšují aperturu suchých objektivů. *Amici* použil vody jako immersní kapaliny. Index lomu vody je 1·33, tudíž menší nežli index lomu skla. Immerse tato nebyla tudíž stejnorodá, takže apertura nepřesahovala 1·0. Zeissův apochromat (obr. 175.) má, je-li suchý, aperturu 0·95, s vodní immerzí 1·25 a se stejnorodou immerzí, kterou zavedl *Abbe* (1878), až 1·40. K stejnorodé immerzi užívá se obvykle cedrového oleje ($n = 1·515$).



Obr. 175. Zeissův apochromat.

Apochromaty Zeissovy vypočítal *Abbe* (1886) tak, aby byla odstraněna kulová vada pro tři barvy spektrální, aby vada barevná byla snížena na velmi úzké spektrum druhotné, a konečně, aby bylo vyhověno podmínce sinové. V bílém světle ovšem vznikají v různých vzdálenostech různobarvé obrazy, ale okolnost tuto lze opravití *okulárem kompenzačním*.

§ 112. Objektiv fotografický.

Objektivem fotografickým vzniká rovinný obraz předmětu, který bývá nejen rozlehlý stranou od hlavní osy zobrazovací, ale může mít i značnou hloubku. Úloha objektivu fotografického je tedy velmi rozsáhlá. Aby zobrazoval správně, třeba splnití četné podmínky. Zobrazovací soustava nesmí mít ani vad na ose, ani vad vznikajících paprsky dopadajícími šikmo na objektiv. Přihlíží se tudíž k těmto vadám fotografického objektivu, které dlužno napravití:

- | | |
|----------------------------------|-----------------------------------|
| 1. vada barevná (c) | 4. zklenutí pole (p) |
| 2. » kulová na ose (s) | 5. zkreslení obrazu (k) |
| 3. astigmatismus (a) | 6. vnitřní odrazy (o) |

O fotografickém objektivu rozhodují tyto veličiny:

- | | |
|------------------------------------|---|
| 1. poměrný otvor (r) | 4. zorný úhel (ú) |
| 2. ohnisková hloubka (h) | 5. stejnoměrné osvětlení (os) |
| 3. definice (d) | 6. absorpce (ab) |

Poměrný otvor objektivu fotografického udává, kolikrát je průměr vstupní clonky obsažen v ohniskové dálce. Podle § 93. záleží osvětlení obrazu na výrazu

$$E = \pi i \sin^2 \alpha',$$

při čemž předpokládáme, že obraz vzniká ve vzduchu ($n = n'$). Poněvadž $\operatorname{tg} \alpha' = q/f$, a poněvadž sinus malého úhlu lze nahraditi tangentou, je dále

$$E = \operatorname{konst} \left(\frac{2q}{f} \right)^2.$$

Osvětlení je proto úměrné dvojnásobku poměrného otvoru.

Exposice objektivem fotografickým, jenž má *irisovou clonku* (kruhový otvor s proměnným poloměrem), je za okolností jinak stejných úměrná dvojnásobku průměru clonky. Objektivy různé, avšak poměrně stejně zacloněné, vyžadují za stejných poměrů stejné expozice. S poměrným otvorem objektivu souvisí hloubka ohnisková a ostrost obrazu čili jeho *definice*. Objektiv má kreslití předmět hluboký, rozložený v různých vzdálenostech od objektivu. Nelze tudíž zastaviti obrazovou desku tak, aby všechny části předmětu byly na obraze stejně ostré. Jakási neostrost sice nevádí; je-li obraz ve vzdálenosti asi 15 cm od oka, připouští se obvykle neostrost až 0.2 mm, což značí, že teničká čára smí míti na obraze tloušťku 0.2 mm.

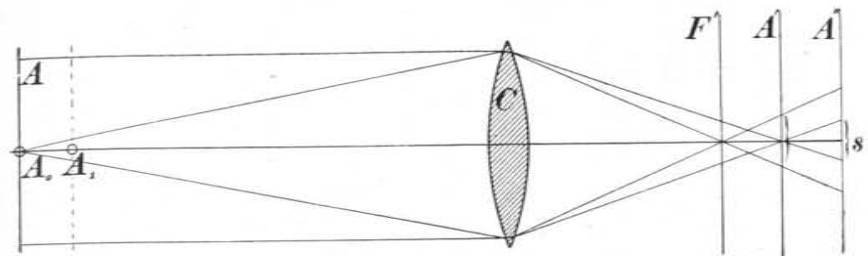
Objektiv (obr. 176.) nechť má poměrný otvor $p : f = 1/q$. Stojí-li obrazová rovina v poloze A' , zobrazuje se přesně pouze předmětová rovina na př. A_0 . Obrazy všech ostatních rovin předmětu, odtud až do nekonečna, vznikají v prostoru mezi rovinou ohniskovou F' a rovinou A' . Na ose nastává tudíž neostrost určená hodnotou s . Nepřekročí-li hodnota s 0.2 mm, zobrazují se v rovině ohniskové dostatečně ostře všechny části předmětu mezi nekonečnem a rovinou A . O vzdálenosti a této roviny od objektivu O platí podmínka

$$\frac{1}{a} = \frac{1}{f} - \frac{1}{f + 0.2q},$$

vyjadřujeme-li všechny délky v millimetrech. Z rovnice plyne

$$a = \frac{f}{q} \cdot \frac{f + 0.2q}{0.2}.$$

Výraz tento určuje hloubku předmětu, kterou lze ještě objektivem zobraziti. Tato t. zv. *hloubka ohnisková* je tím větší, čím je a menší. Závisí tedy hloubka ohnisková pro daný poměrný otvor objektivu též na jeho ohniskové dálce. Je tím větší, čím jest ohnisková dálka menší. Ohnisková hloubka se zvětší, zařídíme-li obrazovou desku nikoli do roviny ohniskové, nýbrž do roviny A' , která je o $q \times 0.2$ mm dále. Pak se zobrazují ostře nejen předmětové body ve vzdálenosti



Obr. 176. Definice objektivu fotografického.

a (viz rovinu A_0), nýbrž též předmětové body ve vzdálenosti menší a_1 (viz rovinu A_1), která je určena rovnicí

$$a_1 = \frac{f}{q} \cdot \frac{f + q \cdot 0.4}{0.4},$$

Tak jest na př. pro Zeissův tessar, jenž má poměrný otvor $f/4.5$ a ohniskovou dálku $f = 150$ mm,

$$a = 4.5 \frac{150 + 0.9}{0.2} = 25.150 \text{ mm} \doteq 25 \text{ m}.$$

Tento objektiv kreslí, je-li nejvýhodněji postavena jeho obrazová rovina, nejostřeji předměty ve vzdálenosti 25 m. Obraz je dosti ostrý pro vzdálenosti od nekonečna do $a' = 12650$ mm = 12.6 m.

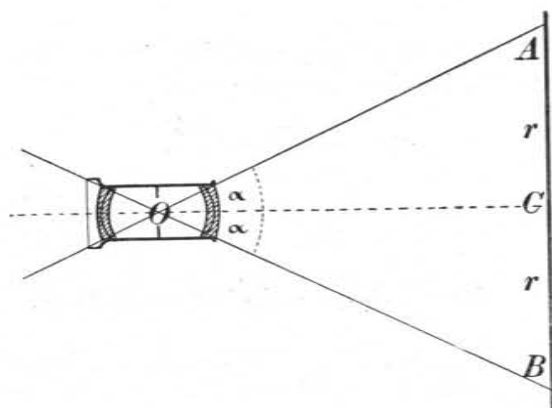
Tabulka podává délku a' (v metrech) pro různě zacloněný objektiv a různou jeho dálku ohniskovou (v cm). Z tabulky poznáme, od které vzdálenosti až do ∞ je prakticky vše dostatečně ostře zobrazeno v rovině obrazové.

Zmíněná ostrost objektivu v praxi fotografické úplně postačí; někdy však vyžadujeme ostrosti větší, zvláště je-li reprodukovati ostré čárové kresby, plány, anebo, má-li obraz se zvětšiti. Také

snímky hvězdářské a drobnohledové žádají dokonalejší definice, která se nazývá *mikroskopická*. Ideální definice není možná pro úkazy ohybové.

f	$f: 4.5$	$f: 6.3$	$f: 9$	$f: 12.5$	$f: 18$	$f: 25$	$f: 36$
6	2.0	1.5	1.1	0.8	0.6	0.4	0.3
9	4.6	3.3	2.3	1.7	1.2	0.9	0.6
12	8.0	5.8	4.1	3.0	2.1	1.6	1.1
15	12.7	9.1	6.4	4.7	3.3	2.4	1.7
18	18.0	13.3	9.2	6.7	4.7	3.4	2.4
21	24.4	17.7	12.5	9.0	6.3	4.6	3.2
24	32.0	22.9	16.2	11.8	8.2	6.0	4.2
27	40.9	29.2	20.5	14.9	10.4	7.5	5.3
30	50.0	36.0	25.3	18.3	12.8	9.3	6.5

Zorný úhel fotografického objektivu záleží na úhlové velikosti výstupní clonky. Jím řídí se rozměry fotografické desky, na kterou obraz zachycujeme. V obr. 177. budiž zorný úhel objektivu



Obr. 177. Zorný úhel objektivu.

$AOB = 2\alpha$. Jeho velikost lze určit poměrem $\text{tg } \alpha = r/f$, změřili se průměr $2r$ a je-li známa ohnisková délka f . Kdyby na př. $r:f = 1:2$, bylo by $\alpha = 26.5^\circ$ a tudíž zorný úhel 53° . Nejméně takový zorný úhel by musil mít objektiv, aby se jím se zdarem fotografovalo na desku, jejíž úhlopříčna rovná se ohniskové délce. Kdyby ohnisková délka byla na př. 15 cm , mohlo by se užiti desky

$9 \times 12 \text{ cm}^2$. Vzhledem k tomu, že je někdy potřeba objektiv zdvihnouti nebo na stranu posunouti, volíme zorný úhel objektivu větší než 53° . Podle velikosti zorného úhlu nazývají se objektivy se zorným úhlem do 35° *úzkouhlé*, do 60° *střední*, do 90° , 100° a nad to *širokouhlé*. S velikostí zorného úhlu souvisí poměrný otvor objektivu. Objektivům širokouhlým náleží otvor tím menší, čím větší je zorný úhel objektivu.

Světlo má být po obrazové rovině rovnoměrně rozděleno. Některé objektivy fotografické tomuto požadavku nevyhovují; zvláště širokouhlé objektivy mají uprostřed pole světlejší nežli na krajích. *Goerzův hypergon*, jenž má zorný úhel 145° , vyrovnává tuto nerovnoměrnost zvláštním zařízením při expozici. Před objektivem je sklápěcí hvězdovitá clonka, kterou lze pneumaticky prudce roztočiti. Na počátku expozice, kdy clonka zakrývá střed objektivu, dopadá světlo pouze na okraje objektivu; teprve ke konci expozice se clonka odklopí. Slabší paprsky krajové působí tudíž déle než silné paprsky středové a tím se účinek obou vyrovnává.

Uvažujíc o materiálu optických strojů jsme vzpomněli důležitého pojmu absorpce. V obyčejné praxi málo si všímáme absorpce fotografických objektivů. Za to v mikrofotografii, spektrální i astronomické fotografii má absorpce veliký význam.

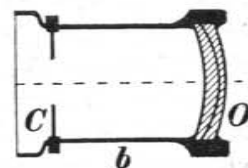
Probereme nyní některé význačné příklady objektivů fotografických znázorňující geometricky jejich vady i vlastnosti, které jsme vytkli v úvodu k této stati. Poměrný otvor objektivu vyznačíme geometricky úhlovou velikostí; vrchol úhlu bude znamenati naprosto dokonalou čočku. Černými plochami vyjádříme velikost vad i stupeň nepříznivých vlastností objektivu. Jednotlivým vadám i vlastnostem objektivu dáme ve výkresu písmena shora již uvedená.

§ 113. Druhy fotografického objektivu.

a) *Krajinářská čočka*. Nejjednodušším fotografickým objektivem jest *achromatická čočka*. Úpravu vyznačuje obr. 178. Světlo vnikající clonkou C dopadá na achromatickou čočku O ; obraz se tím sudovitě zkreslí. Nedokonalost tato ve fotografii krajinářské, není-li přílišná, nevadí. Podmínku achromasie vyjadřuje vzorec

$$v_1 f_1 + v_2 f_2 = 0,$$

v němž f_1 a f_2 jsou ohniskové délky složek čočky O , v_1 a v_2 dispersní čísla pří-



Obr. 178. Čočka krajinářská.

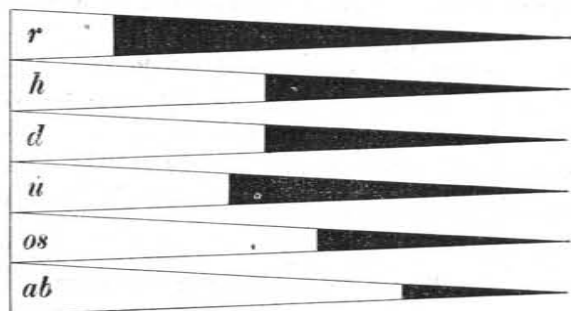
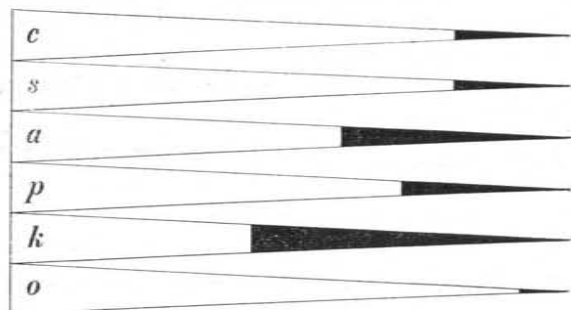
slušných skel. Pole není zklenuto, platí-li zároveň podmínka Petzvalova

$$n_1 f_1 + n_2 f_2 = 0,$$

kdež n_1 a n_2 jsou indexy lomu obou skel. Obě podmínky vedou ke vztahu

$$\frac{n_1}{v_1} = \frac{n_2}{v_2}.$$

Čočka lámavější má tudíž míti menší poměrnou dispersi (větší v).

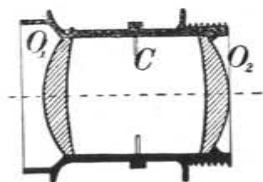


Obr. 179. Vady a vlastnosti krajinářské čočky.

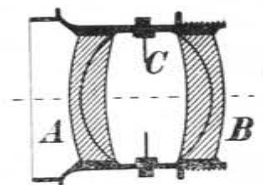
Této podmínce vyhovují jen některá novější skla optická, na př. určitý druh skla korunového má větší lomivost než sklo flintové. Obr. 179. vyznačuje vady i vlastnosti krajinářské čočky $f : 11$ s úhlem zorným 35° . Nejvíce bije do očí zklenutí pole (p) a hlavně zkreslení obrazu (k). Poměrný otvor objektivu i jeho zorné pole jsou malé, také obrazy nejsou dokonale ostré. Zkreslení působí nemile, fotografuje-li se stavba. Z negativu, který má tuto vadu, lze zhotoviti správný obrázek tím, že negativ fotografujeme týmž objek-

tivem, ale obrátíme jeho čočku O k negativu. Obě vady opačného rázu se tím vyrovnají.

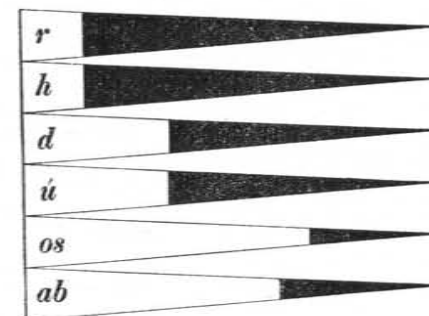
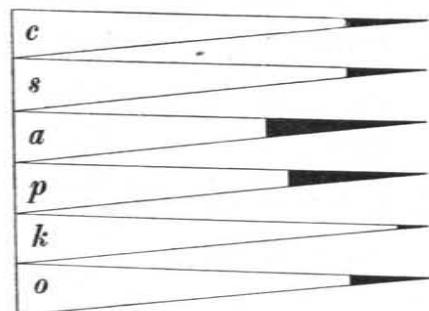
b) *Periskop*. Vady čoček, pokud jsou kladné a záporné, lze odstraniti souměrnou úpravou fotografického objektivu. Příkladem nejjednodušším tohoto druhu jest *periskop*, sestavený ze dvou menisků, jejichž vnější stěny jsou částí téže plochy kulové. Upomíná tudíž periskop na lupu Coddingtonovu. Clonka periskopu (obr. 180.) je jako clonka všech souměrných objektivů v rovině souměrnosti (C).



Obr. 180. Periskop.



Obr. 181. Souměrný aplanat.



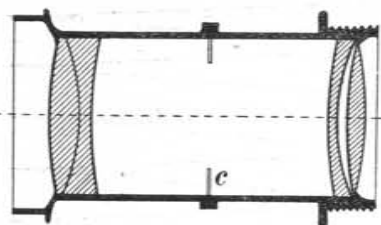
Obr. 182. Vady a vlastnosti souměrného aplanatu.

Jednoduché periskopy mají značnou vadu barevnou; za to netrpí zkreslením a také kulová vada i astigmatismus jsou bez významu, což souvisí s malým poměrným otvorem. Definice není dokonalá, za to hloubka ohnisková je veliká.

c) *Souměrný aplanat*. Z periskopu stane se souměrný aplanat, jsou-li obě čočky O_1 a O_2 achromatické. Příkladem budiž *Steinheilův* (1866) souměrný aplanat naznačený obr. 181. Vady i vlastnosti tohoto objektivu $f : 8$ se zorným polem $2\alpha = 45^\circ$, znázorňuje

obr. 182. Střed pole tohoto objektivu nemá vady kulové ani barevné. Pro paprsky šikmé tyto vady sice poněkud se jeví, ale neruší tolik jako astigmatismus a zklenutí pole. Za to orthoskopie je dokonalá. Hledě k rozměrům čoček, je objektiv poměrně málo světlý, definice není bezvadná; úhel zorný má poměrně malý.

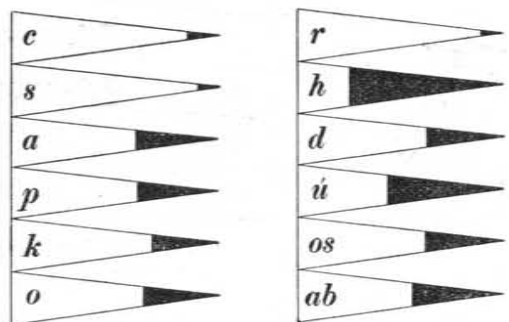
d) *Objektiv portrétní.* V počátcích fotografie portrétní, kdy nebylo dostatečně citlivých desek, stala se úloha sestrojiti objektiv značně světlý velmi naléhavou. Rozluštil ji r. 1840 vídeňský prof.



Obr. 183. Objektiv portrétní.

Petzval. Po jeho návrhu sestrojila firma Voigtländerova objektiv se světlostí $f:3.4$. Obr. 183. naznačuje řez Petzvalovým objektivem portrétním světlosti $f:4$ a s úhlem zorným 30° . Tento nesouměrný objektiv skládá se z dubletu a dvou čoček nestmelených. Nemá takřka vady kulové ani barevné, zvláště

uprostřed pole; také zkreslení je nepatrné. Za to na krajích jeví se astigmatismus a zklenutí pole, což ve fotografii portrétní nevadí. Soustava neslepená zavinuje někdy vnitřní odrazy. Velikost vad i vlastnosti tohoto objektivu vysvitají z grafického znázor-

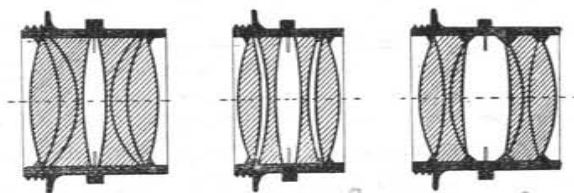


Obr. 184. Vady a vlastnosti objektivu portrétního.

nění na obr. 184. Objektiv Petzvalův je nejen velmi světlý, ale dává také přesnou definici. Malá jeho hloubka ohnisková neruší, jde-li o portréty.

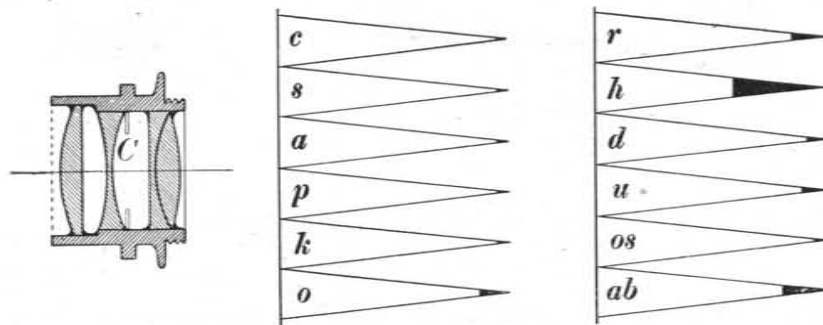
e) *Anastigmaty.* Vada astigmatická souvisí se zklenutím pole. Obě vady lze odstraniti jen větším počtem čoček. *Steinheil* r. 1881 sestrojil *antiplanet*, jehož jedna část klenula pole ve smyslu klad-

ném, druhá ve smyslu záporném. *Rudolph* (1890/91), který propočítal několik výborných anastigmatů pro firmu Zeissovu, ukázal, jak lze obě vady zmenšiti. Astigmatický rozdíl, t. j. vzdálenost obrazů vznikajících paprsky tečnými zmenšená o vzdálenost obrazů vznikajících paprsky sagittálními, je tím menší, čím index lomu skla korunového převyšuje index lomu skla flintového, z něhož se



Obr. 185. Souměrné anastigmaty, dagor, celor a kollinear.

vyrobí achromatické složky objektivu. Bylo tudíž možno řešiti úlohu prakticky, neboť některá novější skla optická vyhovují žadaným podmínkám. Dřívější anastigmaty byly většinou soustavy souměrné. V novější době se ukázalo, že nesouměrné jsou výhodnější. Obr. 185. ukazuje souměrné anastigmaty, *dagor* a *celor* firmy Goerzovy a *kollinear* firmy Voigtländerovy. Ze souměrných anastigmatů



Obr. 186. Zeissův tessar.

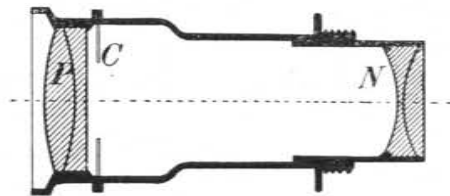
Obr. 187. Vady a vlastnosti Zeissova tessaru.

firmy Zeissovy vynikají *amatar* a *planar*, z nesouměrných zvláště dvojité *protar* a *tessar* (viz obr. 186.). Vady a vlastnosti anastigmatu $f:4.5$ s úhlem zorným $2\alpha = 100^\circ$ ukazuje obr. 187. Poněvadž všechny vady jsou dokonale odstraněny, dává se anastigmatům, které mají vůbec znamenité vlastnosti, často též název objektivů *univerzálních*; hodí se pro velkou světlost za objektivy portrétní, pro dokonalou definici za objektivy reprodukční.

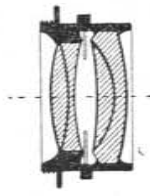
f) *Teleobjektiv*. Vzdálené předměty, nemají-li jejich obrazy býti příliš malé, nutno fotografovati objektivem s velkou ohniskovou vzdáleností. Tim se však nadmiru zvětšuje výtah komory fotografické a přístroj je pak nepohodlný. Tu užívá se *teleobjektivu*, které přes to, že mají značnou ohniskovou dálku, nevyžadují příliš velkého výtahu. Skládají se ze soustavy kladné i záporné. Výslednou ohniskovou dálku F určuje vztah:

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} - \frac{d}{f_1 f_2},$$

v němž f_1 a f_2 značí ohniskové dálky složek a d je jejich vzdálenost. Příkladem je Zeissův *magnar* $f : 10$ (obr. 188.), který má ohniskovou dálku 45 cm, ačkoliv výtah komory činí jen třetinu (15 cm). Jeho kladná část P má ohniskovou dálku $f_1 = 14$ cm, část záporná N $f_2 = -4.5$; vzdálenost $d = 11$ cm. Vzdálenost $d = PN$ lze měniti. Tim se mění poněkud výsledná ohnisková dálka. Z některých objektivů lze udělati teleobjektivy, připojí-li se k nim rozptylná



Obr. 188. Teleobjektiv.



Obr. 189.
Objektiv širokouhlý.

část N . Takovou dodatečnou čočkou pro Zeissův *tessar* jest výrobek téže firmy *distar*.

g) *Objektivy širokouhlé*. Fotografující panorámata, vnitřky místností (interieury) a pod., žádáme, aby pole bylo veliké. Proto sestavují se širokouhlé objektivy. Poměrné otvory těchto objektivů jsou malé, počet čoček nepřesahuje čtyři. *Hypergon* Goerzův má jen dvě čočky, upomínající na periskop. Obr. 189. znázorňuje *Staebleův lineoplast*. Tento objektiv fotografický má poměrný otvor $f : 12.5$ a zorný úhel asi 110° .*)

*) Srovnej: Dr. V. Teissler: Fotografický objektiv. Fotograf, knihovna svazek I. V Praze 1912.

Složené stroje zrcadlové a čočkové.

§ 114. Účel a druhy okulárů.

Skutečný obraz, vznikající objektivem dalekohledu nebo drobnohledu, pozoruje se okulárem, jehož doplňkem je oko. Předmětem pro okulár dalekohledu je malý, rovinný obrázek, který vznikl dutým zrcadlem nebo čočkou. V drobnohledu nebývá tento obrázek rovinný, poněvadž krajové paprsky v mikroskopických objektivěch s velikou aperturou způsobují zklenutí pole. V obou případech dopadají na okulár rozbíhavé svazky paprskové. Okulár má proměnit tyto svazky na rovnoběžné (pro oko na nekonečno zařízené) nebo alespoň na mírně rozbíhavé. Paprsky nesmějí se příliš rozbíhati, poněvadž by oční pupilla neobsáhla svazků paprskových. Prodlouží-li se rozbíhavé paprsky nazpět, musí průsečík ležeti tak, aby na něj oko mohlo akkomodovati. Proto nemá okulár míti ani vady chromatické, ani astigmatismu, ani zkreslení. Z těchto požadavků vysvitá, proč je okulár soustava složená. Jednoduchá čočka, třeba by byla achromatická, nevyhoví. Spíše se hodí složené lupy za okuláry. *Monocentrický okulár Steinheilův* je vlastně aplanatická lupa, kterou jsme dříve popsali. Okuláry v užším smyslu skládají se ze dvou, po př. i z několika čoček. Dvoučočkové jsou *Ramsdenův* a *Huygensův*. Většího počtu čoček vyžadují okuláry *terrestrické*.

a) *Okulár Ramsdenův*. Okulár Ramsdenův (někdy též slove kladný) má dvě čočky ploskovypuklé z téhož skla a téže ohniskové dálky f . Ohniskovou dálku F soustavy určuje vztah

$$\frac{1}{F} = \frac{2}{f} - \frac{d}{f^2},$$

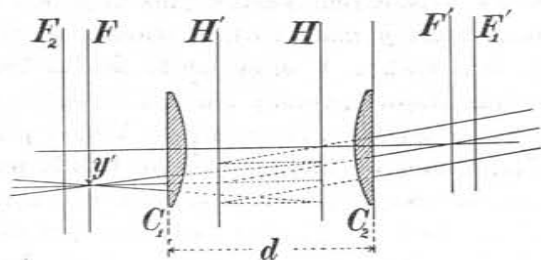
kdež d je vzdálenost obou čoček. Podmínka achromasie ohniskových dálek žádá (§ 97.), aby

$$d = \frac{1}{2}(f_1 + f_2) = f.$$

Okulár Ramsdenův neměl by naprosto vady barevné, kdyby obě čočky byly ve svých vzájemných ohniskových rovinách a když by soustava měla touž mohutnost jako každá čočka o sobě. V tom případě by však splýval obraz objektivu s jednou čočkou. Pozorovatel správně zařídív okulár viděl by nejen zobrazený předmět, ale i obraz plochy objektivu s každým práškem a pod. Mimo to by oční bod splýval s druhou čočkou; nebylo by možno oko náležitě přiblížiti. Proto klade se $d = \frac{2}{3}f$. Pak je

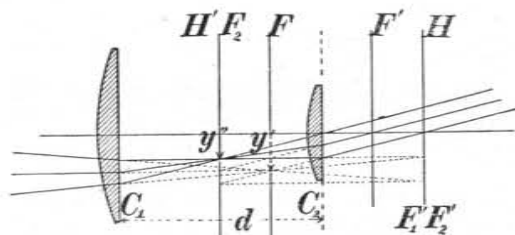
$$\frac{1}{F} = \frac{2}{f} - \frac{2}{3f} \quad \text{čili} \quad F = \frac{3}{4}f.$$

Čočka okuláru obrácená k objektivu nazývá se *kollektiv*, čočka, do níž se pozorovatel dívá, slove *čočka oční*. Okulár Ramsdenův, polohu jeho ohniskových a hlavních rovin, jakož i chod paprsků naznačuje obr. 190. Hlavní roviny protínají osu v první a třetí čtvrtině



Obr. 190. Schema okuláru Ramsdenova.

vzdálenosti d , a to tak, že rovina H leží o $\frac{1}{4}d$ před čočkou oční a rovina H' souměrně o $\frac{1}{4}d$ za kollektivem. Ohniskové roviny jsou vzdáleny o $\frac{1}{4}f$ před kollektivem nebo za oční čočkou. Obraz objektivem vytvořený vzniká před okulárem. Okulár lze zasunouti tak, aby tento obraz padl do roviny ohniskové F . Pro tento případ zařizuje se oko na rovnoběžné paprsky a oční místo spadá do F' . V rovině F vězí vláknový kříž nebo stupnice na skle vyrytá, po případě okulární mikrometr a pod. Clonka, která přidržuje tento kříž nebo stupnici, zobrazuje se ostře a bez vignetace.



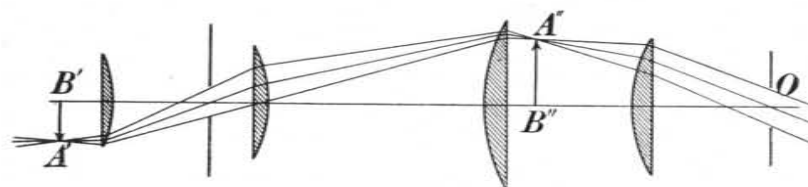
Obr. 191. Okulár Huygensův.

b) *Okulár Huygensův*. Okulár Huygensův má dvě ploskovypuklé čočky různé ohniskové dálky, jež obě míří vypuklými stěnami k objektivu. Kollektiv je opticky slabší nežli čočka oční. Poměr $f_1 : d : f_2$ volivá se buď $3 : 2 : 1$ nebo $4 : 3 : 2$. Oba případy vyhovují podmince achromasie, neboť v prvním případě

$$d_1 = \frac{1}{2}(1 + 3) = 2 \text{ a v druhém } d_2 = \frac{1}{2}(4 + 2) = 3.$$

Z obrazce 191. vysvítá poloha hlavních i ohniskových rovin, jakož i chod paprsků pro první poměr. Hlavní rovina H splývá s ohniskovými rovinami F'_1 a F'_2 ; druhá hlavní rovina padá na rovinu F_2 , jež leží uprostřed mezi C_1 a C_2 . Ohniskové roviny F a F' stojí souměrně kolem C_2 půlvice vzdálenost C_2H' nebo C_2H . Obraz objektivem utvořený má padnouti do roviny F . Poněvadž však paprsky dříve projdou kollektivem, utvoří se obraz právě uprostřed mezi C_1 a C_2 čili v rovině H' , kam tudíž nutno dáti vláknový kříž. Tyto okuláry zlepšeny byly v novější době hlavně tím, že čočku oční zastupuje achromatický dublet nebo triplet. (Okulár Kellnerův.)

c) *Okuláry pozemské*. Okuláry Ramsdenův a Huygensův dávají zdánlivé obrazy skutečných obrazů, vytvořených objektivem.



Obr. 192. Schema okuláru pozemského.

Poněvadž skutečné obrazy jsou převrácené, jsou i obrazy pozorované okulárem převrácené. Hvězdáři tato okolnost nevádí; také ve mnohých jiných případech, na př. pozoruje-li se dalekohledem stupnice v zrcadle. Pro pohodlnější pozorování pozemních předmětů však se žádá, aby obraz měl přirozenou polohu. Děje se to okulárem *pozemním* neboli *terrestrickým*. Obr. 192. vyznačuje okulár *Fraunhoferův* neboli *Dollondův*, složený ze čtyř čoček ploskovypuklých, z nichž prvé dvě obraze převrácený obraz objektivu a tím jej vzpřimují; ostatní dvě čočky působí jako okulár Huygensův. Vláknový kříž dává se buďto do roviny P , kde vzniká převrácený obraz objektivem ($A'B'$) nebo do roviny ($A''B''$), jako v okuláru Huygensově. Novější stroje mívají místo příliš dlouhého okuláru Dollondova okuláry kratší, jejichž převracející čočky podobají se objektivům fotografickým.

Dalekohledy.

§ 115. Z dějin dalekohledu.

Vynález dalekohledu připadá na počátek století XVII. Mezi rokem 1590 až 1610 vyskytují se první prostinké dalekohledy, sestavené z čočky spojné jako objektivu a z rozptylky jako okuláru. Soustava tato připisuje se optikům hollandským, mezi nimiž se zvláště jmenují: *Zacharias Jansen*, *Jakub Metius* a *Hans Lippershey* (též *Lippersheim*, *Laprey*?).

Lippershey, brusič brýlí v Middelburgu, předložil dne 2. října 1608 generálnímu státnímu prosbu, aby mu za vynález dalekohledu udělili pensi s podmínkou, že bude hotoviti takové stroje pro potřeby země, zároveň žádal, aby jiní optikové nesměli jeho strojů vyráběti. Generální státy přijaly žádost Lippersheyovu, ale zákazu nevydaly, poněvadž prý vynález dalekohledu jest už jiným znám. Podle toho alespoň víme, že Lippershey byl první ověřený výrobce dalekohledů a že po roce 1608 vynález dalekohledu se rychle rozšiřoval. Vědecký význam dalekohledu ihned pochopil *Galilei*, který r. 1609 náhodou se dozvěděl v Benátkách o tomto vynálezu. *Galilei*, maje bezpochyby jakýsi popis stroje, vrátil se do Padovy a sestavil si sám dalekohled, aby jím pozoroval oblohu. Kdežto prvé dalekohledy hollandské zvětšovaly asi pětkrát, zvětšoval *Galilei* dalekohled asi třicetkrát. Dalekohledem objevil *Galilei* podrobnosti na měsíčním povrchu, horstva i krátery; mléčná dráha proměnila se dalekohledem na hvězdné shluky, oběžnice ukázaly se svítícími kotouči, na osvětlené Venuši pozoroval měny jako na Měsíci. Nejdůležitější byl objev měsíčků Jupiterových. Bystrý pozorovatel nebeských hlubin nalezl v noci 7. ledna 1610 tři malé hvězdičky u Jupitera, o nichž brzo se přesvědčil, že jsou to členové jeho soustavy, jež se někdy Jupiterem zakrývají anebo na jeho desku jako tmavé tečky promítají. Šest dní nato pozoroval ještě čtvrtou družici. Záhy se ukázalo, že je výhodnější pro pozorování astronomická užití v dalekohledu dvou nebo tří čoček spojných. Soustavu tuto jako první astronomický dalekohled zdůvodnil theoreticky *Kepler* (1610). O několik let později (snad již r. 1613) pozoroval tímto Keplerovým dalekohledem učený jesuita *Scheiner*, jenž jím jako strojem projekčním objevil sluneční skvrny, v tehdejší době objev neobyčejný a mnohým neuvěřitelný. V dalším vývoji dalekohledu převládá snaha, zvýšiti pokud možno zvětšení stroje a jeho rozlišovací schopnost. Proto budovány byly veliké dalekohledy zrcadlové. Tehda neuměli ještě vyrobiti značné kusy dobrého skla optického. Teprve znenáhla projevovala se druhá cenná stránka nového vynálezu, totiž užití dalekohledu k přesnému měření směřovému. Jak byl vývoj dalekohledu po této stránce pomalý a nesnadný, lze posouditi z této okolnosti. Roku 1679 vznikl mezi královskou společností londýnskou a znamenitým pozorovatelem *Heveliusem* v Gdansku spor o to, možno-li polohu hvězdy určití přesněji prostým okem či dalekohledem. Londýnskou společnost zastupoval v tomto sporu mladistvý

hvězdář *Halley* (* 1656), který déle než rok v Gdansku měřil jednak pouhým okem starými dioptry, jednak dalekohledem*) a rozhodl ovšem spor číselnými výsledky ve prospěch měření dalekohledových.**)

V dalším pojednáme odděleně o *dalekohledech zrcadlových* neboli *reflektorech* a *dalekohledech čočkových* neboli *refraktorech*.

§ 116. Dalekohledy zrcadlové (katoptrické).

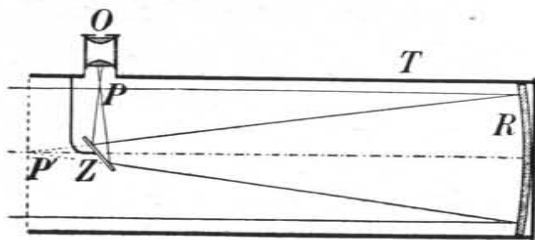
Dutého zrcadla jako objektivu dalekohledového použil prý nejdříve jesuita *Zucchi*, jenž již r. 1616 sestrojil prvý zrcadlový dalekohled. Tento italský vynález vypěstil ve Francii r. 1639 *Mersenne*; zdokonalili jej teprve r. 1663 *Gregory* a *Newton*. *Newton* vycházejí z nesprávné věty, že disperse a deviace jsou veličiny úměrné, považoval achromatickou čočku za nemožnou věc. Proto se zabýval myšlenkou, sestrojiti dalekohled zrcadlový. Sám sestavil dva zrcadlové dalekohledy. Jeden z nich se chová v museu Royal Society v Londýně a má nápis »Invented by sir Isaac Newton and made with his own hands. In the year 1671«. Objektivem dalekohledů zrcadlových je duté zrcadlo. Jako okuláru užívalo se dříve lupy, nyní užívá se okulárů složených (§ 114.). Poněvadž obraz skutečný vzniká před zrcadlem v prostoru, kterým paprsky dopadají, nutno dalekohled tak upravit, aby pozorovatel si nezaclonil část objektivu. Různé úpravy zrcadlových dalekohledů uvedeme v dalších odstavcích, přihlízejíce k jejich vývoji.

a) *Reflektor Newtonův* (1663). Obraz velmi vzdáleného předmětu — tělesa nebeského a pod. — vzniká v ohniskové rovině dutého zrcadla, jež upevňujeme na dně široké trubice. Obraz *P'* odráží se (obr. 193.) rovinným zrcátkem *Z*, které sbíhající se paprsky vrhá ke stěně trubice. V postranním otvoru posouvá se okulár, kterým se malíčký obrázek zvětšuje. Malé zrcátko *Z* (v obr.

* Název teleskop a mikroskop pochází prý od *Demisciana*. Čte se poprvé ve spise, jež r. 1618 vydal *Hieronymus Sirturus* ve Frankfurtě, pod nadpisem: „Telescopium s. ars perficiendi novum illud Galilei visorium instrumentum ad sidera.“

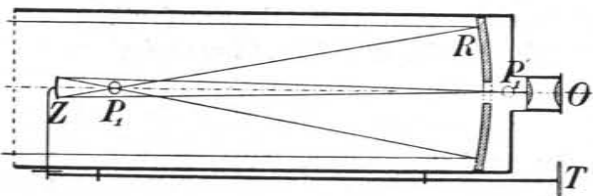
** *Edmund Halley* (* 1656, † 1742) vynikl jako znamenitý hvězdář. Zejména bedlivě proměřil hvězdy jižní oblohy, takže Angličané jej zovou „our southern Tycho.“ Zabývá se gravitací (1684) objevil občasný návrat veliké komety z r. 1682 a dokázal, že tato kometa, po něm nazvaná, pozorována byla už dříve v letech 1607, 1531, 1456, 1380 a 1305. Předpověděl, že kometa se vrátí asi r. 1758. Tím bylo potvrzeno, že komety jsou původu vesmírného, že to nejsou zjevy meteorologické. *Halley* sestavil první magnetické mapy jižních moří. Vydal *Newtonova Principia* (1686).

193. má pro zřetelnost značné rozměry) zaclání sice poněkud paprskům do dalekohledu vnikajícím, ale vzhledem k tomu, že jeho plocha je velmi malá, okolnost tato nevadí. Ze starších dalekohledů Newtonova tvaru největší byl reflektor, který r. 1863 postavil *William Lassell* na ostrově Maltě. Kovové zrcadlo, ulité z Rosseovy směsi mědi a cínu, měřilo v průměru 120 *cm*.



Obr. 193. Reflektor Newtonův. (Schema.)

b) *Reflektor Gregoryův* (1663). Duté zrcadlo *R* (obr. 194.) reflektoru Gregoryova je v prostřed provrtáno, aby okulár mohl být za zrcadlem ve směru dopadajících paprsků. Skutečný obraz P_1 utvořený zrcadlem *R* zobrazuje se znova v poloze P' dutým zrcátkem *Z*, jež prvý obraz převrátí a poněkud zvětší. Pozorovatel vidí tudíž obraz vzpřímený v ose stroje; to je výhoda tohoto dalekohledu.

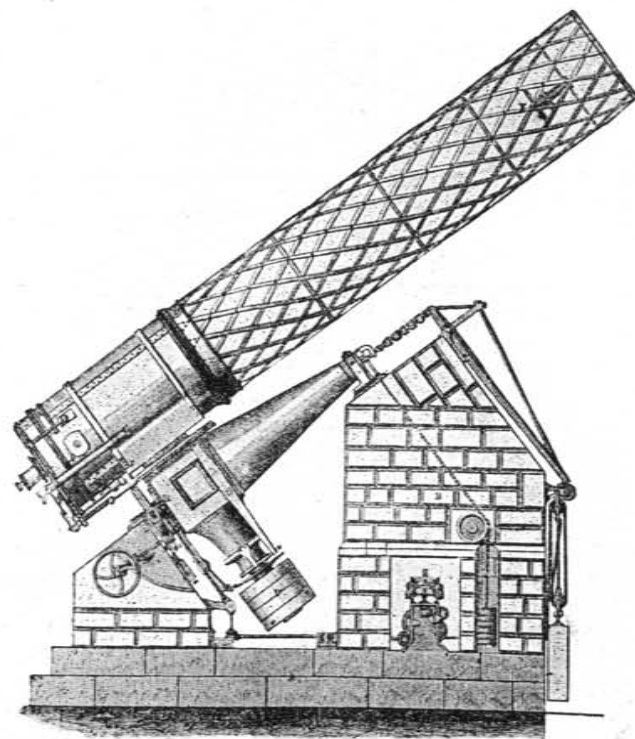


Obr. 194. Reflektor Gregoryův. (Schema.)

Okulár není pohyblivý; za to zrcátko *Z* se šroubem *T* od obrazu P_1 vzdaluje nebo k němu přibližuje, tak aby obraz P'_1 padl právě do přední ohniskové roviny okuláru. Výhoda tohoto dalekohledu je jen zdánlivá, neboť opticky nejcennější část zrcadla je vyjmuta; mimo to je věc povážlivá a nebezpečná provrtání cenné zrcadlo skleněné reflektoru dostatečně silného. Silná deska snadno praskne, zvláště je-li veliká. Ostatně každý větší dalekohled se řídí do správné polohy čochovým *hledáčem*, který míří ovšem správným směrem.

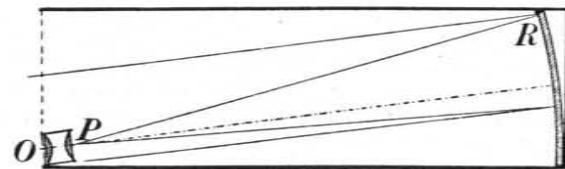
c) *Reflektor Cassegrainův* (1672). Především dalekohledu podobá se reflektor Cassegrainův. Místo dutého zrcátka zachycuje

odražené paprsky vypuklé zrcátko, které i v tomto případě vytvoří skutečný obraz v ohniskové rovině okuláru. Je to pěkný příklad, jak soustavou dispansivní vzniká skutečný obraz zdánlivého před-



Obr. 195. Reflektor Cassegrainův.

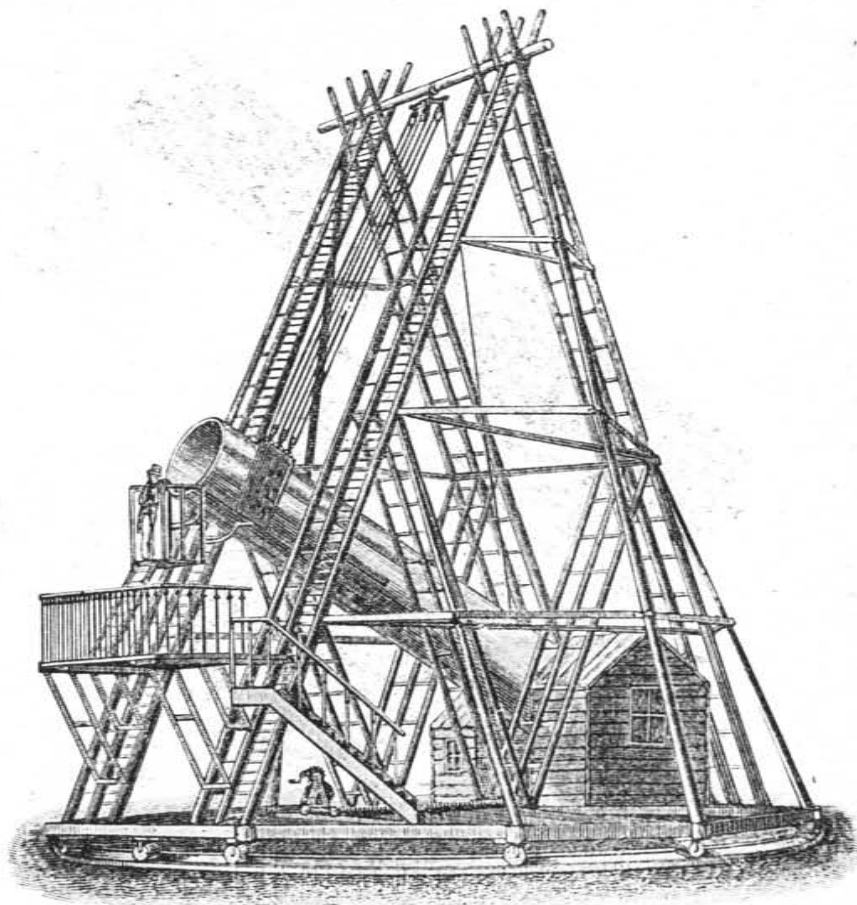
mětu. Obr. 195. ukazuje tento druh reflektoru, jak jej zhotovil *Howard Grubb* v Dublině pro hvězdárnu v Melbournu. Jeho zrcadlo má 4 stopy (122 *cm*) v průměru.



Obr. 196. Reflektor Herschelův (schema).

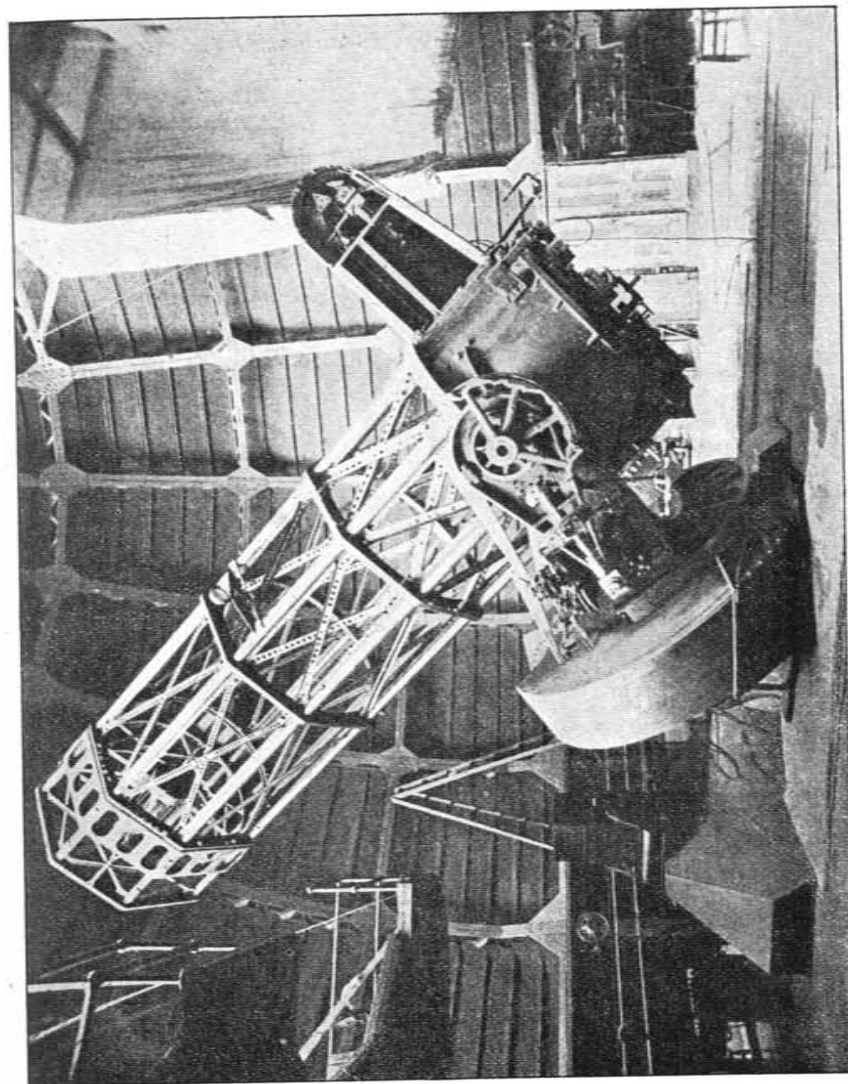
d) *Reflektor Herschelův* (1795). Především reflektorům vadí, že odraz děje se na dvou zrcadlech. Těto vady je prost reflektor *Herschelův*. Jeho zrcadlo má osu poněkud k ose trubice nakloněnu,

takže obraz *P* padá ke kraji trubice a může se okulárem přímo pozorovati (obr. 196.).



Obr. 197. Reflektor Herschelův.

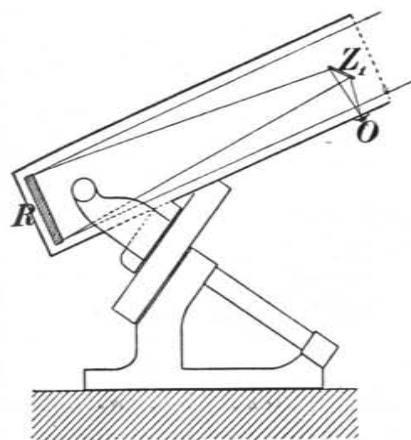
William Herschel, varhaník a učitel hudby v Bathu u Bristolu, zalíbil si astronomii kolem r. 1766, kdy si opatřil malý reflektor Gregoryův. Když se mu podařilo vyrobiti dobrá zrcadla dutá — vyrobil prý jich za patnáctiletého pobytu v Bathu asi 200 — sestrojil v letech 1785—1789 dalekohled rozměrů v té době nevídaných (obr. 197.). Zrcadlo mělo průměr čtyři stopy, ohniskovou dálku 39 stop, t. j. asi 12 metrů. Úprava tohoto obra byla však velmi nedokonalá, spíše jen jakýsi prozatímní pokus. Syn Herschelův, *Sir John Herschel*, r. 1839 rozebral tento stroj. Ukončení práce bylo oslaveno rodinnou slavností, která se konala uvnitř obrovské trubice dalekohledové. Zrcadlo a součástky dalekohledu Herschelova chovají se v rodinném sídle Herschelově *Slough*.



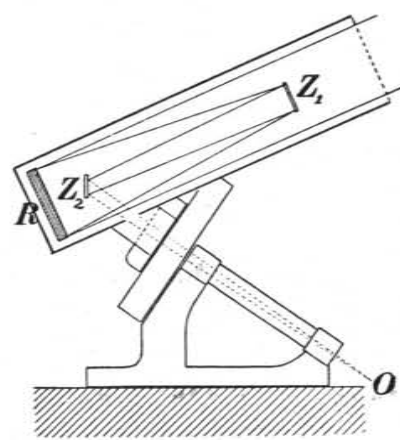
Obr. 198. Reflektor hvězdárny v Pasadeně.

Rozměry ještě větší měl reflektor *Lorda Rossea*, postavený r. 1845 v Parsonstownu v Irsku.

e) *Novější reflektory*. Novější reflektory, kterých se užívá hlavně pro hvězdářskou fotografii, liší se od starších strojů dvoji stránkou. Mají skleněné zrcadlo ulité z optického skla, vybroušené po obou stranách a postříbřené na ploše zrcadlici. Na výhody skleněných zrcadel upozornil a zrcadla taková hotovil r. 1857 *Foucault*. Druhý důležitý rozdíl týká se upevnění zrcadla. Kdežto zrcadla starších strojů byla upevněna tak, že to dostačovalo pro chvilkové pozorování, upravují se novější reflektory, aby byly po-



Obr. 199. Úprava reflektoru ve tvaru Newtonově.



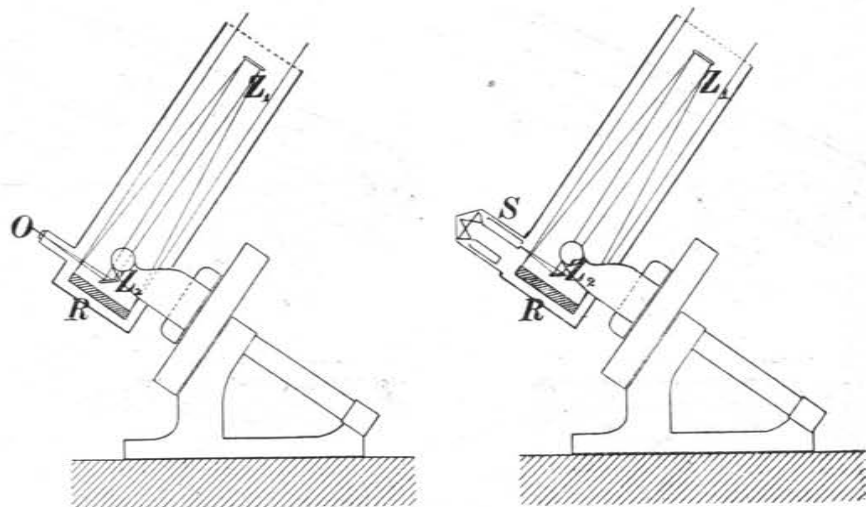
Obr. 200. Úprava ve tvaru Cassegrainově.

kud možno stabilní a aby bylo možno všechny pohyby, jichž je potřeba k dlouhodobému sledování některých objektů astronomických, prováděti bez otřesů stroje.

Pěkným příkladem dalekohledu, jehož úprava byla několikrát zlepšována, aby výsledky byly co nejvíce uspokojivé, je *Crossleyův* reflektor. Zrcadlo tohoto stroje zhotovil r. 1879 *A. A. Common* v Ealingu u Londýna. Dalekohled koupil *Crossley* pro svou hvězdárnu v Halifaxu. Odtud dostal se stroj darem *Lickově* hvězdárně na Mount Hamilton, kde je tehdejší ředitel *Keeler* upravil pro fotografování. Ačkoliv fotografie zejména mlhovin byly velmi pozoruhodné, přece nové zkušenosti nutkaly, aby stroj byl předělán. Tuto práci vykonal *Campbell* (1905).

Zvláště výhodnou osvědčila se úprava, které užil na dvoustopovém reflektoru *Ritchey*. Ještě dokonaleji je upraven veliký

reflektor Sluneční hvězdárny v Pasadeně (na Mount Wilsonu), jehož zrcadlo má průměr 152 cm. Úpravu stroje ukazuje obr. 198. Reflektoru tohoto lze užití ve tvaru Newtonově obr. 199. tím, že se proti velkému zrcadlu R upevní na místě Z_1 malé zrcadlo rovinné, odchýlené od osy o 45° . Obrázec 200. ukazuje dalekohled ve tvaru Cassegrainově tak změněném, že může zůstat zrcadlo celé. Rovnoběžné paprsky, které odrazem na zrcadle R se promění ve svazek sbíhavý, odraží se zpět dutým zrcadlem Z_1 k rovinnému zrcátku Z_2 , jež je k ose dalekohledu skloněno o 45° . Obrázek vzniká v místě O , kde je oko pozorovatelovo nebo deska fotografická. Veliký re-



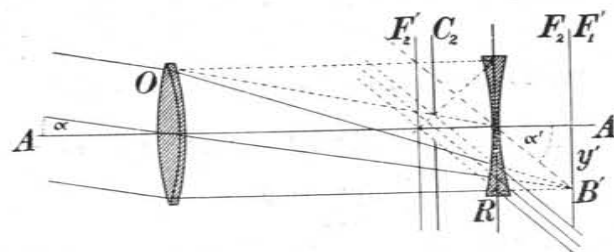
Obr. 201. Úprava pro spektroheliografii.

Obr. 202. Úprava pro velký spektrograf.

flektor hvězdárny pasadenské lze zařídit na čtyřech způsobech: 1. jako Newtonův dalekohled pro fotografii a spektrofotografii, 2. jako Cassegrainův teleskop pro přímou fotografii, 3. jako stroj téhož druhu pro spektroheliografii, 4. jako Cassegrainův-Condéův stroj pro velký spektrograf s ohniskovou délkou 45·5 m. Úpravy 3. a 4. jsou patrné z obr. 201. a 202. Ačkoliv část stroje, která má hodinový pohyb, váží přes 20.000 kg, přece mnohohodinné expozice nečinily nesnázi a dopadly bezvadně.

§ 117. Refraktory.

Jednajíce o vynálezu dalekohledu, upozornili jsme na původní dalekohled holandský a dalekohled Keplerův. Tyto dva dalekohledy jsou dosud základní druhy refraktorů. Mají achromatické objektivy. Okulárem dalekohledu holandského je rozptylka, okulárem dalekohledu Keplerova spojka, obvykle složený okulár. Paprsky z velmi vzdáleného bodového zdroje lze naznačit svazkem rovnoběžných paprsků. Skutečný obraz nekonečně vzdáleného předmětu vzniká v ohniskové rovině objektivu, splývající s ohniskovou rovinou okuláru, jímž oko na nekonečno zařízené pozoruje obraz ve zvětšeném úhlu zorném.



Obr. 203. Chod paprsků v dalekohledu holandském.

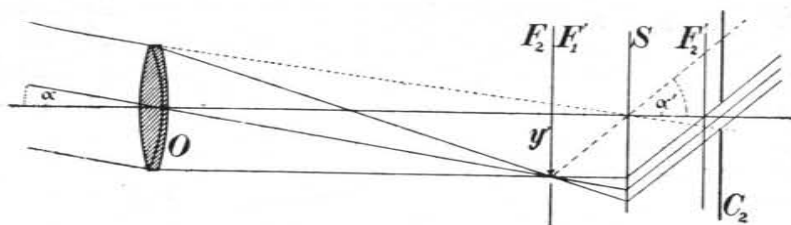
Obr. 203. ukazuje chod rovnoběžných paprsků dalekohledem holandským (Galileovým), které svírají úhel α s optickou osou. Skutečný obraz y' předmětu, který vidíme okem v zorném úhlu α , vznikl by v rovině $A'B'$, do níž obě ohniskové roviny F'_1 s F_2 zapadají. V cestu sbíhajících se paprsků postaví se rozptylka R jako okulár. Z něho vystupuje svazek rovnoběžných paprsků svírajících s osou úhel α' . Oko vidí obraz zvětšený v zorném úhlu α' . Výstupní clonka C_2 padá mezi obě čočky; její velikost i vzdálenost od ohniska F'_2 lze snadno z obr. 203. odvodit. Z této polohy výstupní clonky vysvítá, že je zorné pole vignettováno a že záleží jeho velikost na poloze oka pozorovatelova i pupilly oční. Poměrné zvětšení určuje vztah

$$\frac{\operatorname{tg} \alpha'}{\operatorname{tg} \alpha} = \frac{y'}{f_2} : \frac{y'}{f_1} = \frac{f_1}{f_2}.$$

Délka dalekohledu, nehledě k tloušťce čoček, rovná se rozdílu $f_1 - f_2$. Dalekohled holandský je poměrně krátký a proto výhodný. Už dříve jsme upozornili, že vyniká také značnou aperturou.

Refraktor Keplerův má okulárem spojku anebo složený okulár Ramsdenův po případě Huygensův, užívá-li se ho pro pozor-

rování hvězdářská a geodetická. V ostatních případech, jde-li o obrazy vzprímené, vkládá se okulár terrestrický. Chod paprsků (obr. 204.) vyznačen je pro rovnoběžné paprsky, svírající s osou optickou úhel α . Skutečný obraz y' předmětu, který spatřujeme v zorném úhlu α' , padne do společné roviny ohniskové F'_1 a F_2 . Tím je podmíněna poloha i velikost výstupní clonky C_2 . Je-li prů-

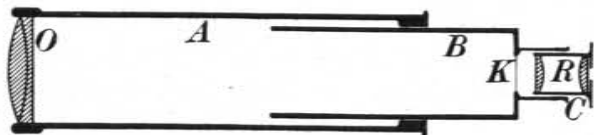


Obr. 204. Chod paprsků v dalekohledu Keplerově.

měř objektivu $2a$, průměr clonky $2p$, plynou z podobnosti poměry

$$\frac{a}{p} = \frac{f_1}{f_2} = Z_r.$$

Clonka výstupní má tedy plochu $Z_r^2 \times$ menší než clonka vstupní (= okraj objektivu). Poněvadž oko může se vložit do tohoto kruhu C_2 , není vignettace zorného pole. Poměrné zvětšení jako dříve určuje poměr ohniskových dálek f_1/f_2 . Délka astronomického dalekohledu rovná se přibližně součtu $f_1 + f_2$. Dalekohledy pro pozorování předmětů blízkých mají zařízení, kterým lze vzájemnou polohu ob-



Obr. 205. Dalekohled laboratorní.

jektivu a okuláru měniti. Okulár je zastrčen v pouzdře a lze jej k objektivu přibližovati nebo od něho vzdalovati (obr. 205.). Na jemnějších strojích děje se tak pastorkem, jenž zasáhá do ozubené tyče vedoucí pohyb okuláru. Přibližující ohniskovou rovinu F_2 okuláru k obrazové rovině objektivu, říkáme, že dalekohled zařizujeme na předmět nebo že jej fokusujeme, neboť obrazová rovina leží velmi blízko k ohnisku F' . Má-li dalekohledem pozorovati člověk krátkozraký, jenž nedovede akkomodovati na nekonečno, nýbrž jen na paprsky rozbíhavé, musí okulár jinak zaříditi a počíná si takto:

Vyhledá především správnou polohu vláknového kříže. Má-li dalekohled okulár Huygensův, vyjme jej a hledí okem odpočatým, zařízeným na vzdálenější předmět. Poloha vláknového kříže se tak upraví, aby oko jej vidělo ostře a bez námahy. Pak vsune se okulár do dalekohledu a zařídí. Jde-li o okulár Ramsdenův, zařídíme dalekohled na vzdálenou bílou plochu (stěnu, oblak atd.) a posouvajíc okulárem proti pevnému kříži vláknovému hledáme polohu, v níž oko spatřuje kříž ostře a bez námahy. Pak se teprve zaměří dalekohled na pozorovaný předmět a zařídí. Je-li dalekohled správně zařízen, splývá rovina, v níž vidíme vláknový kříž, s obrazovou rovinou. Oku poněkud sem tam se pohybujícimu nesmí se zdáti, že kříž se po obraze pohybuje. Pak říkáme, že vláknový kříž nemá parallaxy. Rozlišovací schopnost dalekohledu záleží na apertuře objektivu. Máme-li rozlišiti dva obrazy stálíc blízko sebe úhlově položených, musí padnouti střed ohybového zjevu, kterým vlastně takový obraz stálice jest, mimo nebo nanejvýše na první minimum ohybového zjevu druhého obrazu. Diffrakční úhel ϑ prvního minima je určen vztahem

$$\sin \vartheta = 0.61 \frac{\lambda}{a},$$

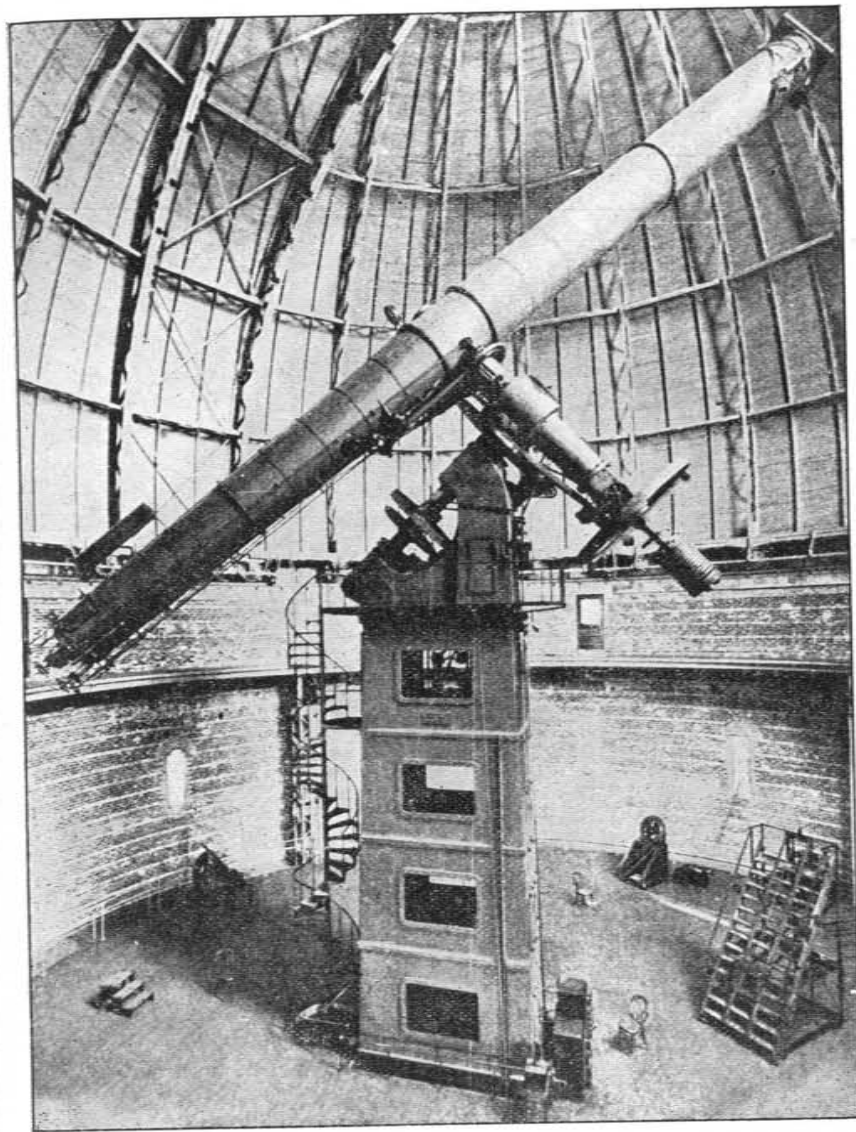
kdež λ značí vlnovou délku svítícího zdroje a a poloměr objektivu. Sinus ϑ lze nahraditi úhlem (v radiantech), takže podmínkou pro rozlišení obou obrazů je $\vartheta > 0.61 \lambda/a$. Pro paprsky zelenožluté, jež na oko nejvíce působí, je $\lambda = 0.00056 \text{ mm}$ a tudíž $\vartheta > 1.17'/a$, při čemž úhel ϑ je vyjádřen v minutách, poloměr a v millimetrech. Objektiv 8palcový (asi 200 mm v průměru) rozliší ještě dvojhvězdu, je-li úhlová velikost předmětová $\vartheta > 1.17/100$, t. j. $\vartheta > 0.7''$. Největším refraktorem na světě, kdež $a = 510 \text{ mm}$, lze rozeznati dvojhvězdu, jsou-li její složky úhlově vzdáleny o $\vartheta > 0.14''$. Z těchto čísel dostatečně vysvítá rozdíl mezi velikými a malými dalekohledy hvězdářskými. Malé dalekohledy mívají při mírném zvětšení značné zorné pole; předměty nebeské se jimi rychle hledají. Užívá se jich proto jako hledačů, které se připevňují rovnoběžně s osou velikých strojů. Pozorujeme-li dalekohledem, jenž zvětšuje Z^2 -krátě bodový zdroj (stálící), soustředí se v jeho obrazu, rovněž bodovém, všecek proud světelný omezený konturou objektivu. Ve správně sestrojeném dalekohledu má válcový svazek paprsků vystupující z okuláru celý projiti oční pupillou. Kdyby objektiv měl průměr D a zornice průměr d , byl by poměr intenzit světla do objektivu vnikajícího a světla vystupujícího do oka $D^2 : d^2 = Z^2$, nehledí-li se ke ztrátám. Toto zvětšení intenzity je důvodem, že dalekohledem spatřujeme

hvězdy pouhým okem neviditelné. Při pozorování oběžnic, mlhovin, Měsíce a Slunce, kdy předmět sám má úhlovou velikost, vzniká též na sítnici obraz Z^2 -krátě jasnější, ale plošně též tolikrátě větší. Skutečné jeho osvětlení neliší se proto od osvětlení obrazu spatřovaného okem neozbrojeným. Obrazy stálic, jak je spatřujeme v dalekohledu, jsou vždy úkazy ohybové. Vypadají podle hořejší podmínky tím spíše jako body, čím má dalekohled větší otvor a čím je menší vlnová délka světla. Prostému oku mizejí hvězdy za dne v osvětleném sousedním ovzduší. Pozorujeme-li je však dalekohledem, soustředí se v bodovém obraze hvězdy velmi mnoho světla, kdežto osvětlení okolního ovzduší se nezmění, takže hvězda v něm zřetelně vynikne. Větší rozlišovací mohutnost mají fotografické dalekohledy, kde se užívá ultrafialových paprsků (objektivy z uviolového skla). Takovým způsobem nalezeny byly četné podrobnosti na př. ve fotografiích mlhovin, kterých na obyčejných fotografiích vůbec pozorovati nebylo.

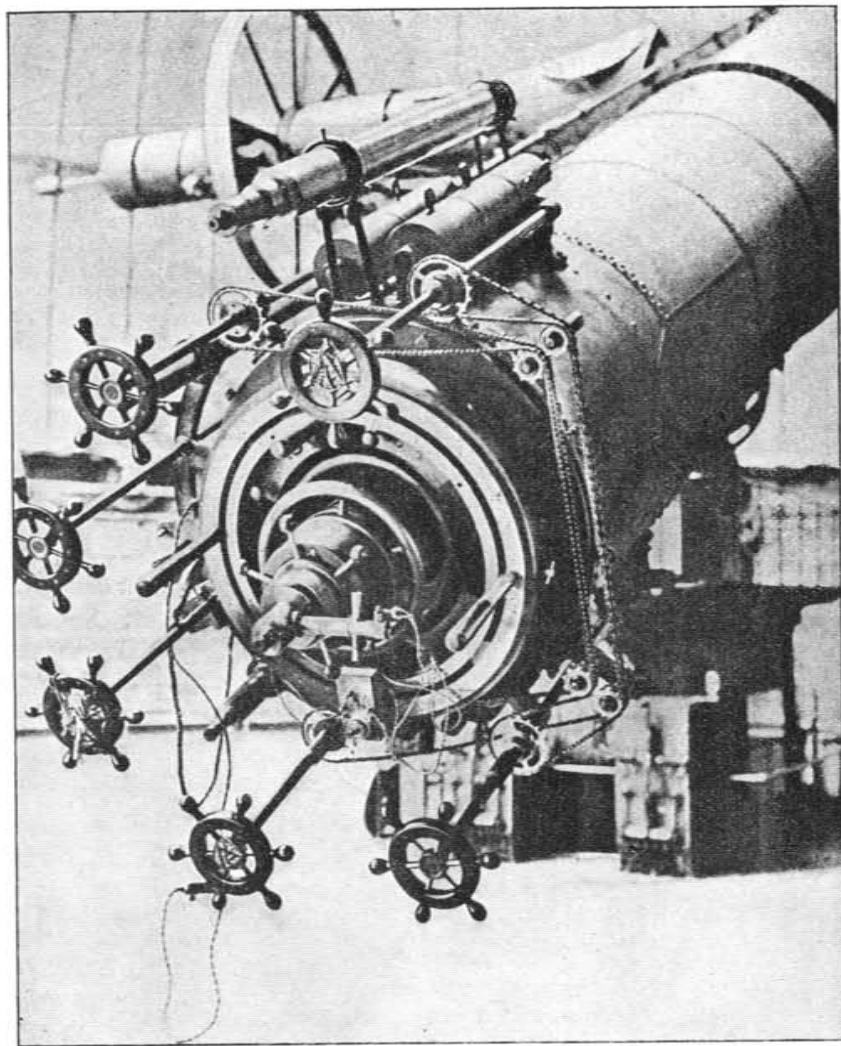
Zvětšení dalekohledu jest omezeno jeho aperturou, neboť při velkém zvětšení není obraz dostatečně osvětlen a stává se nezřetelný. Pro dalekohled s otvorem 9 cm nelze překročiti zvětšení 150násobné, pro dalekohled s otvorem 20 cm zvětšení 700násobné. Největší dalekohledy zvětšují až 1000krátě, ale jen za nejlepších podmínek v ovzduší. Pozorování dalekohledem vyžaduje nejen stejnorodých čoček a stejnorodého prostředí optického uvnitř dalekohledu, ale i opticky ustáleného prostředí mimo dalekohled po dráze, kterou probíhají paprsky světelné vnikající do dalekohledu. Pohyb vzduchu, změna hustoty v ovzduší teplotou a vodními parami způsobuje neklid obrazu, tím větší, čím je větší zvětšení. Velikým dalekohledům vadí také změny lámavosti vzduchu uvnitř dalekohledu, neboť trubice dalekohledu bývá mnoho metrů dlouhá a značně široká.

Refraktorů užívá se v astrofysice pro fotografování. V takovém případě se objektiv přizpůsobí na paprsky fotograficky účinné. Proto kladou se nyní větší požadavky na to, aby dalekohled byl účelně upraven pro různé pohyby a dokonale vyvážen.

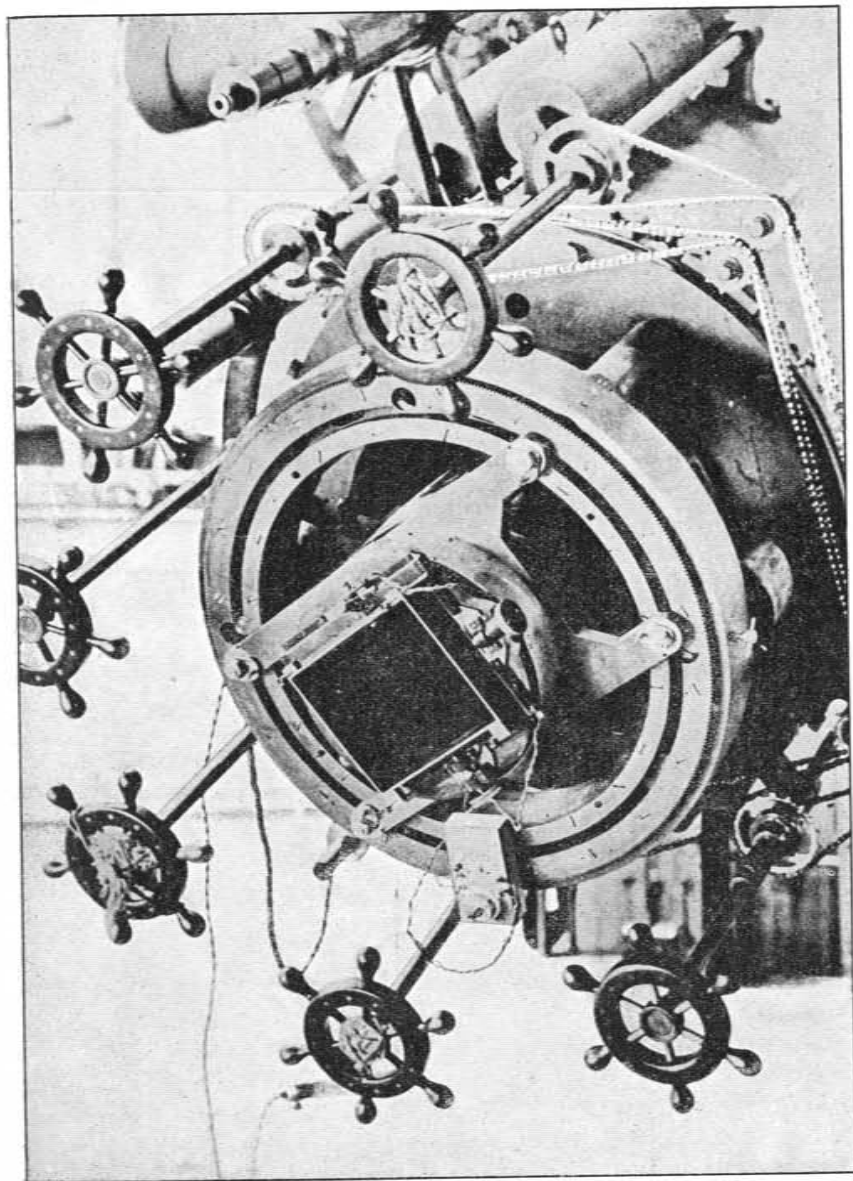
Místo poznámek o rozmanitých strojích budiž tu alespoň stručná zmínka o největším dalekohledu, totiž refraktoru postaveném na hvězdárně Yerkesově u Williamsbay (ve státě Minnesota). Objektiv dalekohledu tohoto jest dvojitá čočka achromatická průměru 40' = 102 cm, ohniskové dálky 19 m. Čočka váží půl tuny a bylo tudíž potřeba velmi pevného kovového tubu, aby se neměnil v různých polohách dalekohledu. Tubus přes 19 m dlouhý opřen je ve středu osou deklinační, která souvisí s osou polární, rovnoběžnou s osou světovou. Tato osa



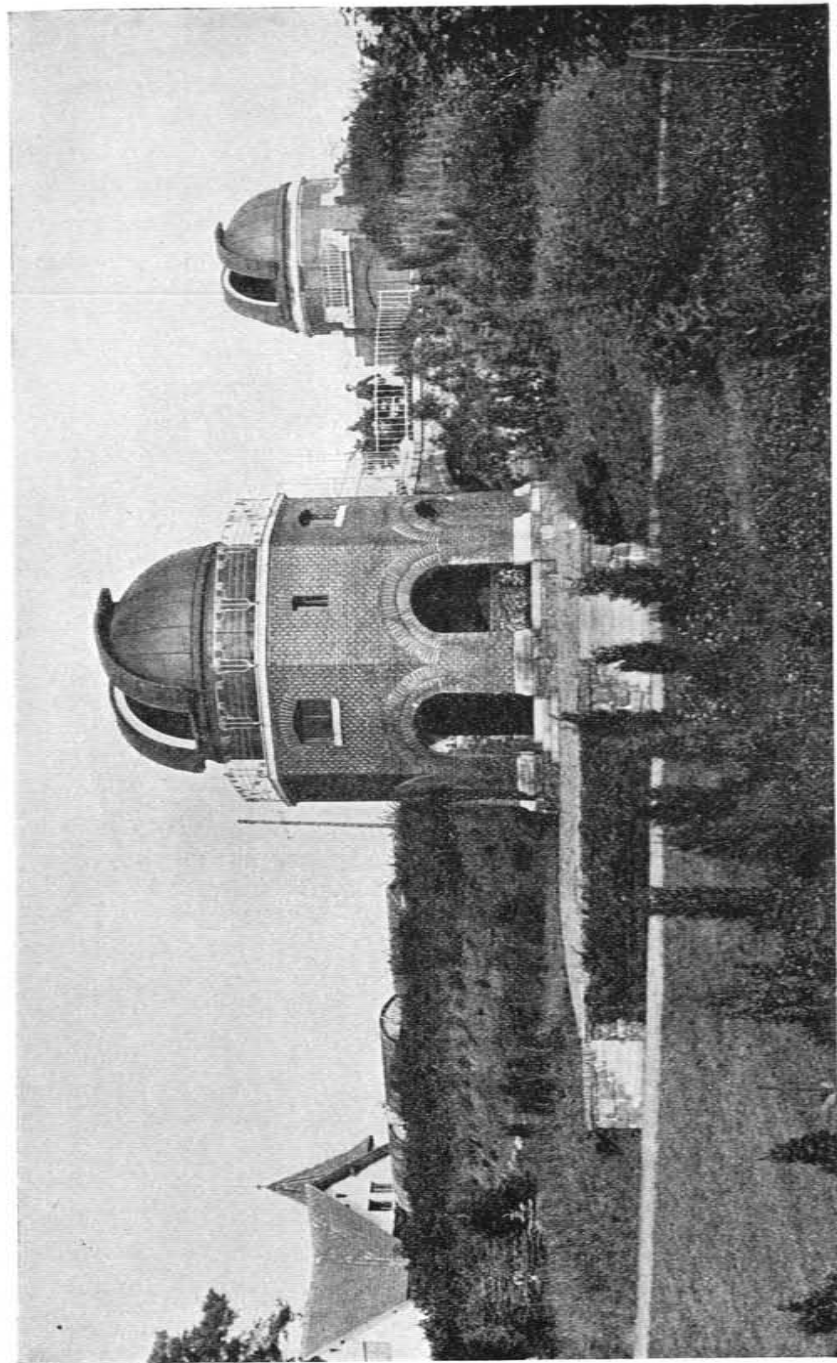
Obr. 206. Dalekohled Yerkesův.



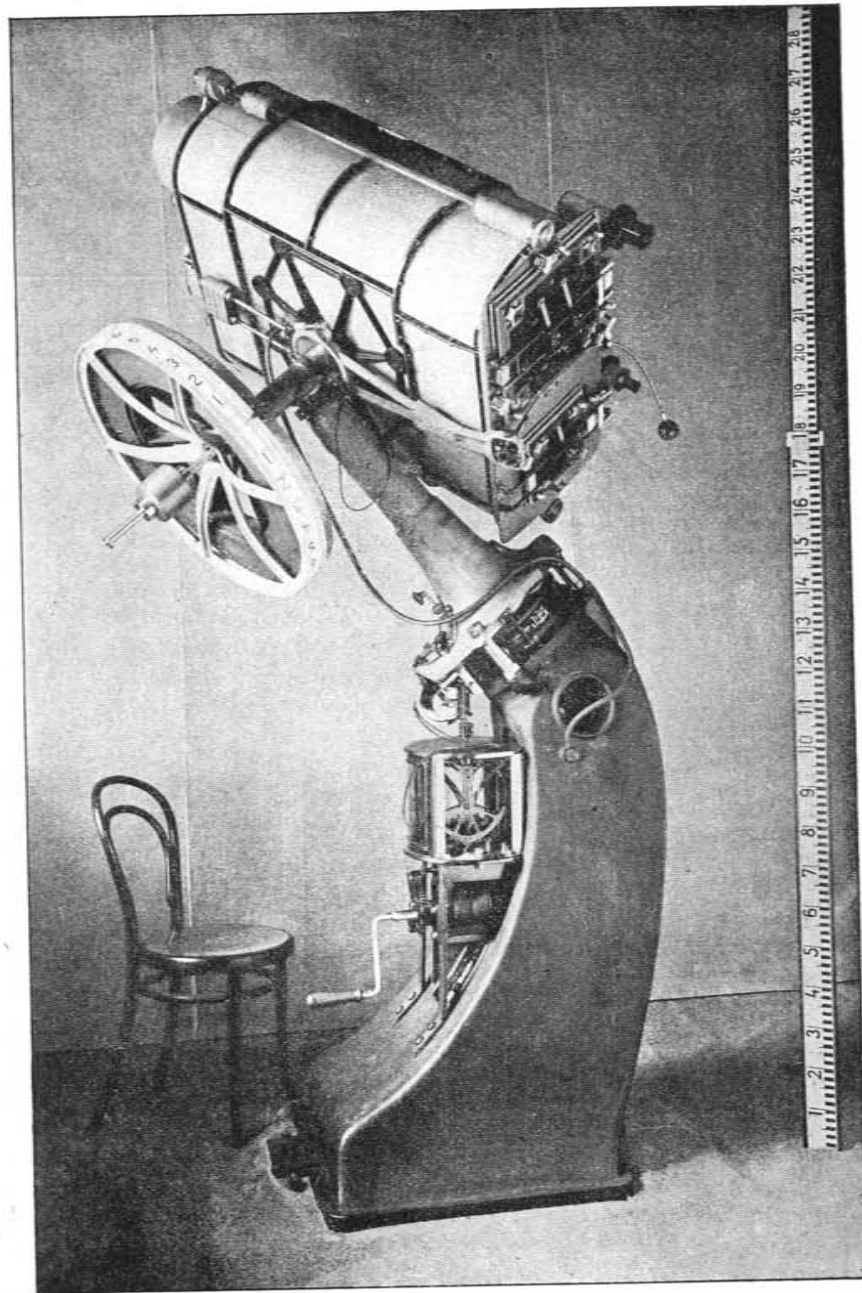
Obr. 207. Dalekohled Yerkesův. Konec dalekohledu s okulárem.



Obr. 208. Dalekohled Yerkesův. Konec dalekohledu s kassetou fotografickou.



Obr. 209. Hvezdiárna bratří Friců u Ondřejova v Čechách.



Obr. 210. Dvojitý ekvatoreál fotografický ondrejovské hvězdárny.

uložena je na konci vysokého kovového sloupu. V jeho hořejší části je zařízení, kterým se dalekohled otáčí rovnoměrně s oblohou. Pohyblivá část dalekohledu váží přes 20 tun, je však tak vyvážena, že lze dalekohled snadno namířiti kamkoliv na oblohu. Pohyby potřebné dějí se elektrickými motory. *) Aby pozorovatel mohl snadno k okuláru dalekohledu, který podle výšky hvězdy zaujímá různé polohy, lze podlahu, mající tvar kruhový průměru 22·5 m, zvedati nebo snižovati elektrickými zdvihadly. Podlahu z nejnižší polohy (při zenitových pozorováních) možno zvýšiti až o 7 m pro pozorování obzorová. Celková úprava stroje je zřejma z obr. 206. Na obr. 207. spatřujeme konec dalekohledu s okulárem a na obr. 208. fotografickou kassetu místo okuláru. Aby bylo možno při delší expozici sledovati, zda obraz fotografovaného předmětu promítá se stále na totéž místo desky, pozoruje se zvláštním okulárem při 1000násobném zvětšení fotografovaný obraz na průseku dvou jemných vláken pavučinových. Pozorovatel případně odchylky způsobené nedokonalým chodem hodinového stroje nebo atmosférickými změnami opravuje vždy tak, aby pozorovaný obraz stále padal na střed vláknového kříže. Mnohé stroje fotografické mívají zařízení dvojité. Vedle dalekohledu na pozorování okem upevněn je na společné ose dalekohled fotografický.

Veliký dalekohled hvězdárny postupimské má objektiv fotografický průměru 80 cm a vedle toho objektiv optický průměru 50 cm při ohniskových vzdálenostech 12 m a 12·5 m. Skla jsou ze skláren jenských, vybroušená byla f. C. A. Steinheilovou v Mnichově; montáž provedla hamburská firma *Repsoldova*. Cena dvojitého stroje s montáží byla přes čtvrt milionu marek. Hvězdárna v Meudonu má podobnou dvojitou soustavu. Optický objektiv 83 cm a fotografický 62 cm v otvoru při ohniskové dálece obou strojů 16 m. Skla jsou od bratří Henryův, montáž od Gautiera.

Veliké dalekohledy fotografické poskytl v astrofysice stkvělých výsledků. Budeme moci alespoň částečně posouditi obrovský pokrok, až pojednáme o spektrálním výzkumu slunce. Při tom nelze však nevsímati si výsledků, jež obsaženy jsou v přechetných pozorováních, měřeních a fotogrammech malých strojů dalekohledových, které netrpí tolik neklidem ovzduší, vlivy teploty atd. Jimi lze spíše konati pozorování srovnávací i fotometrická, zvláště když záleží na souvislosti pozorování.

Na tomto místě připojujeme několik poznámek o soukromé české observatoři astronomické »Žalov«, která nákladem Josefa Friče byla vybudována ze skromných počátků v posledním desetiletí na výšině 528 m vysoké blízko Ondřejova v Čechách. (Viz obr. 209. na str. 261.) V observatoři je centrální kopule (5 m v průměru) pro Clarkův refraktor, původně majetek Dawesův, později prof. Vojtěcha Šafaříka. Druhá kopule západní (4·5 m v průměru) je pro fotografický ekvato-

*) Montáž dalekohledu je od firmy Warner & Swasey v Clevelandu.

reál s jedním objektivem osmipalcovým, druhým šestipalcovým (obr. 210. na str. 263). Objektiv první je t. zv. trojitá Cookeova čočka Taylorovy konstrukce, druhý objektiv je portrétní Petzvalův; oba mají světlost $f:4.5$. Na připojeném obrazu (209.) viděti je v levo domek s pracovním a fotografickou komorou. Ve sklepní místnosti stojí normální hodiny, zařízené na rozvod proudu, takže lze do různých pracovních míst přenášeti čas na podružné hodiny i na chronograf. Opodál stojí pozorovací domky se sklopnou střechou pro cirkumzenitál a diazenitál Nušlův a Fričův. Oba tyto stroje jsou pro stanovení času i zeměpisné šířky. V levo vyčnívá domek s tyčí, nesoucí dlouhou vodorovnou antenu pro bezdrátovou telegrafii k zachycování časových signálů z věže Eiffelovy a z Norddeichu v Německu. V pozadí obrazu stojí kopule centrální, v popředí kopule západní. Fotografický ekvatoreál (obr. 210.) vznikl společnou prací bratří Josefa a Jana Friče a proveden byl v letech 1896—1916 v jejich dílnách na Král. Vinohradech.

Drobnohledy.

§ 118. Optické zobrazování v drobnohledu.

Vynálezcem drobnohledu se obvykle prohlašuje *Zachariás Jansen*, brusič brýlí v Middelburku v Holandsku. Jako přibližná doba vynálezu klade se r. 1590. Tento původní drobnohled podobá se prvnímu dalekohledu; jeho objektivem je spojná čočka, okulárem rozptylka. Drobnohled složený ze dvou spojných čoček popsal teprve *Fontana* v r. 1646. Následují pak drobnohledy s čočkami silně lámavými, aby se získalo většího zvětšení. Tím rostou ovšem vady kulová a barevná. *Divini* (1668) snaží se je marně odstraniti dvojitým objektivem. Také přeměna zrcadlového dalekohledu na drobnohled s objektivem katoptrickým, podle návrhu *Newtonova*, se dlouho neudržela. Teprve *Amici* (od r. 1816) došel ke strojům dokonalejším. Theorii zobrazování drobnohledem podal *Abbe*. Rozeznává zobrazování předmětů svítících od zobrazování předmětů osvětlených. Podle výsledků jeho sestrojeny byly nejdokonalejší drobnohledy naší doby.

Úkol drobnohledu vyložili jsme jednajíce o lupě. Drobnohled má více zvětšovati než lupa. Jím má býti také možno obrazy trvale fotograficky zachytiti. Podobně jako v dalekohledu druží se k objektivu, ovšem drobnohledovému, okulár. Obě soustavy můžeme stanoviti jejich ohniskovými a hlavními rovinami. Drobnohled jako celek jest určen *optickým intervallem*, t. j. vzdáleností ohniskových rovin F'_1F_2 . Optický intervall pro pozorování normálním okem (na nekonečno zařízeným) upraví se tak, aby skutečný obraz předmětu utvořený objektivem vzniknul v rovině F_2 . Polohy ohniskových a hlavních rovin naznačuje obr. 211.

Početně určeny jsou vztahy

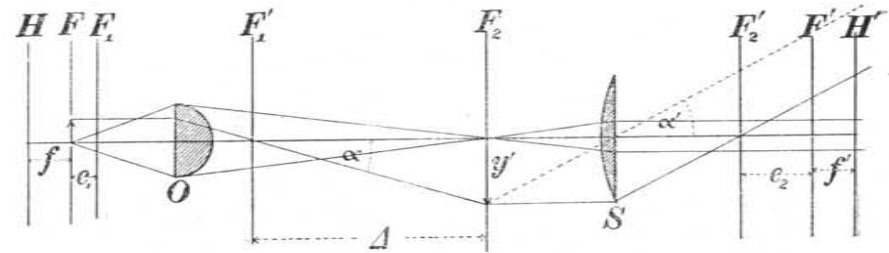
$$e_1 = \frac{f_1 f'_1}{\Delta}, \quad e_2 = \frac{f_2 f'_2}{\Delta},$$

$$f = \frac{f_1 f_2}{\Delta}, \quad f' = \frac{f'_1 f'_2}{\Delta}, \quad \Delta = \overline{F'_1 F_2},$$

kdež pro obyčejný drobnohled (bez immerse) je ještě $f_1 = f'_1$ a $f_2 = f'_2$. Osový bod předmětu v rovině F zobrazuje se okulárem jako obraz v nekonečno. Prosté zvětšení drobnohledem jest

$$Z_a = \frac{1}{f'} = \frac{\Delta}{f'_1 f'_2}.$$

Poměrné zvětšení má v tomto případě hodnotu $Z_r = \frac{d_0}{f'}$. Tento vý-



Obr. 211. Chod paprsků v drobnohledu.

sledek vychází přímo z výkresu. Je totiž

$$\operatorname{tg} \alpha' = \frac{y'}{f_2}; \quad \text{a poněvadž} \quad \frac{y'}{y} = \frac{\Delta}{f_1},$$

plyne dále

$$\operatorname{tg} \alpha' = \frac{y \Delta}{f_1 f_2} = \frac{y}{f}$$

a tudíž pro $y = 1$

$$d_0 \operatorname{tg} \alpha' = \frac{d_0}{f}.$$

Zvětšení smluvné má jako pro lupu hodnotu $Z_r = \frac{1}{4} Z_a$, kdež Z_a se měří v dioptriích. Z hořejšího výrazu vysvítá, jak prosté zvětšení záleží na objektivu a okuláru. Objektiv jako lupa má zvětšení $1/f'_1$. Případá tudíž na druhou část drobnohledu, pokud se zvětšení týče, poměr Δ/f'_2 . Tento člen se zove *zvětšení okulárové*. Vlastně je to veličina okulárovému zvětšení úměrná a závislá na optickém intervallu Δ , který se volivá jako konstanta podmíněná délkou *tubu*

drobnohledového, totiž vzdáleností hořejšího okraje objektivu od dolejšího okraje okuláru. Zeissový drobnohledy mívají délku trubice 16 cm, anglické asi 25 cm. Optický intervall Zeissových drobnohledů je trochu větší, asi 18 cm; intervall anglických je asi 30 cm pro silnější objektivy. Zvětšení drobnohledu podobně jako zvětšení dalekohledu, nelze libovolně stupňovati; zejména nelze zvětšovati poměr Δ/f'_2 . Ukazuje se, že vhodná velikost tohoto poměru podmiňuje nejpříznivější poměry pozorování. Pak spatřují se všechny podrobnosti na původním obrazu, utvořeném objektivem. Zvyšuje-li se poměr Δ/f'_2 nad tuto hodnotu, je sice zvětšení větší, ale obraz není podrobnější. Toto větší zvětšení, nemající ceny, sluje *prázdné*, kdežto zvětšení dřívější se nazývá *užitečné*. V tabulce sestaveny jsou hodnoty užitečného zvětšení a to smluvného Z_k pro různé soustavy mikroskopické při různé apertuře a a různých zvětšeních okulárových Δ/f'_2 .

Tabulka: Zvětšení drobnohledu.

	a	Z_k	achromaty		apochromaty	
			zvětšení	f'_1	zvětšení	f'_1
soustava vzduchová (suchá)	0·10	53	10	47	—	—
	20	106	8	49	—	—
	30	159	7	10·5	10	16
	60	317	4·5	3·5	10	8
	90	476	4	2·1	8	4
vodní immerse	1·20	635	4	1·6	7	2·5
stejnorodá immerse	1·35	714	6	2·1	9	3

Otvorovou clonkou drobnohledu bývá obruba objektivu. Při velkém optickém intervallu je vzdálenost vstupní clonky od okuláru veliká. Výstupní clonka vzniká téměř v zadní ohniskové rovině okuláru. Oční místo může tudíž snadno zaujmouti výhodnou polohu ve zmíněné rovině. Pupilla zraková stane se jen při slabých zvětšení clonkou výstupní. Z podmínky aplanatismu (sinusové) vychází

$$\frac{\sin \alpha'}{\sin \alpha} = \frac{n}{n'} \cdot \frac{y}{y'} = \frac{n}{n'} \frac{f_1}{\Delta},$$

z čehož lze určit velikost výstupní pupilly q' . Podle výměru ohniskové dálky je vzhledem k podmínce sinusové

$$f_2 = \frac{q'}{\sin \alpha'}.$$

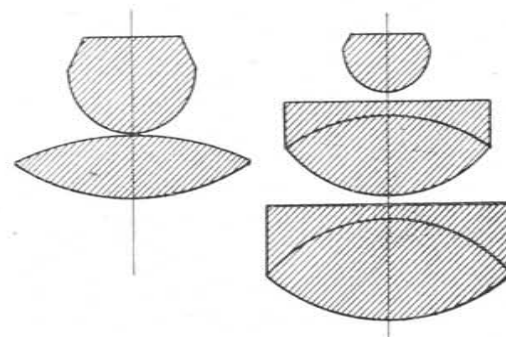
kdež q' je poloměr výstupní pupilly. Proto

$$q' = \frac{n \sin \alpha}{n'} \frac{1}{Z_a}.$$

Pro drobnohled je však $n' = 1$. Výraz $n \sin \alpha = a$ značí číselnou aperturu, takže výstupní clonka má poloměr

$$q' = \frac{a}{Z_a},$$

který je tím větší, čím větší jest apertura stroje a čím menší je prosté zvětšení. Velká zvětšení drobnohledová stávají se bezcennými, je-li předmět nedokonale osvětlen. Okolnost tato dostatečně byla již dříve vyložena, při zmínce o osvětlení obrazu. Aby předmět byl dobře osvětlen, soustřeďují se paprsky světelné na pozorovaný předmět. Obvykle pozoruje se mikroskopický praeparát, který má



Obr. 212. Abbeovy kondensory.

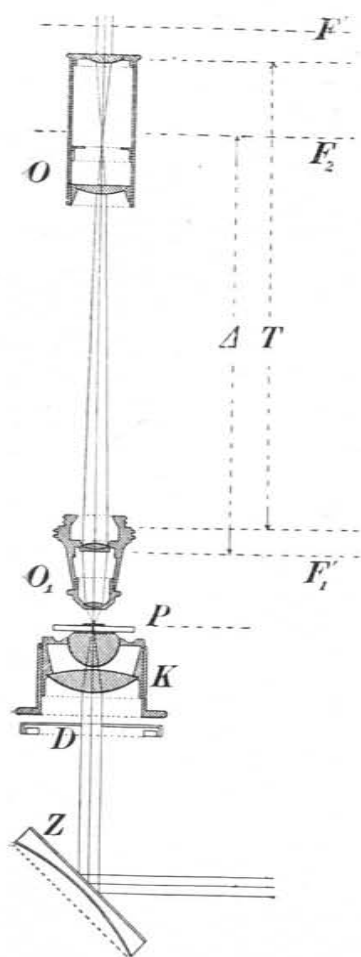
tvár tenoučkého řezu průhledného, upevněného na podložním skličku a který je přikryt tenoučkým skličkem krycím. Předmět je průhledný a lze jej osvětliti umělým nebo přirozeným zdrojem světelným. Při malém zvětšení stačí odraziti bílé světlo denní zrcátkem rovinným nebo dutým na předmět. Také hodí se světlo lampy, v níž svítí raději velká plocha. Velká zvětšení, podmíněná velkou aperturou objektivu, vyžadují osvětlení, které jaksí z předmětu přímo vychází, tak aby vstupním otvorem byla skutečně obruba objektivu a nikoliv úhlová velikost světelného zdroje, jež může býti značně menší. Výhodné takové osvětlení děje se Abbeovým kondensorem, t. j. soustavou čoček, jež mají alespoň takovou aperturu jako objektiv a jež jsou vlastně obráceným objektivem, soustřeďujícím paprsky zdroje na malou plochu drobnohledového praeparátu. Obvyklé tvary Abbeových kondensůrů ukazuje obr. 212.

Chod paprsků v drobnohledu naznačuje obr. 213. Při tom značí Z zrcátko, kterým se řídí světlo na diafragma D kondensoru K . Tím se osvětluje praeparát P , k němuž se přibližuje objektiv O_1 . V O naznačen jest okulár Huygensův. Z obr. 213. jsou zřejmy polohy rovin ohniskových. Rovina F splývá s P ; roviny F_1' a F_2 , stanoví optický intervall Δ a $F'F$ značí rovinu, v níž leží oční místo. Délku tubu T určuje vzdálenost hořejšího okraje objektivu od kraje okuláru, k němuž okulár do tubu drobnohledu zapadne.

§ 119. Mikroskopické zobrazování předmětů nesvitících.

Zobrazování drobných předmětů drobnohledných podobá se poněkud zobrazování dalekohledovému, pokud jde o stálíce a podobné objekty úhlově velice malé. V obou případech na zobrazování mají vliv zjevy ohybové. Drobnohled jeví však poměry ještě složitější, na něž poprvé upozornil *Abbe*. Mikroskopem nezobrazuje se leč jen výjimkou předmět svitící; zpravidla je předmět osvětlen.

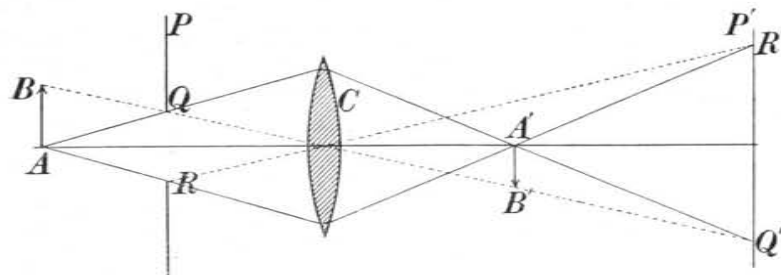
• Obr. 214. naznačuje, jak zobrazí se nesvitící předmět P čočkou C . Předmětem je na př. kruhová clonka QR , kterou osvětluje zdroj AB .



Obr. 213. Chod paprsků drobnohledem.

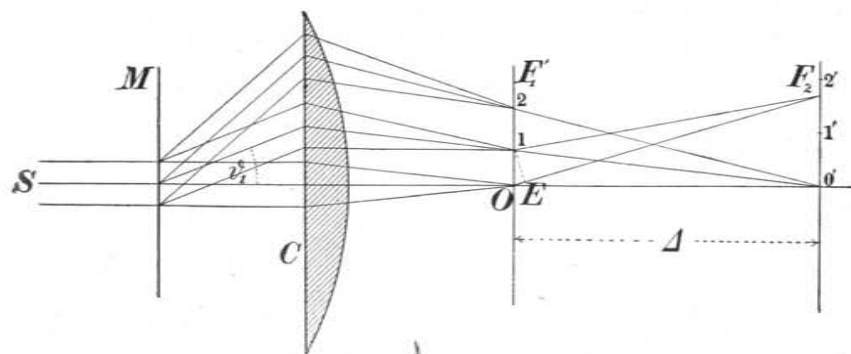
Clonka se zobrazuje v rovině P' jako světlá plocha $Q'R'$; rovina obrazová však nesplývá s obrazem svitícího zdroje, který padá do roviny $A'B'$. Přihlížíme-li k ohybu, jest $A'B'$ složeno z ohybových zjevů. Každý bod svitícího předmětu AB zobrazuje se v rovině $A'B'$ jako světlá ploška, obklopená střídavě tmavými a světlými kruhy ve světle jednobarevném. Ve světle bílém zobrazuje se jako ploška bílá, obklopená barevnými kruhy. Tento vztah mezi svitícím předmětem AB a jeho obrazem $A'B'$ neplatí pro zobrazování nesvitícího

otvoru QR . Bod Q nevysílá totiž *koherentních* paprsků, které by se v Q' zobrazily jako příslušný ohybový úkaz, nýbrž paprsky, jež vycházejí z různých bodů zdroje AB a jsou tudíž *inkoherentní*. Tím se liší zobrazování předmětů, které samy nesvítili, od zobrazování světelných zdrojů. Tomuto říkáme *prvotní* (primární),



Obr. 214. Zobrazování nesvitícího předmětu drobnohledem.

onomu říkáme *druhotní* (sekundární). Rozdíl obou zobrazování vynikne, zobrazuje-li se osvětlená mřížka ohybová, která se nejspíše podobá praeparátům drobnohledným. Jsouc velmi pravidelná hodí se za nejjednodušší příklad. Pro další zjednodušení předpokládejme, že mřížka je osvětlena paprsky rovnoběžnými.



Obr. 215. Zobrazování mřížky drobnohledem.

V obr. 215. značí M mřížku složenou z tmavých a průhledných proužků, jež jsou stejně od sebe vzdáleny. Vzdálenost šterbin t. zv. *konstanta* mřížky budiž s . Mřížku osvětlují rovnoběžné paprsky ze zdroje S . Její obraz vytvořený čočkou C padá do ohniskové roviny okuláru F_2 . Zobrazení toto je nepřímé. Čočka totiž zobrazí primárně ohybová spektra mřížky v rovině F_1' . Ve výkresu zobrazena jsou

místo těchto spekter jen světelná maxima 0, 1, 2, ... pro určitý druh jednobarevného světla. Polohy těchto maxim souvisí s ohybovým úhlem ϑ , jenž jest určen vztahem

$$\sin \vartheta = m \frac{\lambda}{s},$$

kdež m značí řád spektra a λ délku vlny. Primární toto zobrazení v F'_1 je příčinou obrazu v rovině F_2 , který se skládá z maxim $0', 1', 2' \dots$. Vzdálenost jednotlivých maxim s' je podmíněna vztahem, jež snadno z výkresu odvodíme, totiž

$$s' = A \frac{\lambda}{\varepsilon},$$

při tom $\varepsilon = \overline{OE}$. Pro aplanatické zobrazení lze předpokládati, že je splněna sinusová podmínka, čili že platí rovnice

$$\sin \vartheta_1 = Z \sin \vartheta'_1,$$

v níž Z značí poměrné zvětšení. Z výkresu plyne přibližná hodnota

$$\sin \vartheta'_1 = \frac{\varepsilon}{A}$$

a z hořejší ohybové rovnice

$$\sin \vartheta_1 = \frac{\lambda}{s}.$$

Dosadíme-li tyto hodnoty do sinusové podmínky, vyjde

$$\frac{\lambda}{s} = Z \frac{\varepsilon}{A} \quad \text{čili} \quad A \frac{\lambda}{\varepsilon} = s' = Zs.$$

Vzdálenosti podružných obrazů $0'1', 1'2'$ atd. jsou tolikrát větší než vzdálenosti obrazů prvotních, kolik činí poměrné zvětšení soustavou C . Podružný obraz je tudíž podoben obrazu prvotnímu a shoduje se celkem s obrazem geometrickým. Shoda tato však vyžaduje, aby paprsky zobrazující 0, 1, 2 ... zúčastnily se zobrazení $0', 1', 2'$. Jakmile by clonkou nebo otvorem objektivu anebo konečně, při nepatrném s , byly paprsky na př. 1 a 2 odstraněny, neutvoří se v F_2 obraz mřížkové struktury, nýbrž jen světlá plocha.

Hořejší vzorec $\sin \vartheta_1 = \lambda/s$ jest odvozen pro případ, že prostředí je vzduchové. Má-li prostředí index lomu n , je délka vlny v něm nikoli λ , nýbrž λ/n . Proto

$$n \sin \vartheta_1 = \frac{\lambda}{s}.$$

Podmínka, aby druhotní zobrazování se shodovalo s prvotním,

vychází ze vztahu:

$$n \sin \vartheta_1 = \frac{\lambda}{s} > n \sin \vartheta,$$

kdež $n \sin \vartheta$ značí aperturu stroje a . Důležitá podmínka zobrazovací je tedy vyjádřena vztahem:

$$s \geq \frac{\lambda}{n \sin \vartheta} = \frac{\lambda}{a}.$$

Výsledek tento, odvozený pro kolmý dopad paprsků rovnoběžných, lze snadno rozšířiti na paprsky rovnoběžné dopadající v úhlu α , tak aby $\alpha = \vartheta$. V tomto případě je

$$2 \sin \alpha = \frac{\lambda}{ns} \quad \text{a proto} \quad s = \frac{\lambda}{2a}.$$

Výsledek shoduje se s výrazem, který charakterisuje rozlišovací schopnost optického stroje při zobrazování svítících předmětů. (Abbe-Helmholtzova rovnice.) Veličina s značí nejmenší vzdálenost ostrých čar na předmětu, které lze drobnohledem rozlišiti jako dvě různé čáry. Rozlišovací schopnost je převratná hodnota této vzdálenosti

$$\frac{1}{s} = \frac{2a}{\lambda},$$

Z hořejší rovnice možno odvoditi výraz pro užitečné zvětšení drobnohledu, které je určeno poměrem $\text{tg } \alpha'/s$. Délka s značí vzdálenost, kterou oko drobnohledem vidí v zorném úhlu $2'$. Užitečné zvětšení má hodnotu

$$Z_n = \frac{\text{tg } \alpha'}{s} = \frac{2a \text{ tg } 2'}{\lambda},$$

kdežto zvětšení smluvné je

$$Z_k = \frac{2a \text{ tg } 2'}{\lambda} \cdot d_0.$$

Pro numerickou aperturu 1 a pozorování okem, když

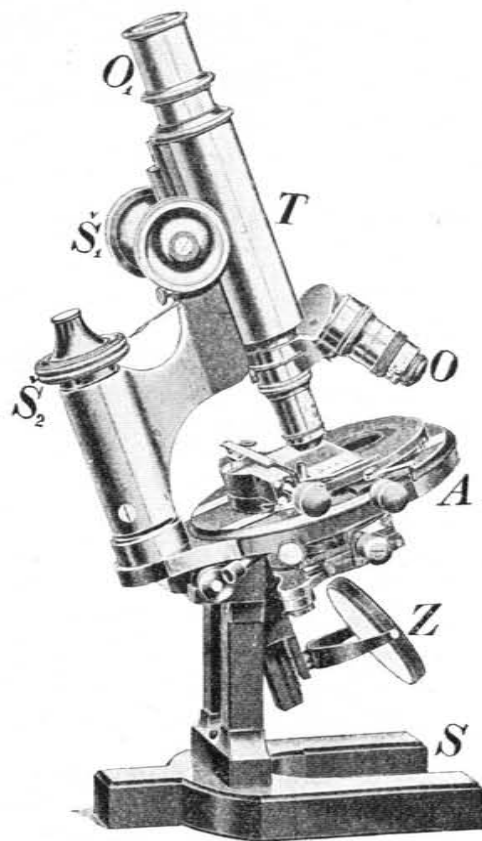
$$\lambda = 0.000056 \text{ cm} \quad \text{a} \quad d_0 = 25 \text{ cm},$$

je $Z_k = 520$ a $s = 0.000028 \text{ cm} = 280 \mu\mu$.

Pro křemenný objektiv drobnohledný je $a = 1.25$, $\lambda = 0.000028 \text{ cm}$, takže $Z_k = 1300$ a $s = 0.000011 \text{ cm} = 110 \mu\mu$.

§ 120. Druhy drobnohledů.

a) *Základní tvar drobnohledu.* Drobnohled podle účelu mívá různý tvar. Obecný tvar drobnohledu pro pozorování jedním okem ukazuje obr. 216. Na stojanu *S* dostatečně pevném a stabilním připevněn je drobnohled v kloubu, kolem něhož lze jím otáčeti. Vý-

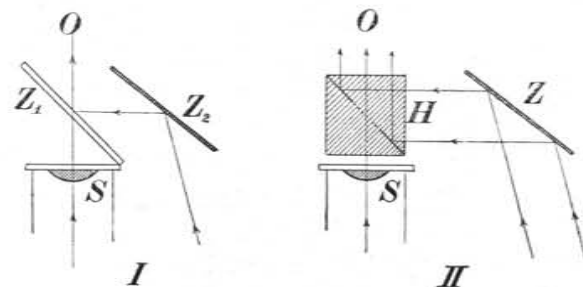


Obr. 216. Drobnohled Zeissův.

hodný je takový stojan, aby bylo lze dáti ose tubu polohu vodorovnou. V této poloze hodí se totiž stroj pro fotografování. Stojan nese drobnohled a osvětlovací zařízení. Trubice drobnohledová mívá na dolejší konci zařízení revolverové, nesoucí několik různých objektivů (*O*) (dva i tři). Hořejší část tubu je hladce válcovitá, dutá. Do ní vsouvají se okuláry různě zvětšující. Praeparát drobnohledný klade se na stůlek *A*, jenž je pevně přidělán ke sto-

janu. Někdy bývá vnitřní část stolku otáčivá kolem osy trubice; po případě též ve dvou kolmých směrech v rovině stolku mikrometricky posuvná. Stůlek má kruhový otvor v ose stroje; pod něj dává se na podélný stojan kondenzor, zrcátko *Z*, po př. diafragmata nebo barevné filmy. Trubice posouvá se podél stojanu zhruba pastorkem \dot{S}_1 zasahajícím do ozubené tyče. Jemné zastavení koná se mikrometrickým šroubem \dot{S}_2 , jehož hlava je na konci podélného stojanu.

b) *Drobnohledy praeparáčnické a pro kreslení.* Dělaží-li se drobnohledné praeparáty, užívá se s výhodou *praeparáčnických* drobnohledů, které jen málo (8 až 50krát) zvětšují. Jsou malé a bývají tak zařízeny, aby pozorovatel viděl obraz vzpřímený. Tyto drobnohledy zařizují se též pro kreslení. Okulár drobnohledu opatří se zrcadlovým nebo hranolovým zařízením, kterým pozorovatel vidí sou-



Obr. 217. Zařízení na drobnohledech praeparáčnických.

časně obraz i kreslicí papír. Zařízení ukazuje obr. 217. Oko spatřuje jednak (obr. 217., I.) obraz v drobnohledu a současně papír, po dvojném odrazu od zrcátek Z_1 a Z_2 . V části II. obr. 217. je místo zrcadla Z_1 hranolová kostka *H*, podobná Lummerově a Brodhunově kostce fotometrické, která střední částí propouští paprsky z drobnohledu a po obvodu odráží paprsky přicházející od zrcadla *Z*. Firma Zeissova sestrojila praeparáčnický drobnohled s dvojitým objektivem a okulárem, takže pozorovaný předmět viděti je prostorově. Přístroj tento lze zařídit i pro stereoskopickou fotografii.

Také kondenzoru Abbeova, který je obrácený objektiv drobnohledový, lze užití podle *Studničky* *) jako praeparáčnického drobnohledu s malým proměnným zvětšením. Praeparát položí se tak, aby kondenzorem (nebo objektivem mikroskopickým) vznikl skutečný jeho obrázek na místě, kam jinak se klade praeparát. Tento obrázek zvětšuje se dru-

*) *Š. K. Studnička* „Věstník české král. Spol. Nauk“. IV. a V. 1905.

hým objektivem. Úprava tato je také proto výhodná, že praeparát se vidí v poloze vzpřímeně.

c) *Drobnohledy zvláštních druhů.* Ke zvláštním účelům hotoví se drobnohledy *projekční, fotografické, polarisační, drobnohledy* pro pozorování předmětů *neprůhledných* a drobnohledy pro pozorování za *vysoké teploty*.

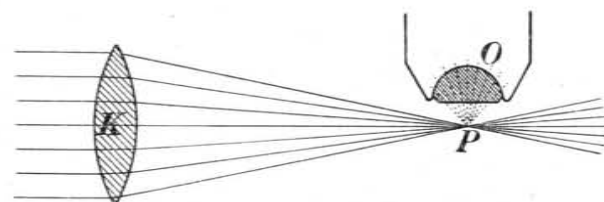
Drobnohledy projekční a fotografické uvedeme v dalších kapitolách. Drobnohled slove polarisační, je-li tak zařízen, že lze paprsky dopadající na praeparát lineárně polarisovat a, když vstoupily do drobnohledu, podobným zařízením analyzovat. Strojů těchto užívají mineralogové a geologové, aby studovali výbrusy z hornin. Polarisaátorem může být zrcadlo nebo nikol, umístěný před kondensorem; analyzátor se obvykle zasouvá mezi objektiv a okulár postranním otvorem v tubu. Někdy lze praeparátem otáčeti kolem optické osy; jindy otáčí se polarisaátorem, po případě soustavou polarisační i analyzující současně. *Hirschwald* (1904) sestrojil drobnohled, který má tyto pohyby: 1. otáčí se polarisaátor, analyzátor i okulár; 2. otáčí se analyzátor a okulár (polarisaátor stojí); 3. otáčí se polarisaátor a analyzátor (okulár stojí); 4. otáčí se pouze analyzátor. *Wright* (1906) upravil polarisační drobnohled pro pozorování interference na broušených plochách minerálů a krystallů.

A. Daufresne sestrojil podle starší myšlenky *Nachetovoy* *podvojný drobnohled* polarisační, který má jediný objektiv (a ovšem jediný polarisaátor), za to však dvě oddělené trubice s okuláry a hranolovým zařízením, takže mohou dva pozorovatelé najednou pozorovatí též předmět. Stroj tento má důležitý význam zvláště při praktickém vyučování v mikroskopii a při studiu proměnných (živých) praeparátů. Podobný stroj, v němž se obraz objektivem utvořený rozděluje hranolovým zařízením na dva, takže pozorovatel může se dívat oběma očima, popsal *Jentzsch* (1913). Stroje takové hotoví firma Leitzova ve Wetzlaru.

Drobnohledy pro studium praeparátů neprůhledných, na př. leptaných slitin nebo povrchu minerálů, vyžadují, aby pozorovaný povrch byl osvětlen se strany nebo shora. Objektiv těchto drobnohledů je zároveň kondensorem soustřeďujícím osvětlovací paprsky, jež vnikají do tubu po straně a hranolem se odrážejí dolů do směru osy stroje. Firma Zeissova sestrojila (r. 1906) z návodu *Lehmannova* drobnohled pro pozorování tekutých krystallů a drobnohled pro pozorování praeparátů ve vysoké teplotě. Drobnohled je zařízen tak, že možno zahřívati praeparát plaménky plynu až na

700°. Jiný tvar má zařízení elektrické, jímž se praeparát zahřeje až do bílého žáru.

d) *Ultramikroskop.* *) V odstavci, kde jednali jsme o zobrazování drobnohledem předmětů, které samy nesvítí, došli jsme k výsledku, jenž omezuje rozlišovací schopnost. Vzorec dříve už uvedený ukazuje, jak závisí schopnost rozlišovací na délce světelné vlny a na numerické apertuře. Z něho vysvitá, že užitečné zvětšení má jakési meze a že je nemožná věc pozorovatí předměty menší až asi 0.1μ . Není-li možno pozorovatí barvu a tvar menších předmětů, lze alespoň zjistiti, zda-li v opticky prázdném prostředí jsou či nejsou takové malinké předměty. Užíváme tu *zjevu Tyndallova*. Tento ohybový úkaz vzniká, osvětlí-li se postranním světlem prostředí, obsahující menší částice než jsou ty, které ještě drobnohledem lze pozorovatí. Tyto ultramikroskopické částice stanou se v takovém poli světelném částicemi svítícími, poněvadž vysílají paprsky světelné i do prostoru, kam přímé paprsky nevnikají. Původní způsob, jak byl pozorován ohybový zjev kolem ultramikroskopické částice, naznačen jest na obr. 218. Paprsky silného zdroje soustřeďují se kondensorem *K* kolmo na osu drobnohledu, jehož objektiv *O* míří na částici *P*. Pozorovatel spatřuje v drobnohledu ohybový zjev kolem částice *P*. Tento způsob pozorování «v tmavém poli» zavedli *Siedentopf* a *Zsigmondy* (1903). Sestavili první ultramikroskop, jímž spočítali ultramikroskopické částice zlata v rubínovém skle. Když pak určili objem skla, v němž částice byly rozptýleny, bylo možno určití jejich průměr, předpokládalo-li se, že částice zlata jsou kulaté. Velikost ultramikroskopických částic jest asi 6μ . Číslo toto je asi 20krát menší nežli nejmenší rozměr částice fotografované křemenným drobnohledem, použije-li se vlnové délky $\lambda = 280 \mu$. Nákladné zařízení osvětlovací původního ultramikroskopu *Zsigmondy* r. 1913 zjednodušil. Pozorovaná ka-



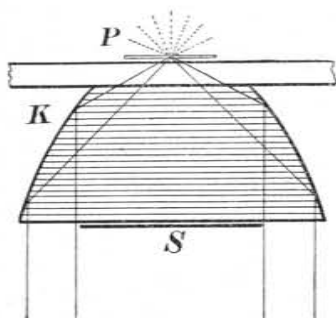
Obr. 218. Osvětlení ve tmavém poli.

hledem lze pozorovatí. Tyto ultramikroskopické částice stanou se v takovém poli světelném částicemi svítícími, poněvadž vysílají paprsky světelné i do prostoru, kam přímé paprsky nevnikají. Původní způsob, jak byl pozorován ohybový zjev kolem ultramikroskopické částice, naznačen jest na obr. 218. Paprsky silného zdroje soustřeďují se kondensorem *K* kolmo na osu drobnohledu, jehož objektiv *O* míří na částici *P*. Pozorovatel spatřuje v drobnohledu ohybový zjev kolem částice *P*. Tento způsob pozorování «v tmavém poli» zavedli *Siedentopf* a *Zsigmondy* (1903). Sestavili první ultramikroskop, jímž spočítali ultramikroskopické částice zlata v rubínovém skle. Když pak určili objem skla, v němž částice byly rozptýleny, bylo možno určití jejich průměr, předpokládalo-li se, že částice zlata jsou kulaté. Velikost ultramikroskopických částic jest asi 6μ . Číslo toto je asi 20krát menší nežli nejmenší rozměr částice fotografované křemenným drobnohledem, použije-li se vlnové délky $\lambda = 280 \mu$. Nákladné zařízení osvětlovací původního ultramikroskopu *Zsigmondy* r. 1913 zjednodušil. Pozorovaná ka-

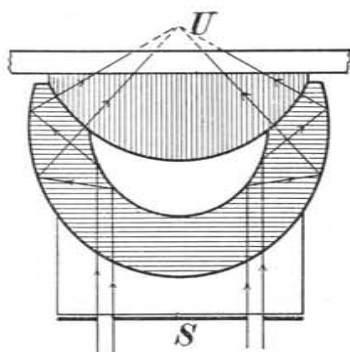
*) *B. Řezník*: Ultramikroskop. Příroda 3. 214. 1905.

palina přiléhala k objektivu pozorovacího mikroskopu, takže nebylo ani třeba nádobky. Kapka kapaliny spojila oboje optické zařízení. Tím zároveň stal se pozorovací drobnohled immersním a nabyl potřebně velké apertury (*immersní ultramikroskop*).

V novější době užívá se jednodušších kondensorů, kterými lze nahraditi obyčejné kondensory drobnohledné. *Zeiss* zdokonalil *Wenhamův paraboloidický kondensor* z r. 1856 úpravou naznačenou obr. 219. Rovnoběžné paprsky, odražené od zrcátka stroje ve směru svislém, zachyceny jsou ve střední části kruhovým stínítkem *S*, které propustí světlo jen na parabolické stěny kondensoru *K*. Tyto stěny soustředí světlo na praeparátu *P*, takže do objektivu nemůže přímo vejíti z tohoto osvětlení žádný paprsek. Apertura objektivu zvolí se tak, aby byla menší než vnitřní otvor pa-



Obr. 219. Wenhamův kondensor.



Obr. 220. Siedentopfův kondensor.

prskového kužele, vytvořeného kondensorem. Pozorovatel vidí tudíž v zorném poli pouze ohybové zjevy kolem částic, jež z praeparátu vytvoří kalné prostředí. Podobně upraven je *Heimstädtův* kondensor zrcadlový. Paprsky v tomto případě teprve po dvojím odrazu osvětlují předmět. *Siedentopfův bisférický kondensor kardiodický* nemá vady astigmatické. Znázorněn je na obr. 220. Odrazy paprsků obvodových (vymezených stínítkem *S*) nastávají postupně na kulových plochách vnitřní a vnější. Paprsky vcházejí po té druhé čočkou na předmět *U* do objektivu nevnikající.

Ultramikroskopickým pozorováním a fotografií určovati lze počet bakterií v daném prostoru, velikost částic pigmentových v barvivu, lze sledovati pohyb Brownův v roztocích kolloidálních atd.

§ 121. Stroje osvětlovací a promítací.

a) Reflektory a projektoři. Zrcadla a čočky zařizují se tak, aby paprsky vycházející od přirozených a umělých zdrojů světelných se soustřeďovaly na předmět a tím jeho osvětlení zvětšily. Okna v úzkých uličkách městských, zvláště místností přízemních, opatřují se zrcadly, která odrážejí světlo oblohy do místnosti. V atelierech fotografických odráží se světlo světlými stěnami na stinné části fotografovaného předmětu. V podobných případech záleží spíše na roztržení světla než na pravidelném odraze. Nejsou to tedy stroje optické v pravém významu slova.

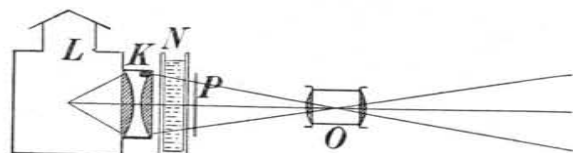
Často však jde o osvětlení předmětů ve velké vzdálenosti. Pak se sestavují stroje osvětlovací, mající obyčejně duté zrcadlo parabolické a v ohnisku jeho mohutný zdroj světelný. Stroje takové slují *reflektory* nebo *projektorů*. Osvětluje se jimi moře s pobřeží, ve válce postavení nepřátelské (pojezdné projektoři jsou pak na automobilech), pátrá-li se po létatdlech atd. Zdrojem světelným je elektrický oblouk, který podle intenzity osvětlí krajinu na vzdálenost i několika kilometrů. Zrcadlo bývá pokryto několika plechovými proužky, kterými lze současně otáčeti, takže se tím světlo projektoru buď propouští nebo částečně i úplně stlumí. Může se tudíž užívatí projektorů jako heliotropů.

K osvětlovacím strojům náleží také *kondensory*. Těchto soustav čočkových užívá se na drobnohledech. Osvětluje se jimi malický předmět pokud možno tak, aby paprsky z něho vycházely, jako by sám svítil. Stroje projekční mají kondensory, aby se lépe využilo zdroje světelného a aby se soustředilo světlo na předmět, který se promítá. Tyto kondensory projekčních lamp mají někdy tvar zrcadel, avšak obyčejně skládají se ze dvou ploskovypuklých čoček, které vypouklými stěnami jsou k sobě obráceny. Zhotovují se ze skla, které vydrží prudký žár lampy, po případě i rychlé změny teploty.

Stroji projekčními zobrazují se skutečným obrazem předměty v měřítku značně zvětšeném. Obyčejně veliký obraz vidí najednou mnoho diváků. Poněvadž někdy předmětem jest obrys přístroje (při neprůhledném předmětu jeho stín), ujal se pro stroje projekční též název »*skioptikon*« (skia = stín). Starším názvem »*laterna magica*« (kouzelná svítilna) zovou se drobné promítací přístroje, spíše dětské hračky. Projekční stroje možno rozdělití podle povahy předmětu na promítací stroje předmětů průhledných a neprůhledných; ony nazývají se stroje *diaskopické*, tyto *episkopické*.

Pro stroje diaskopické jest předmětem obyčejně průhledný obrázek nebo praeparát v rovině svislé, jenž se promítá ve směru vodorovném. Úpravu takového stroje ukazuje obr. 221.

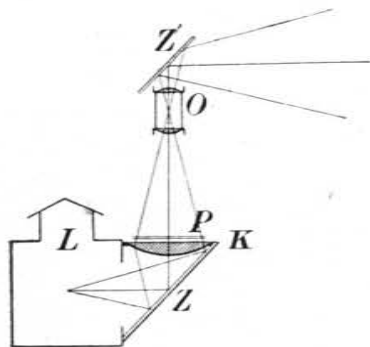
Lampa L , která má pokud možno bodový zdroj světelný, osvětluje kondenzor K . Jím soustřeďují se paprsky rozbíhavě vycházející na předmět P , takže obraz lampy vzniká asi uprostřed projekčního objektivu O . Předmět se chrání od účinku tepelného nádobou N , s čistou vodou, která se po případě vyměňuje. Obraz zachycuje se na bílé stěně, na př. plátěné nebo sádrové. Je-li stěna plátěná



Obr. 221. Projekce předmětů svislých.

navlhčena vodním roztokem glycerinu, možno obraz pozorovati v prostupujícím světle. Vhodnými obrázky projekčními jsou *diapositivy*.

Některé předměty nelze postavit do roviny svislé, na př. je-li promítati jehlu deklinační, úkazy na povrchu kapalin, magnetické siločáry atd. V takovém případě nutno upravit projekci, aby předmět P měl polohu vodorovnou. Jak tu se věc zařídí, ukazuje obr. 222. Lampou L osvětlí se zrcadlo Z , skloněné v úhlu 45° ke směru vodorovnému. Paprsky rozbíhavé soustřeďují se kondensorem K na předmět P , aby v objektivu O zobrazily zdroj L . Druhým odrazem paprsků, které prošly objektivem, na zrcátku Z' (nebo na přepone totálně odrazějícího hranolu), promítne se obraz do směru vodorovného.



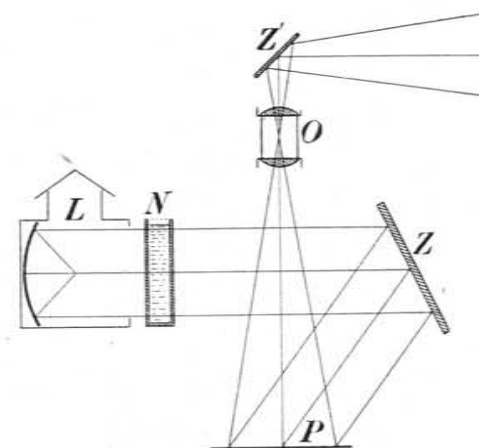
Obr. 222. Projekce předmětů vodorovných.

Podobně zařízeny jsou přístroje episkopické, jimiž se zobrazují předměty neprůhledné (obr. 223.). Lampou L , v níž je místo

*) Fr. Mrskoš: „Skioptikon“ (Příruční knihovna pro fotografy amatéry sv. III.). 1910 v Praze.

kondenzoru duté zrcadlo, osvětlí se zrcadlo Z rovnoběžnými paprsky a tím předmět P položený v rovině vodorovné (otevřená kniha, skřínka s drobnými předměty, přístroj s vodorovnou stupnicí atd.). Tento předmět promítá se objektivem O a zrcadlem Z' do směru vodorovného. Některé firmy, vyrábějící přístroje projekční, spojují tyto tři projekce v jediném přístroji. I lze poměrně rychle za sebou přejíti od jednoho způsobu ke druhému. Takovým strojem je na př. Zeissův *epidiaskop* a Kohlův *megadiaskop*.

b) *Projekční drobnohled*. Nejstarším tvarem promítacího drobnohledu je *drobnohled sluneční*. Do otvoru, kterým proudí sluneční světlo, odražené heliostatem do zatemněné světnice, za-



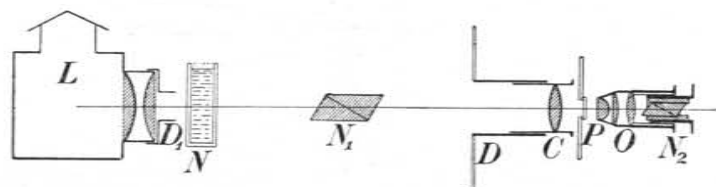
Obr. 223. Úprava episkopu.

sadí se trubice se spojnou čočkou jako kondensorem. Touto čočkou soustředí se sluneční paprsky na praeparát, který se pak mikroskopickým objektivem promítá na stěnu. Užívá se k tomu zvláštních objektivů, neboť obyčejné objektivy upraveny jsou pro poměrně krátkou délku trubice. Chceme-li promítati obyčejným drobnohledem, použijeme ho i s okulárem. Dobrých výsledků se doděláme však jen zvláštními okuláry projekčními.

Zařízení *polarisačního drobnohledu projekčního* ukazuje obr. 224. Lampou L , na jejíž kondenzor nastřčena jest kruhová clonka D_1 osvětlí se nikol N_1 v poloze, kde se sbíhají paprsky vycházející od kondenzoru. Rozbíhavé paprsky seberou se čočkou C na praeparát P , který se promítá mikroskopickým objektivem O . Tento objektiv je tak upraven, že do jeho objímky lze zasunouti malý nikol

N_2 jako analysátor. Stolek pro praeparát P bývá otáčivý, pozoruje-li se na př. chromatická polarisace.

c) *Projekce kinematografická.* Promítací stroje kinematografické náleží vlastně k vodorovné projekci. Předmětem jsou droboučké obrázky na fotografickém filmu. Pásek strojem obr. 225. se odvíjí, vstupuje s příslušným obrázkem do místa, kde je kondensorem prudce osvětlen a příslušným objektivem promítnut na stěnu. Obrázky se rychle za sebou vyměňují. Po promítnutí světelné pole se pohyblivou clonkou (obyčejně ve tvaru výseče) zatmí; v tom okamžiku posune se na místo předešlého obrázku obrázek následující. Strídání světla a tmy (pohyb zmíněné clonky) a výměna obrázků děje se obyčejně elektrickým motorem (menší strojky mají



Obr. 224. Projekce mikroskopická s polarisací.

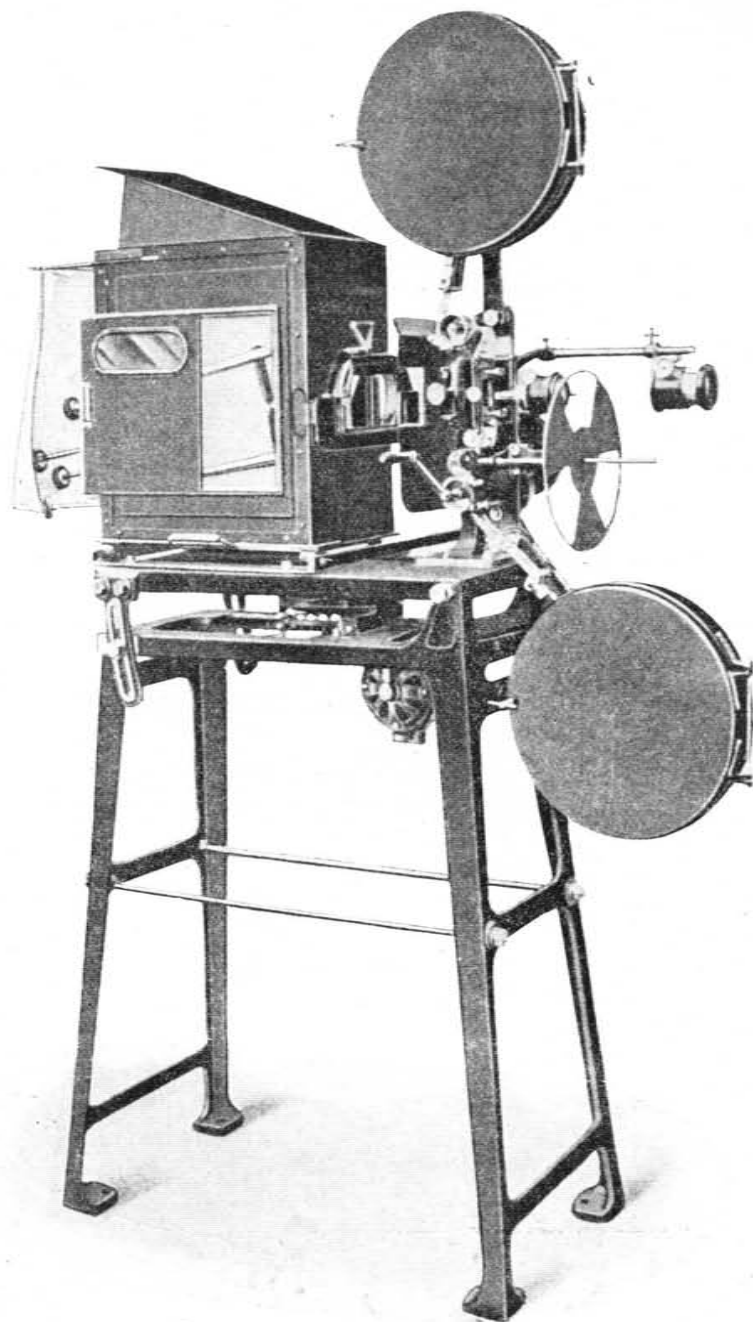
kliku). Obrazy střídají se tak rychle, že oko má vněm stálého osvětlení. Rychlost motoru lze řídit a tak měnit přirozenou rychlost fotografovaného děje. Kinematografickou projekcí se malé obrázky velmi zvětšují. Je tudíž potřebí silných zdrojů světelných i objektivů dobře opravených pro šikmé svazky paprskové. Proto se užívá téměř výhradně elektrické lampy obloukové na proud stejnosměrný (50 amp. i více) a malých kondenzorů, co možná volně zachycených. Jsou ze skla, jež vydrží po delší dobu prudký žár lampy.

Edison a pařížská firma *Pathé Frères* sestavili kinematografy, které zvláštním synchronním zařízením reprodukují nejen obraz pohybujících se osob, ale současně znějícími gramofony i jejich zpěv a hovor.

§ 122. Stroje fotografické.

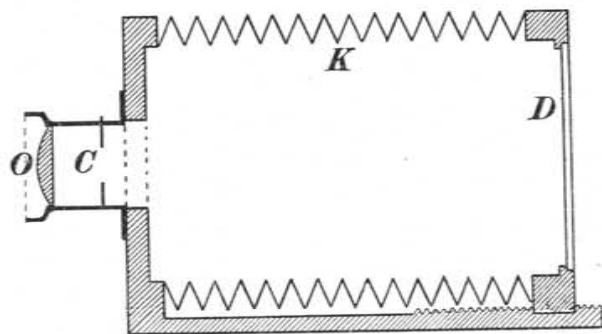
Přístroj fotografický je strojem projekčním. Objektivem vzniká v kteréš rovině skutečný obraz předmětu a to v prostoro úplně tmavé, tak že deska fotografická, postavená na místo obra-

*) *Jar. Petrák a Jan Srp*: „Kinematografie“ (Edice „Fotografické Revue“) Praha 1914.



Obr. 225. Projekce kinematografická (stroj Ernemannův).

zové roviny, zachytí obraz trvale. Schematicky vyznačuje fotografický stroj obr. 226. Je to tmavá komora *K*, jejíž přední stěna nese objektiv *O*. Zadní stěna má obrazovou desku *D*, totiž rámeček nesoucí skleněnou desku zrněnou, jejíž zdrsňená strana je obrácena dovnitř komory. Vzdálenost desky *D* a objektivu *O* je proměnná. Bývá to různě zařízeno. Buďto se objektivem může ve válcové objímce posunouti, nebo má komora *K* na bočních stěnách skládací měch, kožený nebo plátěný, kterým lze polohu desky *D* měniti. Deska *D* posouvá se ve vedení po základním prkénku. Do ozubené tyče zasahují totiž zuby koleček na společném hřídeli, který se otáčí hlavou. Utáhne-li se šroub, má deska pevnou polohu. Normální úprava přístroje fotografického vyžaduje, aby osa objektivu byla osou stroje a aby stála kolmo k desce *D*. Někdy je



Obr. 226. Schema přístroje fotografického.

výhodná věc objektiv posunouti, takže osa jeho míří mimo střed desky *D*. Bývá k tomu zařízení, kterým lze prkénko s objektivem pohybovati vzhůru a dolů nebo stranou. Má-li býti osa objektivu k desce *D* šikmo postavena, je třeba buďto přední část stroje skládati kolem dvou k sobě kolmých os nebo má míti tuto úpravu deska zadní. Některé komory mají všechny tyto pohyby v malých mezích.

Objektivem má do stroje vnikati světlo jen při »zastavování« a pak při expozici. Proto se objektiv přikrývá poklůpkou; také bývá clonka *C* tak zařízena, že se snadno uzavírá a otvírá. Některé objektivy jsou přímo přidělaný ke clonce, kterou lze samočinně otevřít na kratší neb delší dobu. Objektivy takové mají *mžikový*, po případě *časový závěr*.

Přístroj fotografický staví se obyčejně na *trojnohý stojan*, k němuž se připojuje tak, aby alespoň za expozice byl celek v pevné poloze. Konečně je potřebí skřínky na desku fotografickou nebo

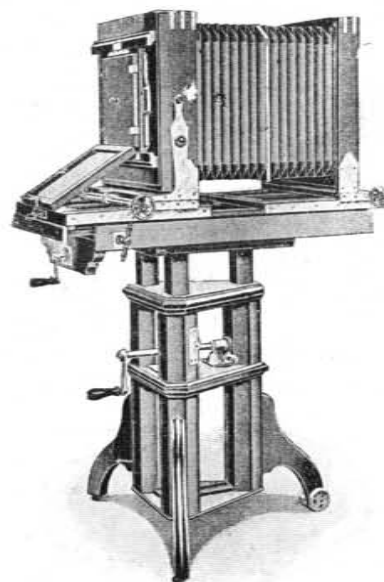
(citlivý film), kterou je možno uložit do přístroje, aby povrch citlivé emulze splýval s obrazovou rovinou, totiž se zrněným povrchem desky *D*. Skřínky takové slují *kassetty*. Hotoví se ze dřeva i z plechu; někdy bývají dvojité, tak že jsou v nich dvě desky fotografické. Tak zv. magacíny jsou skřínky pro 6 až 12 desek fotografických, které lze samočinně po každé snímce tak vyměnit, že vždy každá nová deska dostane se citlivou vrstvou do obrazové roviny. Uvedeme některé význačné tvary přístroje fotografického.

a) *Komora dirková*. Nejjednodušším přístrojem fotografickým je *Portova tmavá komora*. Místo objektivu má malý otvor kruhový (několik desetin millimetru). Jím vniká světlo a kreslí obraz předmětu na obrazové desce *D*. Obraz je za jinak stejných poměrů tím větší, čím větší je *výtah* komory, t. j. vzdálenost otvoru od desky *D*. Obraz je tím světlejší, čím je výtah menší a čím větší jest otvor. Obraz touto komorou není nikdy ostrý. Je-li otvor veliký, kryjí se částečně obrazy jednotlivých bodů předmětových; je-li otvor malý, vzniká neostrost ohybem světla. Připojená tabulka udává, jak závisí velikost ohybové plošky, která vzniká malým otvorem, na výtahu komory a velikosti otvoru. Tím zároveň určeny jsou podmínky, za kterých zobrazování je nejvýhodnější. Velikost průměru ohybové plošky měří se v hořejší tabulce v millimetrech, podobně jako výtah komory i průměr otvoru. Z tabulky vysvitá, kdy je obraz nejostřejší. Příslušné nejmenší rozměry ohybového zjevu jsou v tabulce silně vyznačeny. Pro otvor na př. 0·4 mm-ový je nejvýhodnější výtah 10 cm. Neostrost, která činí asi 0·4 mm, jest oku zcela dobře patrna.

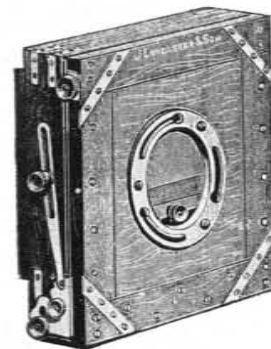
Velikost ohybového zjevu v dirkové komoře a jeho závislost na velikosti otvoru i výtahu komory.

Otvor v mm	Výtah komory v mm							
	10	20	30	50	100	200	300	400
0·05	0·138	0·252	0·365	0·592	1·160	2·295	3·430	4·565
0·07	131	227	323	515	0·995	1·955	2·915	3·875
0·09	120	195	270	420	795	1·545	2·295	3·045
0·10	122	140	252	387	724	1·398	2·072	2·746
0·2	140	177	201	267	437	0·774	1·111	1·448
0·3	172	195	218	262	375	599	0·825	1·050
0·4	217	234	251	285	369	537	707	0·876
0·5	263	277	290	317	385	519	652	786
0·6	311	322	334	356	412	524	636	748

b) *Komora stativní (atelierová)*. V atelierech fotografů z povolání a reprodukčních ústavů užívá se velikých strojů fotografických (obr. 227.), které jsou postaveny buď trvale nebo na vhodných stojanech pojezdných. Komoru lze zdvihati a spouštěti po případě i poněkud nakláněti. Komory stativní mají výtah veliký, aby se jich mohlo užíti pro objektivy značné ohniskové délky, po případě i jako *komor zvětšovacích*. Přední deska bývá zařízena na výměnu různých objektivů. Na desce obrazové vyznačeny jsou různé formáty ve fotografii obvyklé. Kassetty těchto strojů zvláště pro snímky



Obr. 227. Komora stativní.



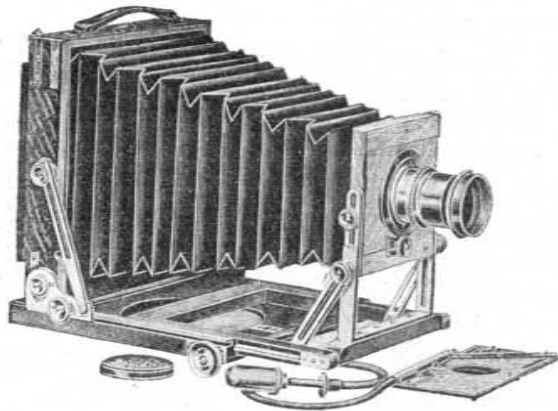
Obr. 228. Složená komora cestovní.

portrétní upravují se tak, že lze učiniti několik snímků rychle za sebou na malé desky vedle sebe v kasetě postavené. Reprodukční stroje fotografické spočívají na pérových nožkách na téže stole, který nese reprodukováný předmět. Otřesy podlahy se pak přenášejí stejně na soustavu předmětovou i obrazovou. Tak zabrání se při delší expozici neostrému zobrazení, které by vzniklo, kdyby obrazová rovina se posunula vzhledem k předmětu.

c) *Komora cestovní*. K fotografii krajin, architektur atd., kdy jde o větší obrazy, používáme *komor cestovních*, majících rozměry největší desky 18 × 24 cm. Jsou to skládací stroje přenosné. Na obr. 228. spatřuje se složená anglická komora cestovní. Na spodní

straně základního prkénka jest viděti, jak se upevňuje komora na třídilný stojan. V obr. 229. je tato komora rozevřená. Obraz ukazuje, kterak lze zvětšiti výtah komory, jakož i jak rozmanitě možno pohybovati přední deskou objektivovou i deskou obrazovou.

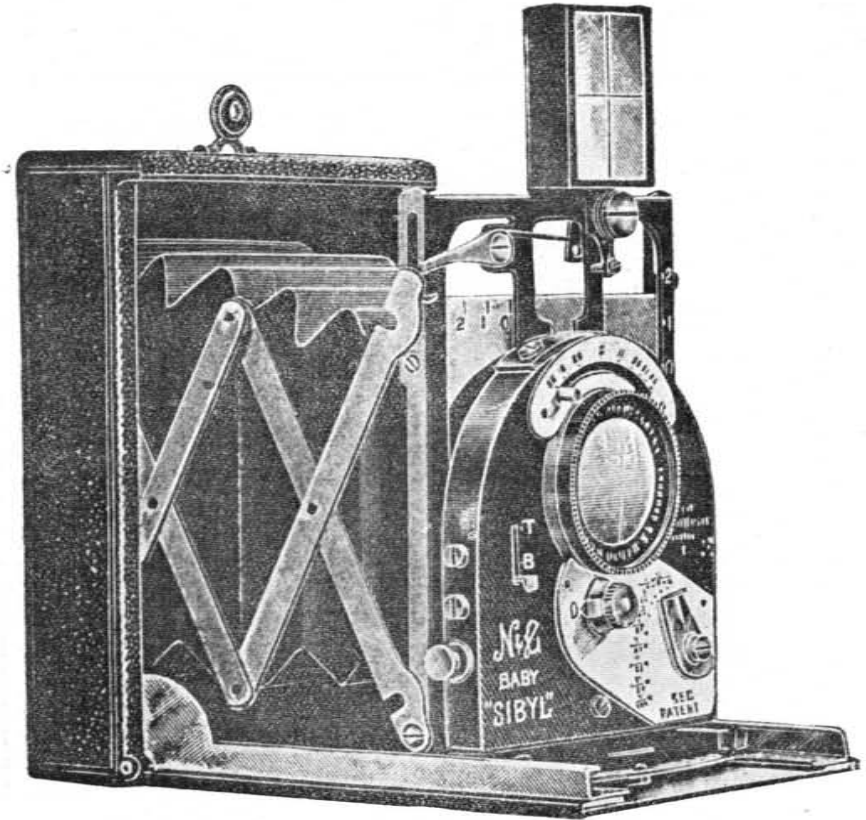
d) *Komora ruční.* Komory ruční mívají velmi rozmanité tvary. Starší přístroje byly pevné skřínky dřevěné, někdy s neproměnným výtahem (kodaky) a bez obrazové desky. Na novějších strojích jsou upraveny alespoň objektivy tak, že je lze šroubovým pohybem zaříditi od nekonečna na vzdálenosti blízké (několik *m*). Aby byl formát přístrojů (nanejvýše 13×18 *cm*) pohodlný, staví se ruční komory jako *sklopné*. Lze je několika málo pohyby k práci zaříditi a pak sklopením uzavřiti v plochý tvar, který se při roz-



Obr. 229. Komora cestovní k snímku připravená.

měrech do 9×12 *cm* vejde do kapsy. Tyto sklápěcí komory hotoví se většinou z lehkého kovu, aby měly náležitou stabilitu. Opatřují se mžikovými závěry pro snímky z ruky (odtud jejich název). Deska obrazová nebývá pohyblivá. Obyčejně lze jen objektivem posouvatí stranou a vzhůru, při čemž osa je neustále kolmá k desce obrazové. Výtah sklopných komor bývá dvojitý i trojitý. Dvojitý hodí se pro objektivy, které lze odnětím přední části proměnit na čočky krajinářské s dvojnásobnou dálkou ohniskovou. Zvláště pohodlné jsou miniaturní komory sklopné, na př. na rozměr $4,5 \times 6$ *cm*. Majíce nejdokonalejší objektivy fotografické, dávají obrázky tak přesné, že možno několikanásobně je zvětšiti a získati tak levněji a pohodlněji snímků, jež se vyrovnají velkým obrazům přímo zhotoveným; dokonce je po perspektivní stránce obrazové předčí.

Obr. 230. ukazuje v přirozené velikosti miniaturní komůrku »Baby-Sibyl« firmy Newman and Guardia (Londýn), jež složena jsou zaujímá prostor $7 \times 9 \times 2,7$ *cm*. Zajímavě upraven je hledač, t. j. zařízení, kterým může pozorovatel sledovati fotografovaný předmět až do okamžiku snímku. Přední deska objektivová nese totiž rozptýlnou velkou čočku, která se při pohybu objektivu (v levo

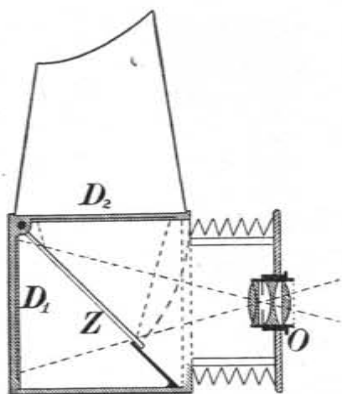


Obr. 230. Komora miniaturní.

nebo v pravo, vzhůru nebo dolů) současně pohybuje a tak poskytuje oku pozorovateli zmenšený zdánlivý obraz předmětu v rozsahu, který padne na desku fotografickou. Oko se staví za malý vizír s drobnou čočkou spojnou, která zvětšuje alespoň střed obrazu; pozorovatel vidí pak spíše podrobnosti předmětu.

e) *Komora zrcadlová.* Komory zrcadlové mají zařízení, kterým lze obraz předmětu v té velikosti, jaký bude na desce, a vzpří-

mený sledovati až do posledního okamžiku před expozicí. Schematická úprava komory zrcadlové vysvitá z obr. 231. Komora mívá podobu kostky, jejíž přední stěna s objektivem souvisí měchem s ostatní prostorou komory. Stěnu lze pastorkem zastavovati. Obraz vznikající objektivem *O* objevuje se na obrazové desce *D*₁, je-li



Obr. 231. Komora zrcadlová.

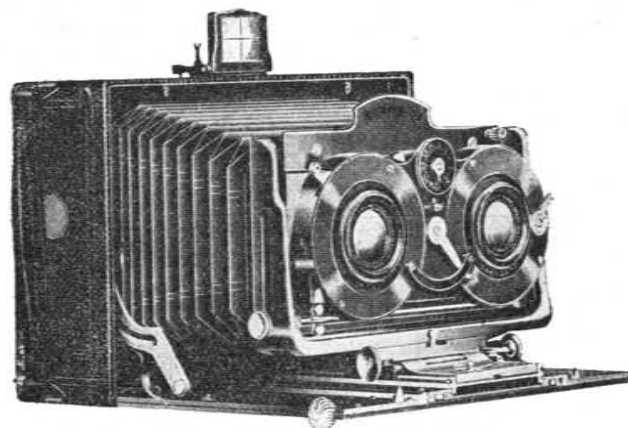
zrcadlo *Z* zdviženo do polohy vodorovné; jinak odráží se obraz zrcadlem v poloze výkresem naznačené na obrazové desce *D*₂, kdež může jej pozorovatel sledovati až k okamžiku expozice. V tomto případě nahradí se deska *D*₁ kasetou s deskou fotografickou, která při poloze zrcadla *Z* jest od světla úplně chráněna. Komora zrcadlová mívá momentní závěr v podobě žaluziové clonky, která přeběhne při expozici před deskou. Toto zařízení (na obr. není naznačeno) působí, jakmile se zrcadlo zdvihne; snímek hned po tom následuje.

Komora zrcadlová je zvláště výhodná jako komora portrétní. Obrázek osoby lze sledovati, až má osoba žádoucí výraz. Zvláštní výhodou je obrázek vzpřímený. V tomto případě nevadí, že obraz je převrácen se strany na stranu, což zavinuje zrcadlo.

f) *Komora stereoskopická.* Komora stereoskopická (obr. 232.) má dva shodné objektivy, obyčejně ve stálé vzdálenosti na objektivovém prkénku. Vnitřní prostor je přepažen příčkou ve dvě tmavé komory, aby každý objektiv kreslil obrázek na polovině desky obrazové. Oba objektivy i obě clonky atd. se řídí obyčejně najednou. Také momentní nebo časový závěr má býti tak upraven, aby se expozice obou obrázků nelišily. Vzdálenost středů očních je asi 60 mm (u některých lidí až 70 mm); odtud vychází pro vodorovnou velikost celkového obrázku stereoskopického $6 + 6 = 12$ cm. Výška bývá 9 cm, takže přirozeným formátem stereoskopické komory je rozměr 9×12 cm, obvyklý i u komor sklopných. Často také se užívá větších rozměrů 9×18 cm, po případě rozměrů 4.5×10.7 cm.

Zeiss sestrojil podle návodu *Schefferova* stereoskopickou komoru, jejíž objektivy se při zařizování na blízké předměty samostatně přibližují. Tím vzniká stereoskopicky přirozenější vněm nežli obyčejnou komorou stereoskopickou, jež stereoskopii blízkých před-

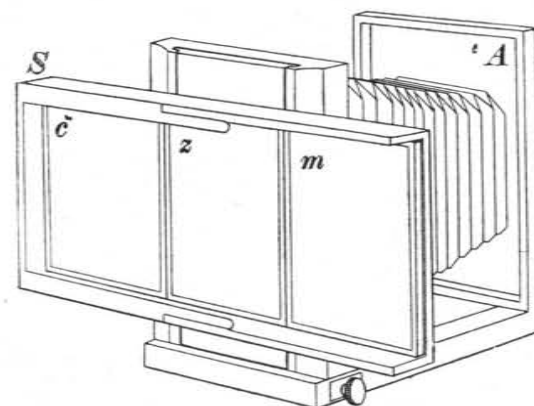
mětů značně přebání. V některých stereoskopických přístrojích lze vnitřní přepážku vyjmouti a použiti ke snímku *panoramatickému*



Obr. 232. Komora stereoskopická.

buďte jednoho z obou objektivů, do středu posunutého, nebo zvláštního objektivu třetího.

g) *Komora pro fotografii trojbarevnou.* Aby bylo možno fotografovati též předmět třikrát za sebou různými filtry; upravují se



Obr. 233. Komora pro trojbarevnou fotografii.

zvláštní komory fotografické pro trojbarevnou fotografii. Jednoduché zařízení ukazuje obr. 233. Sánková deska obrazová *S* má otvor tak veliký, jako je jednotlivý obraz. Sáňky podél otvoru ve-

doucí mají podélný rozměr trojnásobný. V sánkách posouvá se rámeček se třemi filtry (*č*, *z*, *m*) vedle sebe upevněnými v jediné rovině. K nim přiléhá kassetta obsahující buď jedinou desku panchromatickou nebo tři desky vedle sebe, citlivé každá pro příslušnou část spektra. Kassetta s filtry posouvá se při expozici v sánkách postupně tak, že lze za sebou exponovat na první část desky obrázek filtrem červeným, na druhou část desky filtrem zeleným a na třetí část filtrem modrofialovým. Některé komory fotografické pro trojbarevnou fotografii mají zařízení, že se po každé jednotlivé expozici deska s filtrem samočinně vymění. Tak je možná krátká expozice celková, důležitá při fotografii portrétní a pohyblivých předmětů vůbec. Mezi tyto přístroje patří též mechanická kassetta pro trojbarevnou fotografii, již sestrojil prof. Závada.*)

h) Komora kinematografická. Kinematografie vyžaduje malých snímků, které velmi rychle za sebou následují, aby jimi pohyb osob a předmětů byl zachycen v postupných fázích na četných obrázcích. Objektiv této komory, již se dává tvar pevné skřínky, je pokud možná světlý ($f:3$ až $f:4.5$) a má malou ohniskovou vzdálenost. Obrázky rozměru $18 \times 24 \text{ mm}$ vznikají na odvinujícím se filmu, který má po obou krajích pravidelné dirkování pro náležitě vedení. Otáčí-li se klikou, odvíjí se film ze zásobního kotouče, umístěného v tmavé prostoroze stroje. Na malý okamžik část filmu v obrazové rovině se zastaví a momentně osvětlí. Ve tmě film se posune o výšku obrázku, znova se zastaví, osvětlí atd. Exponovaný film se navíjí na druhý kotouč.

Stroje hranolové.

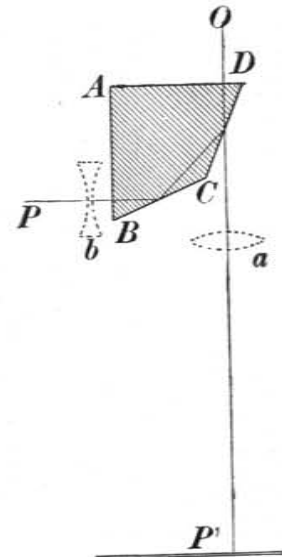
§ 123. Komora světla.

Hranolu užívá se jako optického stroje jednak k odrazu, jednak k lomu a rozkladu světla ze zdroje světelného. V této kapitole vylíšme některé stroje hranolové, jež rozdělíme na tři hlavní skupiny. Prvá skupina obsahuje přístroje, v nichž hranol má úkol zrcadla; druhá skupina užívá hranolu k měření indexu lomu; ve třetí skupině jsou přístroje, v nichž se hranolem světlo rozkládá. V první skupině zmíníme se o *světlé komoře* a *hranolových daleko-*

*) Inž. Boh. Závada: „Mechanická kassetta pro trojbarevnou fotografii“. Vynálezy a pokroky, pg. 19. a 36., r. 1910.

hledech, v druhé o *refraktometrech*, ve třetí o *přístrojích spektrálních*.

Na stojánku asi $\frac{1}{4} m$ vysokém lze posouvat i otáčeti hranolem deltoidové základny (obr. 234.). Lánavou stěnu hranolu *AB* otočíme tak, aby paprsky z předmětu *P*, který chceme okreslit na rovině papíru v *P'* dopadaly na lámavou stěnu *BC* v úhlu větším nežli je mezní úhel úplného odrazu. Tím odrazí se všechno světlo na plochu *CD* a odtud po úplném odrazu vyjde stěnou *AD* do oka pozorovatele *O*, jež vidí podél hrany hranolu *D* přímo papír *P'*. Na něm možno okreslit obrysy předmětu. Obvyčejně bývá předmět *P* tak daleko, že oko zařízené na blízkou plochu *P'* vidí obraz *P* nezřetelně. Tomu pro normální oko se pomůže, vsune-li se spojná čočka na místo *a* do takové vzdálenosti od *P'*, aby obraz *P'* unikl do náležité vzdálenosti. Při veliké vzdálenosti předmětu *P* měla by ohnisková rovina čočky splýnouti s rovinou papíru. Pro oko krátkozraké je výhodnější vsunutí rozptylky do polohy *b*; tím opticky přiblíží se předmět do vzdálenosti rovné *OP'*.

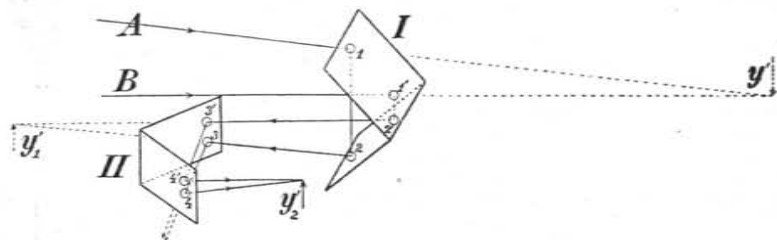


Obr. 234. Komora světla.

§ 124. Dalekohledy hranolové.

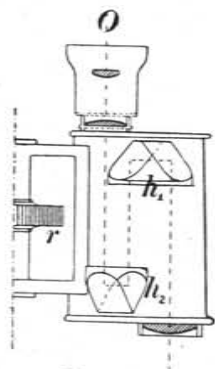
Pozemní dalekohledy mají při poměrně veliké délce malé zorné pole a malé zvětšení. Jsou tedy méně výhodné, srovnáme-li je s dalekohledem Galileovým. Po této stránce jsou pokrokem hranolová kukátka a dalekohledy, které dostatečně zvětšují a při malé délce mají veliké zorné pole. Skutečný obraz objektivem vytvořený je vzhledem k předmětu obrácen kolem osy vodorovně i svisle. Dvěma pravouhlými hranoly, jejichž lámavé stěny i hrany jsou k sobě kolmé, lze však dostat obraz do správné polohy. Lánavého úhlu 90° užívá se proto, že dvěma zrcadly k sobě kolmými změni se směr dopadajících paprsků ve směr opačný (otočí se o 180°). Dvěma dvojicemi zrcadel vzpřimuje se obraz v původním směru paprsků (celkové otočení o $2 \times 180 = 360^\circ$) a nad to ještě vyměňují se jeho strany pravá a levá. Této myšlenky použil nejdříve francouzský

inženýr Porro (1850). Paprsky A a B (obr. 235.), tvořící převrácený obraz y' , zachycují se prvním hranolem I, z něhož znázorňujeme pouze odvěsné stěny. Na nich paprsky odrážejí se úplně v místech 1, 1', po případě po druhé v místech 2, 2', tak že by vznikl v opačném směru vzpřímený obraz y'_1 . Paprsky se však dříve zachytí druhým hranolem pravouhlým II, jenž po dvojnásobném od-



Obr. 235. Chod paprsků v dalekohledu hranolovém.

raze na místech 3, 3' a 4, 4' vzbudí obraz y'_2 ve směru původním, poněkud pošunutém. Dvojnásobným odrazem na každém hranolu obrátí se obraz kolem osy vodorovné i svislé. Zároveň zkrátí se délka přístroje, jak je patrné z vyobrazení (obr. 236.), kde je nakreslena polovina dvojitého dalekohledu hranolového, tak zv. *triedru*.



Obr. 236. Triedr.

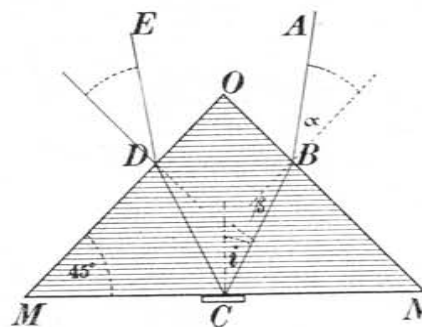
Dalekohledů hranolových se nyní zhusta užívá. Ve vojenství známy jsou rozmanité *periskopy*, kterými lze se rozhlížeti ze zákopů a z podmorských člunů plujících pod hladinou. Na pušky i děla připevňují se podobné zaměřovací přístroje. Hranoly způsobují, že osy objektivů jsou dále od sebe než středy očních zornic. Tak nabýváme prostorového vněmu i pro vzdálenější předměty. Kdybychom oba hranoly rozpůlili řezem jdoucím hranou lámavou a kdybychom obě půlky vzdálili, zvětší se tím šířka dalekohledu ještě více. Objektivy Zeissora »teleplastu« jsou vzdáleny až 1 m. (Dalekohledy *reliefové*.)

Dvojitých dalekohledů hranolových, kterými vzdálený předmět je viděti stereoskopicky, užívá se jako stereoskopických *měřičů vzdáleností (telemetrů)*. V zorném poli každého dalekohledu spatřujeme současně s pozorovaným předmětem obrazy značek (jemných črtů očíslovaných), které jsou v rovině vláknového kříže. Jsou tak

upraveny, že je vidíme stereoskopicky jako značky pro určité vzdálenosti. Zjistíme-li značku, která se na pozorovaný předmět promítá bez parallaxy, můžeme určití vzdálenost předmětu. Podle návrhu *Hectora de Groussiliers* sestrojila firma Zeissova stereoskopické telemetry. Tým základ má *Pulfrichův* stereokomparátor (1902). Tímto strojem měří se vzdálenosti předmětů, které by vyžadovaly telemetru s příliš odlehlými objektivy. Proměřují se jím fotografické snímky, učiněné z konců známé základny (na př. 50 m a více). Snímky se pozorují stereoskopickým hranolovým strojem zároveň s dálkovou stupnicí. Stereokomparátoru užívá se ve fotogrametrii. Měří se jím výška mraků, výška severní záře, pohyby mlhy atd.

§ 125. Reflektometry a refraktometry.

Lomivost prostředí lze zjistiti hranolovým přístrojem, buď že světlo se na zkoušené látce odráží nebo se v ní láme. Stroje prvního druhu slují *reflektometry*, stroje ostatní *refraktometry*.



Obr. 237. Reflektometr Wollastonův.

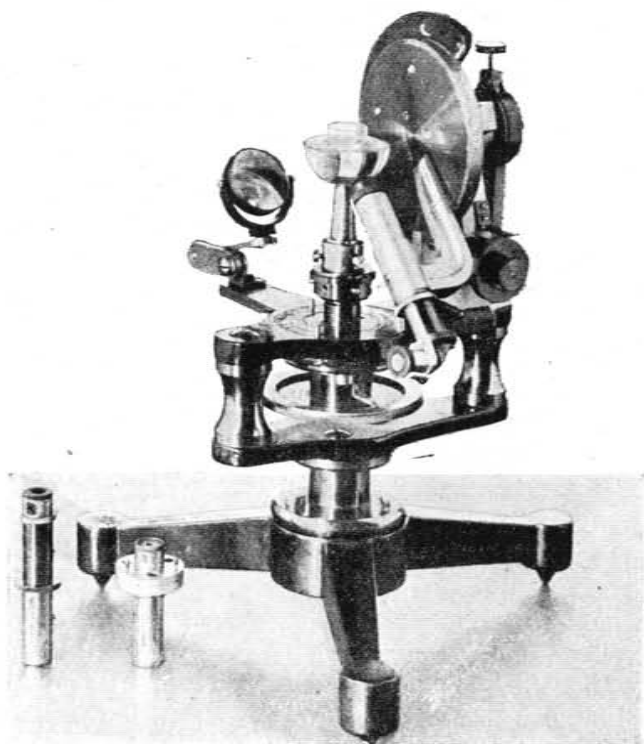
Reflektometrem Wollastonovým (1802) se měří lomivost látek, které mají alespoň jeden povrch rovinný, takže je lze přitisknouti k podstavě pravouhlého hranolu z lámavějšího skla. Dopadá-li na pravouhlý hranol MON (obr. 237.) jednoduché světlo směrem AB v úhlu α , láme se nejprve dovnitř v úhlu β , načež se odráží na rovině MN v úhlu i . Paprsek CDE vystupuje tedy z hranolu v úhlu lomu α vzhledem k lámavé stěně MO . Hranol (MON) budiž připevněn na stolek goniometru, jímž je možno úhel α měřiti. Úhel α určíme tak, aby náležel meznímu úhlu i pro úplný odraz na rovině MN . Na tuto rovinu přitiskneme látku C s indexem lomu n . V případě úplného odrazu spatříme lesklé rozhraní MN (skla a

vzduchu) až na tmavší místo u C , kde se světlo láme do látky C . Lze nalézt však takový úhel i , že celá rovina MN se leskne úplným odrazem. Ze vztahů pro index lomu hranolu N a pro index lomu látky C

$$N = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} \quad \text{a} \quad n \sin 90^\circ = N \sin i,$$

jakož i z podmínky

$$i = 45^\circ - \beta$$

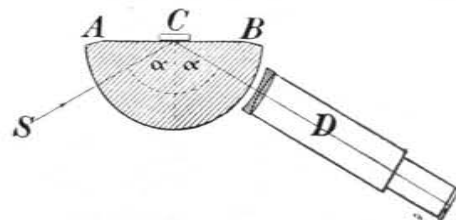


Obr. 238. Refraktometr Abbeův.

Lze určit n , třeba byla látka C neprůhledná. Předpokládá se jenom že $n < N$. Přístroje tohoto druhu sestavili *Abbe* (1874), *E. Wiedemann* (1876), *Terquem* a *Tranmin* (1875, 76), *Kohlrausch*, *Pulfrich* (1890) a j. Z nich uvedeme jen ty, kterých praxe nejčastěji užívá.

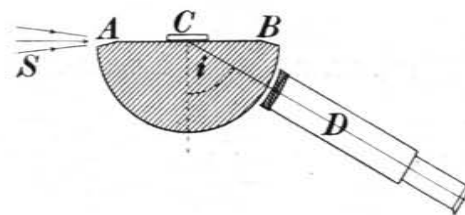
Abbeův *totální reflektometr* a *refraktometr* (obr. 238.) určuje mezní úhel úplného odrazu. Index lomu vyplyne jediným zamě-

řením. Látka, jejíž index lomu hledáme, vybrousí se alespoň na jedné ploše v rovinu a přilepí kapalinou velké lomivosti (olejem kassiovým, monobromnaftalinem atd.) na střed polokoule C (obr. 239.) ze silně lámavého skla známého indexu N . Osa polokoule staví se svisle, aby rovinný řez hořejší byl vodorovný. Polokouli osvětlíme jednoduchým světlem na př. sodíkovým s jedné strany. Světlo odražené na látce C pozorujeme dalekohledem D , který mívá



Obr. 239. Schema reflektometru Abbeova.

v okuláru úplně odrazející hranol, aby se pozorování ulehčilo. V dalekohledu viděti je hranici mezi světlem úplně odraženým a prostorem tmavým, kam světlo nevniká. Tím je pozorování určitější nežli bylo původní methodou *Wollastonovou*. Tam mezní čára vznikla menším kontrastem plochy úplně odrazející a plochy částečně cdražející. Dalekohled D otáčí se kolem vodorovné osy, jež



Obr. 240. Schema refraktometru Abbeova.

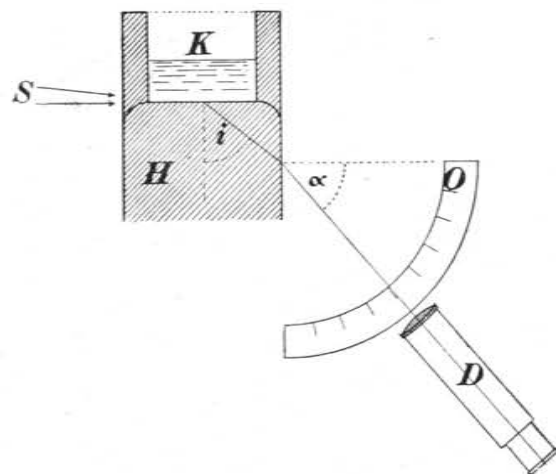
jde středem polokoule. Přední plocha dalekohledového objektivu vybroušena je tak, že mezi objektivem a polokouli při otáčení dalekohledu vždycky se vyskytuje vzduchová vrstva všude stejně silná. Pro rektifikaci stroje je možno polokouli otáčeti kolem svislé osy a skutečnou osu polokoule vpravití do správné polohy. Abbeovým reflektometrem určí se tudíž přímo úhel i . Index lomu látky C je pak

$$n = N \sin i,$$

kdež N značí index lomu polokoule. Tato konstanta přístroje se předem určí, pozorujeme-li mezní úhel i_0 při styku polokoule se vzduchem.

Stroje Abbeova možno použití též jako *refraktometru* tím, že se určí úhel lomu, dopadá-li světlo podél rozhraní obou prostředí (obr. 240.). Aby se změřil index lomu kapaliny, přilepí se na rovinu AB skleněný kroužek (viz obr. 238.) a do něho se nakápne trochu kapaliny.

Refraktometr Pulfrichův má místo polokoule skleněný hranol v podobě kostky. Její hořejší stěna nese skleněný váleček K , aby



Obr. 241. Refraktometr Pulfrichův.

se do něho pohodlně vpravila kapalina (obr. 241.). Jednoduché světlo dopadající podél rozhraní kapaliny vchází do hranolu H v úhlu i a opouští druhou stěnu kostky v úhlu α . Pozoruje se dalekohledem D , kdy vlákno kříže splyne s rozhraním úplného odrazu. Na limbu O se zjistí velikost úhlu α . Má-li hranol H index lomu N , jest $\sin i = \frac{n}{N}$; mimo to však

$$N = \frac{\sin \alpha}{\sin (90 - i)},$$

takže

$$n = \sqrt{N^2 - \sin^2 \alpha}.$$

Je-li látka tuhá, vybrousí se rovinně a přilepí kapalinou značně lomivou na povrch kostky.

Lomivost krystalů dvojlomných záleží všeobecně na směru dopadajícího paprsku. Je proto nutno tento směr stanovit. Kostka Pulfrichova refraktometru se zamění válcem, který lze otáčeti kolem vlastní osy i s praeparátem. Podobné zařízení má též refraktometr Abbeův (viz obr. 238.). Poněvadž lomivost kapalin záleží na teplotě, sestrojeny byly zvláštní refraktometry, v nichž kapalina se udržuje na stálé teplotě. Mimo to přidává se k refraktometrům zařízení, jímž možno určití index lomu pro různé vlnové délky. Tyto přístroje nazývají se *spektrální refraktometry*.

§ 126. Hranolové stroje spektrální.

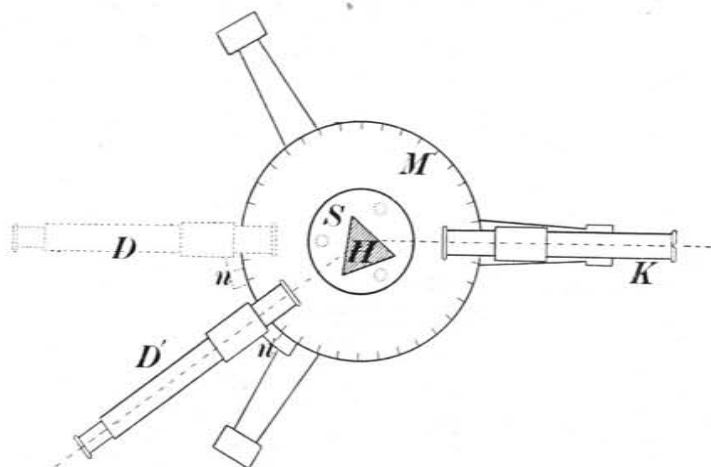
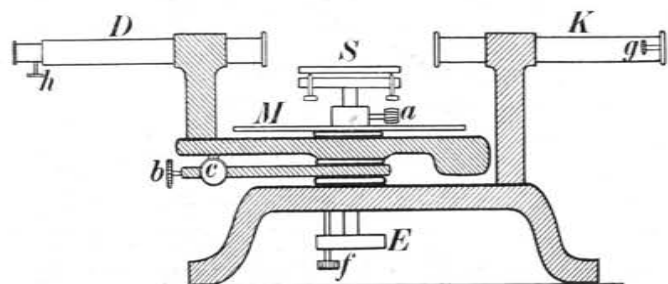
Hranol nebo soustavy hranolové přístrojů spektrálních rozkládají složené světlo na jednoduché jeho složky. Přístrojem se buďto měří index lomu látky hranolové pro různé délky vlnové nebo se určuje délka vlny světelné. Přístroje prvního druhu slují *spektrometry*. Druží se k refraktometrům hranolovým vypsáním v předešlém odstavci. Spektrální přístroje, jimiž se srovnávají délky světelných vln, nazývají se *spektroskopy*, pokud se měření děje okem. Přístroje zařízené na fotografii spekter slují *spektrografy*. Ke konci této části uvedeme spektrální přístroje hranolové, jimiž se srovnávají intensity zdrojů světelných pro určité jejich barvy. Těmto přístrojům říkáme *spektrofotometry*.

a) *Spektrometry*. *) Jednoduchý spektrometr ukazuje v náčrtku obr. 242. K pevnému podstavci přidělán je nehybný *kollimátor K*. Jeho trubice na jednom konci nese jemnou podélnou štěrbinu. Její šířku lze šroubem g měniti. Na druhém konci trubice jest achromatická čočka, od štěrbinu vzdálená o ohniskovou dálku; osvětlená štěrbinu dostává se tak opticky do nekonečna. Proti kollimátoru stojí dalekohled D zařízený na nekonečno. Jeho osa leží v téže rovině jako osa kollimátoru. Dalekohled je otáčivý kolem svislé osy stroje, je-li šroub b uvolněn. Utáhne-li se tento šroub, je možný ještě mikrometrický pohyb šroubem c . Polohu osy dalekohledu lze zjistiti na rozděleném kruhu M , obvyčejně na dvou protilehlých směrech spojených s dalekohledem, které v hořejším výkresu nejsou vyznačeny. Látka, jejíž lomivost a dispersi chceme měřiti, upraví se ve tvar hranolu (kapaliny se nalijí do nádobek hranolovitých se stěnami plauparalelními). Tento hranol H postaví se na stolek S . Uvolněním šroubku a jest možno stolek zvedati nebo sni-

*) Jos. Štěpánek: Historický rozvoj spektrometrie. Pisek 1903.

žovati, uvolněním šroubku *f* lze stůlek *i* s kotoučem *E* otáčeti. Správné polohy nabude hranol přilepený na stůlek *S* třemi stavěcími šroubky.

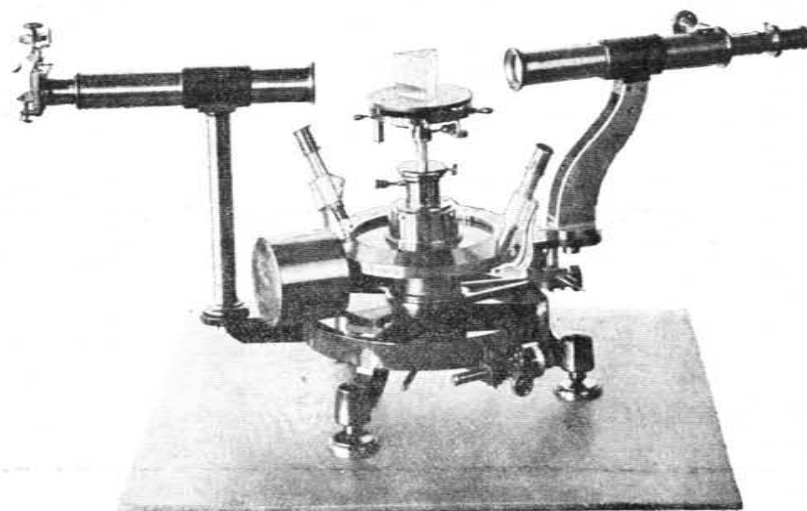
Prvá měření spektrometrická konal *Fraunhofer* (1814, 15). Jeho zařízení upomínalo na theodolit. Od spektrometru lišilo se hlavně tím, že hranol byl postaven výstředně a současně se polyboval s daleko-



Obr. 242. Schema spektrometru.

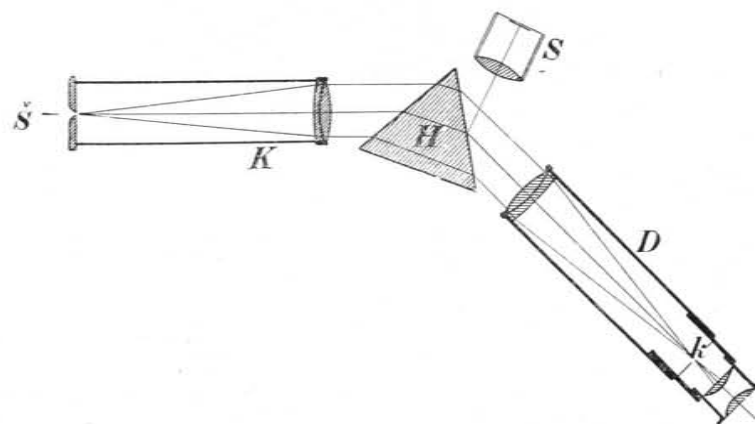
hledem. Původní spektrometr s hranolem postaveným uprostřed rozděleného kruhu sestrojil *Meyerstein* (1856). Přístroj zdokonalili *V. Lang*, *Wanschaff* a jiní. *Abbe* (1874) zjednodušil původní tvar *Meyersteinův* spojiv kollimátor s analyzujícím dalekohledem. Podstatu autokollimace vypíšeme v dalším odstavci. Některé spektrometry zařízeny jsou též pro světlo polarisované. Firma *Fuess* sestrojila takový stroj (1905) podle návrhu *Voigtova* (viz obr. 243.). Spektrometry, kterými se konají práce goniometrické, spektrometrické i spektrografické, slouží *universální* (*Lehmann* 1904).

b) *Spektroskopy. Spektroskop Kirchhoffův a Bunsenův. Kirchhoff a Bunsen* dali spektroskopu základní tvar podobný spektro-



Obr. 243. Spektrometr Fuessův.

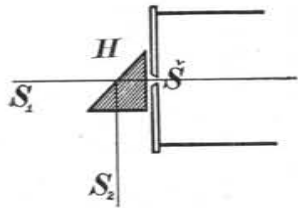
metru. Má také kollimátor *K* (obr. 244.) se štěrbinou *S*, postavenou v ohniskové rovině achromatického objektivu, z něhož vycházejí



Obr. 244. Spektroskop Kirchhoffův a Bunsenův.

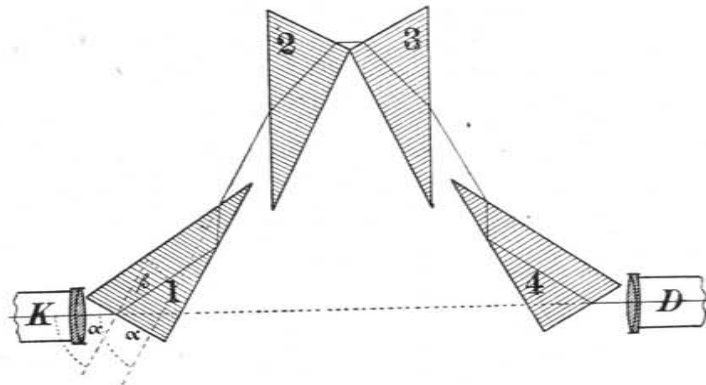
rovnoběžné paprsky na hranol *H*. Hranol flintový nebo z jiného skla (borového, thalliového), jež poskytuje mohutný rozklad světelný, mívá lámavý úhel 60° a stává se do nejmenší úchylny, aby

obraz spektra byl co možná dokonalý. Spektrum pozoruje se dalekohledem D zařízeným na nekonečno a otáčivým kolem vswlé osy stroje, obyčejně z hruba i jemně mikrometrickým šroubem. V poli dalekohledu spatřuje se vláknový kříž k , umístěný v ohniskové rovině objektivu. V zorném poli dalekohledu vidí oko současně se spektrem stupnice a to bez parallaxy. Stupnice S je osvětlena vhodným způsobem a opticky — čočkou — vzdálen se do nekonečna. Paprsky, odrazivši se na jedné z lámavých stěn hranolu, vcházejí do dalekohledu zároveň s ostatním světlem. Hranol zařizuje se obyčejně do nejmenší úchytky pro světlo sodíkové. Význačný dílec stupnice padá na sodíkovou čáru. Stupnice je pořízena fotograficky. Má jasné dílce na tmavé půdě, tak aby světlo ozařující stupnici co nejméně vadilo. Ve mnohých případech se srovnává spektrum neznámé se známým spektrem. Proto těsně před štěrbinu \mathcal{S} (obr. 245.) postaví se trojboký hranol H , který kryje část štěrbiny (do výše). Polovice štěrbiny se osvětluje přímo zdrojem S_1 , který se analyzuje, druhá polovice osvětlí se pomocným zdrojem S_2 . Pozorovatel vidí obě spektra nad sebou.



Obr. 245. Zařízení pro pozorování dvou spekter.

c) *Spektroskopy přímohledné.* Pro rychlá pozorování spektroskopická sestavují se *ruční spektroskopy přímohledné*. Tyto stroje

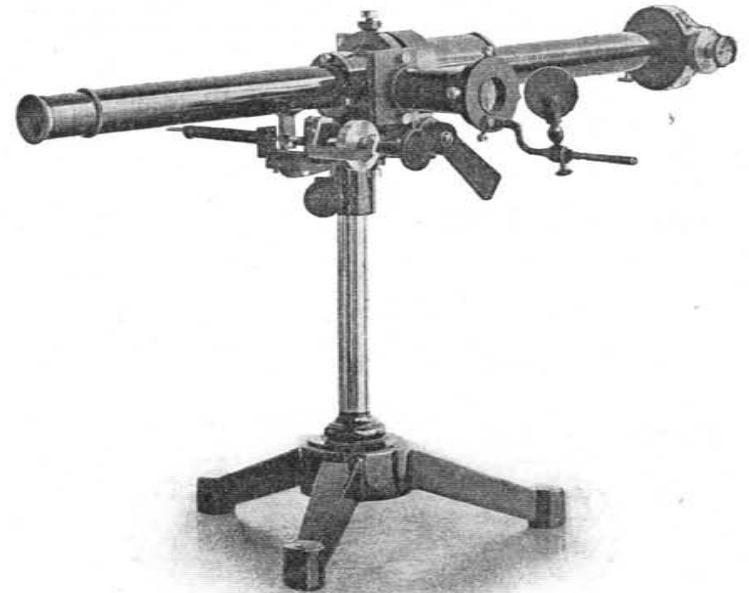


Obr. 246. Spektroskop přímohledný (Blakesleyův).

mívají několik hranolů za sebou postavených, aby střední část spektra (paprsky žlutozelené) se neuchylovaly. Větší spektroskopy přímohledné upevňují se na stojany a to otáčivě kolem osy vswlé

i vodorovně. Tyto stroje mívají také stupnici. Poněvadž se jimi obyčejně celé spektrum najednou nepřehlédne, lze dalekohledem poněkud otáčeti.

Blakesley (1903) sestavil přímohlednou soustavu hranolovou ze 4 shodných, pravoúhlých hranolů z téhož druhu skla, které jsou sestaveny způsobem v obr. 246. naznačeným. Hranoly jsou tak vybroušeny, že při nejmenší úchytky jest úchytky prvním hranolem



Obr. 247. Přímohledný spektroskop (dle fotografie).

způsobená rovna úhlu dopadovému. Je tudíž

$$n \sin \frac{\alpha}{2} = \sin \frac{\alpha + \delta}{2} = \sin \alpha$$

čili

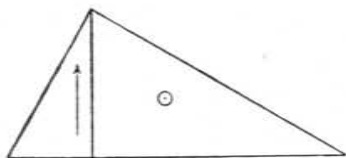
$$n = 2 \cos \frac{\alpha}{2}.$$

Disperse pro čáry A a G byla $18^{\circ} 20'$.

Na obr. 247. znázorněn jest přímohledný spektroskop *Heeleův*.

d) *Spektroskopy se stálou úchytkou.* Novější spektroskopy mívají stálou úchytkou. Kollimátor i dalekohled pozorovací jsou pevné.

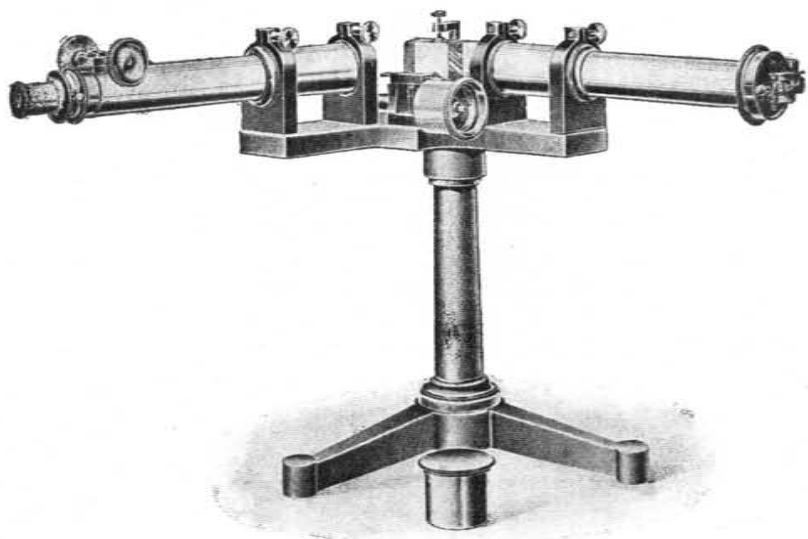
Hranolová soustava jest zařizena na vhodnou úchylku spektrálního středu. Zvláště při složitějších měřeních spektrálních osvědčuje se úchylka 90° , po případě 180° . Druhému případu vyhovují přístroje přímohledné a přístroje s rovnoběžnými osami kollimátoru a dalekohledu. Takový spektroskop sestrojil Löwe (1907). Pro pozorování subjektivní má spektroskop Löweův dva Abbeovy hranoly se 60° úchylkou, pro měření v ultrafialové části dva *Straubelovy* hranoly křemenné. Aby se zamezil dvojlom a polarisace, je každý z nich složen ze dvou pravouhlých hranolů. Jeden má směr hlavní osy



Obr. 248. Hranol Straubelův.

se příslušná část spektra dostane do pole dalekohledu.

Odchylku 90° má *Hilgerův* spektroskop s hranolem *Pellin-Broca*-ovým. Celková úprava tohoto přístroje vysvitá z obr. 249.



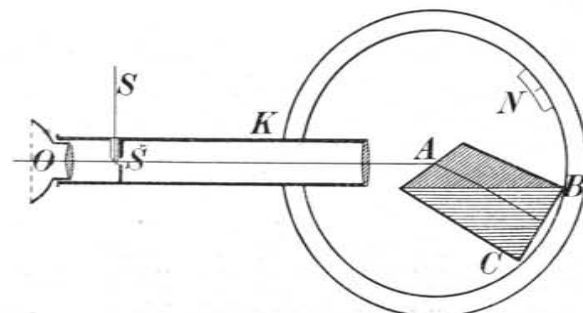
Obr. 249. Hilgerův spektroskop.

Hranol spektroskopu otáčí se současně se stolkem. Šroub, kterým se tak děje, má hlavici rozdělenou, po případě podle vlnových délek.

Je-li dělení desetinné, nutno stupnici proměřiti podle známých délek vlnových.

Spektroskopů se stálou úchylkou užívá se též jako *monochromátorů*. Z pozorovacího dalekohledu odstraní se okulár, načež spektrum se promítne na druhou šterbinu, která propustí určitý druh světla.

e) *Spektroskopy autokollimační*. Autokollimaci do spektroskopie zavedl *Abbe*. Pevný kollimátor (viz obr. 250.) *K* se šterbinou *S* je zároveň pozorovacím dalekohledem. Šterbina osvětluje se z části hranolem *H* úplně odrazejícím. Paprsky ze zdroje *S*₁ po případě ze zdroje *S*₂ vycházejí rovnoběžně z kollimátoru *K* a dopadají na poloviční Rutherfordův hranol, jehož stěna *BC* je po-



Obr. 250. Autokollimační spektroskop Abbeův.

stříbřena. Paprsky dopadající na stěnu *BC* kolmo, odrážejí se do téhož směru a vcházejí po dvojnásobné dispersi znovu do kollimátoru, který pro ně přejímá úlohu dalekohledu. Aby bylo možné pozorovati kteroukoliv čáru spektrální, stojí hranol *ABC* na stolečku, otáčivém kolem svislé osy. Poloha hranolu zjišťuje se na děleném kruhu pohyblivým noniem *N*, pevně se stolkem hranolu spojeným. Přístroje lze použiti též jako refraktometru a goniometru.

Fabry a *Jobin* (1904) sestavili autokollimační spektroskop, zařízený též pro fotografické snímky spektra, který má na fotogrammech tuto dispersi pro 10 \AA

1.1mm	při	5500 \AA ⁰
1.25	...	5000
1.35	...	4500
2.6	...	4000
3.4	...	3700

f) *Spektroskopy s několika hranoly*. Hranol dává dispersi, která záleží jednak na optické jeho lomivosti pro krajní paprsky

spektrální, jednak na velikosti úhlu lámavého. Pro větší dispersi se staví na stolek spektroskopu dva nebo více hranolů za sebou. Aby bylo zobrazení určité části spektrální správné, nutno hranoly jeden po druhém stavěti do nejmenší úchytky. Shodné hranoly z téže látky postavíme výhodně tak, že jejich základny tvoří část pravidelného mnohoúhelníku vepsaného do kruhu určitého poloměru. Postavití hranoly do nejmenší úchytky pro jinou délku vlnovou vyžaduje nejen změny poloměru, ale i středu kruhu. Namáhavou a zdoluhavou tuto práci lze nahraditi strojovým zařízením, jež navrhli *Littrow* (1863), *Browning* (1863), *Löwenherz* (1879), *Grubb* (1870), *Thollon* (1878), *Krüß* (1888, 1900), *Löve* (1906) a *Hamy* (1908).

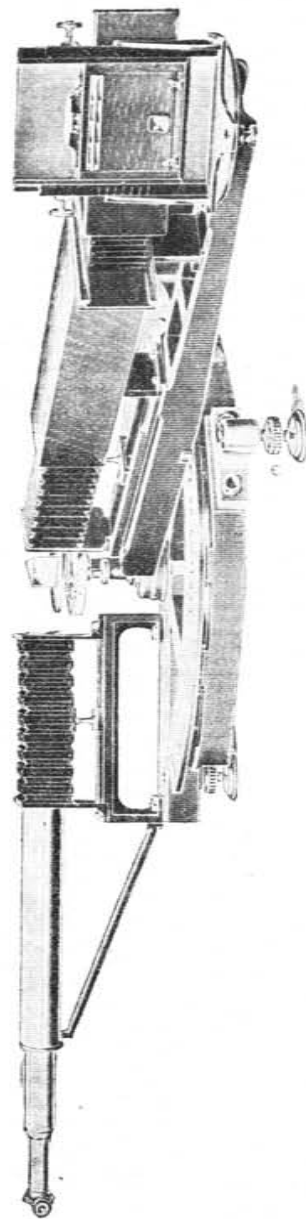
g) Spektrografy. Pozorování jednotlivých čar spektrálních okem unavuje, zvláště, je-li světlo málo jasné. Po této stránce zdokonaluje se pozorování spektrální fotografií. Obrázek spektra, utvořený v ohniskové rovině pozorovacího dalekohledu promítá se přímo na desku fotografickou nebo se rozptýlnou soustavou (jako u teleobjektivu) ještě také zvětšuje. Tímto způsobem se zaznamená celé spektrum se všemi jeho podrobnostmi v poměrně krátké době. Deska citlivá na paprsky fialové a ultrafialové (po případě zeitlivěná na paprsky infračervené) zachytí i neviditelné části spektra. Spektrogram se proměří pohodlně za denního světla. Měření lze opakovati několikráte v případech pochybných.

Spektroskopy, jimiž můžeme objektivní obrázek spektra zachytiti na fotografickou desku, nazývají se *spektrografy*. Optika jejich, pokud se jimi fotografuje viditelné spektrum, jest z optického skla; hranol je obyčejně ze skla flintového indexu lomu 1·6 až 1·7. Velmi světlý spektrograf pro viditelné spektrum navrhl r. 1892 *Eder*. Spektrograf tento má Rutherfordův hranol. Pro fotografii spekter pod sebou na téže desce zařídil jej *E. Gotthard* r. 1894. *Eder* a *Valenta* získali tímto přístrojem velmi četných spektrogramů, o nichž v oddílu »Spektroskopie« stane se zmínka. Pro paprsky ultrafialové užívá se křemenných hranolů, tak složených, aby se nejevil dvojlom, po př. hranolů z kamenné soli, kazivcových a pod. Také čočky těchto spektrografů nutno udělati z látky, která nepohlcuje ultrafialových paprsků. Poněvadž i vzduch obsahuje krátkovlnné paprsky ultrafialové, sestaven byl pro fotografii nejkratších vln světelných *vakuový spektrograf* (*Schumann* 1893). V novější době sestrojili *Trowbridge* a *Keil* (1910) vakuový spektrograf, jímž možno fotografovati jak ultrafialovou část spektra tak i část infračervenou.

Obr. 251. znázorňuje velký křemenný spektrograf Hilgerův. V levo vidíme kollimátor, uprostřed stolek s hranolem křemenným, v pravo fotografickou komoru na posuvnou kassetu, tak že na tutéž desku lze pod sebou zobraziti několik spekter.

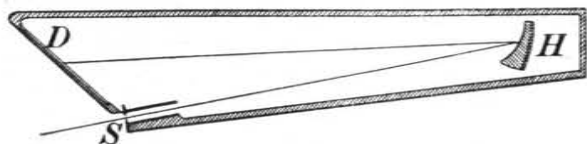
Zvláštní spektrograf sestrojil *Féry*. Hranol *H* (obr. 252.) má dvě plochy kulové z nichž vypuklá je postříbřena. Světlo štěrbiny *S* dopadá na hranol, rozkládá a odráží se od jeho zrcadlicí stěny a po opětovném rozkladu vyjde z hranolu směrem *HD*, tak že se spektrum zobrazí na fotografické desce *D*.

Pro fotografii spekter ultrafialových zhotoví se hranol z křemene nebo kazivce. Pro práce astrofysikální připojují se spektrální zařízení k velkým dalekohledům a fotografují se spektra na př. stálie spolu se spektry známých prvků (na př. železa), aby snáze se porovnávaly a určovaly neznámé čary spektrální. K velikému dalekohledu Yerkesovu připojiti lze *spektrograf Bruceův*, jenž má tři hranoly flintové s úhrnou úchytkou 180°. Schema tohoto stroje viz na obr. 253. Fotografická komora má dvojité stěny aluminiové. Přístroj se udržuje elektrickým mírným topením na stálé teplotě. Spektrum Polárky vyžaduje na obyčejnou desku fotografickou expozice asi 8minutové; spektrum hvězdy 5·5 velikosti expozice dvouhodinové.



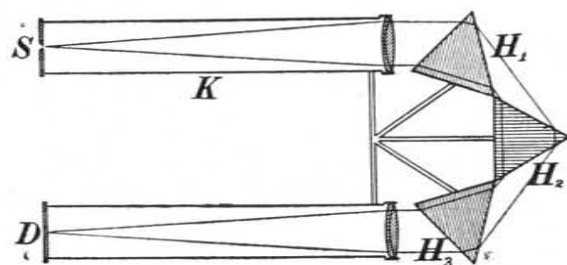
Obr. 251. Hilgerův křemenný spektrograf.

Zvláštní přístroje jsou pro spektrální výzkum slunce. *Evershed* sestavil dvojhranolové a trojhnanolové *sluneční spektroskopy*, jimiž se pozorují spektra slunečních protuberancí. Pro jednobarevné obrazy sluneční zařizeny jsou *spektroheliografy*. První přístroj takový popsal *Janssen* r. 1869. Některé pokusy o fotografii slunce v určitém světle jednobarevném vykonali *Braun* a *Lohse* (1875). Dokonalého tvaru nabyl spektroheliograf teprve úsilím



Obr. 252. Feryův spektrograf.

Haleovým, jenž r. 1889 popsal dva tvary, r. 1892 pak obdržel první jednobarevný obrázek sluneční desky. Velmi dokonalé *spektroheliografy* jsou připojeny k velikým dalekohledům Sluneční hvězdárny na Mount Hamiltonu v Pasadeně (k velkému stroji hranolovému), na hvězdárně Lickově a Yerkesově v Americe, k reflektoru astrofyzikální observatoře v Meudonu (spektroheliograf Deslandresův) v Postupimi atd. Ve spektroheliografu se promítá skutečný obraz

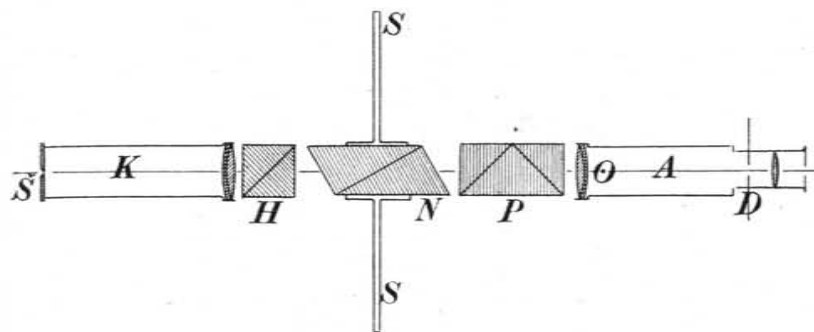


Obr. 253. Schema spektrografu Bruceova.

slunce na první štěrbinu spektrografu, jehož druhou štěrbinou se propouští jednobarevné světlo náležející určité čáře Fraunhoferově. Za touto druhou štěrbinou je deska fotografická. Obrázek sluneční postupuje od kraje ke kraji přes štěrbinu; právě tak postupuje deska fotografická za druhou štěrbinou. Na desce se vedle sebe kladou jednobarevné obrazy, jež vyplní při správném chodu stroje celý obraz sluneční desky. V pětistopovém spektroheliografu hvězdárny v Pasadeně, jež sestavili *Hale* a *Ellerman* (1906) sku-

tečný obraz slunce i fotografická deska jsou v klidu; za to přístroj spektrografický se pohybuje. Štěrbinu jsou tak jemné a disperse tak veliká, že bylo možno zachytiti jednobarevné obrazy slunce nebo některých jeho částí (skvrn atd.) světlem, jež náleží určité části Fraunhoferovy čáry.

h) Spektrální fotometry. Spektrální fotometry náleží do tohoto oddílu pouze po té stránce, že mají hranolové zařízení na spektrální rozklad světla. Spektrální fotometry liší se podle účelu. Zhruba lze světelnou intenzitu v různých částech spektra odhadnouti spektroskopem. Stupnice nahrazena je malým otvorem (clonkou), který se osvětluje zdrojem bílého světla. Osvětlení lze tmavým skleněným klínem měniti. Clonka je ve vodorovné rovině pohyblivá, aby bylo možno světlý obrázek clonky promítnouti na

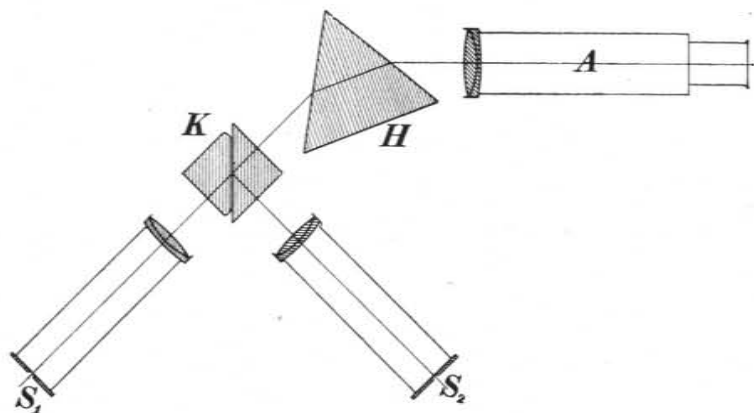


Obr. 254. Glanův spektrální fotometr.

kterékoliv místo spektra. Poměrné měření záleží pak v tom, že se srovnává osvětlení obrazu clonky s příslušnou částí spektra. Rozdíl barev tu ovšem ruší. Výhodnější je proto postavit nad sebou dvě spektra, náležející srovnávaným zdrojům. Každé spektrum vzniká štěrbinou, jejíž šířku lze měniti i měřiti. (*Vierordtova dvojštěrbiná* 1870). Ze spektra vymezí se clonkou hledaná barva. Jedna štěrbinu se pak mění tak dlouho, až obě části spekter nad sebou mají stejné osvětlení. Intensity příslušných záření jsou v nepřímém poměru šířek obou štěrbin (pokud se ovšem obě štěrbinu rozevírají souměrně na obě dvě strany a pokud je plošná intenzita ve spektru úměrna vlnové délce.

Glan (1877) sestavil přímohledný spektrální fotometr, jehož úpravu ukazuje obr. 254. Štěrbinu kollimátoru *S* rozdělena je kovovým proužkem v část hořejší a dolejší. Rovnoběžné paprsky cpouštějící objektiv rozdělí se Wollastonovým hranolem *H*, jehož

hrana lámavá je k štěrbině kolmá, ve čtyři spektra. Dvě z nich se clonkami zadrží, tak že pozorovatel vidí pouze spektra dvě. Jsou to spektra paprsků k sobě kolmo polarisovaných. Světlo postupuje dále nikolovým hranolem otáčivým *N*, jehož postavení zjišťuje se na rozděleném kruhu *S*. Světlo rozkládá se přímohledným hranolem *P*, obě spektra pozorují se dalekohledem *D*. Hořejší část štěrbin *Š* osvětlí se jedním zdrojem, dolejší část štěrbin druhým zdrojem světelným. Štěrbina je tak zařízena, aby obě spektra se dotýkala. Nullovou polohou nikolu jest postavení, ve kterém jedna část pole jest úplně tmavá. Z této polohy se pak nikol vzdaluje až do polohy, ve které jsou obě spektra stejně jasná. Vzhledem k souměrnosti přístroje pro obě spektra je pak $\varepsilon_2 : \varepsilon_1 = \operatorname{tg}^2 \varphi$, kdež ε_1 a

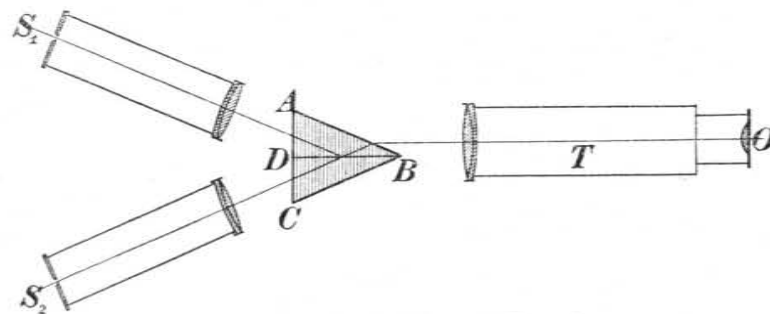


Obr. 255. Spektrální fotometr Lummerův a Brodhuův.

ε_2 značí intenzitu srovnávaného světla z prvního i druhého zdroje a φ úhel, o který byl otočen nikol z nullové polohy. Není-li možno zaručiti souměrnost, nutno v hořejším vzorci připojiti činitel *K* a místo $\operatorname{tg}^2 \varphi$ psáti $K \cdot \operatorname{tg}^2 \varphi$. Hodnota *K* (málo od jednotky rozdílná) určí se pokusem, když se osvětlí obě části štěrbin tímž zdrojem. Podobný spektrální fotometr sestrojil *König* (1885—94); dále jej zdokonalili *Martens* a *Grünbaum* (1903).

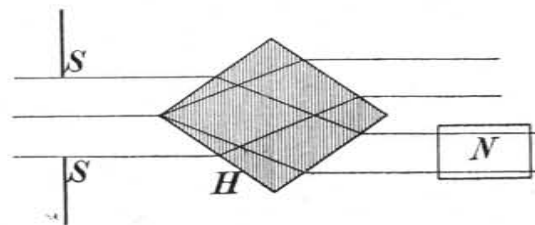
Dvou kollimátorů užili *Lummer* a *Brodhun* (1892). Jejich spektrální fotometr znázorněn je na obr. 255. Srovnávané zdroje světelné ozařují štěrbin *S*₁ a *S*₂ dvou kollimátorů, které osvětlují Lummerovu a Brodhuovu kostku *K*, takže světlo od *S*₁ dopadá na hranol *H* přímo, kdežto světlo *S*₂ teprve, když se odrazilo na vnitřním řezu kostky. Obě světla rozkládá hranol *H*. Pozorovatel

vidí v ohniskové rovině analysátoru *A* obě spektra vedle sebe; i může snadno posouditi stejnou neb různou jejich jasnost. Spektra se pozorují bez okuláru štěrbinou, nastrčenou na analysátor místo okuláru (*Maawell*). Při měření určuje se šířka štěrbin *S*₁ a *S*₂. Osvětlení jedné ze štěrbin možno zeslabiti otáčivou výsečí (viz odstavec o sensitometrii desek fotografických).



Obr. 256. Spektrální fotometr Braceův.

Tento fotometr zjednodušil *Brace* (1899). Kostku Brodhuovu zastupuje (obr. 256.) hranol (*ABC*) složený ze dvou pravouhlých shodných hranolů (*ABD*) a (*BDC*). Jeden z nich je na stěně *DB* postříbřen a opatřen průhlednou rýhou, kolmo k štěrbinám *S*₁ a *S*₂, a pak přilepen k hranolu druhému. Oko *O* vidí spektra zdrojů, osvětlujících štěrbin *S*₁ a *S*₂, jedno zmíněnou rýhou, druhé pak



Obr. 257. Spektrální fotometr Hüfnerův.

kolem této rýhy. Změnou šířky štěrbin nebo otáčivou výsečí lze učiniti osvětlení stejným, zmizí-li vnitřní spektrum ve vnějším.

Některými spektrálními fotometry se měří hlavně absorpce. Srovnává se jimi světelná intenzita zdroje spektrálně rozloženého s intenzitou světla téhož zdroje, které prošlo absorpčním prostředím. Příkladem je *spektrální fotometr Hüfnerův*, kterým se měří extinkční koeficienty pro různé vlnové délky. Světlo postupující

svislou štěrbínou (obr. 257.) rozdělí se ostrou hranou *Albrechtova* hranolu, kolmou ke štěrbíně na dva paprskové svazky, z nichž jeden dopadá na nikol *N*. Oba svazky paprskové procházejí hranolem, který je rozkládá. Obě spektra vedle sebe jdou druhým nikolem, jehož nullová poloha souhlasí s polarisační rovinou nikolu *N*. Otáčením nikolu, jež se zjišťuje na rozděleném kruhu, zeslabuje se intenzita paprskového svazku prošlého *N*, až souhlasí s intenzitou svazku, který prošel absorbuující látkou.

Twyman (1907) upravil tento fotometr, aby měl stálou úchytku. Otáčí-li se rozkladným hranolem, vstupují do zorného pole žádané části spektra. Jejich vlnovou délku lze určití na mikrometrickém šroubu přímo na hranolu.

Lummer a Pringsheim (1906) sestrojili spektrální fotometr scintillační. Jím se srovnávají světlosti dvou různých částí spektrálních téhož zdroje. Tohoto fotometru lze užítí též jako optického pyrometru. Pak nevadí, že zdroj optický není docela stálý. V technické praxi stačí pro fotometrické srovnání dvou zdrojů světelných rozdělití spektrum vlnovými délkami 4900 a 5800 Å na tři díly a měřítí jen tyto tři části spektrální. Takový spektrální fotometr sestrojili *Thorvert s Jobinem* (1909).

VI.

Spektroskopie.

§ 127. Rozdělení úkolu.

V předešlých oddílech přihlíželi jsme k úkazům světelným po geometrické jejich stránce. Další tři oddíly věnujeme fyzikálnímu studiu světelné energie. Toto zkoumání týká se otázky, jak závisí složitost světelné energie na fyzikální a chemické povaze látky, která je obsažena ve zdroji světelném nebo která mění energii světelnou na ni dopadající po případě jí procházející. Někdy se zahrnují optické zjevy, z nichž patrna je součinnost hmoty a světelné energie ve zdrojích, názvem *světelná emise*. Když však hmota ozářená přijímá část energie světelné a po případě ji pozměňuje, zoveme takové úkazy *pohlcování* neboli *absorpce* světla. Název spektroskopie volíme pro užší rozsah optických zjevů nežli jsou všeobecně vyjádřeny názvy emise a absorpce, neboť chceme si v tomto oddílu povšimnouti zejména těch úkazů emisních, pokud je spektrálně můžeme sledovati. Rovněž úkazy absorpční omezíme v tomto oddílu na zjevy absorpční, pokud jde o kvalitu a kvantitu absorbované energie světelné, nepátrajíce po dalších jejích změnách a projevech. O proměnách pohlčené energie světelné v energii chemickou pojednáme v oddíle VII., nadepsaném Fotochemie a fotografie. K němu připojíme oddíl VIII. (Luminiscence), zahrnující zjevy opačných změn energetických, t. j. světelné zjevy, jejichž původem jest pohlčená energie emisní. Podle toho je základním úkolem spektroskopie studovati spektra emisní a absorpční. Při tom zvláště přihlíží se k emisi zdroje světelného. Především popíšeme různá spektra rozdělice je podle zdrojů světelných, podle vlnové délky, podle celkového vzhledu a konečně podle toho, zda jsou přímým obrazem emise zdroje nebo obrazem, který pozměnilo prostředí, propustivši světelné paprsky. Ke konci poukážeme na všeobecné zákony emise a absorpce světelné. V oddílu druhém vypsány budou vlivy na spektra emisní, totiž souvislost spektra a svítící látky,

souvislost spektra a energie, která spektrum budí, závislost spektra na fyzikálních podmínkách zdroje světelného atd. Část třetí věnujeme zákonitostem ve spektrech čárových a pásmových, část čtvrtou spektřím absorpčním; v části páté podáme stručný přehled theorie a konečně v části šesté promluvíme o spektrální analýsi.

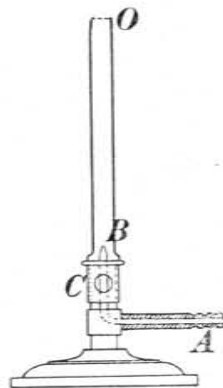
§ 128. A) Rozdělení spekter.

Světelný zdroj vysílá energii, která prostorem postupuje s ohromnou rychlostí a vyznačena jest vedle toho úkazy odrazu, lomu, rozkladu, periodicity a polarisace. Působí-li tato energie na oko tak, že vnímáme ji jako světlo, nazýváme ji světelnou, jinak zářivou energií. Úkazy spektrální, o nichž pojednáme hledíce k jejich souvislosti se stavbou hmoty zúčastněné při záření a s podmínkami fyzikálními, provázejícími emisi i absorpci, týkají se složitosti záření zdrojů a změn způsobených pohlcující látkou. Bohaté výsledky spektrální můžeme rozdělit podle rozmanitých hledisek. Buďto přihlížíme ke způsobu, jak vznikl spektrální zjev, nebo všimáme si povahy světelných zdrojů, nebo vyšetřujeme pouze výsledné spektrum a hledíme podle jeho vzhledu všeobecnou úlohu si rozdělit a zjednodušit. Konečně můžeme přihlížeti též k tomu, jak souvisí spolu zdroj, spektrum a prostředí, jímž záření prošlo, nežli vzniklo spektrum. Různá spektra rozdělíme tedy *a)* podle způsobu, jak vznikla, *b)* podle zdrojů světelných, *c)* podle vlnové délky, *d)* podle vzhledu, *e)* podle původu (přímého nebo nepřímého).

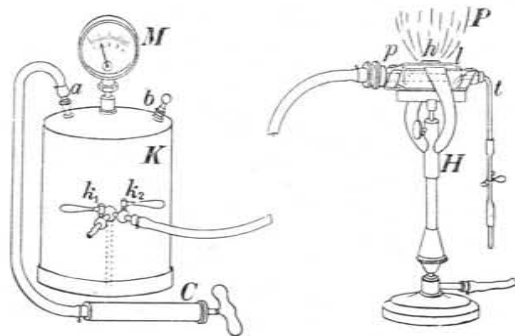
a) Spektra podle vzniku. Složené světlo rozkládáme lomem nebo ohybem. Rozeznáváme tedy spektra *refrakční* a *difrakční*. První slují také hranolová, tato mřížková, poněvadž ohybovým zařízením bývá difrakční mřížka. Na tomto místě připomeneme pouze ty důležité vlastnosti spekter, které souvisí s jejich vznikem. Spektra hranolová jsou vždy absorpční spektra, neboť hranol pohlcuje některé druhy paprsků. Naproti tomu mřížková spektra na odraz jsou spektra emisní, vyloučíme-li, pokud lze, pohlcující prostředí mezi zdrojem a mřížkou, po případě mřížkou a fotografickou deskou. Spektra hranolová jsou více nebo méně *spektra nepravidelná (anomální)*. Úchylnka paprsků bývá složitá funkce vlnové délky, různá pro různé hranoly. Nelze tedy hranolová spektra tak jednoduše srovnávat jako *normální* spektra ohybová, v nichž odchylka od původního směru je jednoduše závislá na délce vlny světelné. Jde-li však o to, určití přesně délku světelné vlny, nehodí se ani

spektrum hranolové ani mřížkové, neboť nelze zhotoviti mřížku naprosto dokonalou. Tato úloha náleží *interferometrům*. Jimi lze délku světelné vlny přímo srovnávat s délkou normálního měřítka.

b) Spektra dle zdrojů. Spektra světelných zdrojů liší se podle toho, jakým způsobem vzniká světelná energie. Zahříváme-li na př. napatý drát platinový elektrickým proudem, zvyšující proudovou intenzitu, pozorujeme ve tmě napřed červený, pak žlutý až konečně i bílý žár. Spektra tuhých látek vznikají tedy žhnutím. Jde-li o kapaliny na př. o kovy, pozorujeme jejich rozžhavený povrch. V tomto případě užívá se s výhodou elektrické peci. Zkoumajíce plyny a páry, zahříváme je buďto uzavřené tak, aby se nedotýkaly jiných plynů, nebo užíváme volných plamenů. Na př. teplem plamenu Bunsenova se z látek do plamene vpravených vytvoří svítící páry. Spektra takových plamenů slují *plamenová*.



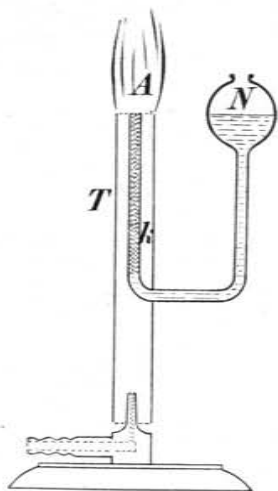
Obr. 258. Bunsenův kahan.



Obr. 259. Zařízení pro plamenová spektra.

Původní úprava hořáku pro plamenová spektra byla velmi jednoduchá. Z počátku užívalo se lihového plamene, který r. 1857 byl nahrazen teplejším a méně svítivým plamenem svítíplynovým. Svítíplyn přivádí se (obr. 258.) násadecem A k úzké trubici, mířící svisle vzhůru v ose podstavce. Prouděním plynu stahuje se okolní vzduch, jenž otvory C vniká do trubice, takže na jejím konci hoří směs svítíplynu a vzduchu. Příklad vzduchu se řídí změnou otvorů C. Otvory vnějšího nasazeného kroužku se více nebo méně kryjí s otvory vnitřní trubice. Někdy bývá hořák tak zařízen, že se trubice zvedá a tím více nebo méně avolňuje příchod vzduchu do ní. Správně seřízený plamen hořáku Bunsenova vysílá jen slabé pásmové spektrum uhlíkové (Swanovo spektrum). Na hrotu plamene pozoruje se spektrum vodních par a kyslíčnicku uhličitého.

Látku, jejíž spektrum plamenové zkoumáme, vpravíme do plamene na drátku nebo lžičce platinové. Některé soli (chloridy, uhličitany a pod.) utvoří snadno perličku, která vpravena do pláště plamene barví jej příslušnými parami. Aby plamen byl trvale a mohutně zbarven, byla sestavena rozmanitá zařízení. Zařízení *Beckmannovo* (obr. 259.) skládá se z kotlíku *K*, který má manometr *M*, pojistnou záklopku *b* a záklopku *a* spojenou s hustilkou *C*. Vzduch v kotlíku zhustíme asi na $1\frac{1}{4}$ až $1\frac{1}{2}$ atmosféry. Ke kohoutu *k*₁ neb *k*₂ připojíme kaučukovou hadici vedoucí k trubičce z nepolované hlíny *p*, která jest obklopena poreulánovou lodičkou *l*. Do lodičky dáme roztok, jehož soli chceme barvití plamen. Ústí hořáku



Obr. 260. Hořák Posejpalův.

Bunsenova *H* je rozdvajeno, takže nad lodičkou hoří plochý plamen. Otevře-li se kohout *k*₂, prodírá se vzduch kapilárními otvory trubice *p* a strhuje do plamene solné částice. Má-li se plamen zbarvití jinou solí, vypustí se roztok z lodičky trubičkou *t*. Hadice nasazené na *k*₂ a *p* spojí se s promývací lahví tak, aby vzduch v *K* tlačil čistou vodu kapilárními otvory trubice *p*. Nato se lodička naplní jiným roztokem.

Úprava *Posejpalova* *) hořáku vysvitá z obr. 260. Na trubičce Bunsenova kahanu *T* připevněna jest nádobka *N* se solným roztokem. Nádobka souvisí s trubičkou *k*, v níž je knot přivádějící k plameni solný roztok. Konec knotu je sice v části plamene méně teplé, ale v místě kde plyn proudí. Kapalina tedy prudce se vypařuje strhuje i částice solné.

Riesenfeld a *Wohlens* (1907) upevnili dole na hořáku Bunsenově nádobku pro roztok, do něhož vedou dvě elektrody. Elektrolysí vodních roztoků vyvíjí se plyny, které strhují solné částice do plamene. *Beckmann* a *Lindner* (1914) upravili podobný přístroj pro plamen třaskavého plynu. Tak získali spekter sodíkového, draslíkového, lithiového a magnesiového, která se bohatstvím čar velmi přiblížily spektrům obloukovým. *Hemsalech* a *Watteville* (1907) vedli plyn, jdoucí do hořáku Bunsenova nádobkou, v níž byly dvě elektrody kovové. Jiskrami nebo i obloukem rozpráší se kov a věhází spolu s plynem do plamene.

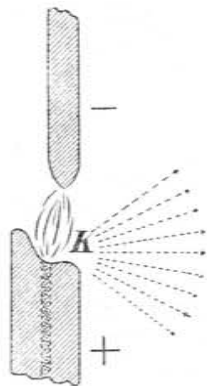
*) *V. Posejpal*: Jednoduchý kahan spektrální. Časop. pro pěst. math. a fys. 42. 58. 1913.

Plamenová spektra záleží velmi mnoho na teplotě plamene. *Kirchhoff* a *Bunsen* (1860) vpravili do plamenů sírového, sirouhličkového, lihového a svítíplynového, kysličníku uhelnatého, vodíkového a do plamene třaskavého plynu různé látky. Tím nabyli teploty od 150° do 2500° . Závislost plamenových spekter na teplotě lze podle *Watteville-a* (1904) dokázati i tímž plamenem, pozorují-li se spektra různých jeho částí. Čárová spektra prvků lze v takovém případě rozdělití ve dvě skupiny. První skupina obsahuje čáry, které v různých částech plamene mají stejnou intenzitu. Druhá skupina má čáry, které jsou v různých částech plamene nestejně jasny. Spektrum plamene Bunsenova zbarveného parami draslíku, je na třech různých místech plamene různé. Čáry, které se v jedné části plamene vyskytují, ve druhé části mizejí. Plamenová spektra záleží také na plynech, které v plameni hoří. *Kirchhoff* a *Bunsen* užívali plamenů obsahujících kyslík, takže snadno vedle spekter prvků vznikala i spektra kysličníků. *Fredenhagen* (1907) zjistil, že alkalické kovy nedávají v plamenech bez kyslíku (na př. v plameni vodíku ve chloru) vůbec spekter; naproti tomu mají *Ca*, *Ba*, *Sr* a *Cu* v takových plamenech spektra velmi význačná.

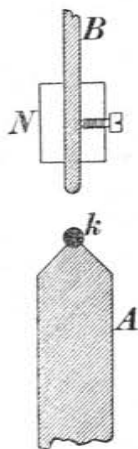
Jest obtížno udržeti stejnoměrnost plamene po větším rozsahu. Mnohdy sice stačí postavit plochý hořák Bunsenův před šterbinu spektroskopu tak, aby osa kollimátoru pronikala pláštěm plamene po jeho největším rozměru. Nelze však v takových případech odhadnouti ani teplotu ani hustotu svítících par. *King* (1908) doporučuje proto elektrickou pec. V ní vyvine se dlouhý sloupec rovnoměrně zahřáté páry, jejíž tlak i teplotu lze měřiti a podle potřeby přizpůsobiti. Rozbor plamenových spekter předpokládá, že známe spektrum samotného plamene. Spektrum toto záleží, jak *Reiss* (1913, 14) ukázal, na způsobu, jak plamen vzniká. Sluší tu rozeznávaní spektra plamenů smíšených, v nichž hoří směs látky hořlavé se vzduchem nebo s kyslíkem již dříve stejnoměrně promíchaná, než vejde do hořáku. V plameni vznikne vnitřní kužel, jehož plášť vysílá smíšený plamen. Plameny tyto lze ještě rozpoltiti, odděliti se od vnějšího vzduchu. Pak lze spektrum vnitřního kužele srovnávaní se spektrem plynů vyvinutých hořením.

Spektra oblouková. Zdroje velmi svítivého nabudeme, proměním-li látku na páry v elektrickém oblouku. Obvyčejně se užívá ručních lamp pro stejnosměrný proud. Tak nabude se zvláště na pólu kladném teploty 3000 až 5000° . Kladný roubík bývá dole, aby v jeho kráteru vznikl důlek pro látku, jejíž páry spektrálně zkoumáme. Pro trvalejší oblouková spektra vpraví se kovy nebo jejich

sloučeniny v prášku do dutiny v ose roubíku. Výhodnou polohu roubíků ukazuje obr. 261. Roubíky stojí sice svisle nad sebou, tenší záporný pošinut je však směrem ke kondenzoru lampy, aby kráter kladného roubíku nestínil na kondenzor. Někdy lze místo uhlových užití roubíků kovových, ovšem jen tenkrát, když se proudem nesvaří dohromady; jinak musí býti pólem záporným uhl. *Pfund* (1908) zabránil stavení dvou kovových elektrod tím, že upravuje dolejší kladnou elektrodu *A* ze silné tyče (na př. železné). Její konec je kuželovitý a otupený; má malou jamku, do níž se vkládá kulička (*k*) z kysličníku příslušného kovu. Elektroda druhá *B* má asi



Obr. 261. Úprava oblouku.



Obr. 262. Pfundova úprava trvalého oblouku.

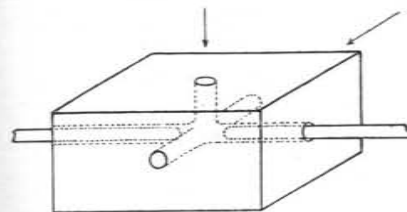
takový průměr jako kulička; lze k ní přišroubovati mosazný nástřek *N* (obr. 262.), který způsobuje, že se hořejší elektroda tak prudce neohřívá.

Různým částem oblouku náleží různá spektra. Poněvadž oblouk mění místo, je třeba buďto veškeré světlo oblouku soustřediti na šterbinu, nejlépe válcovou čočkou, nebo promítati na šterbinu určitou část oblouku. K tomuto trvalému oblouku kovovému stačí při napětí 220 voltů proud asi 3·5 amperu. Zkřížíme-li šterbinu a skutečný obraz oblouku, můžeme pozorovati spektrum i části oblouku a odlišiti obyčejné čáry spektrální od čar zesílených.

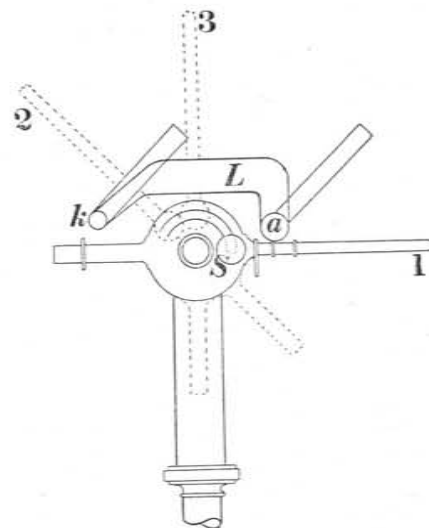
Obloukové spektrum záleží také na plynu, v němž oblouk hoří. Plyn vhání se do oblouku provrtanými elektrodami. Po případě lze upravití malou pec obloukovou (obr. 263.) z kvádrů uhlového nebo z kysličníku hořečnatého, který se provrtá dvěma vodorovnými,

zkříženými otvory. Mimo to se ještě opatří třetím vrtáním, které shora vede k průseku obou vodorovných otvorů. Tímto otvorem hořejším syje se do peči látka, která má svítiti. Dvěma protilehlými otvory zavedou se izolované uhlíky, jež utvoří oblouk; kolmo k němu vede se jedním otvorem plyn, druhým zbývajícím otvorem se pozoruje záření oblouku. (*Liveing a Dewar* 1879—82.)

Tato úprava je přechod od volného oblouku k uzavřenému oblouku. Oblouk uzavírá se buď proto, aby se elektrody pomalu a v určitém prostředí spalovaly anebo, aby elektrody se měnily v páry v prostoru zředěném. Tento prostor kolem oblouku některých lamp, vzduchotěsně uzavřený, lze naplňovati plynem i značně stlačeným. Oblouk lampy *Humphreysovy* může hořeti v plynu i na 50 atm. stlačeném. Sem náleží rozmanité lampy *rtufové*, lampy se *rtufovými amalgamy* a *křemenné* lampy naplněné kovy, které byvše zahřátý utvoří páry pro vodivý oblouk elektrický.



Obr. 263. Oblouk par kovových.



Obr. 264. Lampa Cooper-Hewittova.

Rtufovou lampu skleněnou sestrojil *Arons* (1892). Oblouk vznikl ve vakuu mezi dvěma povrchy rtufovými, k nimž vedl se proud zatavenými elektrodami platinovými. Lampa se zapálí, přelije-li se rtuť od jedné elektrody ke druhé. Rtufovou lampu upravili *Lummer* (1896), později *Fabry a Perot* (1899), aby vydržela i dlouho svítiti. V Americe je v oblibě lampa *Cooper-Hewittova*. Obr. 264. ukazuje schematicky křemennou lampu rtufovou, jejíž spektrum jeví množství ultrafialových čar. Hodí se tedy k fotografickému zkoumání této spektrální části. Oblouk rtuťový vznikne v širší trubici křemenné, která končí se zahnutými užšími částmi *a* a *k*. K nim vedou trubice s niklovými elektrodami, zapuštěnými do rtuti. Rtuťové po-

vrchy na anodě *a* a kathodě *k* jsou nestejně, avšak tak veliké, aby se rtuť na nich stejně vypařovala. Na kathodě je mimo to na místě, kudy se přivádí proud rtuť, křemenná zúženina vedoucí k části *L*. Ji, jakož i širším povrchem rtuťovým u kathody, se náhlé tepelné rozdíly vyrovnávají.

Lampa se rozsvítí, překloupíme-li ji z polohy 1 do polohy 2. Tím přeteče rtuť tenkým praménkem od kladného pólu k pólu zápornému. Jakmile se pramének přetrhne, lampa zazáří a postaví se do původní vodorovné polohy. Při tom přeteče přebytečná rtuť zpět. Poněvadž se lampa mocně zahřívá, doporučuje se před rozsvícením, omýti ji lihem, aby se prach nezatavil do křemene. Od škodlivého účinku ultrafialových paprsků chráníme oči barevnými skly.

Zschimmer (1906) navrhl sklárně Schottově, aby zhotovila obloukovou lampu rtuťovou ze skla uviolového, které propouští paprsky ultrafialové až do $\lambda = 2500 \text{ \AA}$. Lampa tato se neosvědčila, neboť nesnesla náhlých změn teplotních a proto u elektrod (uhlíkových) praskala. *Pfund* (1908) sestavil rtuťovou lampu s křemenným okénkem. Naplní-li se lampa rtuťová amalgamem, t. j. přidá-li se trochu jiného kovu do rtuť, obsahuje obloukové světlo lampy mimo čáry rtuťové též čáry přidaného kovu (*Gumlich* 1897). Některé z těchto lamp třeba předem zahřáti, na př. je-li v nich tuhý amalgam. Tyto lampy podobají se už lampám naplněným čistým kovem.

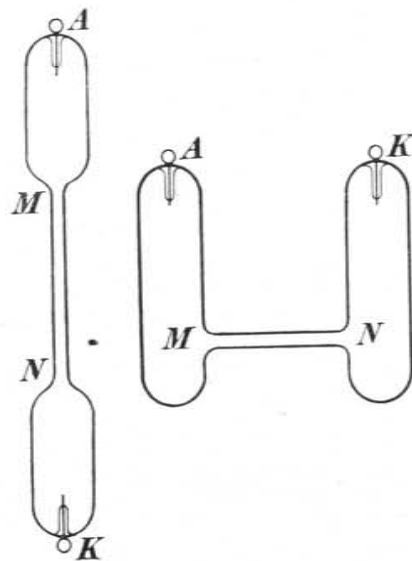
Hamy (1897) sestrojil lampu kadmiovou. Má podobu Geisslerovy trubice s vnějšími elektrodami; v jejím vakuu je trocha kadmia. Lampu je nutno zahřívati asi na 350° plamenem. Rozsvěcuje se vysoko napiatými nárazy proudovými z induktoru. Vzhledem k tomu, že některé čáry kadmiové byly zvoleny za normální, jest tato lampa důležitá jako normální zdroj spektroskopický.

Křemenné lampy, naplněné *kalciem* nebo *magnesiumem*, zvláště výhodné pro fotografii ultrafialových spekter, sestavil *Saunders* (1914). Proudem napětí 220 voltů, je možno vytvořiti v těchto lampách oblouk v zinkových parách, naplní-li se kathodová trubice vápníkem a trubice anodová zinkem.

Spektra jiskrová. Konečně lze přiměti páry a plyny elektrickou jiskrou, aby svítily. Spektra taková slují *jiskrová*. Jiskru upravujeme jako oblouk buďto ve volném ovzduší nebo v jiném plynu nebo konečně ve vzduchoprázdnotě. Ve volném ovzduší přivádíme proud dostatečně napiatý (obyčejně střídavý proud z induktoru) elektrodami z toho kovu, jehož jiskrové spektrum chceme pozorovati. Staví-li se jiskřiště tak, aby jiskra šla rovnoběžně se štěrbínou,

pozorujeme spektrum žhoucích par kovových elektrod i spektrum plynu mezi elektrodami. Chceme-li pozorovati části jiskrového spektra, zřídíme jiskřiště kolmo ke štěrbíně a propouštíme jen určitou část spektra. Lze ovšem také promítnouti obraz jiskry na štěrbínu.

První pozoroval jiskrová spektra *Fraunhofer* (1817). Že jsou složena z čar elektrodových kovů a z čar okolního plynu, poznal *Angström* (1855).

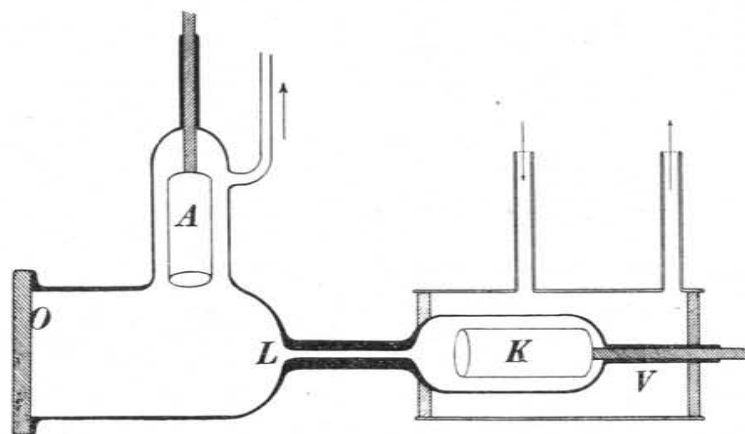


Obr. 265. Tvary Geisslerových trubic.

Je-li pozorovati jiskrové spektrum látky, které nelze dáti tvar roubíku, obklopí se látkou jedna elektroda a pozoruje se spektroskopem část jiskry, která vysílá záření náležející zkoumané látce. Doporučuje se látku rozpustiti a učiniti roztok kathodou. Proti němu postaví se anoda platinová nebo tuhová. Aby spektrum elektrody nerušilo, upravil *Gramont* (1907) a *Krulla* (1909) jiskřiště takto: jiskra vznikne dříve, než dopadne kapka, opouštějící jednu elektrodu, do kapaliny, jež pokrývá elektrodu druhou. Také lze způsobiti, aby kapalina vytryskovala z elektrod v souvislých paprscích úzkých, takže jiskra vznikne mezi kapalínami.

Uzavřené jiskry hodí se především, zkoumají-li se jiskrová spektra plynů. Trubice mívají rozmanité tvary (*Geissler*, *Plücker* atd.). Naplněny jsou zředěnými plyny, kterými poměrně snadno

vzniká elektrický výboj, takže vzdálenost elektrod může být značná. Obvyklé tvary spektrálních trubice vyznačeny jsou na obr. 265. Střídavý proud induktoru přivádí se k hliníkovým elektrodám A a K , jež jsou vtaveny do širších konců. V kapillární části MN vznikne svítící proužek, kterým se osvětlí štěrbinu s ním rovnoběžná. Podlouhlý tvar trubice Geisslerovy hodí se dobře, je-li osvětliti dlouhou štěrbinu spektroskopu. Svítivost kapillární části trubice záleží podle *Claudea* (1914) na jejím průměru (nikoli průřezu) a na výbojové energii proudu. Menší energie výbojová způsobuje, že všecek průřez svítí stejnoměrně; osvětlení štěrbinu je v tomto případě snadné. Přivádí-li se však trubici proud silnější a více napiatý, svítí osa trubice více než její stěny. Je tedy pečlivě trubici postavit, aby

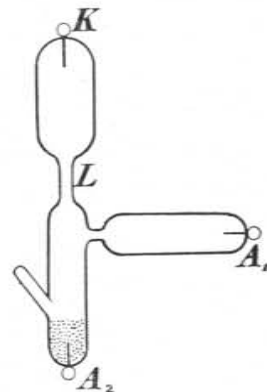


Obr. 266. Paschenův tvar trubice.

štěrbinu byla osvětlena nejlépe. Některé plyny a páry, zejména páry rtuťové, pohlcují vnitřní záření krajovými vrstvami svítícími. Aby trubice lépe svítila, ochlazuje se, po případě se vkládá do magnetického pole. Trubicím rtuťovým pomáhá se výhodně optickou resonancí (*Kerschbaum* 1914). Trubice Geisslerovy s příčnou kapilárou (obr. 265., část druhá) hodí se spíše pro krátké štěrbinu, zvláště, má-li spektroskop být ozáren zdrojem hlubokým. Trubice postaví se tak, aby štěrbinu byla ve směru MN . Úprava je i proto výhodná, že záření proniká tenkou stěnou, takže absorpce sklem nebo jinou látkou je značně menší.

Jinak se řídí tvar a úprava trubice Geisslerových zvláštními potřebami spektroskopie. Klade-li se trubice do magnetického pole, dává se jí takový tvar, aby mohla státi buď ve směru siločar nebo

kolmo k nim. Poněvadž nadmíru silné pole magnetické je velmi málo rozsáhlé, třeba i k této okolnosti přihlížeti. Po této stránce hotovil jednoduché trubice rtuťové *Koláček*. V těchto případech se štěrbinu osvětlují skutečným obrazem zdroje. Pro pokusy fotografické a pro přesné práce spektrometrické by bylo závadou, že paprsky zdroje jsou deformovány křivou stěnou trubice. Jde-li o spektra plynů, hodí se tvar (obr. 266.) navržený *Paschenem* (1908). Velmi mocně září světlo v kapilláře L ; jím osvětluje se okénko O z planoparalelní desky křemenné nebo kalcitové. Kathoda má tvar dutého válečku hliníkového. Obklopuje ji širší nádobka V , kterou proudí voda, ochlazující katodovou část trubice. Blízko anody A ústí trubice k vývěvě.



Obr. 267. Goldsteinův tvar.

Má-li se ve vakuu proměňovati na páru látka tuhá nebo kapalná, mívá trubice Geisslerova (*Goldstein* 1908) tvar naznačený v obr. 267.

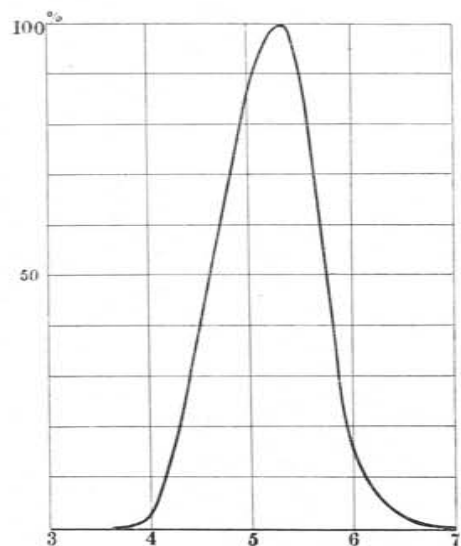
Místem svítícím je zúženina L , kathodou drátek K , anody jsou dvě, A_1 a A_2 . Tato jest obklopena látkou, kterou je v páry proměněti. Je-li tedy A_1 anodou, K kathodou, vznikne spektrum plynu, je-li však A_2 anodou, vznikne spektrum plynu i látky dovnitř vpravené.

Spektra jiskrová záleží velice na elektrických podmínkách výboje. Výboj ve vzduchu i v trubicích může se vzbuditi indukční elektrickou nebo induktorem, v obou případech za velmi různých okolností. Podle toho vznikají různé druhy výboje. Spektrum jiskrové je poněkud jiné, vztahuje-li se k výboji doutnavému nebo k výboji jiskrovému v užším smyslu, jenž může být i kmitavý. Většinou tyto podmínky se za výboje tak mění, že jich nelze přesněji zjistiti. Pouze užije-li se indukčních elektrík mnohodeskových nebo proudů stejnosměrných velikého napětí (z dynamoelektrických strojů zvláště pro to vyrobených), možno elektrické podmínky jiskrového spektra učiniti neproměnnými. Při proudech střídavých rozhoduje o oscilační povaze výboje kapacita i samoindukce výbojového kruhu. Obě tyto veličiny mají značný vliv na vzhled spekter. *Schuster* a *Hemsaalech* (1899) ukázali, že v obyčejném jiskrovém spektru vznikají čáry vzduchové. Zvýši-li se však samoindukce při výboji kmitavém, mizejí čáry vzduchové úplně. *Hemsaalech* (1901) dále pozoroval, že tím jasnosti i ostrosti jiskrových čar elektrodových přibývá.

Spektra plamenová a oblouková těžé látky se tak značně liší, že je lze vyložiti pouze různou teplotou zdrojů. Tento výklad selhává,

jde-li o spektrum obloukové a jiskrové. *E. Wiedemann* (1879—80) a *Hasselberg* (1879) dokázali, že jiskrová spektra v trubiciích Geisslerových vznikají i za nízkých teplot. Z veliké složitosti spekter jiskrových se soudí nejen na tepelný, ale i na elektrický ráz záření. Jiskrová spektra svítících trubice Goldsteinových (obr. 267.), vybíjejí-li se veliké kondensátory nabitě na vysoké napětí, jeví jen málo čar, které Goldstein považuje za základní čáry spektrální.

c) *Spektra podle vlnové délky.* Mimo viditelné spektrum prostírá se po obou jeho stranách ještě spektrum neviditelné. Jedna jeho část je méně uchýlena než světlo červené a slove *část infra-*



Obr. 268. Citlivost oka pro světlo různé délky vlnové.

červená, druhá se více uchýluje od původního směru než světlo fialové a slove *část ultrafialová*.

1. Spektrum viditelné obsahuje vlnové délky od 4000 do 7600 Å.
2. spektrum ultrafialové obsahuje vlnové délky menší než 4000 Å.
3. spektrum infračervené obsahuje vlnové délky větší než 7600 Å.

1. Spektrum viditelné jest obyčejně jen nepatrná část spektrálního zjevu. Meze viditelnosti nejsou pro každé oko stejné; neboť záleží na intenzitě zdroje. Kdyby energie zářivá různých barevných světél od fialové části až do části červené byla stejná, nepůsobily by tyto druhy světelné na oko stejně silně. Podle *Langleye* je poměrná svítivost různých druhů světelných, jak ji posuzujeme okem, znázorněna křivkou (obr. 268.); její nejvyšší bod je ve světle ze-

leném (asi u 5300 Å. Při téže energii paprsků zelených a modrých působí tudíž paprsky modré jako zdroj 62% svítivosti, paprsky žluté jen jako zdroj 28% svítivosti atd. *) Paprsky červené a fialové mají poměrnou svítivost velmi malou; tím se vysvětluje, proč se nepadně zjišťuje mez viditelného spektra. Mez spektra hranolového mění se podle absorpce paprsků červených a fialových různými druhy skla. Také po této stránce jest ohybové spektrum, vznikající odrazem od mřížky, spektrem normálním, neboť v tomto případě není absorpce, leč vzduchem, který lze odstraniti.

2. Spektrum ultrafialové **) lze sledovati jednak fluorescencí, jednak fotograficky asi do vlnové délky 600 Å. Utvoříme-li na př. obloukové spektrum hliníku hranolem i čočkou křemennou a promítneme-li je na proužek papíru, který je potřen platnatokyanidem barnatým nebo roztokem kurkumovým, objeví se v ultrafialové a ve fialové části spektra mnoho jasných zelených čar. Fluorescence také lze užití, jde-li o subjektivní pozorování spekter ultrafialových. (*Soretův fluorescenční okulár.*)

Pro přesná měření v ultrafialové části je výbornou pomůckou metoda fotografická, která i krátkou expozicí zachycuje spektrum trvale a věrně až do nejkratších délek vlnových. Poněvadž i želatina pohlcuje velmi krátké vlny ultrafialové, nutno podle *Schumanna* (1901) použití desek fotografických bez želatiny. Skleněná optika spektrografů propouští ultrafialové záření jen asi do 3400 Å. Do 1800° vystačíme s optikou křemennou, pro kratší vlny nejlepší látkou je kazyvec. Protože pod 2100 Å i vzduch pohlcuje záření ultrafialové, nutno příslušná měření konati *vakuovým spektrografem*. Tímto přístrojem zjistil nejkratší paprsky ultrafialové *Lyman* (1904—15), užívaje duté mřížky a fotografických desek Schumannových. R. 1914 určil ve vodíkovém spektru mezi 1250 až 905 Å 12 čar; r. 1915 dospěl v ultrafialovém záření helia až k vlnovým délkám 600 Å. Je tudíž zatím mez paprsků ultrafialových vlnová délka 600 Å, takže rozsah paprsků ultrafialových se rovná zhruba rozsahu paprsků viditelných.

3. Rozsah spektra infračerveného ***) je vzhledem ke spektru viditelnému mnohem větší. Objektivně pozorujeme tepelný nebo fotografický účinek záření, po případě účinek na fosforující látky.

*) Čísla tato sluší podle novějších měření opraviti. Viz *W. E. a R. Pauliové* Ann. d. Phys. 41. 812. 1913.

**) Dr. *Jos. Theurer*: O nejnovějších pracích v oboru zářivé energie; Časop. pro pěst. math. a fys. 17. 120. 1888.

***) Podrobnosti viz: *Strouhal*: Thermika, str. 498 až 512.

Teplný účinek infračerveného záření dokázal (1800) *J. F. W. Herschel*. *Fizeau* a *Foucault* (1847) zjistili velmi jemným teplo-
měrem ve spektru slunečním mnoho čar Fraunhoferových v infra-
červené části. Teploměr však byl záhy nahrazen citlivými sloupy
thermoelektrickými, nebo methodou bolometrickou*) a radio-
metrickou**). *Paschen* (1908—10) měřil methodou bolometrickou
infračervená emisní spektra některých prvků až do 31.000 Å spo-
jiv vhodně mřížku Rowlandovu s kazivcovým hranolem. Obyčejné
desky fotografické se pro zkoumání infračerveného spektra nehodí,
neboť jsou docela necitlivé i na viditelné záření červené. Některými
zcitlivovači (sensibilátory) lze však i desky s želatinovou emulsi
bromostříbrnatou učiniti citlivé pro paprsky červené a infračervené.
Podle *Blythswooda* a *Scoblea* (1906) zcitlivuje pinacyanol fotogra-
fickou desku až do 7500 Å, alizarinová modř (*Higgs* 1891) až do
8500 Å. *Millichau* (1906) fotografoval infračervený konec sluneč-
ního spektra na desky Lumièreovy (značka Σ), zcitlivěné chrysoi-
dinem nebo erythrosinem, až do čáry 9325 Å. Tuto mez značně
posunul *Abney* (1876—86), připraviv zvláštní emulsi fotografickou.
Ritz (1906) zjednodušiv obtížnou a zdlouhavou přípravu emulsi
obdržel desky citlivé až ku 14000 Å.

Methoda fosforofotografická***) opírá se o účinek tepelných
paprsků na fosforující látky. Světélkování se dopadem infračerve-
ných paprsků na chvíli značně zesílí, ale brzy po té zmizí a to
mnohem rychleji, nežli kdyby ozáření nebylo se stalo. Promítneme-li
tudíž infračervené spektrum na stěnu natřenou fosforující látkou
(na př. Balmainovou), která byla před tím osvětlena (nebo je slabě
osvětlena), zazáří na okamžik spektrum infračervené, avšak ihned
se promění v záporný obraz. Ztmaví se totiž na místech dříve ozá-
řených a svítí pouze čáry Fraunhoferovy, které před tím byly tmavé.
Lommel (1890) a v novější době *Lehmann* (1906) přitiskli fosforu-
jící desku, na niž bylo zobrazeno objektivně spektrum paprsků
infračervených, na desku fotografickou a obdrželi tak čárová
spektra infračervená až k vlnové délce 2μ. *Lehmann* získal foto-
grammů s čarami velmi určitými, ale ovšem jen tehdy, když ob-
jektiv spektrografu byl opraven pro záření 5890 až 16000 Å.

Aby vzniklo spektrum infračervené, užívá se jednak hranolu,
jednak mřížky na odraz. Látkou pro hranol je kamenná sůl, sylvin
nebo kazivec. Sylvin propouští ještě paprsky 7μ. Vlnové délky

*) *Dr. Jos. Theurer*: na uv. místě str. 123.

**) též str. 213.

***) *Dr. Jos. Theurer*, na uv. místě str. 211.

lépe měří se ve mřížkovém spektru, neboť ve spektru hranolovém
je vztah mezi délkou vlny světelné a indexem lomu velmi složitý.
Pokusně zjistí se nejlépe tato závislost methodou Langleyovou
(1884). Mřížkou utvoří se spektrum řádu na př. šestého. Určitá
jeho čára (na př. *D*) promítne se na šterbinu hranolového spektro-
grafu. Ve spektru infračerveném jsou zároveň paprsky vlnových
délek $\frac{1}{5}D$, $\frac{1}{4}D$, $\frac{1}{3}D$, $\frac{1}{2}D$, $6D$. Měření v tomto rozmezí bolo-
metricky vykonané lze podle známých délek vlnových vyčísliti. Tak
potvrzen byl dispersní vzorec Kettelerův-Helmholtzův

$$n^2 = n_\infty^2 + \frac{M_1}{\lambda^2 - \lambda_1^2} + \frac{M_2}{\lambda^2 - \lambda_2^2}.$$

V něm *n* značí index lomu, n_∞ index pro velmi dlouhé vlny, λ délku
světelné vlny, λ_1 a λ_2 délku světelných vln, pro které nastává ab-
sorpcie, a to λ_1 pro paprsky ultrafialové a λ_2 pro paprsky infra-
červené.

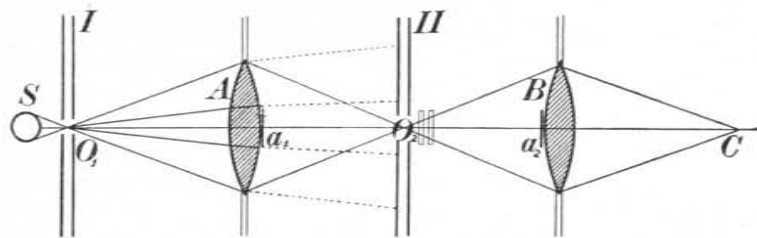
S absorpcí u λ_2 v nejzazší končině paprsků infračervených
souvisí kovový odraz. Opakuje-li se tento odraz na zrcadlicích po-
vrších téže látky, lze osamotiti paprsky určité délky vlnové. *Rubens*
(1897) nazval toto záření *paprsky zbytkové*.*) V tabulce uvádíme
průměrné délky vlnové λ' zbytkových paprsků, vznikajících opětov-
nými odrazy na jmenovaných látkách a vedle toho také vlnovou
délku λ' vypočítanou podle dispersního vzorce Kettelerova-Helm-
holtzova.

Látka	λ	λ'	Látka	λ	λ'
křemen	8·5 μ	— μ	chlorid stříbrnatý	81·5 μ	—
	9·62	—	bromid draselnatý	82·6	—
	20·75	—	chlorid thalliový	91·6	—
kazivec	24·0	—	iodid draselnatý	94·1	—
	31·6	35	bromid stříbrnatý	112·7	—
kamenná sůl	52·0	56	bromid thalliový	117·0	—
	sylvin 63·4	67	iodid „	151·0	—

Pohodlně nabudeme dlouhovlnných paprsků selektivním lo-
mem a absorpcí v křišťálu. Tato látka, průhledná pro ultrafialové
paprsky i pro viditelné spektrum, pohlcuje paprsky infračervené
do 4 μ, ale propouští je zase, mají-li větší délku vlnovou. Křemen
tyto dlouhé vlny mnohem více láme nežli paprsky krátkovlnné,
které propouští. Tak lze lomem tyto paprsky oddělit.

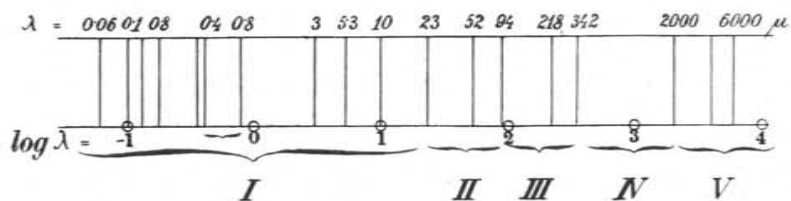
*) Viz *Strouhal*: Thermika str. 517.

Úpravu metody, kterou sestavili *Rubens* a *Wood* (1911) naznačuje obraz 269. Výhodným zdrojem paprsků je Auerův hořák nebo křemenná lampa rtuťová *S*. Její záření prochází otvorem O_1 ve dvojitým kovovém stínítku *I* a dopadá na křemennou čočku *A*, zakrytou uprostřed neprůhledným kotoučkem a_1 . Paprsky méně lámavé se vzhledem ke vzdálenosti otvoru O_1 od *A* za čočkou rozbíhají (viz tečkované přímky). Stínítkem *II* projdou jen paprsky dlouhovlnné. Poněvadž



Obr. 269. Osamocení dlouhovlnných paprsků.

tyto paprsky nejsou stejnorodé, procházejí za O_2 filtry. Na čočce *B* se lom opakuje. Tím vznikne v místě *C* stejnorodé záření paprsků dlouhovlnných. Tímto způsobem odděleny byly ze záření hořáku Auerova paprsky 108.2μ , z lampy křemenné paprsky 218μ a 342μ . Nejdélejší tyto vlny mají délku $\frac{1}{3} mm$. Jsou tedy jejich délky pouhému oku viditelné. (*Rubens* a *Baeyer* 1911.)



Obr. 270. Rozsah spektrálních měření.

Podle vyličených výsledků lze přehledně rozmanité druhy záření z obrazu, který by obsahoval všechny vlnové délky vůbec kdy pozorované. Diagram, v němž by délky vlnové byly úměrné úsečkám, není přehledný; spektrum ultrafialové by bylo příliš krátké vzhledem ke spektru infračervenému. Proto (podle *Rubensa*) uijeme místo délek λ jejich logaritmů (obr. 270.). Podobně v akustice užíváme logaritmických intervallů.

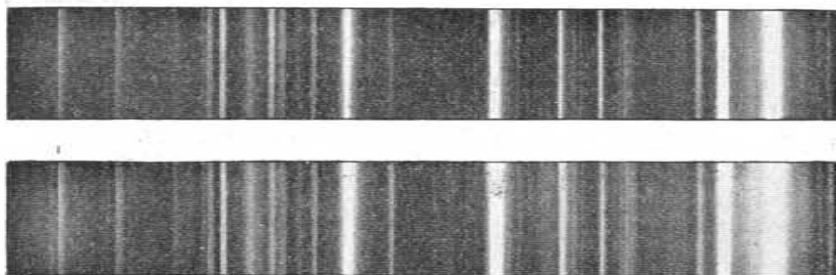
Podle pozorovacích metod dělí se spektrum na tyto části:

	λ v μ		
I. Spektrometrické metody:	0.06	Lyman 1915	
	0.10	" 1906	
	0.13	Schumann 1893	
	0.18	mez propustnosti vzduchu	
	0.35	mez " skla	
	0.4	paprsky fialové	} viditelné
	0.8	" červené	
	3.0	mez propustnosti skla	
	5.3	Langley 1886	
	10.0	mez propustnosti kazivce	
23.0	" " sylvinu		
II. Zbytkové paprsky	52	kamenná sůl, Rubens-Aschkinass, 1898	
	94	iodid draseln., Rubens-Hollnagel, 1910	
III. Křemenné čočky	218	} záření rtuťové lampy, Rubens-Baeyer, 1911	
	342		
IV. Neznámé spektrum.			
V. Nejkratší vlnové délky elektrického spektra.	2000	vlny elektrické ve vzduchu Baeyer 1911	
	4000	Lampa 1897	
	6000	Lebedev 1895.	

Novější badání ukázalo, že také záření *Roentgenovo* je periodické. Jeho vlnová délka určuje se velmi jemnými *prostorovými* mřížkami, jichž poskytuje pravidelná vnitřní stavba krystallů. *W. H.* a *W. L. Braggové* zjistili, že vlnová délka Roentgenových paprsků, vycházejících ze rhodiové antikathody, je 0.607 a $0.533 \cdot 10^{-8} cm$. V tabulce by tato délka stála nejvýše, a to u 0.0000607μ a 0.0000533μ . To jsou čísla asi 1000krát menší nežli nejkratší vlnové délky paprsků ultrafialových. Abychom je v hořejším spektrálním obraze vyznačili, bylo by jej potřeba prodloužit až asi k číslu -4.3 logaritmické stupnice, t. j. v záporné části asi tak daleko, jak dlouhá je část kladná.

d) *Spektra podle vzhledu.* Spektrum plamene svíčky, svítivého plamene plynového, lampy Auerovy, žárové lampy elektrické, obloukové lampy atd. jeví se ve viditelné části jako souvislý barevný pruh, který ukazuje plynulý průběh světelné intenzity bez náhlých

změn. Spektra taková slují *spojitá*. Vyznačují záření látek tuhých, jež má původ v tepelné energii. Také kapaliny, na př. roztavené kovy, vysílají spektra spojitá, která se pro různé látky valně neliší. Podstatné rozdily, jimiž vyznačuje se různost látek ve zdroji obsažených, jeví však spektra plynů a par. Spektra tato slovou *čárová* a *pásmová*. Emissní spektrum plynů a par je složeno z jasných obrazů štěrbin, někdy velmi určitých (ostrých), které nazýváme *čarami*. V obr. 271. reprodukováno je čárové spektrum sodíkové, fotografované spektroskopem Hilgerovým. Štěrbinu byla osvětlena obloukem, jenž vznikl mezi uhlovými elektrodami, v ose provrtanými. V oblouku proměnil se v páry kousek sodíkového skla, vloženého do osy dolejšího uhlíku. Někdy se vyskytují místo ostrých

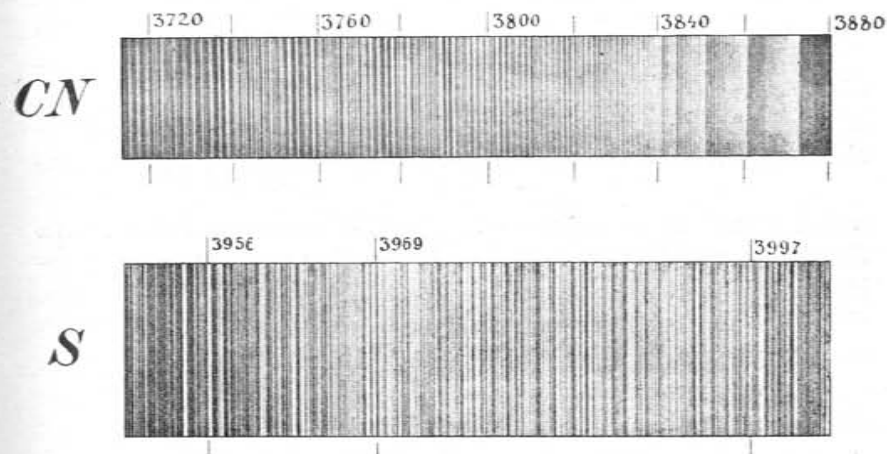


Obr. 271. Obloukové spektrum sodíku při různé expozici.
(Dolejší expozice čtyřnásobná).

čar širší pruhy, obyčejně neostře ohraničené nebo pásma složená z jemných čar, která při slabé dispersi splývají ve světlé pruhy, obyčejně na jedné straně ostré a kontrastně končící, na druhé straně pak slábnoucí a neurčitě se rozplývající. Tato spektra slují *pásmová*. V obr. 272. jest reprodukována část pásmového spektra kyanu a síry; v prvním spektru vynikají pásma u delších vln. Spektra čárová náleží plynům a parám, které svítí, jsouce značně zahřátý a jsou chemické prvky. Některé sloučeniny (kysličníky, siřníky) vydrží i jako páry vysokou teplotu, a přece se nerozloží. Takové sloučeniny dávají spektra pásmová. Jinak náleží spektra pásmová i plyným prvkům, pokud jsou slabě zahřátý. Látky, které ve skupenství plyném za vysoké teploty chemicky reagují s jinými látkami v okolí obsaženými, rovněž vysílají spektra pásmová. Při malé dispersi jeví se úzké pásmo jako spektrální čára. Rozdíl se pozná při větší dispersi. Čára spektrální se prostě rozšíří, obyčejně je méně ostrá;

pásmo se však promění ve skupinu velmi jemných ostrých čar, které bývají často dvojité i trojitě.

Vzhled spektrálních čar není stejný ani ve spektru téhož prvku. Vyskytují se čary *velmi ostré*, t. j. čary, jejichž maximum světelné náleží určité vlnové délce. Po obou stranách čary však intenzity rychle ubývá. Neděje-li se tak souměrně, vznikají čary na *jednu stranu neostře*. Někdy se tato neostrost jeví na větší vzdálenost, čary jsou *»okřídlené«*. V některých čárových spektrech vyskytují se čary *osamocené*, v jiných čary, které tvoří těsné dvojice nebo trojice čar (dublety a triplety), po případě i složitější soustavy, které se ve spektru opakují. Ačkoliv čary spektra jsou obrazy téže štěrbinu,



Obr. 272. Pásmová spektra kyanu a síry podle Edera a Valenty.*)

nejdou všechny stejně široké. Jejich šířka záleží na povaze zdroje svítícího i na podmínkách záření, jak o tom později bude zmínka. Také intenzita čar není ani v témž spektru stejná. Promítneme-li podle *Lockyera* (1873) vodorovnou jiskru čoučkou na svislou štěrbinu spektroskopu nebo lépe spektrografu, pozorujeme ve spektrogramu čary různě dlouhé a také různě široké. Některé úzké čary jsou velmi dlouhé, naproti tomu některé čary široké jsou velmi jasné a krátké. Poněvadž je štěrbinu ozářena nejen středem jiskry, ale postupně i jejím krajem, náleží dlouhé čary parám poměrně řídkým a méně teplým. Lockyer nazval tyto čary, jimiž jest svítící prvek zvláště vyznačen, *čary zesílené* (enhanced lines).

*) J. M. Eder a E. Valenta: Beiträge zur Photochemie und Spektralanalyse; Vídeň 1914.

Spektrální čáry málo kdy vidíme ve spektroskopu na úplně tmavé půdě. Ve spektrech plamenových to nepřekvapuje, neboť take plyny v plameni svítí. Podobné poměry vyskytují se, jde-li o spektra oblouková. Nejspíše ještě plyny v trubicih Geisslerových jeví za určitých podmínek samotné spektrum čárové. Na fotogrammech mnoho tato okolnost nevádí, poněvadž pro krátkou expozici tato slabě svítící půda spektra nepůsobí na desku. Má-li svítící pára větší hustotu, pak se čáry nejen rozšiřují, ale i snadno převracejí, takže na místo jasných čar na tmavé půdě spatřujeme tmavé čáry na půdě světlé. Tyto *převrácené* čáry souvisí s pohlcováním.

e) *Spektra podle původu. Zákony emise a absorpce.* Spektra mají proto tak velikou důležitost, poněvadž souvisí s chemickou podstatou látky, která jest obsažena ve zdroji a přímo emise se účastní, nebo s látkou, kterou záření prochází a kterou je pozměňováno podle chemického rázu látky. Není-li mezi zdrojem a spektrem látky, která by záření měnila, nazýváme spektrum *emissní*. Prochází-li však záření zdroje látkou, která je pozměňuje, jmenujeme spektrum *absorpční*. Zpravidla si představujeme, že zdroj sám o sobě vydává spektrum spojitě. Emissní spektrum je ideálem sotva dostižným, neboť by spektrální zařízení vůbec nesmělo paprsky pohlcovati. V praxi se však považují i hranolová spektra za emissní, ačkoliv hranolová látka pohlcuje značné části spektra, zvláště neviditelného. Emise záleží na látce, která ve zdroji září, na energii, po případě na energiích, které se mění v energii zářivou, a na fyzikálních podmínkách těchto změn.

Nejjednodušším případem jest emise tepelná. Látka září, poněvadž má vysokou teplotu. *Kalorické* záření řídí se zákony, které přehledně zopakujeme. Obširné poučení se najde ve svazku *Thermika*. *)

Spektrální emise e definujeme jako zářivou energii vlnové délky λ , kterou normálně vysílá jednotka plošná zdroje teploty T (absol.) za 1 sec do okolí nullové teploty. Emise *integrální, celková* jest souhrnem emise spektrálních podle vzorce

$$E = \int e d\lambda.$$

Integrální meze určeny jsou ultrafialovým a infračerveným krajem spektra.

Dopadá-li zářivá energie na látku, odráží se z části, částečně však do látky vniká. Z této přijaté energie část projde látkou po

*) *Strouhal: Thermika* 548.

případě ven. Část pohlcenou srovnáváme s energií přijatou a nazýváme tento poměr *spektrální absorpce* látky. Také tato veličina záleží na absolutní teplotě zdroje i látky pohlcující T a na vlnové délce λ .

Emissi a absorpci spojuje Kirchhoffův zákon, podle něhož absorpce je úměrna emisi, takže

$$\frac{e}{a} = \text{konst.} = e_0.$$

Konstanta e_0 slove emise tělesa úplně černého, jehož absorpce $a = 1$. Černé těleso pohlcuje tedy všechno záření jakékoliv vlnové délky. Absolutně černého tělesa ve skutečnosti není. Ale otvor v duté kouli neprůhledné, kterou lze po případě rozžhavit, chová se jako dokonale černé těleso.

Nepropouští-li těleso záření, takže jednotka dopadající energie e z části se odráží (r) a z části pohlcuje (a), jest $a + r = 1$ a tudíž

$$e = e_0 a = e_0 - e_0 r,$$

z čehož

$$e_0 = e + e_0 r.$$

Tato rovnice poučuje, kterak z emise daného tělesa určí se emise tělesa abs. černého: danou emisi zvětšíme o tu část energie vyzařované tělesem černým, kterou dané těleso odráží. Závislost spektrální emise na λ a T vyjadřuje emissní funkce, která je jak theoreticky tak empiricky nejlépe vystižena *Planckovým zákonem*

$$e = \frac{C}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{c}{\lambda T}} - 1}.$$

C a c jsou konstanty, jež později určíme.

Rovnice vyjadřuje spektrální emise z jednotkové plochy na jednu její stranu a souvisí tudíž se svítivostí plochy vztahem

$$e = 2\pi S.$$

Pro určitou teplotu T ($T = \text{konst.}$) vyjadřuje Planckův zákon rovnici energetické křivky (isothermu). Její krajní hodnotu e_m určuje vztah

$$\frac{de}{d\lambda} = 0.$$

Z něho plyne

$$e^{\frac{c}{\lambda_m T}} \left(1 - \frac{c}{5\lambda_m T} \right) = 1$$

neboli

$$\lambda_m T = \text{konst.} = c' = \frac{c}{4.965}.$$

Tato rovnice vyjadřuje *Wienův zákon*, určující, jak poloha maxima záření závisí na absolutní teplotě. Čím více roste teplota zdroje, tím více se posouvá maximum zářivé energie ke kratším vlnám, t. j. od části infračervené do ultrafialové. Celkové záření E určí se ze zákona Planckova integrálem

$$E = C \int_0^{\infty} \frac{d\lambda}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{c}{\lambda T}} - 1},$$

z něhož plyne

$$E = \sigma T^4,$$

kdež

$$\sigma = \frac{C}{c^4} 6 \left\{ 1 + \left(\frac{1}{2}\right)^4 + \left(\frac{1}{3}\right)^4 + \left(\frac{1}{4}\right)^4 + \dots \right\} = 6.494 \frac{C}{c^4}.$$

Je tudíž celková emise zářivého zdroje úměrná čtvrté mocnině absolutní teploty zdroje. Vztah tento nazývá se *zákon Stefanův*. Zákon Stefanův byl původně odvozen zkusmo, později teprve theoreticky. Měřením lze určit konstanty σ a c' a z nich stanovit obě konstanty zákona Planckova podle vztahů:

$$c = 4.965 c' \quad \text{a} \quad C = \frac{\sigma \cdot c^4}{6.494}.$$

Měření konstanty c' a zvláště konstanty σ , vykonaná četnými pozorovateli, vzájemně nesouhlasí, což souvisí s rozmanitými potížemi pokusnými. Pro hodnotu c' uvádějí *Warburg*, *Leithäuser*, *Hupka* a *Müller* (1912) číslo 0.2893, tak že

$$c = 1.437 \text{ (cm stupeň)}.$$

Číslo pro σ značně se různí, jak ukazuje tabulka, obsahující měření *) z posledních let. Přijmeme-li za pravděpodobnější průměrnou hodnotu 5.65, vychází

$$C = 3.71 \cdot 10^{-5} \left(\frac{\text{erg}}{\text{sec}} \text{ cm}^2 \right).$$

*) Měření, které vykonali *Féry* (1909), také *Féry* a *Drecq* (1911 a 12), dávala hodnoty 6.5, po případě 6.2, tak značně odlišné, že jsou v hořejší tabulce vynechána jako výsledky pravdě méně podobných.

Pozorovatel	rok	σ
<i>Bauer & Moulin</i>	1909	5.30 . 10 ⁻⁵
<i>Valentiner</i>	1910	5.36
<i>Shakespear</i>	1912	5.67
<i>Gerlach</i>	"	5.80
<i>Puccianti</i>	"	5.96
<i>Westphal</i>	"	5.54
<i>Kurlbaum</i>	"	5.45
<i>Keene</i>	1913	5.89
<i>Gerlach</i>	1916	5.85
průměrná hodnota		5.65

Theoretický význam zákona Planckova. Zákon Planckův má důležitý význam theoretický, neboť jeho konstanty lze nahraditi veličinami významu všeobecného. *Planck* pokládá energii zářivou za energii elektromagnetickou, vysílanou elementárními oscillátory, ze kterých se zdroj skládá. Energie elementárního oscillátoru je podle Plancka vyjádřena vzorcem

$$\varepsilon = \frac{h\nu}{e^{kT} - 1},$$

kdež ν značí kmitočet vlnivého pohybu, T absolutní teplotu zdroje, h a k stálé veličiny. Konstanta k určena je vztahem

$$k = \frac{R}{N}.$$

V něm R značí konstantu rovnice stavovné pro grammolekulu plynu a N číslo Avogadrovo. Značí tudíž k konstantu stavovné rovnice pro molekulu plynu. Konstanta h je elementární množství zářivé energie. Zářivou energii podle hypotese Planckovy lze si mysliti rozdělenou podobně jako hmotu na nejmenší stejné částky, dále nedělitelné, které mají hodnotu h . Podle Plancka *) souvisí intenzita záření s energií vztahem

$$J = \frac{v^2}{v^2} \varepsilon,$$

značí-li v rychlost světla. Dosadíme-li místo kmitočky $\nu = v/\lambda$ vlnovou délku λ , vychází

$$J = \frac{vh}{\lambda^3} \frac{1}{e^{\frac{vh}{\lambda T}} - 1}.$$

*) Srv. *M. Planck*, Ann. d. Phys. 31. 765. 1910.

Svitivost S plochy je pak vzhledem ke vztahu

$$S = J \frac{dv}{d\lambda}$$

rovna

$$S = \frac{v^2 h}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{vh}{k\lambda T}} - 1}.$$

Emissi při normální svítivosti S vyjadřuje vzorec

$$e = 2\pi S = \frac{2\pi v^2 h}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{vh}{k\lambda T}} - 1},$$

neboť zdroj ve tvaru rovinné deštičky vysílá všemi směry do prostoru $4\pi S$ a tudíž jednou stranou $2\pi S$.

Srovnáme-li tento výsledek se zákonem Planckovým, nabudeme

$$C = 2\pi v^2 h \quad \text{a} \quad c = \frac{vh}{k}.$$

Mají tudíž obě universální konstanty hodnoty

$$h = \frac{C}{2\pi v^2} \quad k = \frac{C}{2\pi cv}.$$

Došadíme-li sem čísla pro C a c dříve udaná, dostáváme

$$h = 6.56 \cdot 10^{-27} \text{ erg/sec}, \\ k = 1.37 \cdot 10^{-16} \text{ erg/stupeň.}^*)$$

Z této hodnoty pro k vychází číslo Avogadrovo

$$N = \frac{R}{k} = \frac{8.315 \cdot 10^7}{1.37 \cdot 15^{16}} = 6.07 \cdot 10^{23},$$

jež se velmi dobře řadí k hodnotám určeným způsoby jinými.

§ 129. B) Vlivy na spektra.

Emissní i absorpční spektrum látky, pokud je čárové nebo pásmové, vyznačuje látku opticky, takže podle spektra můžeme ji posuzovati jako podle každé jiné její vlastnosti. Spektrum je reakce látky v širším smyslu. Tím zabývá se *spektrální rozbor (analyse)*. V tomto oddíle promluvíme o okolnostech, které mají vliv na vzhled spektra.

*) M. Planck ve svých »Vorlesungen über die Theorie der Wärmestrahlung« 2. vyd. 1912, vycházejí z jiných dat, uvádí $h = 6.415 \cdot 10^{-27}$ a $k = 1.34 \cdot 10^{-16}$.

1. *Souvislost spektra a svítící látky.* Podle spekter zjištěných za různých okolností můžeme souditi, že každá látka má rázovité spektrum. Táž látka poskytuje stejné emissní (nebo absorpční) spektrum jen za shodných, po případě aspoň přibližně shodných okolností. Tyto okolnosti nelze vždy stejně snadno zjistiti; proto se vyskytují v obsáhlé literatuře spektrografické příklady, že táž látka má různá spektra za okolností zdánlivě shodných. Podle hořejší věty náleží tudíž chemickým prvkům právě tak určitá spektra jako sloučeninám. Účastní-li se emise několik látek, skládá se spektrum ze spekter těchto jednotlivých látek, po případě ze spekter sloučenin, které tyto látky tvoří za podmínek emise.

Spektra prvků plyných jsou čárová. Jen výjimečně a za zcela určitých okolností pozoruje se slabé souvislé spektrum jako slabá světlá půda kolem některých čar nebo, je-li disperse malá, spektrum souvislé. Souvislé spektrum svítiplynu, hořícího obyčejným motýlkovým plamenem nebo na arganském hořáku, není výjimkou z hořejšího pravidla, neboť v něm svítí tuhé částice uhlíkové, jak se snadno přesvědčujeme čaděním plamene. Podobně lze pozorovati souvislé spektrum, hoří-li kovový sodík nebo fosfor; tu září rozpalené částice tuhého kysličníku. Byla však též pozorována spojitá spektra v plynech, kdy tuhý kysličník nevzniká (na př. ve směsi $CO + O$) (Plücker 1862, Dibbits 1864). Podle novějších pozorování zdá se, že v tomto případě běželo o spektra pásmová, v nichž při malé dispersi nebylo možno rozeznati jednotlivých čar. Hartley (1891) pozoroval souvislé spektrum kolem emissních čar některých kovových prvků, které se snadno okysličují, takže bylo možno úkaz vysvětliti zářením tuhé látky. V jiskrovém spektru prvků Ag , Au , Pt se spojitá spektrum nevyskytlo, protože se okysličují tyto kovy nespodně. Také ve spektrech kovů, jejichž kysličníky se snadno rozkládají, se neukáže souvislá svítící půda v okolí emissních čar. Byla to na př. spektra kovů Hg , Ir , Zn , Tl , Cd . Naproti tomu vynikla velmi zřetelně spojitá spektra prvků Te , As , Sb a Bi , jejichž kysličníky se snadno rozkládají. Hartley předpokládá, že v tomto případě vznikají složité molekulové shluky. Zdá se, že úkaz záleží na okolí, v němž vzniká jiskra. Finger (1909) shledal souvislá spektra jiskrová, přeskakuje-li ve vodě jiskra mezi kovovými elektrodami.

Některé prvky ukazují spektra *mnohonásobná*, čárová i pásmová. Ke spektru čárovému druží se někdy světlé pozadí (spektrum spojitě). Nejstarší příklady jsou spektra dusíku a vodíku. Plücker a Hittorf (1865) naplnili Geisslerovu trubici zředěným dusíkem a

pozorovali její spektrum za střídavého výboje. Spektrum bylo pásmové; změnilo se však ve spektrum čárové, byla-li do výbojového kruhu vložena kapacita. Spektrum vodíku (v trubici Geisslerově) vzbuzené prudkým oscillačním výbojem má čtyři viditelné čáry ($H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$, $H\delta$). Za nimi podle *Schniederjosta* (1904) v ultrafialové části následují další čáry. Vybíjí-li se však trubicí, naplněnou zředěným vodíkem, proud mnohočlenné batterie, vzniká druhé spektrum vodíkové, které vedle čar obsahuje i pásma. Také proudem střídavým vzniknou obě spektra vodíková současně. Je však nutno poměry ve výbojovém kruhu upravit (zvýšiti samoindukci) (*Parsons* 1903). Dlouho byl o tom spor, zda snad druhé spektrum vodíkové nenáleží vodní páře, kterou je velmi nesnadno z trubic Geisslerových odstraniti. Pracemi *Dufourovými* (1907) a *Hadleyovými* (1909) je však zjištěno, že obě spektra náleží vodíku. Pouze různé elektrické podmínky. buď jedno nebo druhé spektrum neb oboje zároveň. *Croze* (1911) našel v nejzazším červeném konci druhého spektra vodíkového četné čáry, které zákonitostí upomínají na pásma spektrální. *Lemon* (1912) tvrdí, že vedle dvou zmíněných spekter vodíkových vyskytuje se též ve fialové části souvislé pozadí. Spojité spektrum vodíkové ve fialové a ultrafialové části potvrdil nejnověji *Lewis* (1915), jenž našel podobný úkaz pro neon a helium. Všechny zmíněné druhy lze pozorovati podle *Kovalského* (1914) ve spektrech *Hg*, *Cd* a *Zn*, proměníme-li tyto látky v páry a vzniká-li emise výbojem v trubicích bez elektrod. Při větším tlaku par ($> 10 \text{ mm Hg}$ sloupce) objeví se spojité spektrum, pro rtuť zelené, zinek modrozelené, kadmium tmavomodré. S klesajícím tlakem vzniknou na této spojitě půdě ultimní čáry, (o kterých v dalším bude řeč). Klesá-li tlak dále, vznikne spektrum pásmové, jež při tlaku menším než 0.2 mm zmizí a ustoupí spektru čárovému. Ostatně počet prvků, jež ukazují několik spekter, stále se množí. *Baly* (1903) našel dvě různá čárová spektra kryptonu a xenonu, která se jen některými čarami shodovala. V tomto případě zdá se pravděpodobným výklad četných podobných zjevů spektrálních, jehož lze upotřebiti pro spektra téhož prvku vznikající různým vzbuzením. Za určitých podmínek vzniká sice spektrum čárové; jeho některé čáry jsou však tak slabé, že uniknou pozorování. Za jiných podmínek se tyto čáry zesílí a jiné zeslabí, takže týž prvek vydává zdánlivě dvě spektra. O dvou spektrech téhož prvku lze tudíž mluvit jen tehdy, když jedno je spektrum čárové; druhé pásmové, neboť povaha těchto dvou spekter je tak různá, že obě dvě spektra nutno theoreticky jinak vykládati. Další příklady mnohonásobného spektra po-

skytly *arsen*, *fosfor*, *baryum*, *aluminium* a *olovo*. *Watteville* pozoroval v ultrafialové části plamene a jiskry prvních dvou látek 6 význačných pásem. Podobná pásma našli *Boisbaudran* (1909) a *Börsch* (1909) ve spektrech barya a aluminia. *Lamprecht* (1912) měřil pásmové spektrum olova.

Nejsou-li dvojí (ano i trojí) spektra prvků vzácná, nepřekvapuje, že spektra sloučenin jsou ještě složitější. Sloučeniny podle toho, jak jsou vzbuzeny, aby svítily, různě se rozkládají, dissociují, po případě slučují s okolním ovzduším. Neurčí-li se tedy podrobněji podmínky emise, nelze mluvit o určitém spektru. Můžeme podati jen základní pravidlo, že sloučeniny chemické jsou spektrálně vyznačeny spektrem pásmovým. Poprvé ukázali *Roscoe* a *Clifton* (1862) na spektrech prvků *Ca*, *Sr* a *Ba*, že liší se od spekter jejich kysličníků. Na pásmovou povahu spekter sloučenin upozornili *Mitscherlich* (1864) a *Lockyer* (1873). Pěkným příkladem, jak spektrum bývá složité, je spektrum uhlíkových elektrod v elektrickém oblouku. Vedle spojitého spektra rozžhavených částic uhlíkových vzniká pásmové spektrum uhlíku, t. zv. *spektrum Swanovo*, mimo to vznikají pásmová spektra sloučenin *CO*, *CO₂* a *CN*. Poslední spektrum ukáže se, hoří-li oblouk delší dobu.

Ačkoliv tedy za různých podmínek může býti spektrum téhož prvku nebo těžé látky i v základní povaze různé, totiž čárové nebo pásmové, lze vždy spektra látek rozlišiti, užije-li se method dosti jemných (velké disperse, fotografie atd.). K charakteristice prvku lze z jeho čárového spektra zvoliti buďto čáry, které spolu souvisí nějakým pravidlem, anebo čáry nepravidelně rozložené, které v něm zbývají, když užíváme nejmohutnějších prostředků dissociálních (vysoké teploty a pod.). Pokud jde o spektra slitin, směsí atd., ukázalo se, že některé čáry prvku ve výsledném spektru nezmizí i když je příslušné látky ve směsi velmi malé množství. Také tyto poslední (ultimní) čáry lze zvoliti za spektrální charakteristiky prvků (*A. de Gramont* 1907).

O prvním způsobu, jímž lze vyznačiti prvek spektrálně, t. j. o *spektrálních řadách* neboli *seriích* čar, promluvíme v odstavci o zákonitostech spekter čárových a pásmových. Druhý způsob týká se Goldsteinových základních spekter, o nichž byla dříve již zmínka. Základní spektra některých prvků zjednáme si jiskrovým výbojem v kruhu s velikou kapacitou. Spektra kalia, rubidia a caesia pozorují se výhodně Goldsteinovými trubicemi (1910). Základní čáry některých prvků (na př. kalia, rubidia a pod.) souhlasí podle *Nelthorpea* (1915) s čarami zesílenými.

Třetí metoda — posledních (ultimních) čar — zvláště jest výhodna, jde-li o spektrální studium slitin a směsí. Tyto čary poslední třeba ovšem rozeznávat od posledních čar, které se spatřují na fotogrammech při ubývající expozici. Lze je označiti jako čary největší citlivosti pro spektrální studium smíšenin. Citlivost jejich je různá podle teploty zdroje: nejcitlivější jsou tyto čary v jiskrovém spektru za kondensovaného výboje. V tomto případě čary nejdéle vzdorují vlivu samoindukce a souhlasí tudíž s čarami základními. Jinak nalezneme tyto čary, ovšem s menší citlivostí, ve spektru obloukovém, v plameni kysliko-acetylenovém a pod. Podle *Pflügera* (1904) připadají čary ultimní vlnovou délkou na místa největší energie emisionní, avšak neřídí se Wienovým zákonem posouvacím, nýbrž posouvají se při vyšší teplotě zdroje k vlnám delším (*A. de Gramont* 1914).

Jiskrové spektrum *Te* má jako poslední čary dublet 2385·9, 2383·4, kterým se zjistí tellur i při zředění 1 : 2000 v jiném spektru. Prvá čara dubletu je citlivější; objevuje se už při zředění 1 : 10000. Fosfor má dva citlivé a velmi trvanlivé dublety u 2553·4 a 2535·8; arsen má citlivé čary 2349·8, 2780·4, 2288·2; antimon 2598, 2311·6 a 2528·6; uhlík citlivou čaru 2478·7; bor má citlivé čary 2497·8 a 2496·8. Neobyčejně citlivé čary má křemík a to 2528·6, 2507·0 a 2881·7, které se objeví i při zředění 1 : 100000. Tyto metalloidy ukazují ve spektrech jiskrových též čary obloukové. Tím se liší od prvků *F, Cl, Br, I, O, S, Se, N*, které v jiskrovém spektru nemají čar obloukových a jejichž poslední čary se zředňováním mizejí velmi záhy. Ultimní čary kovů na př. *Cr, Mg, Fe, Ni* a *Co* vyskytují se ve větším počtu, zvláště ultimní čary posledních tří kovů. Z četných ultimních čar jiskrového spektra kobaltu je čara 2389·0 nejcitlivější.

2. *Závislost spektra emisionního na excitaci.* Podle předešlého odstavce má látka, buďsi prvek, sloučenina nebo slitina, své rázné spektrum, jež záleží na podmínkách emise. K těmto podmínkám přihlídneme alespoň potud, pokud souvisí s přeměnami jiných energií na energii světelnou. Nejjednodušší emise nastává, když látka svítí pouze žhnouc, byvši zahřáta na značnou teplotu, takže pouze tepelná energie mění se v energii světelnou. Pokud se toto tepelné záření týče látek tuhých, vznikají spektra spojitá. Jejich záření lze převést na záření tělesa dokonale černého, šetříme-li úkazu selektivní emise, kterým se podstatně pozměňuje jednoduchá křivka energetická. Jde-li o čarová nebo pásmová spektra plynů, nelze předpokládati pouhé záření kalorické, neboť pouhým zahřátím na vysokou teplotu se plyny dissociují. U některých látek účastní se

tudíž emise také energie chemická. Novější doba všimá si bedlivěji této otázky, pokud jde o spektra plamenová a spektra elektrické peci, kde lze nejspíše předpokládati pouhé záření tepelné. Rozhodující je okolnost, zda platí nebo neplatí zákon Kirchhoffův pro emisioni a absorpci téže spektrální čary. Podle *Pringsheima* (1913) koná se zkouška takto: Především změří se pro určitou vlnovou délku schopnost emisionní e_λ a schopnost absorpční a_λ . Podle Planckova zákona určí se teplota T , za které emise tělesa dokonale černého rovná se poměru e_λ/a_λ . Tato *specifická teplota* (nebo podle *Bauera* (1912) *emisionní teplota*) má shodovati se s teplotou zdroje, platí-li zákon Kirchhoffův. Úloha je nesnadná, neboť podrobnější studium ukázalo, že zákon Kirchhoffův neplatí o nestejných vrstvách páry, zářících pouhým zvýšením teploty (*Brotherus* 1912). *Ladenburg* (1910) soudil z rozdělení intenzity v emisioni a absorpci čar vodíkových, že neplatí zákon Kirchhoffův; naproti tomu *Pflüger* (1910) hájil stanovisko opačné. Přehled o této otázce podal *Konen* (1910). S *Jungjohannem* (1910) podjali se veliké práce pokusné, kterou doufají otázku nadobro rozřešiti. Dosavadní výsledky, zejména měření, jež vykonala v plamenových spektrech alkalických kovů *H. Kohnová* (1914) v mezích 900° až 1800°, ukazují, že čarová spektra stejnorodých plamenů a par zahříváných elektrickou pecí mají původ v emisioni kalorické.

Odchyly vyskytnouti se mohou ve spektrech obloukových. Značné rozdíly bezpečně vznikají ve spektrech jiskrových, kde elektrická energie, třeba že přechází velkou většinou v energii tepelnou, nadmíru podmiňuje celkový ráz spektra. Nehledíme-li ke spektru jiskrovému, které i jinak — ať již jiskra vzniká mezi elektrodami ve vzduchu obyčejném nebo zředěném — jest úkaz velmi složitý, lze o ostatních spektrech, t. j. o spektru plamenovém, o spektru peci a oblouku předpokládati, že záření kalorické je hlavní a základní znak zjevu. Z toho vychází, že rozdílnost těchto excitací záleží především na různé teplotě světelného zdroje.

S teplotou souvisí intenzita čar spektrálních, možná věc, že i jejich vzhled (rozšíření, ohraničení), takže nepřítomnost některých čar ve spektru obyčejně padá na vrub nepatrné intenzity.

Měřením elektrické vodivosti plamenů, zbarvených parami kovů, se ukázalo, že emise je podporována ionisací, ačkoliv jednoduché vztahy nebyly nalezeny. Pouhé tepelné záření vyžaduje obyčejně, aby teplota zdroje byla vyšší, nežli mají ionisované plameny. Tak na př. páry jodové je potřebí zahřáti na 1000°, páry sodíkové dokonce na 3000° (*Nasimi* a *Anderlini* 1904), má-li vzniknouti

emisse, která jinak nastane ve zdrojích teploty značně nižší. Podobné odchylky jeví t. zv. studené plameny, kde teplota emitující páry schválně se ochlazuje, na př. kovovou stěnou, s druhé strany chlazenou. Sem náleží též emisse kovových par za nízké teploty v Geisslerových trubiciích. Emisse taková se usnadní, je-li v trubici helium nebo argon. Caesium dává v trubici, která obsahuje trochu helia, čárové spektrum již za teploty pokoje. Zahřátím na 70° zmizí emisse helia v kladném sloupci doutnavého výboje a zbude jen čárové spektrum kovových par. Emisse natria a helia nastane již za teploty 80° ; čáry heliové zmizí, zvýší-li se teplota na 140° . Trubici s malým množstvím rtuti a helia není potřeba vůbec zahřívati, aby v doutnavém výboji vysílala čáry rtuťové (Gehlhoff 1911).

Spektra oblouková. Jde-li o buzení obloukem a zvláště však jiskrou, důležitý jsou pro spektrální povahu emisse podmínky elektrické. Ve spektru obloukovém ukáže se vliv elektrických podmínek, jakmile se pozorování vztahuje k různým částem oblouku, nebo, když oblouk svítí proudem střídavým. Prvou otázkou zabýval se Lenard (1903). Ve velmi podrobné práci ukázal, že oblouk vznikající stejnosměrným proudem mezi dvěma elektrodami uhlovými, skládá se vždy ze dvou dutých plamenů. Vloží-li se na př. kovy *Li* nebo *Na* do různých částí těchto plamenů, objeví se v čárových spektrech různé čáry. Intensitu čar nelze vyložit pouze různou teplotou příslušných částí plamenů, neboť souvisí s elektrickými podmínkami, které rozhodují o vzniku plamenů.

Obyčejně vyšší teplota zdroje způsobuje větší intensitu emisních čar. Tak se dříve (na př. Haschek 1901) soudilo o intenzitě obloukových čar a odvozovaly se z toho důsledky pro teplotu stálic. Huff (1902) naproti tomu měřil intenzity čar a intenzity proudu, jímž oblouk vznikl, a shledal, že z tohoto pravidla platného o obloukových spektrech nutno vyjmouti důležité případy, kdy závislost je právě opačná. Pouze ve spektru uhlíku a kyanu roste intensita čar s rostoucí intenzitou proudovou (od 2 do 250 amperů). Naopak ve spektrech *Pb*, *Su*, *Fe* a *Cd* objevily se některé čáry v obloukovém spektru, když jedna z kovových elektrod byla ochlazována a když proud měl jen malou intenzitu. Tyto čáry souhlasily většinou s čarami jiskrového spektra, jehož teplota emisse považuje se obyčejně za nejvyšší. Měření Huffova byla potvrzena četnými pracemi dalšími, konanými obloukem rozmanitě ochlazovaným na př. vodou, atmosférou vodíkovou, pohybem velké elektrody atd. Užije-li se elektrod s velkým průřezem a je-li proud velmi slabý (Hartmann 1903), vynikne na př. ve spektru magnesia, čára 4481, která je

známa jako rázovitá čára spektra jiskrového. Auktor *) použil této metody, aby nejen objektivně ukázal spektra kovů, ale i aby je fotograficky zachytil. Podle Portera (1902) zeslabuje atmosféra vodíková velmi značně čáry železa, zinku, magnesia a cinu, hoří-li oblouk obvyklou intenzitou proudovou. Naproti tomu též oblouk proudem 120 voltů a 0.3 amperu vydává na př. čárové spektrum magnesia, velmi podobné jeho spektru jiskrovému (Hartmann 1903). Souhlasný výsledek obdrží se s obloukem hořícím ve vodě, kde vodík, vznikající rozkladem vody, oblouk obklopuje.

Na vliv elektrických podmínek ve spektru obloukovém ukazuje okolnost, že spektrum anodové se liší od spektra katodového. Na tento rozdíl upozornil Thomas (1894). Různá spektra oblouková na anodě a katodě téhož kovu pozorovali Baldwin (1896), Foley (1897), Beckmann (1901), Buisson a Fabry (1908) a Humphreys (1908). V oblouku železa byla zjištěna dvě různá místa spektrálně výrazná. Na obou elektrodách vzniká jasný bod, na katodě světlejší než na anodě. Bod katodový vysílá obloukové čáry kovu, některé sdružené i s čarami přimíslených nečistot. Zvětší-li se oblouk, mizí bod na anodě, který jinak vysílá spektrum jiskrové. Obloukový plamen mezi oběma body dává čáry obloukové. Čáry obloukové pozorované u katody mají velikou intenzitu, které nevysvětluje pouhá ionisace. Humphreys vykládá tuto intenzitu velkou rychlostí záporných elektronů, jež budí záření v kladných zbytkových atomech. V poslední době (1915) zkoumal Kramsztyk místně spektra oblouková a ukázal, že různé vrstvy oblouku vysílají různé spektrální čáry, které souvisí jak tvarem tak i seriovou zákonitostí.

Vzniká-li oblouk proudem střídavým, neprojevují se elektrické podmínky tak silně jako v případě předešlém, pokud není frekvence značná. Měření se koná methodou stroboskopickou. Upravili ji Fleming a Petavel tak, aby bylo možno nejen sledovati spektrum různých částí oblouku, ale i spektrum vznikající určitou okamžitou hodnotou proudovou (v různé fázi střídavého proudu). Měření taková vykonal C. de Watterville (1904); nenalezl však rozdílů, kterých by nebylo možno vyložit různou teplotou. Puccianti (1907) potvrdil tyto výsledky; ukázal, že čáry ve spektru určité části střídavého oblouku náleží seriím. Jde-li o zpívavý oblouk (Duddellův), je zřetelný vliv podmínek elektrických.

*) V. Novák: Demontrace spekter. Časopis pro pěstov. math. a fys. 35. 116. 1905.

Spektrum elektrod je čárové spektrum kovů, připomínající jiskrové spektrum kondensovaného výboje. Změnou samoindukce a kapacity, zařazené rovnoběžně s obloukem, mění se intenzita čar spektrálních, po případě objeví se místo spektra čárového spektrum pásmové. (Rossa 1908—9).

Spektra jiskrová. Mnohem větší vliv mají elektrické podmínky na spektra jiskrová. Okolnost souvisí s úkazem jiskry, který sám sebou je velmi složitý a to jak místně, tak i časově. Základní práce pedal *Hemsaletch*.*) Charakterisovati podmínky spektra jiskrového je velmi nesnadno; přesná reprodukce určitého úkazu je nemožná. Nutno zjistiti rozměry, tvar i jakost elektrod, jejich vzdálenost, prostředí, které je obklopuje, samoindukcí a kapacitu výbojového kruhu, povahu výboje, zda jest disruptivní nebo oscillační, vyličití způsob pozorování atd. Z elektrických podmínek záleží především na velikosti samoindukce, která má rozhodný vliv na poměrnou intenzitu čárového spektra jiskrového. S rostoucí samoindukcí klesá zpravidla intenzita čar k minimu; zvyšuje-li se samoindukce ještě více, záření vzrůstá k maximu. Čáry spekter jiskrových lze rozdělit na tři druhy podle průběhu popsanych změn. Čáry prvního druhu zeslabují se samoindukcí velmi prudce; čáry druhého druhu slábnou s rostoucí samoindukcí zvolna, avšak stále; čáry třetího druhu slábnou k minimu, zesilují se k maximu a opětně slábnou, když samoindukce nabude značných hodnot.

Eginitis (1901) zabýval se otázkou, jaký vliv má samoindukce na jiskrové spektrum, mají-li elektrody různý tvar, po případě byly-li elektrody na povrchu pokryty slabou vrstvou jiného kovu. Podle pozorování *Hemsaletchových* čáry vzduchové se stoupající samoindukcí slábnou, až zmizí docela. *Eginitis* potvrdil tento výsledek pro elektrody platinové a hliníkové, byly-li tyto kovy pokryty slabou vrstvou rtuťi, tedy kovem, který snadno se vypařil. Samoindukce má na složky slitiny, ve spektru jiskrovém přítomné, různý vliv; podle stupně tohoto vlivu lze posouditi velmi přesně čistotu kovů, z nichž jsou elektrody upraveny. *King* (1904) upozornil, jaký vliv má kapacita na spektra jiskrová. Vliv se jeví v téměř spektru dvojným způsobem: Některé čáry rostoucí kapacitou se rozšiřují, ale jen mírně. Toto rozšíření lze vyložiti změnou hustoty par, která v kondensované jiskře nastává. Čáry, které neřídí se zákony čar seriových, se rostoucí kapacitou rozšiřují velmi značně. Rozšíření

*) *G. A. Hemsaletch* „Recherches expérimentales sur les spectres d'étincelles“, Paříž 1901.

toto nebývá vždy souměrné. To svedlo některé pozorovatele k liché domněnce, že elektrické podmínky mohou vzbuditi posunutí čar spektrálních. Velikost kapacity ve výbojovém kruhu podmiňuje čárový nebo pásmový ráz spektra daného prvku. *Nutting* (1904) nazval kapacitu, při níž se primární spektrum (čárové) mění ve spektrum sekundární (pásmové), kapacita *kritická*. Tato veličina záleží na tlaku plynu v trubicih Geisslerových a vzrůstá, ubývá-li tlaku, takže za jakéhos nízkého tlaku není možna emise spektra sekundárního, nechť je kapacita sebe větší. Samoindukce v kruhu výbojovém zeslabuje čáry spektra sekundárního a rozšiřuje čáry spektra primárního.

Také v jiskrovém spektru jeví se rozdíl mezi anodou a kathodou. Rozdíl tento zvláště je patrný, jde-li o výboj v trubicih naplněných zředěným plynem. Podrobně studoval tyto zjevy *Living* (1904), který nalezl tato fakta: Na anodě trubice Geisslerovy, naplněné vodíkem za tlaku 7 mm Hg, vzniká výbojem pouze sekundární spektrum vodíkové; kathodové trsy naproti tomu dávají spektrum primární. Klesá-li tlak, zdroj tohoto spektra sekundárního se omezuje na malé místo anody. Podobně se chová dusík. Jde-li o kyslík, anoda nemá emise, za to kathoda dává trojí spektrum. Prvky halové jeví na anodě spektrum spojitě, na kathodě spektrum čárové. Páry kovů po celé trubici ukazují jediné spektrum. Spektra CO a CO_2 na obou elektrodách nelze od sebe rozeznati. Vybíjí-li se jiskra prostorem, naplněným plynem nebo zředěnou parou, projevují se ve spektru přimíšeniny jiných plynů a par. Tyto plyny byly pohlceny stěnami nádoby nebo přešly do uzavřeného prostoru jako páry z vývěvy, kterou bylo zředováno.

Huggins shledal již r. 1864, že se mění intenzita uhlíkových čar ve spektru CO_2 , když k tomuto plynu bylo přimíšeno trochu vodíku. *Herbert* (1902) přidával do trubice naplněné CO nebo CO_2 po malých množstvích vodíku a shledal, jak postupně se vyjasňují čáry vodíkové a ubývá na intenzitě čarám uhlíkovým. *Trowbridge* (1901—1904) zkoumal spektra zředěných plynů ve velkých trubicih, jimiž vedl proud 20.000 akkumulátorů. Úkazy spektrální byly velmi složité a ukázaly, že v trubicih při největší opatrnosti zbývá vždy trochu vodní páry, která je nutnou podmínkou emise. Také rtuťové páry (bylo-li čerpáno vývěvou rtuťovou) byly přítomny a ukázaly se za zmenšeného tlaku rázovitými čarami.

Spektrum jiskrové, pokud je zkoumáme mezi elektrodami, t. j. v prostoru, kde se emise účastní též okolní plyn, záleží nejen na elektrických podmínkách výboje, ale i na jeho časovém průběhu.

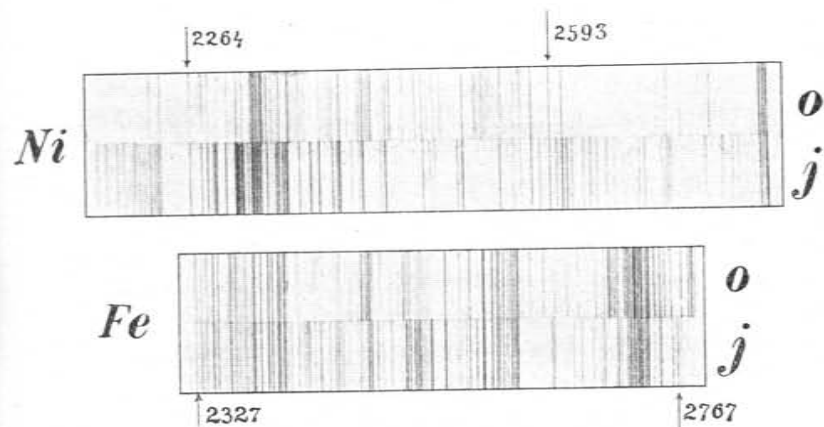
Výboj bývá jednoduchý nebo složitý. V prvním případě ukazuje se totéž spektrum, i když se tlakové poměry okolní atmosféry poněkud změni; ve druhém případě vzniká spektrum složené z jednotlivých spekter jednoduchých. Jednoduché výboje možno podle trvání rozdělit na pomalé, znenáhle a náhlé (0·01, 0·0001 a 0·000001 sec.) a příslušná spektra podle toho srovnávat (*Millockau* 1911). Mimo to rozhoduje, zda výboj je disruptivní nebo oscillační. *Hemsalech* (1911) poukázal na dvojí spektra jiskrová, která v okolní atmosféře vznikají touto dvojí povahou výboje. Spektra primární vznikají výbojem disruptivním, tedy silným zahřátím plynu po dráze jiskry; spektra sekundární utvoří se výbojem oscillačním, jenž děje se v plynu již ionisovaném. Primární spektrum není závislé na povaze elektrod a řídí se jen kapacitou ve výbojovém kruhu. Při výboji disruptivním ve vzduchu spektrum jeví pozitivní pásma dusíku a čáry vzduchové. Intensity těchto spekter ubývá, vzrůstá-li kapacita a zmenšuje-li se samoindukce. Při zcela malé samoindukci a velké kapacitě promění se výboj na oscillační; ukáží se mlhavé a zesílené čáry spektra sekundárního.

K jiskrovým spektrům náleží též spektrálně rozložený světelný zjev na aktivní elektrodě elektrolytického přerušovače Wehneltova. Spektra tato zkoumali *Wehnelt* (1899), *Voller a Walter* (1899), *Hoppe* (1900), *Werner a Bolton* (1903), *Simon* (1899), *Hale* (1902), *Konen* (1902) a *Morse* (1904). Wehneltova spektra složena jsou z čar jiskrových i obloukových; často převládá ráz spektra jiskrového, ale nejintenzivnější čáry jiskrové chybí. Změnou elektrických podmínek objeví se ve spektru Wehneltově také známé čáry plamenové. Spektrální pásma kyslíčnicků vyskytují se ve Wehneltově spektru jako široké čáry jiskrové. Ve spektru zinku nalezeno bylo vedle čar jiskrových a obloukových též spektrum pásmové. Čáry spektrální se ve spektrech Wehneltových nepřevracejí.

Harnack (1912) snažil se přizpůsobiti jiskrovou emisi plamenové tím, že do jiskrového výboje mezi platinovými plošnými elektrodami vháněl vzduch nebo kyslík s částicemi soli, jež byla jiskrou k emisi přinucena. Tento jiskrový plamen poskytoval na př. čárová spektra chloridů kovů, shodná se spektry plamene traskavého plynu.

Srovnáme-li spektra jiskrová s obloukovými (viz obr. 273.), shledáme rozdíly, které všeobecně nejsou překážkou, aby byla možná spektrální analýza látky podle toho neb onoho spektra. Pokud se vyskytují v obou spektrech tytéž čáry, je rozdíl v tom, že ve spektrech jiskrových jsou tyto čáry méně ostré než ve spektrech oblou-

kových. Jiskrové čáry mají větší intenzitu nežli čáry obloukové; spektrum jiskrové je složitější než obloukové a to hlavně v části fialové a ultrafialové. Tento výsledek zhruba souhlasí se zákony tepelného záření; vysvětluje se tím, že teplota jiskry bývá značně vyšší nežli teplota oblouku. Příčinou je značně vyšší potenciální rozdíl potřebný ke vzniku jiskry, kdežto oblouk vzniká i při malém rozdílu. Když se uměle zvýší potenciální rozdíl oblouku, vzniknou též čáry jiskrové. *Crew* (1904) toho dovedl, když při střídavém oblouku elektrody ochlazoval nebo oblouk obklopil vodou. Spektrum jiskry podléhá vlivu okolní atmosféry a podmínkám elektrickým více nežli spektrum obloukové; podle dosavadních zkušeností možno



Obr. 273. Oblouková (o) a jiskrová (j) spektra Ni a Fe.
(Podle snímků *Ž. M. Edera a Valenty.*)

tvrditi, že nikdy tyto elektrické podmínky nezpůsobí posunutí čar, takže pro měření možno použití stejně dobře obou spekter. Při přesných měřeních zvolíme ovšem takové čáry, které jsou dostatečně ostré, které se různými vlivy rozšiřují jen souměrně a které majíce význačnou vlnovou délku zaslouží si názvu čar normálních. O nich bude později zmínka.

3. *Závislost spektra na teplotě a hustotě páry.* O závislosti spekter čárových a pásmových na teplotě stala se již několikrát zmínka. Podrobnějšímu studiu této závislosti vadí ostatní okolnosti, které spektrální emisi provázejí a které rovněž na teplotě závisí. I když vyloučíme excitaci elektrickou — spektra oblouková a jiskrová — nelze zabrániti při spektrech plamenových a spektrech v peci elektrické tomu, aby se změnou teploty nedály se současně

změny jiné. Obvykle se s rostoucí nebo klesající teplotou mění též hustota par svítících, jejich tlak, po př. i jejich chemické složení (dissociace a pod.), konečně někdy i tloušťka svítících vrstev.

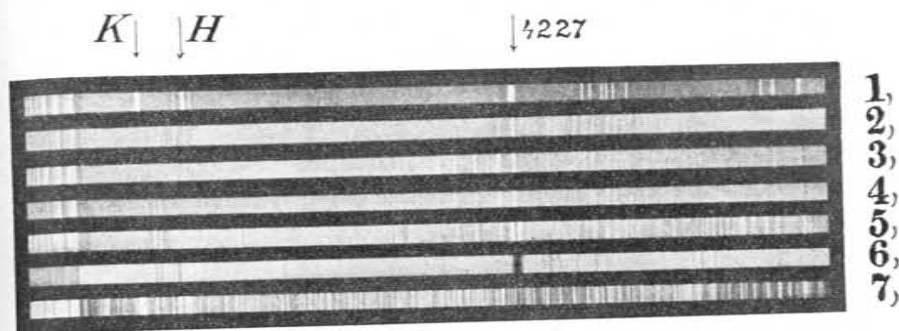
Proto posuzovati lze vliv teploty na spektra čárová a pásmová jen zhruba. Často stačí vytknouti způsob emise, abychom byli dostatečně poučeni o teplotě svítící páry. Podle toho lze sestaviti tuto teplotní stupnici: Studené plameny, plamen Bunsenův, plamen plynu dmychadlového (plamen kyslikoacetylenový, kyslikosvitíplynový, plamen třaskavého plynu), elektrická pec a oblouk, jiskra bez kondensace, jiskra s kondensací bez samoindukce a jiskra s velikou kapacitou a samoindukcí, což je konec této stupnice.

Povšechně lze říci, že s rostoucí teplotou ve jmenovaných zdrojích vzrůstá hustota páry; to má v zápětí, že čáry spektrální se rozšiřují a že se změni jejich poměrná intenzita. Šířka čar emisních za nižší teploty se zvětšuje se stoupající hustotou páry poměrně více než za teplot vysokých. Čáry, jejichž intenzity zřetelně ubývá ke krajům, rozšiřují se i v případě, že zvětší se pouze vrstva svítících par. Z toho vysvítá, jak důležitá věc je osvětlovati šterbinu spektroskopu skutečným obrazem plamene, místo toho, aby se osvětlovala přímo; neboť pak nejsme nikdy jisti, kterou částí plamene je šterbina osvětlena.

Cantone (1907) zkoumal emisní spektra zředěných plynů při teplotě tekutého vzduchu v Geisslerově trubici. Spektrum dusíku ukázalo značnou změnu ve fialové části, kde z pásem zbyly jen svítící hrany. Pásma kyslíku zmizela a s nimi mnoho čar. Tento výsledek souhlasí se všeobecným vlivem teploty, neboť se stoupající teplotou vzrůstá počet emisních čar. Pokusně byl tento výsledek častokrát potvrzen. Auerbach (1909) pozoroval spektra mnohých solí kovových v plamenech různě teplých (asi 800°). Spektra plamenů teplejších byla čarami bohatší; čáry se s rostoucí teplotou rozšiřovaly. Podobných výsledků došel King (1908—1915), pozoruje ve mnohých případech spektra elektrické peci. Zesílil-li se přiměřeně proud (až do 1600 amp.), bylo možná dostoupiti teplot od 1600 do 2700° a fotografovati spektra různých kovů spektrografy s velikou dispersí. Spektra obsahovala nejen čáry obloukové, ale i nejjasnější čáry jiskrové. Podle výše teploty bylo lze spektra emisní, zejména spektra železa a titanu, rozdělit na několik tříd, jež ukazovaly význačné změny v poměrné intenzitě. Spektrálních pásem v mezích 2000° až 2600° vůbec neshledáno. Výsledek svědčí, že páry kovů v elektrické peci nejsou za těchto teplot dissociovány, neboť při jiném způsobu emise, kde na př. excitace účastní se též

energie chemická, vysokou teplotou vzniká dissociace a tím i spektrum pásmové (Kordys 1907).

Také v obloukových spektrech kovů zjištěny byly podobné vlivy teploty jako ve spektrech elektrické peci. Ve spektrech obloukových *Ti*, *Va*, *Cr*, *Mn* a *Fe* vyskytují se dva druhy čar. Intenzita čar jednoho druhu s rostoucí teplotou a s rostoucí hustotou páry roste, intenzita čar druhého druhu klesá. Gale (1907) srovnal tento výsledek s poměrnou intenzitou čar těchto kovů ve spektru slunečním, a to jednak ve spektru skvrny, jednak ve spektru ostatního povrchu slunečního. Došel výsledku, že teplota slunečních skvrn je nižší nežli teplota okolního povrchu. Podobný výsledek našel King (1909), když měnil teplotu elektrické peci, v níž pouhým za-



Obr. 274. Jak se mění čáry vápníkové ve spektru obloukovém (7) a ve spektru elektrické peci hustotou a teplotou páry. (Podle snímku Kingova.)

hříváním zářily páry vápníku. Aby čáry *H* a *K* se objevily, bylo nutno zvýšiti teplotu peci na 2400°, jinak se neobjevily. (Obr. 274.)

4. *Posunutí čar spektrálních.* Vlivy rozmanitých činitelů na spektra emisní, jak jsme je dosud popsali, mají společný ráz záporný, nemění se jimi délka vlny světelné. Tento výsledek je velmi důležitý pro přesná měření spektrální, která předpokládají, že vlnová délka určitého záření jako základní jednotka délková se nemění. Aby byl výsledek úplný, je třeba povšimnouti si také okolností, které mění *polohu čar spektrálních*. Vlivy takové známe dva. Čáry spektrální posouvají se buď změnou tlaku svítící páry, nebo relativním pohybem zdroje vzhledem k pozorovateli (spektrografu). Oba tyto posuvy jsou malé, dosahující pouze části jednotky Ångströmovy. Je třeba nejpřesnějších metod pozorovacích a strojů s velikou mohutností rozeznávací, abychom je zjistili. Poněvadž čára spektrální má konečnou šířku a její intenzity obvykle prudce

ubývá po obou stranách největší hodnoty, dlužno vztahovati vlnovou délku čáry na její maximum. Dokud maximum nemění ve spektru místa (má stálou délku vlnovou), není třeba dbáti vlivu teploty, hustoty par atd., kterými se čáry pouze rozšiřují, třebas i nestejně na obě strany.

a) *Posunutí čar tlakem.* První pozorování, z něhož vyplývá vliv tlaku na vlnovou délku světla, učinil r. 1881 *Hartley*. V jiskrovém spektru našel některé čáry zakřivené, ostatní však rovné. *Traubenberg* (1910) opakoval tato pozorování na jiskrovém spektru vizmutu. Vykládá úkaz tím, že tlak kovové páry v jiskře je nestejně rozdělen. Také *Jewell* (1896), srovnávaje obloukové čáry některých kovů s čarami Fraunhoferovými ve spektru slunečním, našel malé posuvy, jež připisoval buďto změně hustoty nebo změnám tlakovým. Z dalších prací podrobnějších, kterými bezpečně zjištěn byl vliv tlaku páry na délku emitované vlny světelné, vysvítají tyto zákonitosti:

1. Změnou tlaku rozšiřují se téměř všechny čáry všech možných emisí, okřídľují se, často se při velikém tlaku i převrací. Rozšíření není vždy souměrné, nýbrž větší k červenému konci spektra. Čáry dvojité a trojitě rozšiřující se často splývají v širší pruh.

2. Změnou tlaku, jemuž podléhá zářící plyn nebo pára, posouvají se některé čáry spektrální k červenému kraji.

3. Posuvy záleží pouze na celkovém, nikoliv na částečném, tlaku páry svítící. Může tedy se posunouti tlakem také spektrální čára příslušející nečistotě, která je na př. v elektrodě oblouku nebo jiskry nebo v plynu plamenovém obsažena.

4. Jak závisí posuv čáry tlakem způsobený na teplotě nebo na elektrických podmínkách, dosud nebylo zjištěno.

5. Posuv čar spektrálních tlakem je význačnou známkou spektra čárového, t. j. spektra prvků. Posuv ve spektrech pásmových pozorován byl velmi zřídka.

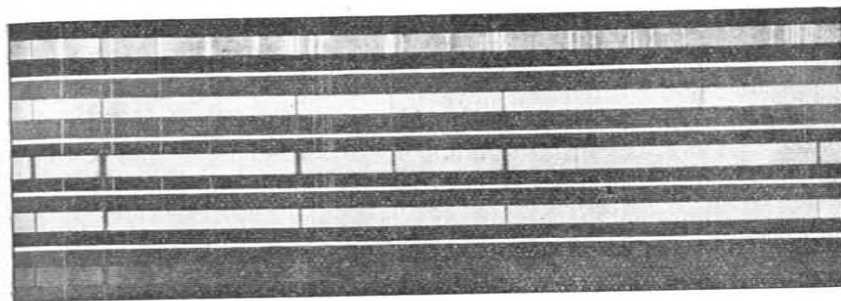
6. Pro různé prvky je posuv čar, způsobený tímž tlakem, různý; i v témže spektru bývají různé čáry různě posunuty; mimo to jsou také čáry, na které tlak vůbec nepůsobí. Čáry, které se stejně posouvají, jsou čáry seriové, po případě čáry, které chovají se stejně i k jiným vlivům, na př. pole magnetického nebo elektrického. Lze tudíž podle posuvu tlakového poznati, které čáry mají společná centra emisní. Souvislost poměrného posuvu tlakového (λ/λ_0) a změny tlakové (Δp) je pro různé čáry různá. Vedle úměrnosti prosté

$$\Delta p = \text{konst } \lambda/\lambda_0$$

vyskytuje se též úměrnost s druhou a třetí mocninou poměrného posuvu.

7. Čáry zesílené (ve spektru jiskrovém), které se tlakem nepřevrací, posouvají se stejným tlakem více než čáry obloukové; jinak není rozdílu v posuvu čar jiskrových a obloukových. Čáry, jež dává spektrum elektrické peci, posouvají se více nežli stejné čáry obloukové.

8. Poměrný posuv čar prvkových, přepočítaný na tlak jedné atmosféry, souvisí s mnohými konstantami látkovými. Dosud zjištěny byly souvislosti s těmito veličinami: s koeficientem stlačitelnosti a tepelné roztažitelnosti, s bodem tání, s tvrdostí, s Voltovou řadou napětí, s atomovou hmotou a objemem, s elektrickým nábojem a s refrakční mohutností. Posuv je však velmi malý. Příkladem uvádíme podle měření *Gale-Adamsových* (1912) posuv způ-



Obr. 275. Posuv, rozšíření atd. spektrálních čar železa způsobené tlakem.

soběným tlakem 8 atm. v čárovém spektru titanovém. V jiskrovém spektru nalezeno 15 čar s posuvem 0.050 \AA , v obloukovém spektru 71 čar s posuvem 0.028 \AA . *Humphreys*, který stlačoval páry až na 300 atm., zjistil některé posuvy větší než 1 \AA . O teoriích tohoto důležitého úkazu zmíníme se v odstavci, v němž podáme přehled dosavadních teorií čárového a pásmového spektra vůbec.

Obr. 275. ukazuje, jak závisí spektrum železa v elektrické peci na tlaku par. Prostřední proužek náleží zvýšenému tlaku a to pro rostoucí tlak až do 24 atm. Krajní pruhy vznikly v obvyklém tlaku. Spektrální čáry tlakem se zřetelně rozšiřují i převrací. Posuv čar nelze na obr. pozorovati, ač na negativu je zřejmý. Spektrum týče se části 4376 až 4462 \AA .

b) *Posunutí čar spektrálních relativním pohybem zdroje.* V předešlém odstavci vyprávěna byla objektivní změna vlnové délky, která nastane, změní-li se tlak emitující páry. Čára spektrální

může se však posunouti též subjektivně, totiž relativním pohybem pozorovatele a zářivého zdroje. O takových posuvech čáry spektrální bylo uvažováno v jiném díle tohoto spisu *) a stačí tudíž, přičiníme-li novější doplňky.

Pohybuje-li se světelný zdroj k pozorovateli rychlostí c_1 a současně pozorovatel ke zdroji rychlostí c_2 , změní se původní vlnová délka podle *Dopplera* na

$$\lambda' = \lambda \frac{v + c_1}{v + c_2},$$

kdež v značí rychlost světla. Dolejším znaménkem rychlostí c_1 a c_2 vyjadřujeme, že se zdroj a místo pozorovací vzájemně vzdalují. Kdyby směr pohybu nesouhlasil se směrem světla, totiž se spojnicí zdroje a pozorovatele, nutno v hořejším vzorci místo c_1 a c_2 dosaditi složky rychlostí připadající do směru v . Z hořejšího vzorce plyne, že vlnová délka se zmenší, když se zdroj světelný k pozorovateli blíží. Tím se subjektivně spektrální čára posune ke kraji fialovému. Naproti tomu, vzdaluje-li se zdroj světelný od pozorovatele, posune se čára spektrální k červenému kraji. Tímto způsobem určuje se rychlost hvězd, komet atd. ve směru dopadajícího světla, tak stanovi se otáčivá rychlost povrchu slunečního, rychlost protuberancí a skvrn slunečních. O první otázce vyloženy jsou některé výsledky již ve zmíněném díle. *) Zmíníme se ještě o dalších.

Thollon a *Gouy* (1882) pozorovali ve spektru komety z r. 1882 posuv čáry natriové, z něhož vyplývala rychlost komety v mezích 61 až 76 *km/sec*. Výsledek tento shoduje se s pozdějším výpočtem dráhy; podle něho byla rychlost 73 *km/sec*. *H. C. Vogel* (1890) shledal periodické posuvy ve spektrech některých hvězd. Aby je vyložil, předpokládal, že hvězda je dvojitá. Obě složky obíhají kolem hmotného středu, avšak jen jedna z nich svítí. *Keeler* (1895) studoval spektrálně prsténec Saturnův. Zkřivené čáry jeho spektra vysvětlil různou rychlostí, kterou jednotlivé části prsténce obíhají kolem oběžnice. Pozorování toto rozhodlo proti theorii *Laplaceově*, že prsténec Saturnův skládá se z nespojitých meteoritů, z nichž vnitřní meteority obíhají rychleji nežli vnější.

Rychlost otáčecí slunce určuje se přímo podle pohybu skvrn, fakulí, flokkulů. Nepřímo zjistí se, srovnává-li se poloha spektrálních čar na obou rovníkových okrajích. Z posuvu těchto čar odvodí se dvojnásobná postupná rychlost obvodu slunečního. Posuvy zjistil ponejprv hvězdář *Secchi* (1870); měřil je rok potom *H. C. Vogel*, později *Crew* (1888, 89) a *Dunér* (1890). *Cornu* (1886) promítl skutečný obraz slunce na šterbinu spektroskopu a uvedl jej ve kmitavý pohyb tím, že

*) Viz *Strouhal*, Akustika str. 237. Sborník Jednoty česk. math. VI. 1902. — Srovnej též *Č. Strouhal*, O principu Dopplerově, *Živa* 14. 33. 1904.

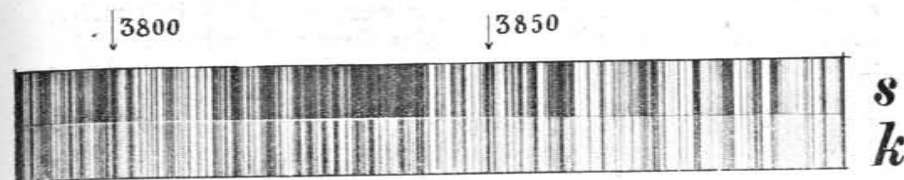
tento pohyb udělil promítací soustavě. Kmity měly takovou amplitudu, že se na šterbině střídaly oba rovníkové okraje. Tím vznikly ve spektroskopu čáry rozmazané, kdežto terrestriké čáry, vznikající v ovzduší zemském, zůstaly stejně ostré.

V novější době se metody spektrografické velice zdokonalily. Ukázalo se, že čáry ve spektru slunečního kraje jsou nejen posunuty, ale i rozšířeny (viz obr. 276.). Tyto posuvy směřují vesměs k červenému konci spektra. Vykládají se tlakem příslušných par v atmosféře sluneční; ovšem třeba lišiti je od posuvů ostrých, nezměněných čar, jež vznikají relativním pohybem svítícího zdroje.

Otáčivá rychlost slunce odvozená z pohybu skvrn slunečních, podle nejnovějších měření, jež vykonali *Carrington*, *Spoerer* a *Maunders*, závisí na vzdálenosti skvrny od rovníku. *Faye* tuto závislost vyjádřil vztahem

$$v = (a - b \sin^2 \varphi) \cos \varphi,$$

v němž v je postupná rychlost skvrny, a a b konstanty, φ sluneční šířka skvrny. Měření *Adamsova* (1906—08), který srovnával spektra slu-



Obr. 276. Spektrum slunečního středu (s) a slunečního kraje (k).

nečních okrajů, potvrdila *Fayeovu* rovnici. Různým čarám však náleží různé posuvy. Rozdíly rostly ve větších slunečních šířkách a záležely patrně na různé výšce páry v atmosféře sluneční. Úhlová rychlost odvozená z vodíkových čar je na rovníku asi o 1° větší než rychlost vrstev, které převracejí emisní čáry slunečního spektra. V šířce 75° dostoupí tento rozdíl 3·0°. Čára vápníková 4227 ukazuje také rozdíl, ale jen poloviční.

Otáčecí rychlost zjištěná spektrálně shoduje se s výsledky, jež byly nalezeny jinými metodami. Tak na př. pro průměrnou rychlost rovníkovou nalezeno bylo

- z pohybu skvrn 14·4°
- z pohybu fakulí 14·66°
- z pohybu flokkulů *Ca* 14·54°
- z pohybu flokkulů *H_δ* 14·6°
- z vodíkového spektra 15·5° (pohyb velmi vysokých vrstev)
- z posuvu čar na okrajích 14·5°

Perot (1908) zjistil z posuvů čar

5202.4 Å	rychlost	14.5°
5349.6 (Ca)	"	15.1°
6065.7 (Fe)	"	14.9°
6122.4 (Ca)	"	14.7°

Mimo to ukázal (1910), že posuvy o 0.007 Å, jež našli *Fabry* a *Buisson* (1909) a které jsme dříve vyložili jako posuvy tlakové, lze vyložiti též pohybem vodíkové páry ve směru poloměru.

Podle principu Dopplerova bylo možno spektrálně zjistiti pohyby par určitých prvků též ve vírech a skvrnách slunečních. V penumbře skvrn našel *Evershed* (1909) pohybující se páry, které obračejí jasné čáry ve tmavé. Pohyb děje se směrem rovnoběžným s povrchem slunečním a paprskovitě ze středu jádra do okolí skvrny. V plynech vyšší chromosféry byl dokázán (z opačného posuvu čar) pohyb směrem dolů. Pozorování tato potvrdil *John* (1913) prací velmi důkladnou. Proměřil posuvy 506 čar ve slunečních skvrnách tak vybraných, aby z různé intenzity čar téhož prvku bylo lze souditi též na různé hlubokou vrstvu páry. V hlubších částech atmosféry dokázal pohyby rovnoběžné s povrchem slunce a zrychlující se tím více, čím hlubší byla vrstva. Pohyby tyto dějí se paprskovitě z jádra skvrny. Plyny chromosféry mají pohyb opačný, tím rychlejší, čím výše leží. Plyny proudící ze skvrny způsobují hlavní vír, který podle pozorování *Haleových* budí v okolí slunečních skvrn magnetické pole. Plyny vracející se v chromosféře způsobují podružné víry, které byly zachyceny na fotogrammech, získaných spektroheliografem pro červenou čáru *H α* . Z pozorování *Johnových* vychází asi toto zvrstvení vápníkových par: Chromosféra par jest asi 5000 km nad fotosférou; při tom je tloušťka hořejší vrstvy absorbující asi 1500 km. Vrstva obračející má asi 700 km, vrstva vysílající asi 3000 km síly. Vápníkové páry jsou v atmosféře sluneční nadměru vysoko; ostatní páry těžkých prvků kovových jsou ve vrstvách hlubších.

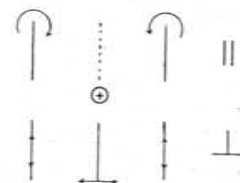
Podle Dopplerova principu snadno se vysvětluje šířka spektrální čáry, vznikající stejnorodým zářením žhavé páry. Jak učí kinetická theorie plynů, kmitají se svítící částice velmi rychle kolem proměnných poloh středních. Zdroj světelný není tedy v relativním klidu k pozorovateli. Na spektroskop dopadá záření částic, které se jednak ke stroji blíží, jednak od něho vzdalují. Rozšíření spektrální čáry, jež tím vznikne, ukázal velmi zřetelně *Michelson* interferometrem. To je zdařilý doklad pro kinetickou theorii plynů.

Dalším zajímavým příkladem Dopplerova zjevu je posuv spektrálních čar v kladných paprscích kanálových (*Stark* 1905). Kladné tyto paprsky vznikají ve značně vyčerpaných trubiciích za kathodou, opatřenou otvory (odtud název paprsky kanálové). Vyznačují se jednoduchým spektrem. Pozorujeme-li toto spektrum ve

směru kolmém ke směru paprsků, nemění spektrální čáry místa; naproti tomu, pozorujeme-li spektrum proti směru kladných paprsků, čáry spektrální posouvají se ke kratším vlnám. Odtud lze souditi, že kanálové světlo vysílají iony pohybující se od anody a procházející skrze otvory v kathodě. Z posuvů bylo lze určit rychlost kanálových paprsků.

5. *Rozklad čar spektrálních v poli magnetickém.* Magnetické pole má vliv na světelné záření. *Faraday* pozoroval již r. 1845 otočení polarisační roviny v těžkém skle olivnatém, bylo-li vloženo v magnetisační cívice, kterou procházel proud. *Kerr* později (1877) shledal otočení polarisační roviny světla, jež se odrazilo od vyleštěného pólu magnetického jako od zrcadla. Úkazy tyto vnučaly myšlenku, že magnetické pole působí na emisi světelnou. *Faraday* však marně hledal vliv magnetického pole na spektrum. Teprve dokonalejšími prostředky doby nové, zejména spektroskopy s velikou dispersí a velmi mocnými elektromagnety, bylo možno dokázati vliv na emisi. Úkaz poprvé pozoroval *Zeeman* (1896); proto slove zjev *Zeemanův*.*) Z počátku *Zeeman* pozoroval zjev na žluté dvojité čáře sodíkové, která se v magnetickém poli poněkud rozšířila. Později užil spektrálních čar, kterým náleží spíše záření stejnorodé. Silné pole magnetické rozdělilo čáry ve složky. Byl-li směr pole rovnoběžný se směrem paprsků světelných, rozložila se kadmiová čára 4678.3 ve dvě složky (*Zeemanův* dublet). Složky jsou kruhově polarisovány ve směrech opačných (viz obr. 277. I.) a to složka delší vlny v pravo, druhá pak v levo.

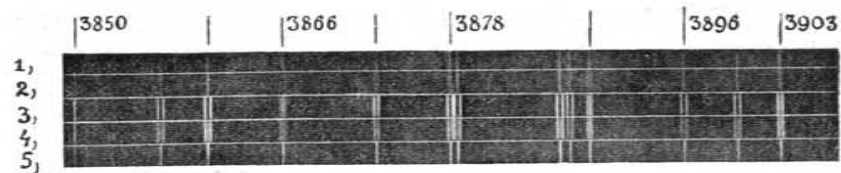
Od tohoto *podélného* zjevu liší se zjev *příčný*, směrují-li silokřivky pole magnetického kolmo ke směru paprsků. Kadmiová čára 4678.3 se rozloží ve triplet, t. j. složku střední, která trvá na místě původním a je lineárně polarisována kolmo k silokřivkám magnetického pole. Obě druhé složky jsou posunuty souměrně a v poli stejně silném o tolikéž jako složky dubletu. Polarisační směr souhlasí se směrem siločar. Tyto složky mají poloviční intenzitu než složka prostřední.



Obr. 277. Pravidelný rozklad čáry magnetickým polem.

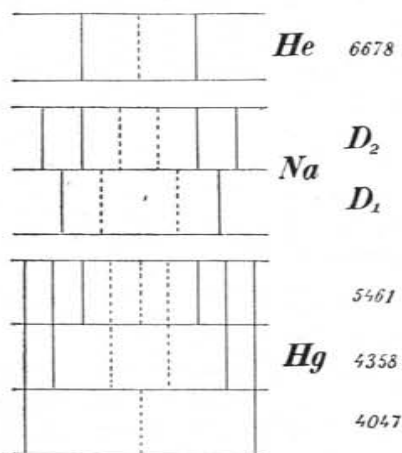
*) O původní práci *Zeemanově* referovala *M. Fabianová* v čl. „O objevu *Zeemanově*“ v Časop. pro přest. math. a fys. 27. 199. 1898. Jinak viz *V. Felix* a *O. Šule* o témž thématě v Živě 8. 1908. Srov. *P. Zeeman: Magneto-optische Untersuchungen mit besonderer Berücksichtigung der magnetischen Zerlegung der Spektrallinien.* Deutsch von *M. Iklé.* Lipsko 1914.

Obr. 278. ukazuje fotogramm úkazu Zeemanova. V řádce 1. a 5. je čárové spektrum železa, v řádce 5. při delší expozici, která ukazuje silnější čáry. Ve spektru (2) jeví se podélný zjev Zeemanův některými dublety. Řádkou třetí je vyznačen účinek příčný, v řádce čtvrté oba úkazy současně.



Obr. 278. Zjev Zeemanův.

Tyto základní rozklady spektrálních čar polem magnetickým záhy byly rozmnoženy o úkazy složitější. (Michelson, Preston, Cornu, H. Becquerel, H. Deslandres 1897). Obr. 279. ukazuje normální triplet heliové čáry 6678 a složitější rozklady čar sodíkových (5890, 5896) i rtuťových (5461, 4358 a 4047). Sodíková čára D_1 rozpadá se příčným účinkem ve čtyři složky; druhá čára D_2 však



Obr. 279. Normální triplet helia a složitější rozklady čar sodíkových i rtuťových.

v šest složek, jako by každá složka tripletu utvořila dvě složky. Označíme-li základní posuv složek normálního tripletu písmenem k , jsou tyto posuvy kvadrupletu čáry D_1 pro kmity rovnoběžné se silokřivkami $\pm \frac{2}{3} k$, pro kmity kolmé k silokřivkám $\pm \frac{4}{3} k$. V sextetu čáry D_2 pro kmity rovnoběžné se silokřivkami jsou posunuty o $\pm \frac{1}{3} k$, kdežto kmity kolmé k silokřivkám o $\pm \frac{2}{3} k$, po příp. $\pm \frac{5}{3} k$ (W. Voigt 1912). Čára rtuťová jeví vedle původního tripletu rozklad na 6, čára 5461 na 9 složek nestejně silných (Lohmann 1906). Ve

spektru wolframu pozorováno bylo dokonce 19. složek. Novější práce (Paschen a Bach 1912, Fortrat 1913) ukázaly, že se tato složitost vyskytuje většinou jen v slabém poli magnetickém; v do-

statečně silném poli jeví se obyčejně rozklad jednoduchý. Příkladem je natriový dublet 2853, který v poli slabém dává složitý rozklad; v poli 47.600 gaussů však normální triplet. Podobné případy byly zjištěny na některých čarách kyslíkových, na čáře lithiové 6708 a na vodíkových čarách $H\alpha$ a $H\beta$.

Ačkoliv magnetické pole na různé čáry i téhož spektra různé působí, lze přece postihnouti v něm zákonitosti. Všeobecný zákon o vzdálenosti složek normálního dubletu nebo tripletu vyslovil Th. Preston (1899) takto:

Vzdálenost dvou složek, určená rozdílem ve kmitočtu

$$d\nu = c \cdot \Delta\lambda / \lambda^2,$$

je v témž spektru stejná pro čáry téhož druhu. Veličina tato je mimo to stejná pro stejnohlé čáry a týž druh magnetického rozkladu ve spektrech různých prvků.

Přesněji zákon Prestonův proslovili Runge a Paschen (1902), kteří jej rozdělili v tyto dvě věty:

1. čáry daného prvku téže serie rozkládají se kvalitativně i kvantitativně stejně;
2. čáry různých prvků v týchže seriích sobě odpovídající rozkládají se týmž způsobem.

Zjistíme-li tudíž rozdíl kmitočtu ve spektru určitého prvku, jaký vznikne určitým polem magnetickým, je tento rozdíl stejný pro všechny kvadruplety, avšak jiný, ale vzájemně stejný pro všechny sextety atd. Seriové čáry prvků Na , Cu , Ag , Mg , Ba jsou čáry dvojitě. V magnetickém poli děje se rozklad těchto čar podle druhé věty hořejší kvalitativně stejně. Podobně vyskytují se seriové čáry trojitě ve spektrech Zn , Cd , Hg ; také tyto čáry se stejně rozkládají v magnetickém poli. Velkým počtem složek vynikají jen tyto dvojitě nebo trojitě čáry. Pokud se serie skládají z čar jednoduchých, přecházejí v poli magnetickém v normální triplety.

Z Lorentzovy theorie úkazu Zeemanova, o které později pojednáme ve zvláštním odstavci (věnovaném theoretickým úvahám o emisi vŭbec), plyne pro normální triplet vztah

$$\frac{e}{m} = 2\pi \frac{d\nu}{H},$$

v němž $d\nu$ značí rozdíl v kmitočtu původní čáry a složky kmitočtu, H intenzitu pole magnetického, e náboj a m hmotu elektronu, považovaného za střed emise. Dosadí-li se do hořejší rovnice místo

kmitočtu vlnová délka, vychází

$$\frac{e}{m} = 2\pi c \frac{d\lambda}{\lambda^2 H},$$

značí-li c rychlost světla. Rovnice tato vyjadřuje první částku zákona Prestonova výše uvedeného. Četná měření potvrdila především, že rozdíl kmitočtu a intenzita pole jsou úměrné veličiny (Färber 1902) a ukázala pro poměr e/m dostatečný souhlas s jinými metodami.

Lohmann (1908) určoval poměr e/m z tripletů devíti čar heliových, které měly vesměs stejný rozdíl kmitočtu, takže

$$\frac{d\lambda}{\lambda^2 H} = 0.94 \cdot 10^{-4}.$$

Z tohoto čísla plyne

$$\frac{e}{m} = 1.77 \cdot 10^7$$

Stettenheimerová (1907) a podobně Cotton a Weiss (1908) našli pro čáry Cd a Zn, po příp. pro tři čáry Zn, rozdíl v kmitočtu, příslušný jednotkovému poli magnetickému, dvakrát větší, nežli Lohmann našel pro triplet čar heliových. Dosadíme-li do hořejšího vzorce pro e/m poloviční hodnoty pozorovaných rozdílů v kmitočtu, vychází z měření Stettenheimerové pro e/m hodnota $1.79 \cdot 10^7$ *) a z měření Cotton-Weissova pak $1.767 \cdot 10^7$. Z úchylek katodových paprsků polem magnetickým a elektrickým vyplynula souhlasně Bestelmeyerovi (1907) hodnota $1.72 \cdot 10^7$. Classenovi (1908) $1.72 \cdot 10^7$. Z novějších měření Paschenových (1916) určil Flamm (1917) výsledek

$$\frac{e}{m} = 1.7686 \cdot 10^7; \text{ s chybou } \pm 0.0029.$$

Uvedené příklady ukazují, kterak vedle jednoduchého intervallu dvou složek může se objeviti intervall dvojnásobný. Studium různých čar téhož spektra nebo intervallů složek různého druhu vedlo k výsledku, že se může vedle základního intervallu objeviti několik jiných intervallů, které s předešlým souvisí jako násobky nebo podíly celistvými čísly. (Pravidlo Rungeovo 1907.) Tak našel Runge vedle intervallu a v složitějších rozkladech intervally

$$\frac{1}{2}a, \frac{1}{3}a, \frac{1}{4}a, \frac{1}{5}a, \frac{1}{6}a, \frac{1}{7}a, \frac{1}{11}a \text{ a } \frac{1}{12}a.$$

Pravidlo Rungeovo potvrdila i pozdější pozorování. Na př. Moore (1908) našel takové intervally pro čáry Ba, Yt, Zr a Os a zjistil, že jsou vesměs úměrné s intenzitou pole magnetického.

*) Shodný výsledek ($1.771 \cdot 10^7$) našel Gmelin (1909) z některých čar rtuťových i Fortrat (1912) ($1.736 \cdot 10^7$) z čar zinkové 4680 \AA .

Původní teorii Lorentzovu rozšířil pro magnetické rozklady složitější Voigt (1902). Z této teorie vyplynulo, že je možný i *nesouměrný* zjev Zeemanův. Tento theoretický výsledek potvrdil Jack (1908) na čarách molybdénu a wolframu. Nesouměrnost jevila se v poloze i v intenzitě složek. Zeeman (1908) zjistil nesouměrné tripletety ve spektru železa; Gmelin (1908) pak ukázal, že se polem magnetickým posouvá též původní čára tripletu.

Poněvadž se magnetickým polem mění světelná emise také po té stránce, že se tlak svítících par zvětšuje, je věc možná, že malé posuvy původní čáry jsou způsobeny změnou tlakovou (Humphreys 1908). Posuv původní čáry jest úměrný druhé mocnině intenzity pole (Gmelin 1908, Risco 1912).

Ani původní teorie Lorentzova, ani rozšířená teorie Voigtova nepřipouštěla, že by rozkládaly se také čáry ve spektru pásmovém. Naproti tomu však shledal Dufour (1908) magnetický rozklad pásem v plamenových spektrech fluoridů a chloridů alkaličích zemin. Vedle normálních dubletů Zeemanových jevíly se též anomální dublety, jejichž složky byly kruhově polarisovány jen částečně.

Podobné práce, které vykonali H. Deslandres, L. d'Azumbuja a V. Burson (1913, 14) potvrdily rozklad pásmových čar polem magnetickým. Pásmo 3889 ve spektru svítivplynu skládá se ze dvou řad dubletů; všechny čáry těchto čtyř serií rozkládají se magnetickým polem; všechny čáry téže řady stejným způsobem, pouze nestejně silně. Podobně se rozkládá pásmo 4998.5 dusíkového spektra, které ukazuje dvě řady tripletů. Také tu platí podobná zákonitost o rozkladu čar jedné řady jako pro pásma svítivplynu. Zákon Prestonův se však v pásmech neosvědčuje. Naproti tomu ukazuje se zákon složitější, jež Fortrat (1914) vyjadřuje vztahem

$$\frac{n \cdot \delta n}{H^2} = \text{konst},$$

v němž n značí intervall čar v pásmu a δn jeho změnu, způsobenou polem magnetickým intenzity H . Zákon tento, platný pokud

$$\delta n < \frac{2}{3} n,$$

potvrzen byl měřením tripletů pásem dusíkových i uhlíkových a v kyanovém pásmu 4216.

Z Kirchhoffova zákona o vztahu emise a absorpce plyne, že pára, která v magnetickém poli vysílá záření určitě polarisované, totéž záření také pohlcuje. Tím je již theoreticky naznačen *obrácený*

úkaz Zeemanův, který Zeeman pozoroval (1897) na žlutých čarách sodíkových. Cotton (1897) sestavil poučný pokus, kterým se tento magnetický vliv na absorpci ukazuje bez spektrálního rozboru. Proti černému pozadí postaví se za sebou dva Bunsenovy kahany B_1 a B_2 , z nichž B_2 má poněkud větší plamen než B_1 . Zbarví-li se mírně oba plameny sodíkovou solí, vidí pozorovatel, hledící směrem B_1B_2 na černou stěnu, plamen B_1 tmavý na žlutém pozadí plamene B_2 , anebo aspoň tmavých obrysů, podle toho, zdali B_1 svítí méně silně než B_2 nebo stejně silně. Plamen B_2 vloží se mezi póly elektromagnetu; jakmile pole magnetické vznikne, rozjasní se plamen B_1 vzhledem k plameni B_2 na důkaz, že se proměnila délka vln vysílaných plamenem B_2 .

Zajímavých výsledků poskytl obrácený zjev Zeemanův na ostrých absorpčních čarách některých krystallů za velmi nízkých teplot. Henri Becquerel pozoroval již r. 1888, že absorpce xenotimu, tyrcenitu, parisitu a monazitu závisí na teplotě a ukázal, že se nízkou teplotou mění původní široká a neostrá pásma v úzké čáry. J. Becquerel (1907) zkoušel vliv magnetického pole na tyto absorpční čáry za teploty tekutého vzduchu (asi -190°) a zjistil, že se rozkládají podobně jako absorpční čáry plynů, jenže mocněji a složitěji. Porovnáváme-li velikost rozkladu s intervalem složek tripletu čar heliových, mají absorpční čáry xenotimu 6423 a 5221 intervall devítinásobný, kdežto čára 4270 emisního spektra wolframového má intervall pouze čtyřnásobný. Magnetický účinek na absorpční čáry krystallů je i po té stránce složitější, že není ani místně ani světelně souměrný. Složky, které podle Lorentzovy theorie mají míti kruhovou polarisaci (při účinku podélném), jsou sice kruhově polarisovány, ale často v opačných směrech nežli čáry plynové. Normální polarisace ve smyslu Lorentzovy theorie dává směry polarisační, které se vysvětlují záporným nábojem zřídících částic. Možno tedy nazvatí úkaz, pozorovaný na složkách dubletů ve spektrech absorpčních, úkaz kladný. H. Becquerel (1908) pozoroval tento kladný úkaz též na pásmu 5970.5 v jiskrovém spektru yttriovém. Tak potvrdil pozorování Dufourovo (1908) o vlivu magnetického pole na pásmové spektrum fluoridu křemičitého. Becquerel připisuje tento kladný úkaz kladným elektronům. Poněvadž byl pozorován jen ve spektrech pásmových, možno z různosti spektra jiskrového a pásmového souditi, že vysílací středy v obou případech jsou různé. Výsledky byly ještě patrnější, byla-li pozorovaná látka ještě značněji ochlazená. J. Becquerel a Kamerling Onnes (1908) pozorovali účinek magnetického pole na absorpční pásma krystallů

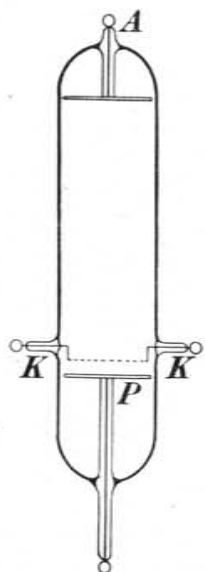
vzácných zemin, ochlazených na -259° . S těmito absorpčními pásmami shodují se emisní pásma fosforescenční, která se magnetickým polem stejně rozkládají jako pásma absorpční. Shoda úkazů magnetických projevila se zejména na pásmech, které v luminiscenci bylo možno převrátiti. Tyto výsledky potvrdili H. du Bois a Elias (1908 až 1911) v luminiscenčním spektru rubínovém a Becquerel (1910) ve spektru smaragdovém.

Poněvadž rozkladový intervall je úměrný intenzitě magnetického pole, lze spektrálně určovati tuto důležitou magnetickou veličinu. Tak podařilo se zjistiti magnetické pole ve skvrnách slunečních a nejnověji objeveno bylo celkové magnetické pole sluneční. Zeeman (1908) posuzoval magnetické pole kolem slunečních skvrn podle fotografií povrchu slunečního získaných jednobarevným světlem. Sluneční skvrna je elektrický vír, jehož magnetické pole míří směrem paprsků. Tím vzniká podélný zjev Zeemanův; spektrální čáry rozdělují se totiž v dublety kruhově polarisované. Na čáře 6302.7 byla tato polarisace měřením potvrzena. Hale nalezl v rozmezí vln 6230 až 6241 ve spektru železa třicet čar s polarisací kruhovou. Zjev příčný bylo možno pozorovati na skvrnách blízko kraje slunečního. Byla-li skvrna uprostřed desky, ukazovaly čáry polarisací kruhovou, byla-li na kraji, jevila se polarisace lineární. Z intervallu složek vyšla pro magnetické pole ve skvrnách hodnota asi 2900 až 4500 *gaussů*. Také Mitchell (1909) dokázal Zeemanův zjev na četných čarách slunečních skvrn. King (1909) srovnal jiskrová spektra železa a titanu v magnetickém poli s příslušnými čarami těchto kovů ve spektrech slunečních skvrn a zjistil souhlasné tripletu pro příčný účinek. Při účinku podélném kvadruplety ve spektrech jiskrových nahrazeny byly dublety ve spektrech skvrn. Čára 5714.12 titanu, která se magnetickým polem nerozděluje, jeví se ve spektru sluneční skvrny rovněž jednoduše.

Aby Hale rozhodl otázku, jaké je celkové pole magnetické na slunci, použil nových, velikolepých prostředků sluneční hvězdárny v Pasadeně. Ukázalo se, že čáry 5800 až 6000 se magneticky posouvají na obou polokoulích slunečních opačně. Posuvy byly největší v šířkách $\pm 45^\circ$ souhlasně s teorií, která předpokládá, že magnetické póly jsou blízko pólů heliografických. Je-li příčinou slunečního magnetismu náboj otáčejícího se slunce, má tento náboj označení záporné. Svislá složka intenzity slunečního magnetismu má na magnetických pólech hodnotu asi 50 *gaussů*. Měření týkalo se hlubokých vrstev sluneční atmosféry; ve vyšších vrstvách magnetismu ubývá. K tomu se připojují měření Deslandresova, který ve vyšších vrstvách nalezl menší posuvy magnetické. Podle toho by vyšší vrstvy atmosféry sluneční byly opačně (kladně) elektrické.

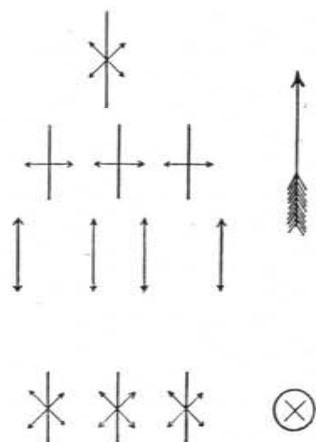
6. Rozklad spektrálních čar v poli elektrickém. Theoretický výklad zjevu Zeemanova předpokládá, že emise světelné se účastní elektrony, malé to částice záporně elektricky nabitě. Na pohyb částic má vliv nejen pole magnetické, ale též pole elektrické, jakž

na př. svědčí, že katodové paprsky uchylují se v poli elektrickém i magnetickém. Vliv elektrického pole na záření dokázal r. 1913 *J. Stark*. Použil k pokusu kladných paprsků kanálových, jež způsobují ve zředěném plynu za dirkovanou katodou dosti silné záření, a vzbudil v tomto místě silné elektrické pole. Úpravu pro příčný účinek ukazuje obr. 280. Proti anodě *A* v podlouhlé válcové trubici stojí rovnoběžná dirkovaná katoda *K* a těsně za ní (ve vzdálenosti 1·1 mm nebo 2·6 mm) pomocná elektroda *P*. K deskám *P* a *K* připojeny byly póly mnohočlenné batterie (3800 voltů, po př. i



Obr. 280. Trubice pro kanálové paprsky.

stejnsměrný proud z dynamu vysokého napětí 4500 voltů. Deska *P* souvisela se záporným pólem zdroje. Vliv elektrostatického pole 13000 voltů/cm na vodíkovou čáru *H γ* ukazuje obr. 281. V hornější části obrazce spatřuje se účinek příčný, v dolejší části účinek podélný. V poli elektrickém, kolmém k paprskům, rozděluje se čára *H γ* na pět složek, z nichž tři mají kmity kolmé k silokřivkám, dvě však s nimi rovnoběžné. V poli mocnějším (18000 voltů/cm) objeví se vedle těchto dvou silných složek ještě dvě složky slabé, málo vzdálené od polohy původní. Roste-li intenzita pole, přibývá složek (*H γ* jich má v poli 104000 voltů/cm 26). Rozklad je souměrný a to jak v poloze tak i v síle složek. Při podélném účinku objeví se



Obr. 281. Zeemanův zjev v poli elektrickém.

v čáře *H γ* (a podobně i v čáře *H β*) tři nepolarisované složky, jejichž intervall souhlasí s intervalem tří vnitřních složek předešlého rozkladu. Na obr. 281. je naznačena původní poloha nesouměrná podle měření z r. 1914. Novější měření však potvrdilo, že rozklad je souměrný.

Stark a *Kirschbaum* (1914) zjistili též, jak závisí intervall složek na intenzitě elektrostatického pole. Shledali pro různé čáry přímou úměrnost až do 50.000 voltů/cm. Intervall složek elektrostatických předčí velikostí značně intervall složek magnetických. Vodíkové čáře 4341 v poli 30.000 voltů/cm náleží intervall asi 13 Å, kdežto v nejsilnějších polích magnetických dosahuje se v normálních tripletech intervallu nejvýše 1 Å. Pouze v absorpčním spektru rubinovém došoupil magnetický rozklad hodnoty kromobyčejně veliké, totiž 7 Å pro pole 50000 gaussů.

Z uvedených výsledků vychází, že účinky pole elektrostatického i magnetického na emisi zdrojů světelných podobají se sobě v tom, že v obou případech vzniká rozklad a že složky jsou polarisovány. Úměrnost intervallu a intenzity pole v obou případech je stejná, rovněž shoduje se intervall některých složek ve zjevu příčném i podélném. Jinak se vyskytují rozdíly tyto: Pro účinek elektrostatický neplatí zákon Prestonův a mimo to rozklad polem elektrickým je složitější.

Zeemanův zjev souvisí se změnami tlakovými, které v poli magnetickém nastávají, ale tato souvislost není ještě s dostatek pokusně probádána (*King* 1909). Pro efekt elektrický byla tato závislost však zjištěna. Effekt elektrický značně záleží na délce vlny i v témž spektru a v témž poli; stejnou závislost ukazuje efekt tlakový. Pro spektra pásmová nebylo možno elektrický vliv zjistiti ani v mocných polích 13000 až 47000 voltů/cm.

§ 130. C) Číselné vztahy ve spektrech čárových a pásmových.

1. *Zákon Balmerův*. Čárová spektra prvků překvapují pozorovatele velikým počtem čar, které zdánlivě bez ladu a skladu nejen ve viditelné části spektra jsou rozloženy, ale i v jeho částech infračervené a ultrafialové. Tyto zkušenosti nesnadno se srovnávají s představou o jednoduchém, nedělitelném atomu. I když připustíme, že atom je složitý a dělitelný na elektrony, je přece věc neumožná každou čáru spektrální považovati za energetický projev samostatného střediska. Ostatně se tato myšlenka stane zbytečnou,

studuje-li se čárové spektrum důkladněji. Ukazuje se totiž, že všechny čáry téhož spektra nejsou stejného vzhledu. Vedle čar úplně ostrých, objevují se čáry buď oboustranně nebo jednostranně neostře, i skupiny čar, které se opakují jako dvojice nebo trojice. Již podle vzhledu možno ve mnohých spektrech sestavovati řady čili serie čar. Zkoumáme-li, jak čáry v řady sestavené závisí na různých zdrojích emise za různých teplot a hustot páry, přihlížíme-li dále k vlivu tlaku, pole magnetického a elektrického atd., stejné chování čar podává další důvod, abychom čáry seriové považovali za čáry stejného původu.

Při stejném středisku, které má vysílati řadu různých kmitů, připadá na mysl podobnost s úkazy zvukovými a vzniká myšlenka, v řadě kmitů vysílaných jediným střediskem hledati kmity harmonické. *Stoney* (1871) na tomto základě uvažoval kmitočty tří čar vodíkových

$$\begin{aligned} H\alpha \quad 1/\lambda &= 152368 = 20 \times 7618\cdot4, \\ H\beta \quad \text{„} &= 205695 = 27 \times 7618\cdot3, \\ H\delta \quad \text{„} &= 243784 = 32 \times 7618\cdot0^* \end{aligned}$$

a tyto kmitočty vyjádřil výše uvedenými součiny, tak že by tyto tři čáry vodíkové byly 20., 27. a 32tým svrchním kmitem základního kmitočtu 7618·2. Souvislost tato sice vysvětluje tři základní čáry spektra vodíkového, ale pro čtvrtou čáru (podle pořadí kmitočtu třetí) se nikterak neosvědčuje. Ostatně *Schuster* (1881) poukázal k tomu, že by při libovolném rozdělení čar spektrálních vždy bylo lze najíti takový základní kmitočet, aby vysoké vrchní kmitočty v mezích pozorovacích chyb se shodovaly s pozorovanými čarami.

Spektrum vodíku jako plynu chemicky jednoduchého vedlo však záhy k zákonitostem velmi jednoduché, kterou našel r. 1885 *Balmer*. Zákon Balmerův pro čáry prvního (primárního) spektra vodíkového lze psati tvarem

$$\frac{1}{\lambda} = c \frac{m^2 - 4}{m^2},$$

kdež m značí číslo přirozené řady větší než dvě, c pak konstantu. Jak se zákon tento osvědčuje, ukazuje tabulka na str. 365. Ve sloupci prvním stojí vlnové délky prvního spektra vodíkového podle měření *Evershedových* (1903), vyjímaje čáru $H\alpha$, které náleží číslo *Amesovo* (1890). Ve druhém sloupci položena je převratná hod-

*) Číslo tato jsou určena podle měření *Evershedových* (1903).

nota $1/\lambda$, úměrná kmitočtu, ve sloupci třetím řada čísel m , dále výraz $m^2/m^2 - 4$ a konečně stálá hodnota c . Její průměr je 27426·5 s pravděpodobnou chybou $\pm 0\cdot014$. Výsledek třeba ještě opravit vzhledem k tomu, že pozorované délky λ byly měřeny ve vzduchu. Přepočítání na délku λ_0 ve vakuu se stane podle vztahu

$$\lambda_0 = 1\cdot10027 \lambda,$$

takže vychází $c_0 = 27419\cdot1$. Tabulka skvěle dokazuje zákon Balmerův. Náhodný výsledek *Stoneyův* shora zmíněný jest obsažen v zákoně Balmerově, neboť

$$\frac{9}{5} : \frac{16}{12} : \frac{36}{32} = \frac{36}{20} : \frac{36}{27} : \frac{36}{32} = \frac{1}{20} : \frac{1}{27} : \frac{1}{32}.$$

Zákon Balmerův. Spektrum vodíkové.

$\lambda \cdot 10^8$ (cm)	$\frac{1}{\lambda}$	m	$\frac{m^2}{m^2 - 4}$	$c = \frac{1}{\lambda} \cdot \frac{m^2}{m^2 - 4}$
6563·04	15236·8*	3	9 : 5	27426·3
4861·57	20569·5*	4	16 : 12	6·0
4340·53	23038·6	5	25 : 21	7·0
4102·00	24378·4*	6	36 : 32	5·7
3970·33	25186·8	7	49 : 45	5·7
3889·15	25712·6	8	64 : 60	6·8
3835·51	26072·2	9	81 : 77	6·5
3798·00	26329·7	10	100 : 96	6·8
3770·73	26520·1	11	121 : 117	6·8
50·27	26664·8	12	144 : 140	6·6
34·53	26777·1	13	169 : 165	6·3
21·98	26867·4	14	196 : 192	7·2
12·13	26938·7	15	225 : 221	6·3
04·01	26997·8	16	256 : 252	6·3
3697·28	27046·9	17	289 : 285	6·5
91·70	27087·8	18	324 : 320	6·3
86·96	27122·7	19	361 : 357	6·5
82·94	27152·2	20	400 : 396	6·5
79·52	27177·3	21	441 : 437	6·2
76·51	27199·0	22	484 : 480	6·3
3673·87	27219·3	23	529 : 525	6·6
71·53	27236·6	24	576 : 572	7·1
69·55	27251·3	25	625 : 621	6·8
67·83	27264·1	26	676 : 672	6·3
66·25	27275·8	27	729 : 725	6·3
64·74	27287·1	28	784 : 780	7·0
63·55	27295·9	29	841 : 837	6·3
62·36	27304·8	30	900 : 896	6·6
3661·31	27312·6	31	961 : 957	6·8

2. *Zákon Hartleyův.* Třeba že se myšlenka harmonických kmitů pro seriové čáry prvků neosvědčila, vedlo vyjádření těchto čar jejich kmitočty k objevu jiného jednoduchého zákona, na nějž upozornil r. 1882 *W. N. Hartley*. Zákon tento zní: Ve spektrech prvků, kde řady čar se skládají z dvojice a trojice, jsou rozdíly kmitočtů jednotlivých složek těchto složitých čar pro určitou řadu stálé. Na doklad zákona sestaveny jsou v dolejší tabulce trojitě čáry obloukového spektra zinkového podle pozorování *Kayserových* a *Rungeových* (1891). Z vlnových délek λ jednotlivých složek jsou počítány v druhém sloupci převratné hodnoty. V sloupci dalším stojí rozdíly kmitočtů prvních dvou složek trojice (A_{32}) a rozdíl kmitočtů druhých dvou složek (A_{21}). Stálost rozdílů je dostatečně potvrzena, rovněž rovnost $A_{32} = 2A_{21}$. Toto pravidlo se také osvědčuje v řadách trojice jiných prvků.

Zákon Hartleyův. Tripletty Zn.

Označení tripletu	$\lambda \cdot 10^8(\text{cm})$	$1/\lambda$	A_{32}	A_{21}
$m = 3$ III	4810·71	20787·0		
II	4722·26	21176·2	389·2	
I	4680·38	21365·8		189·6
4	3072·19	32550·1		
	3035·93	32938·8	388·7	
	3018·58	33129·0		190·2
5	2712·60	36865·0		
	2684·29	37253·8	388·8	
	2670·67	37443·8		190·0
6	2567·99	38941·0		
	2542·53	39330·9	389·9	
	2530·34	39520·4		189·5
7	2516·00	39745·7		
	2491·67	40133·7	388·0	
	2479·85	40325·0		191·3

3. *Spektra seriová.* Zákonitost v prvním spektru vodíkovém objevená Balmerem, hledána byla v čárových spektrech ostatních prvků. Hlavních zásluh v tomto oboru získali si *Kayser*, *Runge* a *Rydberg* *) (1888—1900).

*) Viz *J. R. Rydberg*: „La Distribution des Raies Spectrales“ v *Rapports prés. au Congrès International de Physique II.* 260. 1900, kdež je podrobná literatura do r. 1900.

Podle těchto základních prací, jež v posledním desetiletí byly doplněny četnými pracemi jiných pozorovatelů (hlavně žáků školy *Kayserovy*), je možno rozeznávat v čárových spektrech prvků dva druhy. Spektra prvního druhu skládají se z dvojitých nebo trojitých čar, které tvoří řady limitující k jakémus kmitočtu. Spektra druhého druhu složena jsou z čar jednoduchých; jejich kmitočty lze sestavit v řady a sloupce se stálými rozdíly, jak v řádkách tak sloupech.

K prvnímu druhu spekter patří prvky

(H, Li, Na, K, Rb, Cs)	(Zn, Cd, Hg)
(Cu, Ag, Au)	(Al, In, Tl)
(Mg, Ca, Sr, Ba, Ra)	(O, S, Se).

Druhý druh spekter náleží prvkům

(Pb, As, Sb, Bi, Ar.)

Ve spektrech prvního druhu, jež jsou vyznačena obr. 282., shledáváme obyčejně troji řadu čar, vytvořenou podobným zákonem, t. j. limitující k určitému kmitočtu. V řadě *hlavní* čili *primární* (P) jsou intenzivní dvojice nebo trojice, které se kmitočtem blíží hodnotě mezní. Čáry tyto jsou v obr. vyznačeny silnějšími úsečkami v první řádce každého prvku; vyskytují se ve spektru prvků *Li*, *Na*, *K* a *Rb*. Vzhledem k malému měřítku výkresu splývají dvojice a trojice v jedno. Ostatní dvě řady čar slují *vedlejší*; složeny jsou z dvojice nebo trojice málo intenzivních a limitují obě ke společnému nejvyššímu kmitočtu, který má hodnotu menší než mezní kmitočet řady hlavní. Tato mezní poloha pro čáry vedlejších řad jest označena tečkovanou příčkou na obr. 282. Vedlejší řady liší se vzhledem složek. V první řadě vedlejší (D) první dvě složky trojice nebo první složka dvojice jsou čáry složité, takže tato řada slove *řada mlhových čar* (nébuleuses). Druhá řada vedlejší (S) má ve svých dvojitých a trojitých složkách úzké a určité. O kmitočtech těchto složek platí zákon Hartleyův. Podle vzhledu čar sluje tato řada (S) řada *úzkých čar* (étroites). Badatelé snažili se vystihnouti zákonitost v čarách seriových algebraickými vzorci. Pišeme-li zákon Balmerův tvarem

$$\lambda^{-1} = c - \frac{4c}{m^2} = A + Bm^{-2},$$

případně na mysl také rozšířený tvar

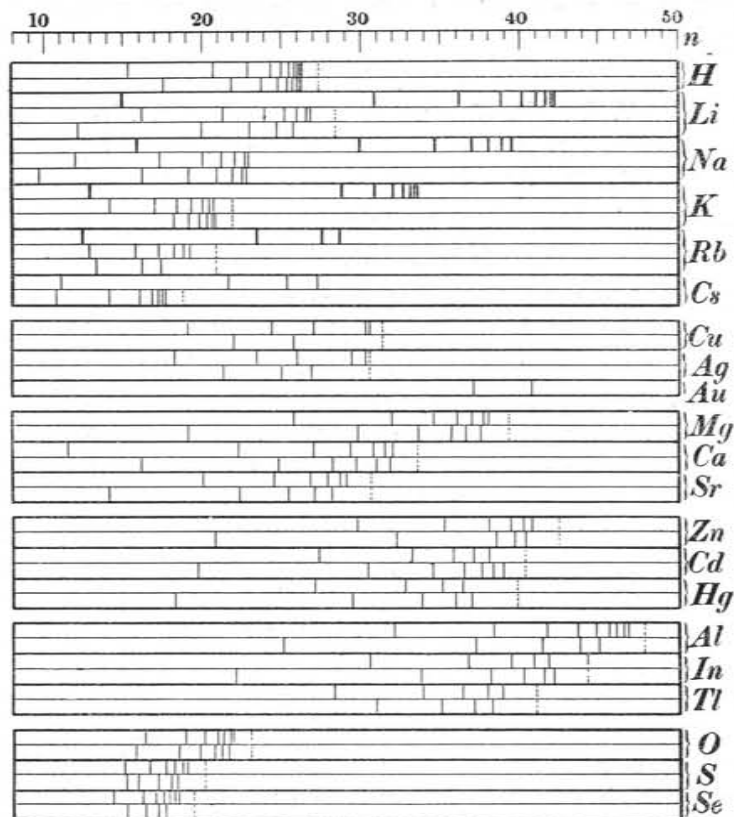
$$\lambda^{-1} = A_1 + B_1m^{-2} + C_1m^{-3}$$

nebo tvar

$$\lambda^{-1} = A_2 + B_2m^{-2} + C_2m^{-4}.$$

První tvar zvolil *Rydberg*, druhý *Kayser* a *Runge*.*) Oba se jen zhruba osvědčily. Rydberg (1890) hleděl co nejvíce přidržeti se původního zákona Balmerova; proto vyjádřil hořejší rovnici tvarem

$$\lambda^{-1} = A - \frac{B}{(m - C)^2}$$



Obr. 282. Řadová spektra.

Vzhledem k zákonu Balmerovu má konstanta B všeobecný význam a rovná se $B = 4c = 109676 \cdot 4$.**) Velmi jednoduše odvodil *Ritz*

*) Z geometrického ponětí zákona Balmerova odvodil zákonitosti řadových spekter *Láska* v čl. „Příspěvek ke studiu zákonitosti spekter čárových“. Časopis pro pěst. math. a fys. 41. 407. 1912.

**) Tato konstanta jest vypočítána z průměrné hodnoty redukované, shora uvedené. V práci Rydbergově a i jiných pozorovatelů se uvádí číslo poněkud menší totiž 109.675.

(1903) cestou theoretickou pro hlavní řadu vzorec

$$\lambda^{-1} = A - \frac{B}{\left(m + a + \frac{b}{m^2}\right)^2} \text{ pro } m = 2, 3, 4 \dots$$

Podobný vzorec platí též pro první řadu vedlejší (D). Druhá řada vedlejší řídí se zákonem

$$\lambda^{-1} = A - \frac{B}{\left(m + \frac{1}{2} + a' + \frac{b'}{(m + \frac{1}{2})^2}\right)^2}$$

Zkouška vzorce Ritzova pro hlavní řadu prvních složek dvojitých čar *Na*.

m	$\lambda \cdot 10^8 (\text{cm})$	λ_0	A	m	$\lambda \cdot 10^8 (\text{cm})$	λ_0	A
2	5896.16	5897.56	0.00	27	2420.60	2421.25	+ 0.01
3	3303.07	3303.90	0.00	28	20.02	20.67	+ 0.04
4	2852.91	2853.63	- 0.04	29	19.50	20.15	+ 0.07
5	2680.46	2681.17	+ 0.09	30	19.00	19.65	+ 0.06
6	2593.98	2594.67	+ 0.09	31	18.44	19.09	- 0.05
7	2543.82	2544.49	- 0.05	32	18.09	18.74	0.00
8	2512.15	2512.90	+ 0.07	33	17.71	18.36	- 0.01
9	2490.70	2491.36	+ 0.04	34	17.38	18.03	+ 0.01
10	75.60	76.26	+ 0.03	35	17.10	17.75	+ 0.02
11	64.53	65.18	+ 0.10	36	16.80	17.45	0.00
12	56.02	56.67	+ 0.05	37	16.56	17.21	+ 0.03
13	49.46	50.11	+ 0.04	38	16.33	16.98	+ 0.04
14	44.24	44.89	- 0.03	39	16.11	16.76	+ 0.03
15	40.06	40.71	+ 0.01	40	15.89	16.54	+ 0.02
16	36.70	37.35	+ 0.06	41	15.70	16.35	+ 0.03
17	33.85	34.50	+ 0.04	42	15.52	16.17	+ 0.02
18	31.43	32.08	- 0.01	43	15.37	16.02	+ 0.03
19	29.42	30.07	- 0.02	44	15.21	15.86	+ 0.04
20	27.72	28.37	- 0.01	45	15.06	15.71	+ 0.03
21	26.28	26.93	+ 0.02	46	14.94	15.59	+ 0.05
22	25.00	25.65	+ 0.03	47	14.78	15.43	+ 0.01
23	23.88	24.53	+ 0.01	48	14.64	15.29	- 0.01
24	22.90	23.55	0.00	49	2414.50	2415.15	- 0.04
25	22.04	22.69	0.00				
26	2421.29	2421.93	+ 0.02				

Ke zkoušce vzorce Ritzova hodí se nejlépe hlavní řada ve spektru sodíkovém, v níž je známo 48 dvojic. V tabulce hořejší uvedeny

jsou z těchto dvojic pouze složky první v sloupci (λ); v dalším sloupci (λ_0) jsou hodnoty vlnových délek ve vzduchoprázdnu, v sloupci třetím (\mathcal{A}) rozdíly mezi délkou λ_0 pozorovanou a počítanou podle vzorce Ritzova. Výpočet vykonal *Birge* (1910) podle vzorce

$$\frac{1}{\lambda_0} = 41450.083 - \frac{109675}{[m + 0.144335 - 0.113026 \cdot m^{-2}]^2}$$

pro $m = 2, 3, \dots, 49$.

Malé rozdíly \mathcal{A} ukazují, že vzorec Ritzův velmi dobře vystihuje pozorování. Konstanta A Ritzova vzorce má význam mezního kmitočtu, neboť pro $m = \infty$ je $A = \lambda^{-1}$. Tuto konstantu vyjadřuje Ritz podobně jako druhý člen vzorcem

$$A = \frac{B}{\left(1.5 + a' + \frac{b'}{1.5^2}\right)^2},$$

kdežto vzorcem

$$A_1 = A_2 = \frac{B}{\left(2 + a + \frac{b}{4}\right)^2}$$

konstanty pro obě řady vedlejší. Ritz zvolil nové konstanty tak, aby přesně platil zákon Hartleyův a zákon Rydberg-Schusterův, o němž se ještě zmíníme. Jsou tudíž vyjádřeny kmitočty ν dubletových řad alkalických prvků takto:

$$\pm \frac{\nu}{B} = \left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{(1.5 + a' + b'/2.25)^2} - \frac{1}{(m + a_1 + b/m^2)^2} \\ \frac{1}{(1.5 + a' + b'/2.25)^2} - \frac{1}{(n + a_2 + b/n^2)^2} \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{pro } m = 2, 3, \\ \dots \text{ a řadu} \\ \text{hlavní} \end{array}$$

$$\pm \frac{\nu}{B} = \left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{(2 + a_1 + b/4)^2} - \frac{1}{(m + a' + b'/m^2)^2} \\ \frac{1}{(2 + a_2 + b/4)^2} - \frac{1}{(m + a' + b'/m^2)^2} \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{pro } m = 1.5, 2.5, \\ \dots \text{ a druhou} \\ \text{řadu vedlejší} \end{array}$$

$$\pm \frac{\nu}{B} = \left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{(2 + a_1 + b/4)^2} - \frac{1}{(m + c + d/m^2)^2} \\ \frac{1}{(2 + a_2 + b/4)^2} - \frac{1}{(m + c + d/m^2)^2} \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{pro } m = 3, 4, 5 \\ \dots \text{ a vedlejší} \\ \text{první řadu.} \end{array}$$

Vzorce tyto lze napsati jednodušeji, zavedeme-li znak

$$\frac{B}{(m + a + b/m^2)^2} = (n, a, b).$$

Pak je:

$$\text{pro hlavní řadu} \quad \begin{array}{l} \pm \nu = (1.5, a', b') - (m, a_1, b_1) \\ = (1.5, a', b') - (m, a_2, b_2) \end{array} \quad m = 2, 3, \dots$$

$$\text{pro druhou řadu} \\ \text{vedlejší} \quad \begin{array}{l} \pm \nu = (2, a_1, b_1) - (m, a', b') \\ = (2, a_2, b_2) - (m, a', b') \end{array} \quad m = 1.5, 2.5, \dots$$

$$\text{pro první řadu} \\ \text{vedlejší} \quad \begin{array}{l} \pm \nu = (2, a_1, b_1) - (m, c, d) \\ = (2, a_2, b_2) - (m, c, d) \\ = (2, a, b_1) - (m, c, d) \end{array} \quad m = 3, 4, \dots$$

Všeobecně je

$$\text{pro řadu hlavní} \quad P(m) = (n, a', b') - (m, a_i, b_i)$$

$$\text{pro druhou řadu} \\ \text{vedlejší} \quad S(m) = (n, a_i, b_i) - (m, a', b')$$

$$\text{pro první řadu} \\ \text{vedlejší} \quad D(m) = (n, a_i, b_i) - (m, c, d).$$

První člen výrazu na pravé straně udává mezní kmitočt příslušné řady; druhý člen je proměnný a lze jej všeobecně vyznačiti znakem $VP(m)$ nebo $VS(m)$ nebo $VD(m)$. Pak je též

$$\text{pro řadu hlavní} \quad P(m) = VS(n) - VP(m),$$

$$\text{pro druhou řadu vedlejší} \quad S(m) = VP(n) - VS(m),$$

$$\text{pro první řadu vedlejší} \quad D(m) = VP(n) - VD(m).$$

V posledních několika letech byla značně zdokonalena theorie řadových spekter a to po dvojí stránce. Podarilo se jednak odvoditi pro řadová spektra všeobecný vzorec, v němž universální konstanta souvisí se všeobecnými veličinami jinými, jednak také vystihnouti jemnou stavbu spektrálních čar, jevíci se jednodušší nebo složitější soustavou složek, které čára ukazuje při větším rozptylu.

Podle *Bohrovy* theorie (1913—15) složen jest atom z kladného jádra, jehož kladné náboje elementární podle *Moseleye* vyjadřuje číslo udávající postavení prvku v přirozené soustavě. Kolem kladného jádra krouží elektrony, které záporným nábojem více nebo méně vyvažují účinek jádra do dálky. Samojediný elektron může kroužiti kolem jádra v rozmanitých drahách, ale tak, že společné těžiště jádra a elektronu se nemění. Přeskočí-li elektron z jedné dráhy do druhé, vybavuje se zářivá energie, jejíž prvek jest úměrný kmitočtu a světelnému kvantu Planckovu. Z toho plyne základní vzorec pro kmitočt řadových čar

$$\nu = N_\infty \frac{M}{M + \mu} \left(\frac{E}{e}\right)^2 \left(\frac{1}{i^2} - \frac{1}{k^2}\right) \left[1 + \frac{\alpha^2}{4} \left(\frac{1}{i^2} + \frac{1}{k^2}\right)\right],$$

v němž E , M značí náboj a hmotu kladného jádra, e , μ náboj a hmotu elektronu, i , k vyznačují číselně tu kterou dráhu elektronovou (vnější nebo vnitřní), N_∞ je Rydbergova konstanta pro nekonečně velkou hmotu jádra ($M = \infty$), α obecná konstanta. Obě poslední konstanty jsou vyjádřeny vztahy

$$N_\infty = \frac{2\pi^2 e^4 \mu}{v h^3} \quad \text{a} \quad \alpha = \frac{2\pi e^2}{v h}.$$

Veličina h značí elementární množství světelné (Planckovo kvantum) a v rychlost světla. Člen ve hranatých závorkách vyjadřuje opravu, kterou způsobuje elektronová hmota proměnná s rychlostí těchto částic (podle principu relativity). Touto opravou doplnili teorii *Bohr a Sommerfeld* (1915). Z hořejšího vzorce plyne na př. pro řadová spektra vodíková

$$\nu = N_\infty \frac{M_v}{M_v + \mu} \left(\frac{1}{i^2} - \frac{1}{k^2} \right) \left[1 + \frac{\alpha^2}{4} \left(\frac{1}{i^2} + \frac{1}{k^2} \right) \right]$$

a pro řadová spektra heliová

$$\nu = N_\infty \frac{M_h}{M_h + \mu} 4 \left(\frac{1}{i^2} - \frac{1}{k^2} \right) \left[1 + \alpha^2 \left(\frac{1}{i^2} + \frac{1}{k^2} \right) \right].$$

Na výhody těchto vzorců poukázal *F. Paschen* (1916), jenž konstantu Rydbergovu N_ν určil z pozorovaných délek vlnových pro vodíkové čáry $H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$ a $H\delta$ podobně konstantu N_h z čar heliových. Konstanty tyto mají hodnoty

$$N_\nu = N_\infty \frac{M_v}{M_v + \mu} \quad N_h = N_\infty \frac{M_h}{M_h + \mu}.$$

Novější měření poskytují pro tyto čáry výsledky:

$H\alpha$	6562·767,	6562·845,	ve	vzduchoprázdnu	6564·6592
$H\beta$	4861·328	4861·356		"	4862·7131
$H\gamma$	4340·465	4430·488		"	4341·7066
$H\delta$	4101·735	4101·755		"	4102·9114

Podle teorie Sommerfeldovy jsou skutečné dráhy elektronu elipsy. Je proto nutno opravit hořejší pozorování na složku odpovídající dráze kruhové. Tyto opravené hodnoty jsou ve druhém sloupci; z nich je počítána vlnová délka pro vakuum. Další počet ukazuje pro

$H\alpha$	$\nu = 1/\lambda = 15234\cdot084$	$\frac{\nu}{\frac{1}{4} + \frac{1}{9}} = 109678\cdot205$	oprava = 0·526
$H\beta$	" = 20564·655	$\frac{\nu}{\frac{1}{4} + \frac{1}{16}} = 109678\cdot134$	0·455
$H\gamma$	" = 23032·415	$\frac{\nu}{\frac{1}{4} + \frac{1}{25}} = 109678\cdot167$	0·423
$H\delta$	" = 24372·933	$\frac{\nu}{\frac{1}{4} + \frac{1}{36}} = 109678\cdot198$	0·405

Přihlíží-li se k nestejným intenzitám pozorovaných složek čili považuje-li se správnost výsledků za úměrnou číslům 6 : 2 : 1 : 1, vychází jako průměrná hodnota pro spektrum vodíku

$$N_\nu = 109677\cdot691 \pm 0\cdot06$$

a pro spektrum heliové

$$N_h = 109722\cdot144 \pm 0\cdot04.$$

Jako další výsledek obou těchto hodnot, při známé atomové hmotě vodíku a helia ($M_v = 1\cdot008$ a $M_h = 4\cdot00$), plyne

$$N_\infty = 109737\cdot11 \pm 0\cdot06$$

$$\frac{e}{\mu} = \frac{e}{M_v} \cdot \frac{M_v}{\mu} = \frac{9649\cdot4}{1\cdot008} \left(\frac{N_h}{N_h - N_\nu} \frac{a - 1}{a} - 1 \right),$$

kdež a značí poměr $M_h/M_v = 3\cdot9583$, takže

$$e/\mu = 1\cdot7686 \cdot 10^7 \pm 0\cdot0029.$$

Připojíme-li nejnovější hodnotu *Millikanovu* (1917)

$$e = 4\cdot774 \cdot 10^{-10} \pm 0\cdot005,$$

vychází pro Planckovo kvantum

$$h = 6\cdot545 \cdot 10^{-27} \pm 0\cdot012.$$

Z této hodnoty lze konečně určit podle vzorce Planckova

$$\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3}$$

konstantu zákona Stefanova $\sigma = 5\cdot738 \cdot 10^5 \pm 0\cdot011$. (Srovnej str. 334. a 335.). Zajímavě byla potvrzena teorie Bohrova a Sommerfeldova ve spektrech značných frekvencí, t. j. ve spektrech, která

vznikají odrazem Roentgenových paprsků vycházejících z toho neb onoho prvku na povrchu krystalické látky. V těchto spektrech zjištěny byly několikere řady čar, které lze hořejším vzorcem vyjádřiti. Tak na př. řada čar označených jako K_α vzorcem

$$\nu = N_\infty (N - 1)^2 \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2} \right) = N_\infty (N - 1)^2 \frac{3}{4} \text{ atd.,}$$

v němž N značí řadové číslo prvku v periodické soustavě. Původní zákon Balmerův nabývá tímto zajímavým rozšířením obecného významu.

4. *Zákon Rydberg-Schusterův.* Z uvedených rovnic pro jednotlivé řady plyne *zákon Rydbergův a Schusterův.* Kmitočet první čáry v řadě hlavní rovná se rozdílu mezních kmitočetů řady hlavní a řady vedlejší. První čára druhé řady vedlejší splývá s první čarou řady hlavní.

Je totiž kmitočet první čáry v řadě hlavní

$$\nu_2 = \frac{B}{(1.5 + a' + b/2.25)^2} - \frac{B}{(2 + a_1 + b/4)^2}$$

a

$$A = \frac{B}{(1.5 + a' + b/2.25)^2} \quad A_1 = \frac{B}{(2 + a_1 + b/4)^2},$$

takže

$$\nu_2 = A - A_1.$$

Platnost zákona vysvitá z dolejší tabulky, která obsahuje pro spektra alkalických prvků konstanty A , A_1 , jejich rozdíl $A - A_1$ a kmitočet ν_2 , určený ze známé vlnové délky. Shoda čísel $A - A_1$ a ν_2 ukazuje, že první část zákona Rydbergova a Schusterova platí dosti přesně v mezích chyb pozorovacích. Za to druhá část tohoto zákona, již Ritzovy vzorce přesně vyhovují, ukazuje leckde značné odchylky.

Tabulka pro zákon Rydbergův.

Prvek	A	A_1	$A - A_1$	ν_2	Pozorovatel
<i>Li</i>	43493.69	28586.69	14907.00	14907.13	<i>Lohuizen</i>
*) <i>Na</i>	41460.80	24499.58	16961.22	16955.56	"
<i>Ka</i>	35006.2	21963.3	13042.9	13043.9	<i>Hicks</i>
<i>Rb</i>	33687.5	20869.7	12817.8	12816.7	"
<i>Cs</i>	31400.2	19671.5	11728.7	11732.5	"

*) A_1 pro prvky *Na* až *Cr* náleží druhé složce dvojice, kdežto ν_2 jest určeno z pozorování pro prvou složku dvojice.

Zákon Hartleyův. Vzorec Ritzův je tak upraven, aby i zákonu Hartleyovu přesně vyhovoval. Pak totiž nabudeme výrazů

$$A_{21} = \frac{1}{(2 + a_2 + b/4)^2} - \frac{1}{(2 + a_1 + b/4)^2},$$

$$A_{32} = \frac{1}{(2 + a_3 + b/4)^2} - \frac{1}{(2 + a_2 + b/4)^2}.$$

Rozdíly složek trojice jsou tudíž vyjádřeny rozdílem konstant. Tyto stále veličiny nezávisí tedy na proměnné m . Vyjádříme-li druhou řadu vedlejší všeobecným vzorcem

$$S(m) = VP(n) - VS(m)$$

platí pro složky trojic

$$\nu_1 = VP(1)_I - VS(m),$$

$$\nu_2 = VP(1)_{II} - VS(m),$$

$$\nu_3 = VP(1)_{III} - VS(m)$$

a tudíž pro rozdíly v dřívějším označení

$$A_{12} = VP(1)_I - VP(1)_{II},$$

$$A_{23} = VP(1)_{II} - VP(1)_{III}.$$

Podle výpočtů *Dunzových* (1911) mají konstanty druhé řady vedlejší tyto hodnoty:

$$VP(1)_I = 43450$$

$$VP(1)_{II} = 43260 \quad \text{a tudíž } A_{12} = 190,$$

$$VP(1)_{III} = 42871 \quad A_{23} = 389.$$

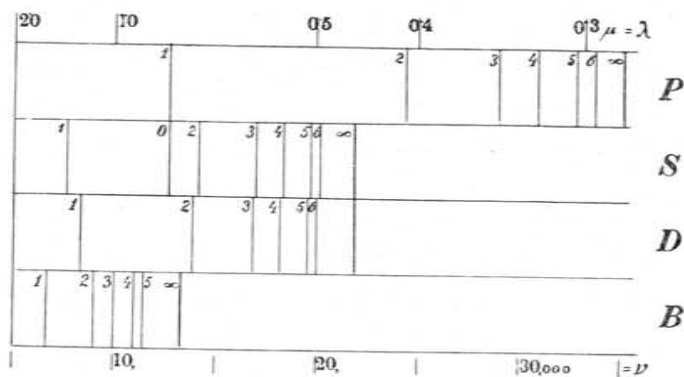
Průměrné rozdíly, které jsme určili dříve (str. 366.) jsou 190.16 a 388.92. Shodují se tedy docela s hořejšími hodnotami.

5. *Bergmannovy řady. Zákon kombinační.* Novější pozorování, jež byla konána stroji veliké disperse o značné mohutnosti rozlišovací a rozšířena na infračervený a ultrafialový obor, ukázala, že vedle řady hlavní a dvou řad vedlejších zbývají ve mnohých spektrech čáry jednoduché nebo trojité, které lze sestavit v řady podobných vlastností, postupující podle kmitočtu jako čáry řad předešlých. Řady takové našli *Fowler* (1905) a *Saunders* (1907) ve spektrech prvků *Sr* a *Ca*. *Bergmann* (1908) objevil několik takových řad ve spektru infračerveném; po něm slují *řady Bergmannovy*. Na obr. 283. vyznačeno je řadové spektrum draslíku jednoduchými čarami (první složkou); v první řádce stojí řada hlavní (P), ve druhé a třetí řádce druhá (S) a prvá řada (D) vedlejší a v řádce (B) řada Bergmannova. Řada Bergmannova vy-

hovoje podmince

$$\pm \nu = (3, c, a) - (m; a_1 - a_2; b_1 - b_2) = B(m);$$

Ize ji tudíž vyjádřiti konstantami první řady vedlejší. Učiní se totiž rozdíly stejnohlých konstant v proměnné části výrazu pro ν . První člen — mezni to kmitočet této řady — má tytéž konstanty jako



Obr. 283. Řadová spektra draslíku.

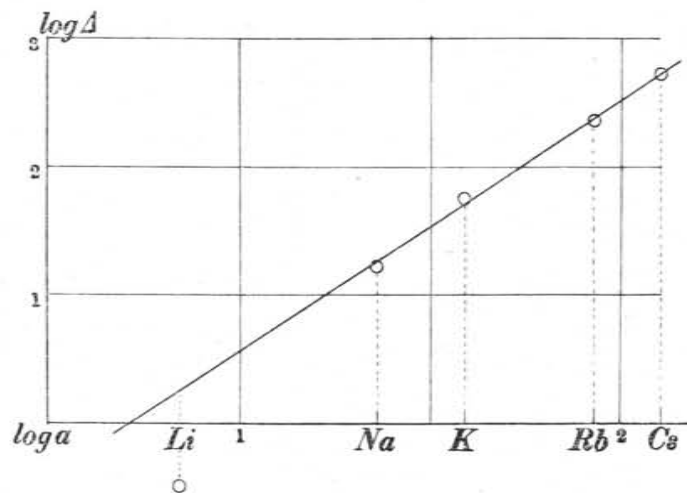
proměnný člen první řady vedlejší. Podobným sestavováním neboli kombinacemi konstant lze stanoviti nové řady čárové. *Lohuizen* (1912) ukázal, že lze řady sestaviti v dolejší tabulku, kdež vyznačen je ráz čar i princip kombinační, podle něhož řada vznikla.

Zákon kombinační, jímž odvozují se nové řady ze čtyř řad základních.

Zákon kombinační

$VP(1) - VP(m)$	hlavní řada	}	hlavní řada
$VS(1) - VP(m)$			
$VP(1) - VS(m)$	druhá řada vedlejší	}	řada čar ostrých
$VP(2) - VS(m)$			
$VP(3) - VS(m)$			
$VP(1) - VD(m)$	první řada vedlejší	}	řada čar mlhavých
$VP(2) - VD(m)$			
$VP(3) - VD(m)$			
$VS(1) - VD(m)$			
$VS(2) - VD(m)$			
$VS(3) - VD(m)$			
$VP(1) - VB(m)$	Bergmannova řada	}	řada čar základních.
$VS(1) - VB(m)$			
$VD(1) - VB(m)$			
$VD(2) - VB(m)$			
$VB(5) - VB(m)$			

6. *Souvislost řadových spekter s atomovou hmotou.* Mezi řadovými spektry prvků a jejich hmotou atomovou, po příp. jejich atomovým objemem je několik vztahů, podle nichž lze určit atomovou hmotu, je-li prvek neznám. *Kayser* a *Runge*, sledující intervaly složek ve dvojicích i trojicích, ukázali, že v každé skupině prvků je interval přibližně úměrný dvojnásobku atomové hmoty. Podle *Rungea* a *Prechta* (1910) platí přesnější věta tato: V každé skupině chemicky příbuzných prvků postupují atomové hmoty jako určitá mocnina vzdálenosti složek dvojice nebo trojice. Potřebná čísla pro tuto souvislost obsahuje tab. (str. 378.). Prvky jsou sestaveny



Obr. 284. Jak závisí interval dvojice na atomové hmotě prvku.

v přirozených skupinách podle stoupající hmoty atomové a . V dalších třech sloupcích uvedeny jsou vzdálenosti dvojic a trojic (Δ_{12}, Δ_{23}); pak následují logaritmy těchto veličin. Znázorní-li se závislost $\log a$ a $\log \Delta$ graficky tím, že se učiní úsečkou $\log a$ a pořadnicí $\log \Delta$ (po příp. $\log \Delta_{12}$ a $\log \Delta_{23}$), vycházejí pro každou skupinu prvků body ležící na přímce. Příkladem budiž na obr. 284. skupina prvků (Li, Na, K, Rb, Cs). Směrnice přímky S pozorovanými body proložené je 1.97, tedy přibližně 2, tak že pro tuto skupinu prvků se zákon *Kayser-Rungeův* osvědčuje. Prodloužíme-li přímku, která co nejlépe probíhá body (Na, K, Rb a Cs), až k úsečce, udávající logaritmus atomové hmoty lithia (0.845), vychází z toho interval dvojitých čar lithiových 1.2, t. j. asi 0.1 \AA . Splnutí dvojice lithia v čaru jedinou je tedy snadno možné. *P. Zeemanovi* (1913)

podářilo se fotograficky zachytiti čaru 6708 jako dublet, jehož složky měly intervall 0·14 λ , tedy v kmitočtu 0·32. Příslušný bod by na obr. 284. padl poněkud pod osu a ukazoval by na složitější závislost mezi $\log a$ a $\log \lambda$.

Závislost intervallů dvojic a trojic na atomové hmotě prvku.

Prvek	a	λ	λ_{12}	λ_{23}	$\log a$	$\log \lambda$	$\log \lambda_{12}$	$\log \lambda_{23}$	S
atomová hmotá									
He	4·0	1			0·602	0·000			
Li	6·9	0·32			0·839	0·505 ⁻¹			
Na	23·0	17			1·362	1·230			} 1·97
K	39·1	58			1·592	1·763			
Rb	85·4	237			1·931	2·375			
Cs	132·8	552			2·123	2·742			
Cu	63·6	249			1·804	2·396			} 2·28
Ag	107·9	921			2·033	2·964			
Mg	24·3	91	41	20	1·386	1·959	1·613	1·301	} 1·69
Ca	40·1	223	106	52	1·603	2·348	2·025	1·716	
Sr	87·6	801	394	187	1·943	2·904	2·596	2·272	} 1·70
Ba	137·4	1690	878	370	2·138	3·228	2·944	2·568	
Zn	65·4	872	389	190	1·816	2·941	2·590	2·279	} 2·02
Cd	112·4	2484	1171	542	2·047	3·395	3·069	2·734	
Hg	200·1	—	4632	1769	2·301	—	3·666	3·248	} 2·01
Al	27·1	112			1·433	2·049			
In	114·8	2213			2·060	3·345			} 2·11
Tl	204·0	7793			2·310	3·892			
O	16·0	—	3·7	2·1	1·204	—	0·568	0·322	} 2·10
S	32·1	—	18·2	11·1	1·507	—	1·260	1·045	
Se	79·2	—	104·0	45·0	1·899	—	2·017	1·653	} 2·11

V posledním sloupci tabulky stojí hodnoty S počítané nejen z intervallů dvojic, ale i z intervallů trojic, pokud je obsahuje spektrum příslušné skupiny prvkové. Z těchto hodnot je patrné, že vedle skupiny prvků alkalických vyhovuje původnímu zákonu těž skupina (Zn, Cd a Hg). Jakkoliv se zákon Rungeův a Prechtův v jednotlivých skupinách osvědčuje, nelze tuto souvislost extrapolovati. Runge a Precht hleděli ze známých dvojic čarového spektra Ra určití atomovou hmotu tohoto prvku. Ze dvojic (5813·85,

4533·33), (4682·36, 3814·58) a (4436·49, 3649·75), jež dávají shodný rozdíl 4857, plynula by rovnice

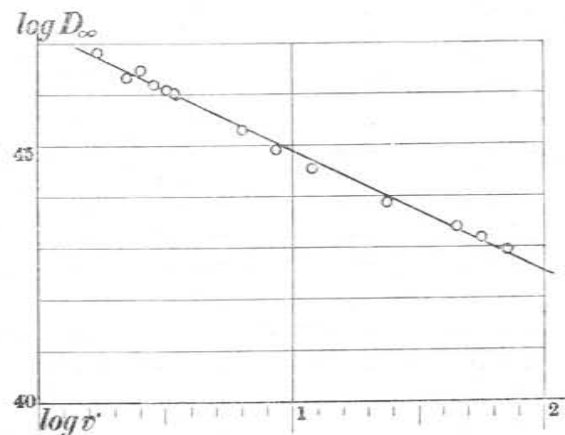
$$\log 4857 \cdot 2 = 3 \cdot 686 = -0 \cdot 381 + 1 \cdot 692 \log a$$

čili

$$\log a = 2 \cdot 400,$$

ze které vychází $a = 251$, kdežto jiná určení dávají $a = 226$.

7. Závislost mezního kmitočtu vedlejších řad na atomovém objemu. Na jinou souvislost řadových spekter s chemickou povahou prvků upozornil nejprve Reinganum (1904), později podrobně Hicks (1910—12). Týče se mezních kmitočtů vedlejších řad a atomového objemu příslušných prvků. V tab. (str. 380.), jsou příslušné konstanty sestaveny podle stoupající atomové hmoty a to



Obr. 285. Jak závisí atomový objem na mezním kmitočtu vedlejších řad.

v přirozených skupinách. Ve skupině druhé jest atomový objem zmenšen na čtvrtinu, ve třetí skupině na šestinu. V posledních sloupcích stojí vedle sebe logaritmy zmenšeného objemu atomového a logaritmus mezního kmitočtu. Hodnoty těchto kmitočtů jsou vyňaty ze spisu Dunzova *) (1911). Obr. 285. sestrojen je podle tabulky. Na osu hlavní jsou nanášeny logaritmy atomového objemu (redukovaného), na osu vedlejší logaritmy mezních kmitočtů. Body leží přibližně na přímce, jejíž rovnice je

$$\log D_{\infty} = 4 \cdot 727 - 0 \cdot 237 \log v.$$

*) B. Dunz: Die Seriengesetze der Linienspektra. Diss. Tübingen 1911 anebo S. Hirzel Leipzig 1911.

Závislost \log (reduk. atom. objemu) na \log (mezního kmitočtu obou vedlejších řad).

Prvek	$v = a/s$	v^* reduk.	$\log v^*$	$\log D_\infty$	D_∞
Li	11.9	11.9	1.076	4.456	28581
Na	23.6	23.6	1.373	389	24472
K	45.0	45.0	1.653	342	21963
Rb	56.2	56.2	1.750	320	20868
Cs	70.7	70.7	1.849	294	19674
Cu	7.2	7.2	0.857	499	31523
Ag	10.2	10.2	1.009	486	30621
Mg	14.0	3.50	0.544	599	39752
Ca	25.5	6.37	0.804	531	33983
Sr	34.5	8.62	0.936	492	31026
Zn	9.0	2.25	0.352	632	42871
Cd	12.9	3.25	0.512	610	40707
Hg	13.9	3.48	0.542	604	40136
Al	10.4	1.73	0.238	683	48167
In	15.3	2.55	0.407	648	44466
Tl	17.3	2.89	0.461	618	41470

8. Čárová spektra druhého druhu. V některých spektrech čárových se nevyskytují řady čar, limitující k nejvyššímu kmitočtu. Za to v těchto spektrech jsou čary, jejichž rozdíl ve kmitočtu je stálý. Kayser (1887) ukázal, že tato zákonitost vyskytuje se ve spektrech prvků Zn, Pb, As, Sb, Bi, Pa, Pt, Ru; Rydberg (1897) a Snyder (1901) shledali je ve spektrech Ar a Rh. Paulson rozšířil tyto číselné vlastnosti na spektra prvků P, Se, Ti, Fe, Co, Ge, Br, Kr, Yt, Ni, Pd, Cl, Mn, Ni, Mo, La, Sa, Eu, Ce, Xe, I, Dy, Er, Thu, Lu. Rydberg sestavil kmitočty čar argonových v soustavu

$$a_{11}; a_{12}; a_{13}; a_{14}; \dots a_{1n},$$

$$a_{21}; a_{22}; a_{23}; a_{24}; \dots a_{2n},$$

$$\vdots$$

$$a_{m1}; a_{m2}; a_{m3}; a_{m4} \dots a_{mn}.$$

Ukázal, že rozdíly mezi členy v jednotlivých sloupcích a rozdíly mezi členy v řádkách jsou stálé. Příkladem uvedeme v tab. (str. 381.) čárové spektrum argonu (podle Rydberga). Ve sloupcích A, B, C,

D stojí kmitočty čar, které vyhovují zákonu

$$B - A = 846.5, \quad C - B = 803.2, \quad D - C = 607.0.$$

čili

$$B = A + 846.5 \quad (847.7),$$

$$C = A + 1649.7 \quad (1651.4),$$

$$D = A + 2256.7 \quad (2258.3).$$

Mimo to platí zákon

$$A_{k+1} - A_k = B_{k+1} - B_k = C_{k+1} - C_k,$$

kterýž lze vypsati rovnicemi

$$A_2 - A_1 = B_2 - B_1 = C_2 - C_1 = 339.5,$$

$$A_3 - A_2 = B_3 - B_2 = C_3 - C_2 = 152.2 \text{ atd.}$$

Z těchto rovnic k danému kmitočtu A lze všechny ostatní kmitočty ze známých rozdílů vypočísti. Paulson (1914) rozšířil tuto zákonitost ve spektru argonu až do konce červeného spektra (do $\lambda = 9220$). Pro rozdíly v sloupcích našel jen málo odlišné hodnoty (poněkud větší), jež jsou v hořejších rovnicích připsány v závorkách. Ostatně i ve spektru železa, v němž lze podle Paulsona sestavit 500 jasných čar v podobné schéma, vyskytují se dvojité páry čar, které mají dva rozdíly v kmitočtu, od sebe jen málo odlišné.

Zákonitost ve spektru argonu.

A	B - A	B	C - B	C	D - C	D
$(A_{k+1} - A_k)$		$(B_{k+1} - B_k)$		$(C_{k+1} - C_k)$		$(D_{k+1} - D_k)$
21265.3 (339.4)	846.9	22112.2	802.7	22914.9 (339.5)	607.2	23522.1 (339.5)
21604.7 (152.4)			23254.5 (152.1)	607.1	23861.6 (152.0)
21757.1 (32.2)	846.4	22603.5	803.1	23406.6 (32.2)	607.0	24013.6 (32.3)
21789.3 (379.5)			23438.8 (379.6)	607.1	24045.9
22168.8 (844.5)			23818.4 (844.6)	
23013.3 (52.1)	846.4	23859.7 (52.3)	803.3	24663.0 (52.6)	
23065.4 (9.5)	846.6	23912.0 (9.3)	803.6	24715.6 (8.9)	606.6	25322.2 (9.4)
23074.9 (402.1)	846.4	23921.3	803.2	24724.5 (402.3)	607.1	25331.6
23477.0			25126.8		

9. Zákonitosti ve spektrech pásmových. Zákonitosti ve spektrech pásmových se neshodují z několika důvodů. Stavba

pásem bývá nepoměrně jemnější než stavba spekter čárových; na šířku čáry rtuťové na př. (při mírném tlaku), která má střední ostrost, připadá 10 a více čar spektra pásmového. Určují-li se zákonitosti ve spektrech čárových, prospívá, že čáry určité řady se chovají stejně i za různých podmínek emise; spektra pásmová nejví této specifické reakce. Vlivem tlaku, teploty atd. se mění obyčejně jen intenzita a vzhled pásmového spektra a z těchto kritérií nevyplývá často dosti určitě, která pásma k sobě náleží a pod.

Podle vzhledu v rozdělení intenzity dělí se pásmová spektra na dva druhy. Spektra prvního druhu vyznačují se ostrými a jasnými hranami pásem, která ukazují zřetelné řady čar a rychlý úbytek intenzity v jednom směru. Ve spektrech druhého druhu nemají pásma zřetelného začátku. Hrana, pokud vůbec ji při malé dispersi můžeme považovati za hranu, skládá se totiž při značné dispersi z mnoha ostrých čar. Z nich nelze s jistotou některou za hranu prohlásiti. Také intenzita nebývá tak jednostranně a význačně rozdělena jako ve spektrech prvního druhu.

10. *Zákony Deslandresovy.* Zákonitosti v pásmových spektrech prvního druhu lze rozdělití podle toho, zda se týkají a) rozdělení čar v jednotlivých pásmech, b) uspořádání pásmových hran, c) rozdělení intenzity v čarách pásem.

Pásmové spektrum A fluoridu barnatého.

λ v Å	ν	A_1	A_2
4937·336	20253·84	6·06	
38·812	247·78	5·44	0·62
40·141	242·34	5·18	0·26
41·505	237·16	4·87	0·31
42·594	232·29	4·40	0·47
43·670	227·89	4·18	0·22
44·692	223·71	3·81	0·37
45·624	219·90	3·20	0·61
46·406	216·70		

a) Fotografie a výkresy pásmových spekter prvního druhu ukazují (při dostatečné dispersi) na první pohled, že čáry v jednotlivých pásmech tvoří řady. Deslandres snažil se zákonitost řad vystihnouti vztahem

$$\nu = Am^2 + Bm + C,$$

v němž m je celé číslo, A , B a C stálé hodnoty. Podle tohoto prvního zákona Deslandresova kmitočty čar v pásmu tvoří řadu arithmetickou druhého stupně, jejíž druhé rozdíly jsou stálé a rovné $2A$. Tento zákon platí jen přibližně a pro omezený počet čar v pásmu. Abychom ukázali, jak se osvědčuje, uvádíme příkladem pásmo A obloukového spektra fluoridu barnatého podle měření Georgeových (1913). V prvním sloupci tabulky jsou vlnové délky zmíněného pásma, ve druhém sloupci kmitočty ν a v dalších sloupcích první a druhé řady rozdílové. Jak patrně, druhé rozdíly jsou jen zhruba stálé. Tentó nelad hleděli mnozí badatelé zlepšiti, volíce jiné vztahy; většinu jich lze považovati pouze za průkladné vzorce (Kayser a Runge 1889) nebo za změněný tvar Deslandresův [Higgs (1893); Halm (1905); Fabry (1905)]. Pouze Thiele (1897) uvádí vzorec — ovšem jinak složitější — kterým se má vystihnouti vlastnost některých pásem, že rozdílové řady kmitočtů někdy klesají, jindy stoupají, druhdy zprvu stoupají a poté zase klesají atd. Poněvadž ani intenzita čar v jednotlivých pásmech neřídí se povšechným pravidlem, je zákonitost čar v jednotlivém pásmu mnohem neurčitější než je tomu v řadových spektrech čárových. Z některých hran vybílá několik serií čar, jež se rozeznávají jen rozdělením intenzity. Kdežto v některé řadě intenzity rychle ubývá od čáry k čáře, bývá tomu v jiné serii, po př. i několika seriích, právě naopak. Některé tyto řady mají stejné, neb aspoň přibližně stejné, rozdíly kmitočtů sousedních čar, tak že vypadají jako táž řada, avšak různě posunuta. Platí-li pro jednotlivou řadu první zákon Deslandresův vyjádřený jednodušším tvarem

$$\nu = Am^2 + C,$$

je hořejší souvislost, tak zv. druhý zákon Deslandresův, vyznačen okolností, že stálé veličiny A jsou stejné pro různé řady vycházející z téže hrany.

b) Pro rozlohu hran pásmových osvědčuje se — i tu jen přibližně — podobná souvislost, kterou jsme poznali v jednotlivých řadách pásma. Lze totiž pásmové hrany sestaviti v řadu arithmetickou druhého stupně, tak že

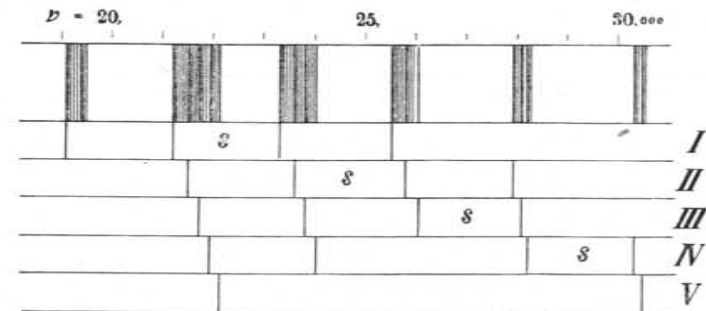
$$\nu' = an^2 + \gamma.$$

Pásmové spektrum kyanu.
(Třetí zákon Deslandresův.)

Skupina	λ	ν'	A_1	A_2
II.	4607·33	21709·2		
	4578·19	21842·7	133·5	14·2
	4553·31	21962·0	119·3	16·2
	4532·06	22065·1	103·1	19·2
	4514·95	22148·6	83·5	21·5
	4502·35	22210·6	62·0	
	III.	4216·12	23718·5	
4197·24		23825·2	106·7	14·1
4180·98		23917·8	92·6	16·8
4167·77		23993·6	75·8	20·4
4158·17		24049·0	55·4	24·7
4152·88		24079·7	30·7	
IV.		3883·55	25749·6	
	3871·54	25899·5	149·9	55·2
	3861·86	25894·2	94·7	49·5
	3855·06	25939·4	45·2	
V.	3590·48	27850·6		
	3585·95	27886·6	36·0	21·3
	3584·06	27901·3	14·7	

Kterou měrou platí tento *třetí zákon Deslandresův*, ukazuje tabulka hořejší. V ní sestaveny jsou hodnoty kmitočtů ν' pro hrany pásem kyanových a to skupiny II., III., IV. a V. podle měření

Kayserových a Rungeových (1889). Druhé rozdíly nejen nejsou stálé, ale jeví chod, který ve skupinách II. a III. souhlasí i číselně. Druhý a třetí zákon Deslandresův ukazuje obr. 286., jenž naznačuje pásma záporného spektra dusíkového. V první řádce je stupnice kmitočtů ν , v řádce I. schematicky naznačena jsou pásma s význačnou hranou. Tyto hrany jsou rozloženy ve skupiny II. až V., ukazující jednak druhý, jednak třetí zákon Deslandresův. Pásma podle druhého zákona Deslandresova přibližně souhlasná a pouze posunutá označena jsou písmenami s.



Obr. 286. Zákonitosti v pásmovém spektru dusíkovém.

Všechny zákony Deslandresovy lze spojití jediným výrazem, který ve zvláštních případech má tvar

$$\nu = Am^2 + an^2 + \gamma.$$

Veličině a náleží pro celé spektrum jediná hodnota; veličina γ se řídí skupinou pásma. Každé hodnotě n , po příp. γ , náležitosti může různá hodnota stálé veličiny A podle toho, zdali z jediné hrany (nebo z jejího okolí) vychází několik řad. Konečně i stálá γ vyhovuje zákonu arithmetické řady druhého stupně. Lze ji vyjádřiti výrazem

$$\gamma^2 = \beta p^2 + \delta,$$

v němž p je celé číslo.

Všeobecně lze vyjádřiti kmitočty čáry pásmového spektra vzorcem

$$\nu = f(n^2, p^2)m^2 + an^2 + q(p^2).$$

Hodnoty m , n a p jsou celá čísla přirozené řady. Funkce $f(n^2, p^2)$ neznáme vůbec, funkci $q(p^2)$ jen zhruba.

c) Podle toho, jak je rozdělena intenzita v čarách pásem, vypadá jejich celkový vzhled. Zpravidla ubývá intenzity v jednom

směru pásma; pásma *diffusní* jsou řídký zjev. Směr, ve kterém intenzity světelné ubývá, je různý. Ve spektrech prvků zmenšuje se intenzita směrem k červenému konci spektra. Pásmová spektra prvků téže přirozené skupiny ukazují z pravidla úbytek intenzity v témže směru. V pásmových spektrech sloučenin klesá intenzita v obou směrech; většina pásem s intenzitou ubývající k fialovému konci leží ve fialové a ultrafialové části spektra. Podobně většina pásem, odstíněných k červenému konci, leží v části méně zlomené. Ve skupinách pásem, tvořících řady, vyskytuje se odstínění nejen ve směru, v němž se pásma vzájemně přibližují, ale i ve směru opačném. Skupiny pásem jsou si odstíněním podobny, ale málo kdy shodny. Rozdělení intenzity světelné ve hranách a zákon odstínění v řadách nelze společným pravidlem obsáhnouti. Nejen intenzita ve hranách je různě rozdělena, ale i odstínění v řadách se mění. V některých spektrech pásmových jsou hrany téměř stejně silné. V jiných spektrech intenzity ubývá k jednomu nebo ke druhému konci spektra, nebo k oběma koncům zároveň; jindy intenzita střídavě stoupá i klesá. Konečně bývá pravidelné rozdělení intenzity přerušeno hranami zcela různě silnými. Ve skupinách pásem, jež vycházejí z téže hrany, vyskytují se rozdíly již dříve vylíčené. Konečně v pásmu, t. j. v jediné řadě čar, nejen intenzita klesá, ale i mezi největší a nejmenší hodnotou se kolísá. Minima bývají někdy tak nezřetelná, že nedostatečnou expozicí ani nezvzniknou.

Zákonitosti v pásmových spektrech druhého druhu. Pásmová spektra druhého druhu vyznačují se velikým počtem čar, kterých nelze však seřadit v řady podobné řadám prvního druhu. Jen při malé dispersi vypadají tato spektra jako pásmová, tím že se několik čar sloučí ve *hrany klamné*. Kmitočty těchto hran přibližně řídí se třetím zákonem Deslandresovým. Jinak se tato spektra podobají čárovým spektrům druhého druhu, částečně i v tom, že jejich kmitočty dávají stálou řadu rozdílovou. Vedle této souvislosti se vyskytuje podobná zákonitost, jež platí pro vlnovou délku těchto pásem.

Spektrum pásmové a chemická povaha svítící látky. Poznámka uvedená v čele předešlého odstavce a vysvětlující nesnáze, s nimiž se setkáváme, hledající číselné souvislosti v pásmových spektrech, platí tím spíše, jde-li o souvislosti spekter pásmových s chemickou povahou svítící látky. O pásmových spektrech prvků sluší toto připomenouti. Prvky prvního sloupce Mendělejevovy soustavy nemají spekter pásmových. Z ostatních prvků náleží sem:

Mg, Ra(?), Ga, Ta, Mo, F, Mn, Co, Ru, Rh, Os, Sr, Dy, Er, Eu, Lu, Nd, Nh, Po, Pr, Sa a Tu. Některé prvky mají několik spekter pásmových; *Na* dvě, *P* čtyry a *Si* dokonce šest. Nelze dosud rozhodnouti, zda pozorované spektrum pásmové některých prvků náleží snad jakési jeho sloučenině.

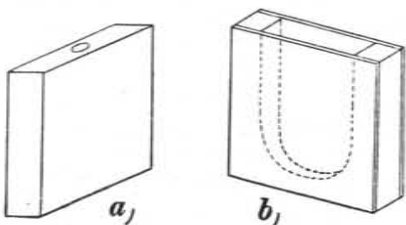
Sloučeniny jsou vesměs vyznačeny spektry pásmovými. Stavba spekter se však neliší od pásmových spekter prvků. Vyskytují se pouze rozdíly, které jsme uvedli v předešlém odstavci o odstínění pásem. Pásmová spektra sloučenin jeví obyčejně mnoho hran, kdežto pásmová spektra prvků jich mají málo, ačkoliv obecně toto *Olmstedovo* (1906) *pravidlo* neplatí. Ani ve spektrech podobných sloučenin, na př. halových sloučenin mědi, nebo fluoridů alkalických zemin, nebylo dosud možno naléztí stejnohlá pásma a souditi podle nich, jak souvisí stavba látky a kmitočet hrany, po případě určití stálé veličiny v uvedených vzorcích.

§ 131. D) Spektra absorpční.

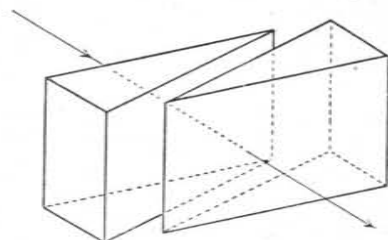
1. *Způsob pozorování.* Pozorující absorpční spektra, užíváme světelných zdrojů bílých, které vysílají spojité spektrum. Nejlépe, je-li toto záření ryze tepelné. Dříve se užívalo svítícího plamenu plynového, později světla Auerova nebo lampy Nernstovy. V novější době pozoruje se i část spektra infračervená a ultrafialová. Vyšetřující absorpci látek tuhých, klademe její vrstvy před šterbinu spektroskopu. Látky méně průhledné bývají ve velmi tenkých vrstvách. Kovy na př. rozprašují se kathodicky na průhledné desce skleněné nebo křemenné. Kapaliny a plyny uzavírají se do takových nádob s planparalelními stěnami, aby nevadila jejich vlastní absorpce. Tvary absorpčních nádobek pro kapaliny ukazuje obr. 287. Nádoba *a* je stmelená z destiček zrcadlového skla; lze ji skleněnou zátkou uzavřítí. Nádobka *b* má dvě protilehlé stěny planparalelní přitmeleny na kousek skla, vybroušený jako písmeno U. Kousek takového skla zhotovíme, ohneme-li skleněnou tyčinku a obrousíme-li ji na protilehlých místech. Chtějíce pozorovati absorpci kapaliny (na př. roztoku) v různě silné vrstvě, nalijeme ji do dutého hranolu, nebo do dvou takových hranolů, které posouváme podle sebe. Tak vznikne větší nebo menší vrstva kapaliny (obr. 288.) před skulinou spektroskopu. Aby bylo lze určití vliv tloušťky absorbující vrstvy nebo koncentrace roztoku na jediném obraze, zařídíme věc tak, aby světlo, přicházející absorbujícím klinem, padalo

na vodorovnou šterbinu. Tím se stane, že různé její části osvětleny jsou vrstvou látky plynule vzrůstající. Zároveň promítne se na obraz stupnice, udávající vlnovou délku. Jde-li o roztoky, na př. barviv, postaví se před šterbinu planparallelní nádobka křemenná, rozdělená příčnou stěnou ve dvě klínovité dutiny, z nichž jedna se naplní roztokem, druhá čistým rozpouštědlem. Tak se zamezí disperse vznikající látkou zkoumanou.

2. *Druhy spekter absorpčních.* Spektra absorpční jsou jaksi záporný obraz spekter emisních. Vyskytují se také ve trojím tvaru význačném. Jako *spojité pruhy*, kryjící jednu nebo několik částí spojovacího spektra, jako *čárové spektrum*, složené z tmavých čar na světlém pozadí spektrálním, konečně jako *spektrum pásmové*. Ve spojitých spektrech absorpčních kryjí pruhy absorpční jedea



Obr. 287. Absorpční nádoby.



Obr. 288. Absorpční hranoly.

nebo druhý konec viditelného spektra; mnohdy jeví se několik pruhů ve viditelné části. Tyto absorpční pruhy bývají tím širší, čím hlubší je pohlcující vrstva, po př. čím větší je koncentrace roztoku. Kraje přecházejí nenáhle z úplné absorpce k úplné průhlednosti.

Příkladem *jednostranné* absorpce ve viditelném spektru jsou vodní roztoky dvojjchromanu draselnatého nebo roztoky soli mědnatoammonaté. Prvý roztok pohlcuje zelenými počínaje všechny paprsky k lámavějšímu konci viditelného spektra. Druhý roztok pohlcuje zbývající část spektra. Dopadá-li tedy bílé světlo na oba dva roztoky za sebou, pohltní se jimi všecko záření viditelné. Roztok chloridu nikelnatého pohlcuje oba konce viditelného spektra. Slabý roztok manganistanu draselnatého má pět absorpčních pásem v zelené části.

Spekter absorpčních bylo dříve si všimáno než spekter emisních. Gladstone pozoroval již r. 1858 krásné absorpční spektrum vodního roztoku dusičnanu didymového, který ve viditelné části obsahuje několik tmavých pásem. Podobné spektrum absorpční mají roztoky solí vzácných zemin, na př. erbia, samaria, neodymu a praseodymu. Urbain připravil po namáhavé desítileté práci (6000 frakcionovaných krystalisací) trochu chloridu europia. Spektrum jeho vodního roztoku mělo vedle širších pruhů absorpčních též dvě tenké čáry v zelené části (4650

a 5240 Å), připomínající čáry Fraunhoferovy. Podobně má neodym tenkou čáru absorpční v části ultrafialové. Čárová a pásmová spektra absorpční náležejí plynům a parám a to zejména za těch okolností, kdy vysílají to světlo, které pohlcují.

Z těchto základních úkazů vysvítá, že nelze absorpční spektra dělití podle skupenství látek, ač závislost na skupenství jeví se v četných případech velmi zřetelně. Výhodněji dělí se spektra podle toho, zda se jeví absorpce povšechně, t. j. v celém oboru spektrálním stejně, nebo zda pohlcují se pouze vybrané druhy světelné. V prvním případě říká se absorpci *povšechná*, ve druhém případě *vybraná (selektivní)*. Vzorovým příkladem povšechné absorpce jsou saze a vrstvy kovů, rozprášených na průsvitné desce. Světlo bílé, které prošlo vrstvičkou sazí nebo kovů, bývá jen nepatrně zbarveno. V případech řídkých i tu pozorujeme absorpci vybranou. Světlo propuštěné, na př. tenkými vrstvami zlata, je zbarveno zeleně; vrstvy stříbra propouštějí záření ultrafialové. Příkladem vybrané absorpce jsou barviva, zejména anilinová, avšak i jiná barviva původu rostlinného nebo živočišného.

Vztah mezi spektrem absorpčním a chemickou povahou pohlcující látky bude patrnější pro látky s vybranou absorpcí, nežli pro látky s absorpcí povšechnou. Pro spektrální analýsi mají tedy důležitý význam spektra s absorpcí vybranou. Podstatný rozdíl mezi emisí a absorpcí jeví se po té stránce, že emise nastává za určitých podmínek (obvykle za vysoké teploty), kdežto absorpci látek můžeme zkoumat v poměrech velmi různých.

3. *Konstanta absorpční, absorpční koeficient.* Světelný proud P procházející vrstvou dx zmenší se o veličinu dP úměrnou dopadajícímu proudu a tloušťce vrstvy, takže

$$dP = -\alpha P dx.$$

Součinitel α sluje *absorpční konstanta* látky a obecně záleží na vlnové délce λ . Z poměrného zeslabení vrstvou dx ,

$$\frac{dP}{P} = -\alpha dx,$$

určí se pro vrstvu tloušťky d

$$\int_{P_0}^{P_1} \frac{dP}{P} = -\alpha \int_0^d dx,$$

odkudž plyne pro světelný proud P_1 vystupující z vrstvy

$$P_1 = P_0 e^{-\alpha d},$$

(zákon Lambertův 1760), byl-li vstupující proud P_0 . Mimo absorpční konstantu α zavádí se jako *absorpční koeficient* veličina,

$$e^{-\alpha} = A,$$

takže

$$P_1 = P_0 A^d.$$

Píšeme-li zákon Lambertův podle Bunsena tvarem

$$P_1 = P_0 10^{-\beta d},$$

je

$$\beta = \alpha \log e = 0.4343 \cdot \alpha.$$

Zjištění veličiny α (po příp. β) vyžaduje tudíž stanovit poměr P_0/P_1 a tloušťku pohlcující vrstvy d . Pak je podle Lambertova zákona

$$\alpha = \frac{1}{d} \log_{\text{nat}} \frac{P_0}{P_1} = 2.30 \frac{1}{d} \log \frac{P_0}{P_1}.$$

Proud dopadající P nutno lišiti od proudu P_0 vstupujícího do vrstvy, poněvadž se část záření odráží. Podle Fresnelovy teorie odrazové je poměr obou záření $r = P_0/P$ určen vztahem

$$r = \left(\frac{n-1}{n+1} \right)^2,$$

kdež n značí index lomu látky. Veličina r sluje *odrazivost* látky. Je-li látka neprůhledná, r závisí na vlnové délce a dopadovém úhlu. Pohlcená část záření jest určena výrazem

$$a = 1 + r,$$

který slove *pohltivost* látky. Podobně může se světelný proud P dopadající na druhé rozhraní absorbující látky odrazem znovu zeslabiti. Poněvadž absorpční koeficient záleží na vlnové délce, je světlo látku opouštějící zbarveno. Barva propuštěného světla ve většině případů nezáleží na tloušťce vrstvy; pouze více temní s rostoucí tloušťkou. Někdy se však pozoruje, že barva závisí na tloušťce vrstvy.

Tenká vrstva roztoku barviva cyaninu je modrá, silná vrstva je červená. Přidá-li se do roztoku trochu nitrosodimethylanilinu, vznikne v slabší vrstvě roztok zelený, v silnější vrstvě roztok červený. Důvod je tento: Daná látka nechť pohlcuje světlo žluté a modré a propouští světlo červené a zelené. Budiž intenzita světla zeleného větší než červeného, takže $P_z > P_c$. Pak lze intenzitu propuštěného světla zeleného a červeného vyjádřiti $P_z A_z^d$ po případě $P_c A_c^d$. Je-li $A_z > A_c$, pak pro malé tloušťky vrstvy je $P_z A_z^d > P_c A_c^d$. Pro velké d může býti

$$P_z A_z^d > P_c A_c^d.$$

V prvním případě převládá propuštěné světlo zelené, ve druhém světlo červené. Při určité tloušťce d_0 mohou se oba výrazy vyrovnati, takže

$$P_z A_z^d = P_c A_c^d,$$

z čehož plyne

$$d = \frac{\log P_z - \log P_c}{\log A_z - \log A_c}.$$

Vycházející světlo, smíšené ze světla zeleného a červeného, je žluté. Tento výsledek lze podle Wooda pokusem sledovati na klínu ze zbarveného balsámu kanadského, vyplňujícího úzký klínovitý prostor mezi dvěma skličky. Balsám náležitě zahuštěný (ve vodní lázni) zbarví se směsí brilliantní zelené a naftolové žlutí. Klín poblíže ostří propouští paprsky zelené, ve vrstvě nejsilnější paprsky červené, kdežto uprostřed propouští paprsky žluté.

4. *Vlivy na spektra absorpční.* Absorpce není vázána tak úzkými podmínkami jako emise. Zato lze se nadíti, že absorpční spektrum mění se s vnějšími vlivy více nežli spektrum emisní. Emisní spektrum, na př. látky H_2O , možno je pozorovati jen, svítí-li tato látka plynná jako vodní pára účinkem elektrického výboje. Naproti tomu můžeme zkoumati absorpci ledu, vody i vodní páry nejen za nízkých, ale i za vysokých teplot. Také možno vyšetřovati látky tuhé, rozpuštěné v kapalině, která jen nepatrně pohlcuje. Lze tedy sledovati, jak závisí absorpční spektra na skupenství, na rozpouštědle, na teplotě, tlaku i koncentraci, nehledě k vlivům vnějším, na př. k poli magnetickému nebo elektrickému.

Vliv skupenství nelze obecnou větou vystihnouti. Jen málo příkladů ukazuje, že absorpční spektrum téže látky se nemění skupenstvím. *Paschen* (1894) našel v infračerveném spektru vodní páry absorpční pásma

$$1.4, 1.9, 2.6, 5.2 \text{ až } 6.1 \text{ a } 6.5 \text{ až } 8.3 \mu$$

a podobně v absorpčním spektru vody pásma

$$1.4, 2.0, 2.9, 4.7 \text{ a } 6.1.$$

Saunders pozoroval (1899) též pásma v absorpčním spektru ledu. Tato pásma se valně nezměnila ani v teplotě třaskavého plamene. Stejná spektra i v různém skupenství pohlcující látky jsou jen výjimečně. Obvykle se ve skupenství tuhém a kapalném objevují širší a neurčitě ohraničené pruhy absorpční, kdežto absorpční spektrum páry jeví úzké pruhy, po případě i čáry. Podle novějších prací zdá se, že tyto rozdíly jsou způsobeny hlavně různou teplotou látky v příslušném skupenství. *Koenigsberger* a *Köpferer* (1912) srovnávali absorpční spektra některých tuhých barviv se spektry těchto

barviv přeměněných na páry. Ukázali, že absorpce je v obou případech — pokud se látky zahřátím nerozkládají — souvislá, pouze maxima jsou posunuta. Podle toho by páry a plyny za obyčejné teploty a tlaku vysílaly (a tedy i pohlcovaly) spojitě spektrum.

Vliv *rozpuštědla* na absorpci rozpuštěné látky je velmi značný a různý. Barvivo tuhé a barvivo rozpuštěné ve vodě, lihu, etheru atd. různě světlo pohlcuje. Barvivům rozpuštěným ve ztuhlé želatině nebo jiné klišovině náleží totéž spektrum absorpční jako v roztoku. Lihový roztok jodu je hnědý; jeho absorpční spektrum podobá se spektru tuhého jodu. Roztok jodu v sirouhlíku je tmavě fialový; jeho spektrum se podobá absorpčnímu spektru jodových par.

Kundt (1874) pozoroval absorpční spektra některých barviv v rozmanitých rozpuštědlech. Vyslovil zákon, podle něhož absorpční pruhy posouvají se tím více k červenému konci spektra, čím větší dispersi (na místě absorpce) ukazuje rozpuštědlo. Toto *Kundtovo pravidlo* se však ve mnohých případech neosvědčilo. *Formánek* (1902) pozoroval absorpční spektra 524 barviv v různých rozpuštědlech. Pravidlu Kundtova bylo vyhověno jen v 284 případech. Odchytky od pravidla Kundtova souvisí bezpochyby s okolností, že koncentrace roztoku má vliv na posuv absorpčních pruhů.

Pokud jsou roztoky zředěny, osvědčuje se pro různé koncentrace *zákon Beerův* (1852), podle něhož absorpční koeficient A lze pro určitý druh světelný vyjádřiti vztahem $A = ac$, v němž c značí koncentraci roztoku, a absorpční koeficient pro roztok jednotkové koncentrace. Tento zákon hodí se nejen pro zředěné roztoky vodní a lihové (*Jones a Strong* 1909), ale i pro vodní roztoky barviv (*Stumpfe* 1909), neplatí však pro roztoky sehnané, pro roztoky koloidální, pro roztoky smíšené, zejména však neplatí pro plyny. *Langlet* (1906) našel úchytky také v absorpčních spektrech vzácných zemín. *Melde, Bostwick, Krüss a Formánek* zjistili posuvy absorpčních pásem ve směsích dvou barevných roztoků. Naproti tomu *Schaefferová* (1906), podobně také *Houstoun a Russell* (1908) dokázali, že takové posuvy vznikají jen tehdy, působí-li obě rozpuštěné látky na sebe. Působení toto nemusí býti chemické; může týkati se vzájemné přeměny barevných částecek, jak bylo zjištěno ultramikroskopem (*Raehlmann* 1903). Že zákon Beerův neplatí pro vodní, lihové a pyridinové roztoky některých organických sloučenin, dokázali *Baly a Rice* (1913). O plynech a parách potvrdil to dříve už *Ångström* (1908). Přidá-li se k plynu jiný, chemický

netečný, není celková absorpce rovna součtu absorpci částečných, nýbrž je větší. Při tom se předpokládá, že se každá částečná absorpce vztahuje k částečnému tlaku. Naproti tomu absorpce směsi rovná se součtu absorpci obou plynů, počítá-li se každá částečná absorpce pro celkový tlak.

Teplota má na absorpci látek ve všech skupenstvích velmi značný vliv. Mění se nejen absorpční pruhy a pásma, ale také jejich poloha. *Kurbatov* (1907) zahřival některé látky ze 20° na 1100° , po případě je ochlazoval až na -180° . Shledal, že značně mění barvu.*) Také mrznoucí alkoholické a toluolové roztoky barviv se měnily. Barvy větších vlnových délek při nízké teplotě vybledly, barvy zelená a modrá se však nezměnily. *Becquerel* (1907) ochlazoval krystally některých nerostů v lázni tekutého vzduchu (po př. vodíku). Absorpční pruhy se tím zúžily, spektrum stávalo se podobným čárovému spektru absorpčnímu páry. Byl-li tysonit ochlazen z 25° na -186° , posunula se absorpční pásma k fialovému konci o 1 až 2 Å . S tím se shoduje, že vzrůstající teplotou posouvají se selektivní pásma absorpční k delším vlnám (*Küchling a Koenigsberger* 1908). Absorpční pruhy látek tuhých a kapalných se rostoucí teplotou obyčejně rozšiřují. Příkladem jsou různé druhy skel (*Gibbs* 1910), roztoky solí chromových, nikelnatých, mědnatých a kobaltinatých. Pásma solí uranových pouze se posouvají, ale nerozšiřují. Zajímavý vliv má vysoká teplota na absorpční spektrum par jodových a bromových. V nízké teplotě jsou tato spektra čárová a pásmová; jsou-li páry hustší, jeví se absorpce v pruzích; za vysoké teploty (podmíněné určitou hustotou páry) však spektrum absorpční úplně zmizí (*Evans* 1910). Podobně zmizí absorpční pásmo par tellurových v mezích 3900 až 4500 Å v teplotě 1200° . Úkazy tyto souvisí s dissociací páry. Zahřívá-li se kovový sodík v ocelové trubici, uzavřené na koncích skleněnými deskami, lze dobře sledovati, jaký vliv má rostoucí teplota a hustota páry na absorpci. Z počátku je ve spektroskopu viděti pouze několik tmavých čar ve žluté části spektra; k nim druží se, jak teplota a hustota páry rostou, čary v červené a zelené části. V trubici zahřáté do červeného žáru pohlcují se téměř všechny paprsky červené, žluté a zelené, takže propuštěné světlo má barvu tmavofialovou. Některé páry za vhodné hustoty a teploty jeví absorpci nenepodobnou absorpci látek tuhých a roztoků. Ve chloru za obyčejné teploty pozorujeme široký pás ab-

*) Viz *Kučera* „O fyzikálních vlastnostech hmoty za velmi nízkých teplot“ Časopis pro pěst. math. a fysiky. 30. 256. 1901.

sorpění ve fialové části a četné tenké absorpční čáry v modré, zelené a žluté části. Absorpční čáry některých plynů vznikají jen ve velmi silné vrstvě. *Janssen* pozoroval absorpční čáry ve spektru suché páry vodní, jež naplňovala trubici 37 metrů dlouhou. Kvantitativně byl sledován vliv teploty na absorpční pásma plynů pouze pro infračervené spektrum par etherových, methanu, kysličníku uhličitého, kysličníku uhelnatého a dusičelého (*Eva z Bahrů* 1912). Pásma se rostoucí teplotou rozšiřují; maximum absorpce se zplošťuje. Absorpce parami jodu, síry a selenu se v určitém rozmezí tepelném zesiluje; v jiné teplotě vznikají nová pásma; patrně způsobená dissociací. V čárových spektrech stoupá absorpce s teplotou a to rovnoměrně pro různé čáry. Některé čáry se rozšiřují úměrně s odmocninou z absolutní teploty.

Ke vlivu teploty na spektra plynů a par druží se vliv *tlaku* a *hustoty* páry a vliv *přimíšenin*. Vliv tlaku a hustoty nelze oddělit. Jako absorpce roztoku záleží na tloušťce vrstvy a na koncentraci, tak absorpce plynů záleží na tloušťce vrstvy, na hustotě a tlaku plynu. Avšak zákonem Beerovým, platným pro zředěné roztoky, se plyny neřídí. Absorpce záleží pouze na celkovém tlaku, ať vznikne tento tlak třeba jen přimíšením plynu jiného (*Eva z Bahrů* 1910). Absorpční spektrum kysličníku dusičelého jeví při malém tlaku čáry; za velkého tlaku splývají tyto čáry v široká pásma. S rostoucím tlakem nabývají plyny největší absorpce; plyny s velkou molekulou dříve než plyny s molekulou menší. Úkaz tento jeví též páry sodíkové i jodové. Je-li přimíšeno třeba i malé množství plynu chemicky netečného a nepohlcujícího, přece se jím absorpce někdy značně pozměňuje. Některé čáry se vlivem přidaného plynu zeslabí, ačkoli tlak vzrostl (*Füchtbauer* 1911). Přimíšený vodík změni absorpci parami sodíku tak, že čáry se posunou, rozšíří, změni intensitu atd. Ve vodíku stlačeném na 10 atm. změni se celkový ráz spektra (*Clinkscales* 1910). Páry jodové a bromové jeví v absorpčním spektru ostré čáry, jen pokud jsou tyto plyny zcela čisté a mají malý tlak. Stopami vzduchu se silné čáry rozmyjí, slabší docela zmizí.

S rostoucí hustotou páry nemění se — v určitých mezích — vzhled pásmových spekter absorpčních. Jen v jednotlivých případech objevují se pásma nová a některé čáry se rozšiřují více než jiné. Podobně rozšiřují se s hustotou čáry v absorpčních spektrech čárových. Tu však často stejný účinek jako hustota má větší tloušťka pohlcující vrstvy. Tlak má při tom podřízenější význam; je-li plyn čistý, tu se ani mocným tlakem čáry nerozšíří. *Clinkscales* (1910)

shledal v parách sodíkových úplně ostré absorpční čáry *D* i při tlaku 10 atmosfér.

Vliv tlaku a hustoty páry na absorpční čáry, příslušné k určité řadě, souhlasí s obecným pravidlem vysloveným již při emisi, že totiž čáry téže řady určitým vlivem měni se stejně. Zřetelně se jeví tato zákonitost v absorpčním spektru vodíkovém, jehož druhá vedlejší řada a nová druhá řada hlavní (končící na témž místě jako prvá řada hlavní) vzniknou jen tehdy, když k vodíku je přimíšeno helium. Větším tlakem se posouvají k delším vlnám čáry absorpční právě tak jako čáry emisní.

5. *Emisní i absorpční spektra plynů a par*. V úvodním odstavci tohoto oddílu vyznačili jsme absorpční spektrum jako záporný obraz spektra emisního. Toto přirovnání hodí se nejlépe pro vztah emisních i absorpčních spekter plynů a par. Kdežto emisní spektra dávají soustavu světlých čar, po př. pásem, na tmavé půdě, jeví se ve spektrech absorpčních na světlé půdě čáry i pásma tmavá. Souvislost obou druhů spekter pro tutéž látku za stejných poměrů vyslovuje zákon Kirchhoffův, předpokládá-li se ovšem, že záření je původu tepelného. Tato souvislost emise i absorpce projevuje se úkazem, jenž slove *obrácení* neboli *reverse* čar. Čáry obrácené pozorují se často ve spektrech zdrojů, jež obsahují páry různé husté a teplé.

V obloukovém spektru obrací se snadno dvojice žlutých čar sodíkových. Do osy uhlíku dáme snadno tavitelné sklo sodnaté. Dobře hodí se uhlíky mající jádro z uhelného prachu, jež odstraníme a nahradíme tyčinkami skleněnými. Objektívni spektrum utvoříme nejlépe mřížkou na odraz, tak aby obě složky žluté dvojice vynikly jako samostatné čáry. Tyto čáry se velmi zřetelně obrátí, když po jakési době se vytvoří sodíkové páry náležitě husté. Vypaří-li se roztavené sklo v oblouku, vznikne spojitě spektrum uhlíkové. Když uhlíky poněkud uhoří, dostane se do oblouku nová část skla; tu zazáří jasné čáry spektra sodíkového. Často se čára jen zpola obrátí, promítáme-li totiž oblouk kondensorem lampy na štěrbinu, tak že část štěrbinu jest osvětlena částí oblouku, v níž jest svítící uhlík obklopen hustou parou sodíkovou. Touto úpravou podaří se někdy i *dvojitý obrat* čáry sodíkové, padá-li totiž na štěrbinu vedle světla husté páry sodíkové, jež prochází chladnější parou okolní, též světlo z pozadí rozpáleného uhlíku. Každá čára sodíková skládá se při tom z tmavého středu, obklopeného úzkými žlutými čarami, k nimž přiléhají dvě tmavé čáry na světlém pozadí.

Mnohé čáry se obracejí, svítí-li oblouk za většího tlaku. Úkaz pozoruje se i ve spektrech elektrické peci, někdy i ve spektrech plamenových i trubicích Geisslerových, zejména hledí-li se po délce trubice (→end on←). Tu prochází světlo různě hustými a teplými

vrstvami plynu. Tento *samovolný obrat* pozoruje se zejména na silných čarách hlavní řady, zřídka též na čarách vedlejších (na př. thallia). V některých spektrech čárových jsou tyto obraty velmi vzácné, na př. ve spektrech chloru, bromu a síry. Samovolný obrat vyskytuje se spíše ve fialové části spektra nežli v části červené. Pásmová spektra se převracejí, leč jen nadmíru zřídka. Výjimkou jsou pásma *Cy*, *H₂O*, *O* a fluoridů alkalických zemin. Nejdříve se převracejí hrany pásem, pak teprve jednotlivá pásma a to po skupinách.

6. *Spektrum sluneční. a) Popis spektra slunečního. Čáry vzduchové* Velkolepým příkladem absorpčního spektra jest *spektrum sluneční*. Úkaz tento je základem pro astrofyzikální výzkum slunce. Aby se stále záření sluneční pozorovalo, jsou založeny sluneční hvězdárny, vypravené nejlepšími stroji a prostředky pro rozsáhlý tento úkol.

První výkresy slunečního spektra uveřejnil *Fraunhofer* (1814 až 1815), po něm *Kirchhoff* (1861). Sluneční světlo bylo rozkládáno hranoly. Mnohem dokonalejší je obraz *Angströmem* (1868) nakreslený podle normálního spektra mřížkového. Podrobnější výkresy byly zhotoveny s dispersí ještě větší. Mnohem dokonalejší však byly výsledky podle snímků fotografických. *Mascart* (1864) uveřejnil první fotografie ultrafialové části spektra slunečního, jež byly předstíženy dokonalejšími snímky, jež obdržel *Draper* (1873, 74) a *Cornu* (1881). Ve fotografické reprodukcí Cornuově jde vyznačené spektrum sluneční až k čáře 2948 Å. Infračervenou část fotografoval *Abney* (1880—86), jenž sestrojil desky fotografické citlivé pro toto záření. *Lommel* (1888—90) užil metody fotografické. *Langley* (1900) prodloužil tato měření methodou bolometrickou až k vlnové délce 53386 Å. V letech 1886—87 vyšly krásné reprodukce slunečního spektra z fotografických snímků, které učinil dutou mřížkou *Rowland* v mezích od 3000 až do 7000 Å uživ disperse tak veliké, že bylo možno z fotogramů určití vlnové délky Fraunhoferových čar na 0.1 Å přesně. Zvětšený fotogram celého spektra byl 12 m dlouhý. Spektrum Rowlandovo i měření, která Rowland vykonal, aby určití délky některých vln světelných, bylo dlouho jako *normální soustava vlnových délek světelných* základem pro měření spektrometrická. Poněvadž tato otázka spíše náleží do spektrální analýzy, pojednáme o ní později.

Jednotlivé absorpční čáry spektra slunečního označují se písmenami. Ve viditelné a ultrafialové části písmenami latinskými

(velkými i malými), v části infračervené většinou písmenami řeckými. V tab. na str. 398. sestaveny jsou hlavní čáry. K nim je připsán také prvek, jemuž čára Fraunhoferova náleží jako čára emisní.

Náhly konec slunečního spektra u délky 3000 Å je způsoben absorpcí slunečního záření ve vzduchu. Ovzduší samo totiž je příčinou mnohých čar ve spektru slunečním. Stejně čáry jeví se ovšem také ve spektrech stálic. Jejich intenzita závisí na výšce pozorovaného zdroje. Čím hlubší vrstvou ovzduší světlo prochází, tím výraznější jsou *vzduchové čáry*. Podobně za nízké teploty, kdy poměrná vlhkost v ovzduší je větší, změní se absorpce čar, jejichž původ je ve vodních parách. Pozoruje-li se spektrum sluneční se stanic na vysokých horách, zeslabuje se vliv ovzduší. Sluneční spektrum sáhá pak daleko do ultrafialové části. *Cornu* pozoroval ve výšce 2570 m ještě čáru 2943, *Simony* ve výšce 3700 m čáru 2922 Å. *Mielhe* a *Lehmann* (1909) naměřili jako poslední stopu fialových paprsků slunečních vlnovou délku 2912 a to nezávisle na výšce nadmořské. *Wigand* (1913) zjistil, že výstup v ballonu do výšek až 9000 m prodlouží hranici slunečního spektra pouze ku 2896 Å. Tu nutno však při snímku spektroheliografickém užítí filtru z bromových par.

b) *Původ čar Fraunhoferových*. Původ tmavých čar ve spektru slunečním hledal již *Fraunhofer* na slunci. Správný jejich výklad však podal teprve *Kirchhoff* klassickým pokusem, jímž převrátil čáry sodíkové (1859).

Kirchhoff popisuje pokus takto:

»Sluneční paprsky, dříve nežli dopadly na štěrbinu, propustil jsem mocným plamenem kuchyňské soli. Bylo-li světlo sluneční dostatečně zeslabeno, objevily se na místě obou tmavých čar (Fraunhoferových) *D*, dvě světlé čáry; když však intenzita slunečního světla překročila jakousi mez, objevily se tmavé čáry *D* mnohem zřetelněji než bez plamene kuchyňské soli.«

Dále pak praví:

»Soudím z tohoto pozorování, že barevné plameny, v jejichž spektrech se jeví světlé, ostré čáry, tak zeslabují paprsky příslušné těmto čarám, že když jimi procházejí, na místě jasných čar vzniknou čáry tmavé, jakmile za plamenem stojí zdroj světelný dostatečně mocný, v jehož spektru čáry ty jinak chybí. Soudím také, že tmavé čáry slunečního spektra, kteréž nejsou způsobeny ovzduším zemským, vznikají proto, že právě ty látky jsou přítomny v rozžhaveném obalu slunečním, jež ve spektru plamene způsobují na téměř místě světlé čáry.«

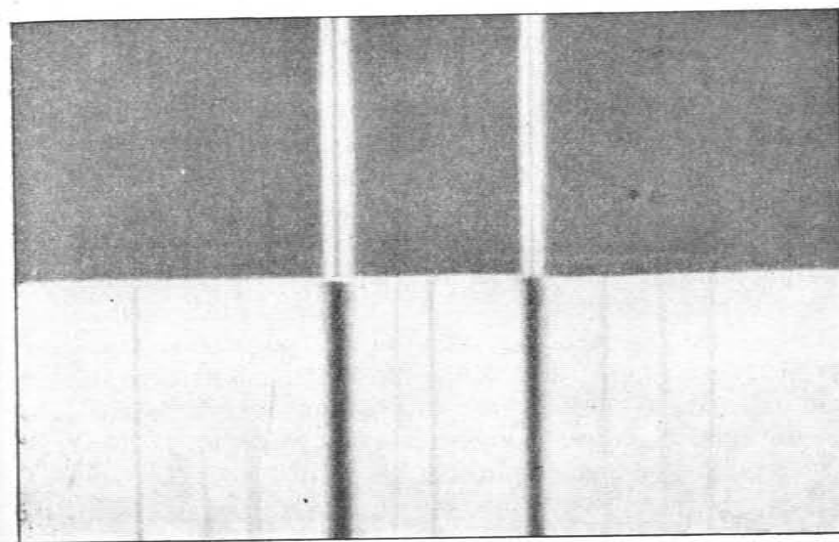
Sluneční spektrum.

Část infračervená	část viditelná		část ultrafialová				
<i>Y</i> 44000	<i>A</i> {	7628	<i>L</i> {	3825·9	Fe		
<i>X</i> 26000		7621		3820·5			
		7594		3815·9			
Ω 19000	<i>a</i>	7185	<i>M</i> {	3734·9	Fe		
		<i>B</i> 6870		3720·0			
Ψ 14000	<i>C</i>	6662·9	<i>N</i>	3581·3	Fe		
Φ 11300	<i>D</i> ₁	5896·0	<i>O</i>	3441·1	Fe		
		<i>D</i> ₂		5890·0		<i>P</i>	3361·3
		<i>D</i> ₃		5875·7		<i>Q</i>	3287
τ 9800	<i>E</i> {	5270·4	<i>R</i> {	3181·4	Ca		
		5269·6		3179·5			
σ 9500	<i>b</i> ₁	5183·7	<i>r</i>	3144·6			
		<i>b</i> ₂		5172·7			
ρ 9300	<i>b</i> ₃	5169·0	<i>S</i>	3101	Fe, Ni		
		<i>b</i> ₄		5167·4		<i>s</i>	3047·7
<i>Y</i> 8990	<i>(c)</i>	4957·6	<i>T</i> {	3021·2	Fe		
		<i>F</i>		4861·4		3020·8	
<i>X</i> ₄ 8805	<i>(d)</i>	4668	<i>t</i>	2994·5	Fe		
		<i>(e)</i>		4383·6		<i>V</i>	2948
<i>X</i> ₃ 8660	<i>(f)</i>	4340·5	<i>(g)</i>				
		<i>G'</i>		4325·8			
<i>X</i> ₂ 8540	<i>G</i>	4307·9	<i>(h)</i>				
		<i>(g)</i>		4226·8			
<i>X</i> ₁ 8490	<i>(h)</i>	4101·8	<i>H</i>				
		<i>H</i>		3968			
<i>Z</i> 8220	<i>K</i>	3933·7					

Na obr. 289. naznačeno jest obloukové spektrum žlutých čar sodíkových a pod ním týmž přístrojem fotografované spektrum sluneční kolem čar *D*. Jak z diagrammu je patrné, splývají emisní obloukové čáry sodíkové, jež samy se obračejí, velmi přesně s absorpčními čarami *D*₁ a *D*₂ ve spektru slunečním. Jak je souhlas dokonalý, lze posouditi z rozdílu vlnových délek pro *D*₁ a *D*₂, který obnáší 6 Å a z příslušné disperse na diagrammu.

Podle Kirchhoffa je tedy slunce ohnivá koule tekutá nebo tuhá, vysílající spojitě spektrum; kolem ní svítí obal par. Tyto páry pohleují právě ty paprsky, které samy vysílají. Tím vznikají absorpční čáry Fraunhoferovy. Pokud souhlasí s emisními čárovými spektry známých prvků, dosvědčují tyto čáry, že příslušné látky jsou také na slunci. Tímto způsobem zjistil Kirchhoff, že na slunci jsou prvky

Na, Fe, Ca, Mg, Ni, Ba, Cu, Zn a Co(?).



Obr. 289. Část spektra par sodíkových a spektra slunečního.

Angström a Thalén dokázali další prvky

Co, Mn, Cr, Ni, H, Ti, Al(?) a Zn(?).

Lockyer methodou zesílených čar shledal na slunci prvky

Al, Sr, Pb, Ce, Ur, K, Va, Pd a Ma.

K těmto prvkům sluší připočísti *C* a *N*, neboť ve slunečním spektru pozorují se pásma příslušná sloučenině (*CN*). Naproti tomu nebyla pozorována spektra prvků

Sb, As, Bi, B, Cs, Au, In, Hg, P, Rb, Se, S, Tl a Pr.

Dosud nebylo zkoumáno, zdali jsou na slunci prvky

Br, Cl, I, Fl, Te, Ga, Ho, Tm a Tb.

Podle intenzity absorpčních čar srovnal Rowland (1891) prvky

na slunci takto:

Ca, Fe, H, Na, Ni, Mg, Co, Si, Al, Ti, Cr, Mn, Sr, Va, Ba, C, Sc, Y, Zr, Mo, La, Nb, Pd, Nd, Cu, Zn, Cd, Ce, Be, Ge, Rh, Ag, Sn, Pb, Er, K.

Největší počet čar Fraunhoferových má *Fe* (přes 2000), pak *Ni, Ti, Mn, Cr* a *Co*. Přes 200 čar má *C, Va, Zr* a *Ce*. Vápník má přes 75 čar, podobně *Sc, Nd, La* a *Y*. *Na* má asi 11 čar, *Al 4, Cu* a *Ag* jen 2, olovo a draslík jen jedinou. Mimo to zbývá ve spektru slunečním ještě mnoho čar neznámých. Snad náleží neznámým prvkům, snad prvkům známým, ale svítícím za takových poměrů, jež liší se naprosto od poměrů tlakových a teplotních nám na zemi daných. Prvek helium byl dříve objeven na slunci než na zemi. Při slunečním zatmění dne 7./VIII. 1869 spatřena byla v emisním spektru slunečním jasná žlutá čára nedaleko dvojité čáry *D*. Byla označena *D₃*; příslušný prvek dostal jméno *helium* (*Frankland* a *Lockyer* 1869). Teprve r. 1895 objevil *W. Ramsay*, znamenitý chemik anglický, v nerostu kveleitu plyn, který v Geisslerově trubici střídavým proudem k emisi byv přinucen, vysílá mezi jinými též tuto čáru. Absorpční čáru heliovou *D₃* pozorovali ve slunečním spektru *Young* (1870) a *Kreusler* (1904); mimo ni byly zjištěny ještě jiné čáry *He* jednak jako čáry Fraunhoferovy, jednak jako emisní čáry ve spektru protuberancí (*Crookes* 1896). Podobně našel *Humphreys* při slunečním zatmění r. 1901 nové čáry emisní, z nichž velký počet podle měření *Liveingových* a *Dewarových* náleží kryptonu, xenonu a argonu.

c) *Výzkumy slunce*. Při zatmění slunečním zkoumají se spektrálně *protuberance* (prominence) a *korona*. Oba tyto málo světlé úkazy náleží nejvyšším vrstvám slunečním.

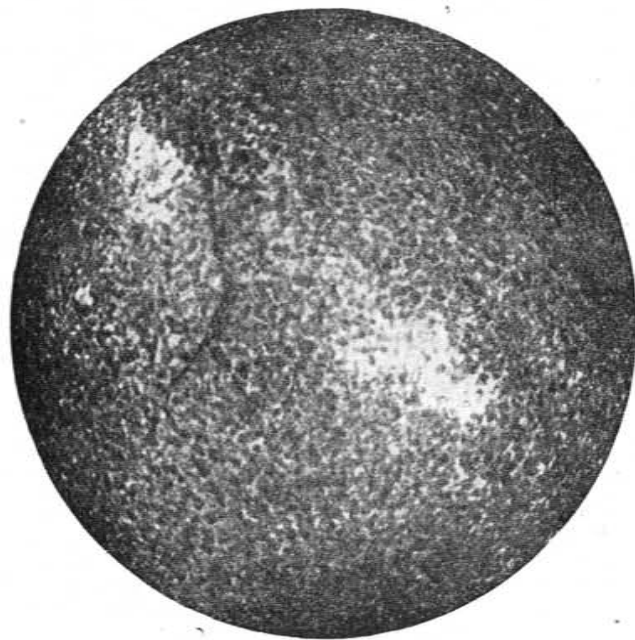
K zatmění dne 18. srpna 1868 byl vyslán vynikající hvězdář francouzský *Janssen*, který v červených prominencích na okraji slunečním zjistil spektrálně rozbořením hořící vodík. Tyto protuberance bylo lze sledovati spektrálně i po zatmění slunce. Ve spektru bílého světla při veliké dispersi jsou totiž jednotlivé barvy tak značně zeslabeny, že silné čáry vodíkové v nich nemizejí. Náhodou se stalo, že téhož roku (20. X.) *Norman Lockyer* v Londýně nevěda o výzkumech *Janssenových* došel téhož výsledku, když pozoroval bez zatmění sluneční protuberance. Tyto objevy sděleny byly pařížské akademii v témž zasedání dne 26. října 1868. Způsobily takové nadšení, že se akademie usnesla raziti zlatý peníz pamětní s obrazy obou objevitelů na jedné straně, kdežto na druhé straně byl obraz *Apollona* taženého čtyřspřezím a nápis: »Analyse des protubérances solaires le 18 Août 1868.«

Spektrálním rozbořením protuberancí a ostatní chromosféry, pokud ji spatřujeme při celkovém zatmění slunečním, ukázaly se sice emisní čáry v atmosféře sluneční, ale jen skrovným počtem. Těmito čarami bylo možno zjistiti, že ve chromosféře je vodík, helium a vápník. Teprve v novější době ukázaly se v chromosféře někdy čáry *Mg, Fe, Sr, Ba, Na, Ce, Ti, Ni, Va, Mn, Cr, Co, Yt, Zn* a *La*.

Další objev učinil r. 1870 *Young*, jenž promítl sluneční obraz na šterbinu spektroskopu tak, že se rozkládalo světlo jen toho okraje slunečního, který se měl měsícem nejprve zakrýti. Před zatměním bylo viděti ve spektru čáry Fraunhoferovy; v okamžiku zatmění ukázaly se však velmi četné čáry emisní, které rychle zmizely. Úkaz byl nazván *spektrum bleskové* (flash spectrum). Příslušné světlo vysílá vrstva chromosféry, která slove *vrstva obracející*. Emisní čáry bleskového spektra souhlasí s absorpčními čarami Fraunhoferovými. Prvky, které náleží těmto čarám, jsou jako páry ve vrstvě obracející. Z trvání spektra bleskového se soudí, že hloubka této vrstvy je od 60 až do 3000 *km*. Největší počet čar bleskového spektra náleží hloubce asi 700 *km*. Podle toho obracející vrstva je velmi hluboko v chromosféře.

Vylíčenými objevy byla zahájena spektroskopie slunečních úkazů. V rámci této knihy lze ji jen stručně nastíniti. Z posuvu čar Fraunhoferových soudí se podle principu *Dopplerova* na pohyb pozorovaného místa slunečního, pokud padá do směru paprsků. Tak zjišťují se rychlosti protuberancí, rychlosti v různých vrstvách chromosféry, otáčení slunce kolem osy, rychlost proudících par blíže slunečních skvrn atd. Z posuvu a ze zkrivení čar Fraunhoferových lze vypočítati tlaky příslušných par a jejich náhlé změny. Ze šířky čar ve spektrech skvrn, z jejich zvratu jednoduchého i dvojitého možno souditi o povaze sluneční skvrny i par, které ji vyplňují. Další výzkumy astrofyzikální týkají se sluneční *korony*. Koronou slove vnější atmosféra patrná pouze při úplném zatmění slunečním, prostírající se do veliké vzdálenosti i několika poloměrů od povrchu slunečního. Spektrálně zjištěny byly v koruně vodík a helium, někdy též vápník a neznámá látka, vyznačená zelenou čarou 5303·3 *Å*, již bylo možno sledovati až do výše 10 až 20' nad povrchem. Čára tato připisuje se lehoučkému plynu *koroniu*. Mimo to ve spektru korony jeví se souvislé vidmo. Pravděpodobně původem jeho je světlo fotosféry odražené od korony, po případě i vlastní světlo tuhých částic, které světelný tlak udržuje ve velké vzdálenosti od slunce. Spektrum korony shoduje

se namnoze se spektrem *severní záře*. Zdá se tedy, že argon, neon a xenon jsou také v atmosféře sluneční. Spektrální studium ukázalo, že se sluneční povrch nadmíru mění. Byla hledána metoda, kterou by bylo možno — nehledě k tomu, že záření je tak složité — proměnnost stopovati. Nová tato metoda užívá spektroheliografů (§ 126.). Jímí lze povrch sluneční fotografovati ve světle jednobarevném. Jednobarevného obrazu slunečního lze nabyti světlem čar *H* a *K*, jež jsou v nejzazším fialovém konci spektra a mají při



Obr. 290. Jednobarevný obraz slunce. Vápníkové flokkule.

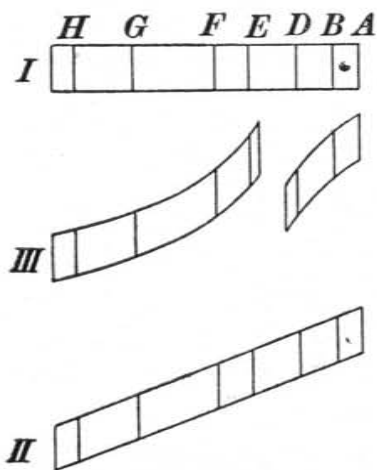
velké dispersi tvar ostré svítící čáry obklopené dvěma širšími čarami tmavými. Jednobarevný obraz slunce vzniká světlem prostřední světlé čáry a ukazuje, jak jsou rozděleny svítící páry vápníkové po slunečním povrchu. Na obraze 290. je viděti vápníkové páry, t. zv. *flokkule*, jež jsou zvláště světlé kolem slunečních skvrn. Jejich rozdělení se časově mění. Z jejich pohybu lze podobně jako z pohybu slunečních skvrn určit rychlost povrchových vrstev. Výsledky jsou pro různé plyny různé (zejména pro vodík, položený ve vyšších vrstvách). První takové obrazy fotografovali r. 1891 *Deslandres* v Paříži a *Hale* na Yerkesově hvězdárně

ve Williamsbay (ve státě Minnesota v Sev. Americe). *Hale* použil spektrografu pohyblivého, připevněného k velikému refraktoru Yerkesovu. Dokonalejších výsledků nabyl *Hale* na sluneční hvězdárně na hoře Wilsonu v Pasadeně v Kalifornii. Postavil tam dva pevné spektroheliografy, jež byly osvětlovány heliostatem se dvěma zrcadly. Jedno zrcadlo se pohybovalo hodinovým strojem, druhé odráželo paprsky sluneční vhodným směrem. Pro dalekohled *Snowův* byl tento směr vodorovný. Skutečný obraz slunce vznikal dutým zrcadlem a dopadal na první šterbinu pevného spektroheliografu. Poněvadž toto zrcadlo se osvětlením značně zahřívalo, sestrojil *Hale* druhý *coelostat* z velmi silných zrcadel rovinových. Dalekohled v tomto případě čočkový měl osu svislou. Spektrograf stál v podzemní místnosti, v níž se teplota neměnila. Těmito stroji byly zhotoveny zvláště v době nedávno minulé velmi dokonalé jednobarevné obrazy slunce a to jak celého kotouče slunečního tak i různých jeho částí v různých dobách a pro různé čáry (náležející různým prvkům v atmosféře sluneční). Zejména zajímavé jsou výsledky, srovnávají-li se spektroheliogramy v různých dobách za týchž podmínek, získané různou částí téže čáry spektrální (když se totiž druhá šterbina spektrografu posune o desítky jednotky Angströmovy). Jednobarevné obrazy slunce získané světlem vodíkové čáry = 4101.8 \AA ukazují poblíže skvrn zřetelné viry vodíkové. Bedlivějším zkoumáním spektrálních čar náležejících skvrnám se ukázalo, že tyto čáry jsou rozloženy. Tak lze fotograficky dokázati ve skvrně uprostřed kotouče slunečního podélný úkaz *Zeemanův*. Je-li však skvrna na okraji kotouče, ukazuje se zjev příčný (*Hale* 1908). Spektrálně zjištěno bylo magnetické pole na všem povrchu slunečním.

7. *Nepravidelný rozklad. a) Výsledky pokusné.* S úkazem selektivní absorpce úzce souvisí nepravidelný rozklad. Dispersi látek průhledných nazýváme pravidelnou, poněvadž index látky roste s ubývající vlnovou délkou po všem spektru. Jde-li o látky s vybranou absorpcí, je vztah mezi indexem a vlnovou délkou pro oba kraje absorpčního pruhu různý. Na kraji obráceném ke konci fialovému jest index menší nežli na kraji obráceném k červenému konci, ačkoliv v prvním případě je vlna kratší, ve druhém delší. Vlastně je nepravidelný rozklad případ obecný, kdežto pravidelná disperse průhledných látek je případ zvláštní. Nepravidelnou dispersi lomem v parách jodových pozoroval *Le Roux* (1861). Hranol naplněný parami jodovými, zahřátými na 700° , uchýloval více

paprsky červené než modré. Index paprsků červených byl 1·0205, kdežto index paprsků fialových 1·019. *Christiansen* (1870) zjistil nepravidelný rozklad lihového roztoku fuchsinového; *Kundt* (1871) poznal, že stejně chovají se látky, které ukazují povrchovou barvu, totiž látky se selektivním odrazem. *Kundt* pozoroval Newtonovou metodou se zkříženými hranoly. Utvořil totiž přímohledným spektroskopem s vodorovnou štěrbinou spektrum. Na toto spektrum hleděl hranolem, upraveným ze zkoumané látky, jehož lámavá hrana stála svisně. Nepravidelný rozklad světla popisuje *Kundt* takto:

»Lomivosti látek, které střední paprsky spektrální mocně odrážejí a současně tyto paprsky silně pohlcují, přibývá velmi rychle, blížíme-li se k absorpčnímu pruhu se strany delších vln (ve vzduchu); blížíme-li se však k absorpčnímu pruhu se strany kratších vln (ve vzduchu), lomivosti nadměru rychle ubývá.«

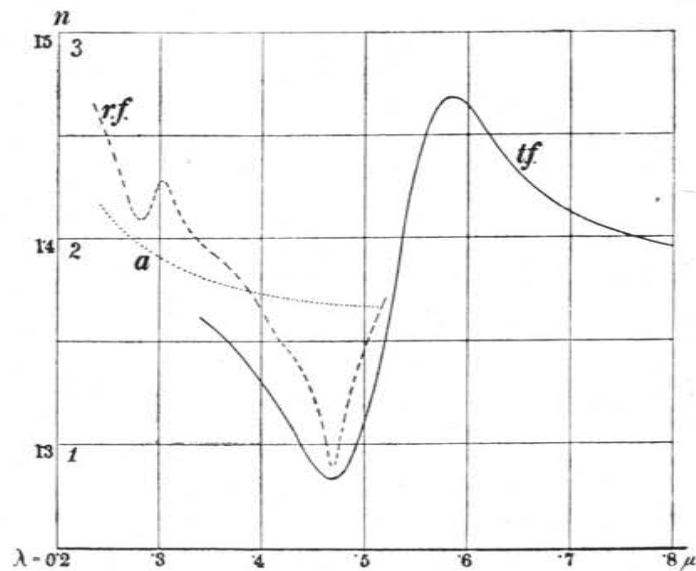


Obr. 291. Pravidelný (I, II) a nepravidelný (III) rozklad světla.

Na obr. 291. I. vyznačeno je spektrum s hlavními čarami Fraunhoferovými; obr. II. ukazuje toto spektrum, jež je posunuto zkříženým hranolem, když je disperse pravidelná. Příklad III. ukazuje výsledné spektrum nepravidelné, je-li jeden z hranolů fuchsinový. Zřetelně se ukazuje, jak rychle úchyly přibývá na kraji absorpčního prvku obráceného ke kratším vlnám, kdežto úchylna se zmenšuje na druhém kraji absorpčního prvku obrápravidelnou dispersi lze také zjistiti podle konstant eliptické polarisace, jež vzniká, odráží-li se od látky světlo lineárně polarisované. *Rivière* (1901), *Wood* (1901—03), *Cartmel* (1903) a *Fricke* (1905) měřili index lomu látek s nepravidelnou dispersí, metodami interferenčními, užívajíc k tomu tenočkových vrstev. Obrazec 292. naznačuje dispersní křivku neboli závislost indexu lomu n na vlnové délce λ , jednak pro tuhý fuchsin (*t. f.*), jednak pro 12% lihový roztok fuchsinový (*r. f.*), jednak pro čistý lih (*a*). Křivka (*t. f.*) je podle měření *Pflügerových* a *Wallerových*, křivka (*r. f.*) podle měření *Frickeových*. Pořadnice křivky (*t. f.*) je desetkrát menší než pořad-

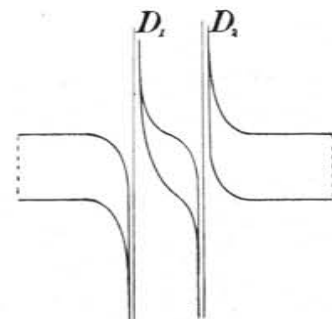
nice křivek ostatních. Lihový roztok fuchsinový ukazuje též v ultrafialové části nepravidelnou dispersi kolem absorpčního pásma 3000 až 2750 Å. Minima křivek pro látku tuhou a roztok kolem

absorpčního pásma 5900 až 4700 Å dosti dobře se shodují. Také v absorpčních spektrech pásmových a čárových byla záhy zjištěna nepravidelná disperse. V čárových spektrech kovových par, zejména hlavní řadě náležejících, jež se snadno převracejí, bylo lze dokázati selektivní odraz a nepravidelnou dispersi. Nejsilnější čáry absorpční, které se samy nejsnáze převracejí, ukazují tuto dispersi velmi snadno. Nejčtetnějších příkladů poskytují seriové čáry alkaličkových kovů a čáry v první vedlejší řadě vodíkové. Průběh nepravidelné disperse ve zředěných parách sodíkových (obr. 293.) při veliké dispersi pozoroval *Julius* (1900—01).

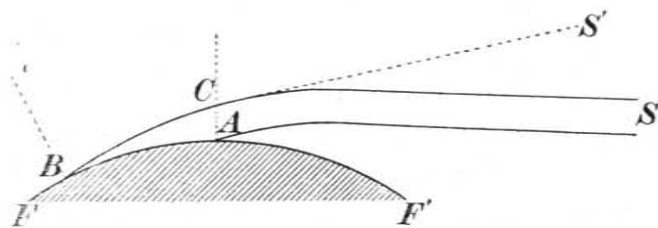


Obr. 292. Dispersní křivka fuchsinu (*t. f.*), roztoku fuchsinového v lihu (*r. f.*) a čistého lihu (*a*).

Obr. 293. Nepravidelný rozklad čar sodíkových.



b) *Význam nepravidelného rozkladu pro astrofysiku.* Julius ukázal několika zajímavými pokusy, kterak lze nepravidelnou dispersí vyložití emisní bleskové spektrum, jež se pozoruje několik vteřin před úplným zatměním slunečním, mimo to posuvy čar v tomto spektru, jakož i zdánlivě ohromnou rychlost protuberancí i flokkule Haleovy a Deslandresovy. Podle názoru Juliusova je slunce obklopeno parami kovů; jejich hustoty a lomivosti ubývá do výše. Tím se stává, že paprsky přicházející z fotosféry a mířící šikmo k vrstvám sluneční atmosféry probíhají atmosférou po drahách zakřivených. Index těchto par je malý, vyjma pro ty vlnové délky, jež jsou blízko absorpčních čar. Tyto paprsky, jejichž vlnová délka se blíží vlnové délce emisních čar, se lámou velmi mocně. Tento lom způsobuje, že vidíme zmíněné paprsky, jako by vychá-



Obr. 294. Nepravidelný rozklad v atmosféře sluneční.

zely z chromosféry, ačkoliv vycházejí z fotosféry. Obr. 294. dává k tomu potřebný výklad. Budiž FF' povrch fotosféry. Z místa A šíří se k pozemskému pozorovateli paprsek AS zakřivený sluneční atmosférou. Podobný paprsek vycházející z místa B spěje směrem CS' a je pozorovateli neviditelný. Nechť dopadne tento paprsek v místě C na hranolovitou vrstvu páry, která sama světlo skoro stejné délky vlnové vysílá. Je-li lámavá hrana tohoto hranolu odvrácena od slunce, nastane v ní náhlý lom. Pozorovatel ve směru SC spatří ve spektroskopu příslušnou světlou čáru, která zdánlivě připadá do chromosféry, ačkoliv náleží fotosféře. Tato čára má poněkud větší délku vlnovou nežli světlo, jež místo C přímo vysílá. Je-li však hrana zmíněného hranolu obrácena k fotosféře, objeví se ve spektru čára náležitá kratší délce vlnové. Tím vyloženo je bleskové spektrum i posuv jeho čar vzhledem k čarám Fraunhoferovým, jakož i případné jejich zdvojení. *) Výklad Juliusův, pode-

*) Dvojitě čáry v bleskovém spektru ukázaly se na spektrogramech hvězdné výpravy v Karang Sago na Sumatře dne 17. a 18. května 1901. *Hartmann* (1903) však soudí, že čáry se zdvojily, poněvadž byl obraz ve fotografické komoře nesprávně zaostřen.

přený pokusy, kterými lze bleskové spektrum věrně napodobiti, vyniká tím, že vysvětluje velikou světlost čar v bleskovém spektru a že nepředpokládá nepoměrně nízkou převracující vrstvu par v chromosféře. Juliusova theorie vysvětluje také jiné zjevy astrofysikální. V roce 1904 pozorováno bylo na př., že se sluneční záření značně změnilo. Bylo nutno předpokládati věc pravdě nepodobnou, že se záření sluneční změnilo v tomto roce o 10%! Julius vysvětluje tuto změnu okolností, že země prošla takovým místem zářivého pole slunečního, v němž nepravidelná disperse zmenšuje intenzitu záření o 10%. Proti této theorii Juliusově svědčí novější práce, kterými se podařilo bleskové spektrum fotografovati, i když není zatmění sluneční. Takové fotografie udělali *Adams a Burwell* (1915). Změřili v nich několik čar v mezích od 4800 do 6600 Å , které byly skoro vesměs dvojnásobně převráceny. Jimi se ukázalo, že přímo u povrchu slunečního jsou uloženy těžké páry, kdežto páry lehčích prvků vznášejí se ve vyšších vrstvách atmosféry sluneční.

Největším změnám a nepravidlostem podléhají ve světelném poli ty druhy paprsků, které jsou nedaleko čar a pruhů absorpčních. Celkové záření hvězd se sice nemění, ale ve spektrech jeví se tak veliké změny místní, že jich nelze všech vyložití zjevem Dopplerovým. Výklad nepravidelnou dispersí je však velmi jednoduchý. Paprsky ze zdroje, jemuž náleží spektrum spojitě, procházejí pohlcujícím prostředím. Prostředí nejsou stejnorodé způsobuje nerovnoměrné pole zářivé. Paprsky nejbližší čarám absorpčním zakříví se nejvíce. Proto je promítáme zpět do jiného místa, než ze kterého vyšly. Tak vznikají dispersní pásma. Spektroskop zaměřený na takový zdroj ukazuje vedle absorpčních čar i tmavé pruhy, náležející křivým paprskům, jež nevnikají do stroje spektrálního.

Julius (1905) dokázal takové dispersní pásmo pokusem velmi názorným. Sestrojil hořák pro sodíkový plamen 75 cm hluboký. Ve spodní nádobě hořáku byl roztok soli. Po délce, rovnoběžně s ústím hořáku, napjat byl v kapalině platinový drátek jako jedna elektroda, kdežto kovová nádoba hořáku byla elektrodou druhou. Plyn vylučovaný na platinovém drátku elektrickým proudem strhoval částice solné a barvil jimi plamen různě silně podle proudové intenzity. Paprsky z obloukové lampy soustřeďoval na štěrbinu kondenzor do polovice zacloněný. Za ní stál hořák tak, aby paprsky plamenem procházely po délce. Za hořákem byla druhá čočka, na téže polovici zacloněná, osvětlující štěrbinu spektroskopu skutečným obrazem štěrbinu první. Stínítky s ostrou hranou postavenými za kondensorem lampy a před čočkou,

zobrazující první šterbinu, bylo lze pozorovati, jak se mění směr paprsků (viz metodu zákalovou § 88.). Tak byla fotografována při značné dispersi dvojitá čára sodíková jednak, měla-li pára různou hustotu, jednak, procházelo-li světlo různě silnou vrstvou plamene. Byl-li hořák postaven nesouměrně, objevila se na fotogrammech velmi široká dispersní pásma, odstíněná k jedné straně spektra.

Jednobarevné obrazy spektroheliografické slunce vykládá Julius takto: Pouze střední úzké čáry (H_3 a K_3) v čarách H a K jsou způsobeny skutečnou absorpcí; části tmavé, označené H_1 a K_1 jsou pásma dispersní. Světlé části označené H_2 a K_2 vznikají tím, že paprsky, jejichž vlnová délka je blízká středové čáře, se sbíhají a zesilují světlo. Tomuto výkladu svědčí tento zjev: Jasně flokkule na fotogrammech získaných čarami H_2 nebo K_2 stanou se černými, fotografuje-li se světlem čáry H_3 . Hale soudí, že flokkule jsou skutečná mračna par vznášející se v různých výškách sluneční atmosféry. Fotogrammy získané středem čar (H_1 , K_1) přísluší mračnům nejvyšším, fotogrammy získané krajními čarami (H_3 , K_3) náleží mračnům nejnižším. Tu však je neshodno vyložiti světla oblaka na fotogrammech získaných čarami H_2 a K_2 , kde není absorpce, neboť nelze souditi, že by ve prostřední vrstvě byly páry nejteplejší. Této obtíže nemá Juliusův výklad. Světlé i tmavé skvrny na fotogrammech způsobeny jsou paprsky, které v prvním případě mocnou dispersí nepravidelnou a dvojitým zkřivením soustředily se na jedno místo; ve druhém případě, byl-li lom slabý, paprsky se zředily. Tmavá barva flokkulů vodíkových vysvětluje se tím, že paprsky z úzkých pásem dispersních čar vodíkových jsou méně zakřiveny, nežli paprsky, jejichž vlnová délka je blízko čar H a K .

§ 132. E) Theorie emisse a absorpce.

1. Theorie mechanické.

Starší theorie spektrálních úkazů opírají se o kinetickou theorii plynů a o thermodynamiku. Molekulový a atomový pohyb, který předpokládají tyto theorie, je neviditelný. Může se však projevit úkazy světelnými, zvýší-li se přiměřeně teplota. Mezi molekulami a atomy předpokládáme totiž velmi pružné prostředí, světelný aether, jemuž se sdělují molekulové pohyby. Aetherem šíří se pohyb vlnivý, jehož energie se projevuje jako *energie zářivá*.

Tak jako za určité teploty a tlaku se všechny molekuly plynové nepohybují zcela stejně, nýbrž každá molekula má pohyb jiný,

více méně odlišný od jakéhosi pohybu průměrného, tak je tomu i s pohybem částic aetherových, které jej přejímají. Spektrum jest obrazem tohoto pohybu, který se nejčastěji vyskytuje ve směsi pohybů nejrozmanitějších. Stálost i proměnnost spektra souvisí se stálostí a proměnností tohoto průměrného pohybu. Molekuly látek tuhých jsouce blízko sebe nemohou se vymaniti z vlivu sil vnějších. Jejich vlastní kmity se porušují srážkami s okolními částicemi. Proto vznikají nejrůznější kmitočty; látka vysílá spektrum spojitě. Za nízké teploty budi se dostatečně silně pouze kmity pomalé; těleso vysílá paprsky infračervené. Zvyšuje-li se teplota, vzrůstá intenzita kmitů rychlejších; k neviditelným druží se viditelné paprsky červené, pak žluté atd., až se vyvine celé viditelné spektrum spojitě.

Podobné poměry jeví rozzhavené kapaliny. Naproti tomu pro zahřáté plyny a páry lze předpokládati poměry docela jiné. Částice plynu mohou se pohybovati volněji, nárazy jsou méně časté, proto se spíše uplatňují vlastní kmity atomů nebo molekul. Vzniká proto spektrum čárové nebo pásmové. Čáry a pásma nebývají na zcela tmavém pozadí; jejich okolí často ukazuje světlejší souvislou část spektra, která má původ v nárazech. Spektrální čára je obrazem jednoduchého pohybu atomového; šířka její vysvětluje se principem Dopplerovým, neboť kmitavé pohyby částic dějí se též ve směru pozorování. Proto také čára se rozšiřuje, když teplota plynu vzrůstá. Spektra pásmová, jež vyznačují sloučeniny a prvkové plyny za nízké teploty, způsobena jsou podle tohoto výkladu molekulami nebo atomovými skupinami. Stálost spektra předpokládá, že i jádra emissní jsou stálá. Pokud pozorujeme za různých teplot stejné čáry spektrální, potud smíme souditi, že se také jádra emissní nezmění. Obracení čar, které vzniká, když emisse, vycházející z horké páry, se pohlcuje vrstvou páry chladnější, ukazuje zřejmě na stejná jádra emissní, třeba by teplota byla jiná. Emisse za různých teplot liší se jen intenzitou kmitavého pohybu. Čáry se obracejí i když teplota se mění v mezích 1000 až 5000°. Tento úkaz nejpádněji potvrzuje, že jádra emissní jsou trvalá. Podobně stálými jeví se infračervená pásma absorpční ledu, vody i vodní páry až do teploty 1500°. Veliké obtíže působí theorii, je-li vyložiti, proč vzniká tolik čar ve spektru jediného prvku. S jedné strany atom prvku považujeme za cosi jednoduchého, s druhé strany však náleží prvku spektrum plné rozmanitých čar. Okolnost, že atomové pohyby jsou složené, vykládají theoretikové jednak molekulovými nárazy, jednak dissociací. V prvním případě možno si podle obdoby se zvukem my-

sliti atom jako zvon, který podle způsobu názorů vydává mnoho rozmanitých tónů (*Schuster* 1880).

Hlavní obhájce dissociační theorie *Lockyer* *) soudí, že za nízké teploty má atom velmi složitou stavbu, která se rostoucí teplotou rozpadá na části jednodušší. Další obtíže mechanickým teoriím emisním nastávají, má-li se vyložit, proč se značnou teplotou a hustotou páry spektrální čáry jednostranně rozšiřují a proč se tlakem posouvají. Rovněž je nesnadno vyložit čárové spektrum emisní plynu velmi ochlazeného nebo čárové spektrum absorpční krystalů velmi ochlazených; dále proč mění se intensita čar, změní-li se způsob buzení, proč konečně čáry rozkládají se polem magnetickým a elektrickým.

2. Elektromagnetická a elektronová theorie.

a) *Základ theorie.* Chtějice vykládati zjevy světelné, předpokládáme nadmíru jemné prostředí — světelný aether — které všemi hmotami prostupuje a jímž se šíří zářivá energie po způsobu světelných vln. Mechanické theorie světla připisují této látce takové vlastnosti, aby všechny zjevy optické z nich jednoduše vyplývaly. Zejména vzájemné působení aetheru a hmoty bylo tak stanoveno, aby jim bylo lze vyložit rozklad, pohlcování i dvojlom. Také zjevy elektromagnetické vyžadují takového prostředí. *Maxwellova* (1864) myšlenka, že obě prostředí jsou stejná a že v podstatě zjevy světelné i elektromagnetické se neliší, ukázala se správnou, zvláště když pokusně bylo zjištěno, že světlo i rozruch elektromagnetický se šíří ve vakuu stejnou rychlostí a že mezi látkovými konstantami optickými a elektromagnetickými jsou úzké vztahy. Přednost elektromagnetické theorie záleží v té okolnosti, že v jedno spojuje dva veliké obory fyzikální, nauku o světle a nauku o elektřině i magnetismu. Na tomto místě nastíníme, jak vykládá elektromagnetická theorie zjevy emise, absorpce a disperse světla. O to přední zásluhu má *Kolářek*. **) V době (1887), kdy *Hertz* konal klassické pokusy o elektromagnetických vlnách, zabýval se *Kolářek* otázkou, jak vyložit rozklad světla z theorie *Maxwellovy*. Optické prostředí pokládá *Kolářek* za souhrn hmotných částic, uložených v aetheru, jež jsou vodivé a polarisace schopné. Světlo vniknuvší do takového prostředí poruší elektrickou rovnováhu. Rozruch se vyrovnává

*) *Norman Lockyer* „Inorganic evolution“. London 1900.

**) *Fr.: Kolářek* „Versuch einer Dispersionserklärung vom Standpunkte der elektromagnetischen Lichttheorie“. Wied. Ann. 72. 224 a 428. 1887.

elektrickými kmity, jejichž perioda závisí na kapacitě a samoindukci oscilátoru. Mají-li molekuly rozměry, jež jim přísluší podle kinetické theorie hmoty, je kmitová doba těchto molekulových oscilátorů téhož řádu, který náleží kmitům světelným. Tak lze odvoditi dispersní vzorec *Kettelerův*

$$n^2 - 1 = \sum \frac{A_m}{\lambda^2 - \lambda_m^2}$$

V něm n značí index lomu látky, A_m konstanty, λ proměnnou délku vlnovou, λ_m vlnové délky světla, které se látkou úplně pohlcují. Touž vlnovou délku závislou na pohybech sousedních molekul vysílají molekulové oscilátory. Stejného výsledku došel později *Helmholtz*, předpokládaje, že hmotné molekuly mají elementární náboje elektrické. Tím se theorie *Helmholtzova* přibližuje k novější *theorii elektronové*. *)

b) *Výklad serií a vlivů na spektra.* Studium elektrických výbojů zřetězenými plyny, jež vedlo k objevu paprsků katodových, Roentgenových i anodových, jakož i podobné vlastnosti záření látek radioaktivních pozměnilo velmi důkladně představy o atomu. Rozpad látek radioaktivních, který nesnášel se, jak se zdálo zprvu, se zákonem zachování energie, byl dokladem, že aspoň některé prvky se dále ještě rozkládají; že tudíž není atom nedělitelný. Elektrolytické zjevy poukazují na *elementární množství elektrické*, kterým je nabit jednomocný atomion elektrolytický. Velikost tohoto náboje je

$$e = \begin{cases} 4.774 \cdot 10^{-10} & \text{v absolutní soustavě elektrostatické} \\ 1.592 \cdot 10^{-20} & \text{v absolutní soustavě elektromagnetické.} \end{cases}$$

Z úchytky paprsků katodových v poli magnetickém nebo elektrickém bylo možno zjistiti specifický náboj záporných částic v různých plynech. Tento specifický náboj určený poměrem e/m , v němž m značí hmotu částice, je pro všechny plyny stejný, takže se zdá, jako by m byla nejmenší částice hmotná. Různé způsoby odvozuji pro poměr e/m hodnotu $1.769 \cdot 10^7$, ze které vzhledem k číslu e shora uvedenému plyne

$$m = \frac{1.592 \cdot 10^{-20}}{1.769 \cdot 10^7} = 9.00 \cdot 10^{-28} \text{ g} = \frac{1}{2000} \text{ atomu vodíkového.}$$

Tyto malé částice slují *elektrony*. Elektronová theorie buduje z elek-

*) Viz *Frant. Závíska*: „Prof. dr. František Kolářek“ Sborník prací matematických a fys., vydaný na počestí Dra. Frant. Kolářka. Časop. pro pěst. math a fys. 41. pg. 273. 1912.

tronů složitou soustavu atomovou tak, aby bylo lze vyložiti zjev disperšní.

Pokud se týče záření vůbec, jež vykládáme na základě elektromagnetickém, představujíc si jednotlivé částice jako elektromagnetické resonátory, nutno přijati domněnku Planckovu o elementárním množství zářivé energie. Resonátor vysílá energii teprve, když vnitřní jeho energie vzrostla na několikanásobné množství elementární. Odtud plyne základní zákon Planckův i ostatní zákony o záření kalorickém (viz § 128.).

Jde-li o výklad spekter čárových a pásmových, třeba určití emisní centra pro jednotlivé úkazy spektrální. Těmito zdroji mohou býti neelektrické shluky molekulové i atomové, neelektrické atomy, volné elektrony, atomové zbytky atd. Jednotlivých teorií na tomto základě vypracovaných, jimiž zejména se vykládala seriová stavba čárových spekter, zákonitosti ve spektrech pásmových, zjev Zeemanův atd., na tomto místě neuvádíme. Příkladem theorie dopodrobna vypracované je theorie *Starkova*.*) Jiné theorie vycházejí z vlastností elektrického oscilátoru.**)

Konečně jsou theorie, hledící vyložiti spektrální zjevy z *vnitřní stavby atomové*. Tyto theorie předpokládají, že elektrony pohybují se kolem středního jádra atomového tak jako planety a jejich družice kolem slunce v soustavě sluneční. Z povahy těchto krouživých pohybů a jejich poruchů vnějšími vlivy hledí se vyložiti čárové řady, vznik dvojice i trojice, spektra pásmová, vliv tlaku a hustoty páry atd. Většina těchto teorií vychází od elektrostatického pole, v němž se dějí pohyby elektronů. Zvláště jednoduchá je theorie *Ritzova*, která za základ klade magnetické pole atomu a vyšetřuje jeho vliv na elektronové pohyby. Ačkoliv tato theorie, jako všechny předešlé, není bez vážných námitek, přece zaslouží povšimnutí, neboť z jednoduchých předpokladů odvodila pro seriová (a dodatečně i pro pásmová) spektra vzorce, které skutečnosti lépe vyhovují, nežli výsledky teorií ostatních.

Z novějších teorií byla již dříve učiněna zmínka o *theorii Bohrově a Sommerfeldově*, kterými se uspokojivě vykládají jednak seriové zákonitosti čárových spekter, jednak i jemná stavba spektrálních čar.

*) Viz *J. Stark: Prinzipien der Atomdynamik, II. Theil. „Die elementare Strahlung“*, Leipzig, S. Hirzel, 1911.

***) *A. Garbasso, Vorlesungen über theoretische Spektroskopie*. Leipzig, J. O. Barth, 1906.

Buďtež alespoň stručně zmíněny theorie, kterými se vykládá posuv čar tlakem i rozklad čar polem elektrickým a magnetickým. Tlakem se čáry ve spektru emisním i absorpcním rozšiřují, po případech obracejí, konečně se i jednostranně posouvají, z pravidla k červenému kraji. Podle *Fitzgeralda* (1897) a *Larmora* (1907) je příčinou úkazu, že se mění dielektrická konstanta stlačeného plynu. Theorie dochází výsledku, že posuvy jsou úměrné dvojnásobku vlnové délky. *Humphreys* (1907—08) naproti tomu hledá příčinu ve změnách magnetických, které nastanou indukci, když se k sobě přiblíží atomy obklopené elektrony. Z této myšlenky lze také dovoditi, že čáry tlakem se posouvají i magnetickým polem rozkládají. Podle *Richardsona* (1907) nastává posuv tlakem proto, že spolukmitají plynové částice, obklopující emisní centra (jako elektromagnetické resonátory). Tato theorie podobně jako *Humphreysova* vede k posuvům kladným (ke kraji červenému) a úměrným tlaku, což se snáší se skutečností. Číselně však jsou theoretické posuvy velmi veliké. Nezbývá proto než předpokládati, že v atomu jest elektronů větší počet a to úměrný atomové hmotě prvku, jak soudí *J. J. Thomson*.

Zeemanův zjev vykládá elektronová theorie *Lorentzova* takto: Spektrální čára vzniká kmitavým pohybem elektronu kolem jakési rovnovážné polohy. Kmitočet určuje polohu čáry ve spektru; jeho změna znamená posuv čáry. Pohybuje-li se elektrický náboj v magnetickém poli, působí naň síla, kolmá k rovině obsahující směr pohybu i směr magnetického pole. Děje-li se pohyb rychlostí v ve směru kolmém k silokřivkám pole intenzity H , určuje zmíněnou sílu součin Hv . Splývá-li směr rychlosti v se směrem silokřivek, síla rovná se nulle. Pohyb elektronu záporně nabitého lze rozložiti v přímkové kmity rovnoběžné se silokřivkami a ve kmity kruhové, k nim kolmé. Podle předešlého nezmění se kmitočet elektronu, pokud jde o složky rovnoběžné se silokřivkami; za to však změní se perioda kruhových kmitů podle směru pohybu v jednom nebo ve druhém smyslu. Vedle kmitu původního vzniknou tudíž při zjevu Zeemanově příčném nové dva kmity; jeden má kmitočet větší, druhý o tolikéž menší. Tato Zeemanova trojice má tudíž vedle čáry původní ještě dvě stejně vzdálené čáry postranní, vesměs přímkově polarisované. Střední kmitá rovnoběžně se silokřivkami, postranní kolmo k nim. Probíhají-li paprsky rovnoběžně se silokřivkami, vznikne podle hořejšího výkladu dvojice. Obě její složky jsou vzhledem k původní čáře souměrně posunuty a kruhové opačnými směry polarisovány. Složitější rozklady čar vyžadují doko-

nalejší theorie. Voigt připojiv k této theorii výklad zjevu Faradayova rozšířil ji i pro ostatní zjevy magnetooptické, zejména pro magnetický dvojlom, magnetické otočení polarisační roviny poblíže absorpčních pruhů atd.

c) *Theorie disperse a absorpce.* Elektronová theorie disperse i absorpce vede k temuž výsledku jako elektromagnetická theorie Koláčková a Helmholtzova. Ve vztazích

$$n^2(1 - k^2) = 1 + \sum_m \frac{\Theta'_m \left\{ 1 - \frac{t_m^2}{t^2} \right\}}{\left\{ 1 - \frac{t_m^2}{t^2} \right\}^2 + \left(\frac{a_m}{t} \right)^2},$$

$$2n^2k = \sum_m \frac{\Theta'_m \left\{ \frac{a_m}{t} \right\}}{\left\{ 1 - \frac{t_m^2}{t^2} \right\}^2 + \left(\frac{a_m}{t} \right)^2}.$$

mají jednotlivé veličiny tento význam: n jest index lomu, k absorpční index, jenž s absorpční konstantou α souvisí vztahem $\alpha = 4\pi k/\lambda$; $2\pi t$ značí proměnnou periodu světelných kmitů, $2\pi t_m$ vlastní kmitovou periodu jednotlivých druhů elektronů, jejichž účast na emisi i absorpci určena je konstantou $\Theta'_m = N_m \Theta_m$, obsahující počet N_m elektronů příslušného druhu. Konstanta a_m rozhoduje o útlumu vlastních kmitů elektronů a vystihuje vliv absorpce. Je-li veličina a_m malá, vede druhý vzorec k silnému maximum, velmi ostře omezenému, když $t = t_m$. V tomto případě je

$$2n^2k = \frac{\Theta'_m t_m}{a_m}.$$

Mimo absorpční pruhy lze index vyjádřiti vztahem

$$n^2 = 1 + \sum_m \frac{\Theta'_m}{1 - \left(\frac{t_m}{t} \right)^2},$$

z něhož plyne

$$\frac{\partial(n^2)}{\partial t} = - \sum_m \frac{\Theta'_m t_m^2}{\left(1 - \frac{t_m^2}{t^2} \right)^2 t^4}.$$

Indexu lomu ubývá tedy s rostoucí periodou, když se blížíme k absorpčnímu pásmu. V absorpčním pásmu index lomu však náhle

vzrůstá, neboť pro

$$t^2 = t_m^2 - x \text{ je } n^2 = 1 + \sum_m \frac{\Theta'_m}{1 - \left(\frac{t_p}{t_m} \right)^2} - \frac{\Theta'_m t_m^2}{x} + \Theta'_m,$$

$$t^2 = t_m^2 + x \text{ je } n^2 = 1 + \sum_m \frac{\Theta'_m}{1 - \left(\frac{t_p}{t_m} \right)^2} + \frac{\Theta'_m t_m^2}{x} + \Theta'_m,$$

při čemž $p \geq m$. Vede tudíž vzorec dispersní k nepravidelné dispersi světla (§ 131. 7.) v absorpčním pásmu. Pravidelný rozklad nastává, když periody vlastních kmitů elektronových se liší od period kmitů viditelných. Je tedy pravidelný rozklad zvláštním případem rozkladu nepravidelného. Vyjadřuje je vzorec

$$n^2 = 1 + \sum_m \frac{\Theta'_m}{1 - \left(\frac{t_m}{t} \right)^2}.$$

Zavedeme-li sem místo periody t vlnovou délku λ a místo t_m veličinu λ_m , lze hořejší rovnici dáti tvar

$$n^2 = 1 + \sum_m \frac{\Theta'_m}{1 - \left(\frac{t_m}{t} \right)^2} = 1 + \sum_m \Theta'_m + \sum_m \frac{\Theta'_m t_m^2}{t^2 - t_m^2},$$

$$n^2 = b^2 + \sum_m \frac{M_m}{\lambda^2 - \lambda_m^2}.$$

Veličina $b^2 = 1 + \sum \Theta'_m$ vyjadřuje dielektrickou konstantu průhledného prostředí; mimo to $M_m = \Theta'_m \lambda_m^2$. Index lomu mnohých látek se dostatečně přesně vyjádří prvními dvěma členy součtu, při čemž λ_1 stanoví absorpci v části ultrafialové, λ_2 absorpci v části infračervené. Příklady, které potvrzují tento vzorec pro dispersi v kamenné soli, sylvinu a v křivci, uvedeny jsou v Thermice*). O absorpci rozhoduje v hořejších vzorcích člen A_m , značící útlum vlastních kmitů elektronových. Shoduje-li se vlnová délka dopadajícího záření s vlnovou délkou vlastního kmitu elektronu, utlumí se jejich pohyb. Elektrony ze své dráhy kolem kladných atomů se vyšvinují dovnitř hmoty a srazí se s ostatními atomy. Při tom mění se pohlcená energie na energii tepelnou. Jsou-li zadrženy dopadající vlnou pouze elektrony povrchové a to se stejným kmitočtem vlastním, mohou vznikat vlny, které se vrací do původního prostoru

*) V. Strouhal: Thermika, Sborník Jednoty Č. matem. č. XI. Praha 1908, str. 521 a n.

a nastává selektivní odraz. Neutlumí-li se pohyb elektronů, způsobují tyto vlastní kmity, že pohlcující látka září, vysílajíc tytéž vlny světelné, které byly pohlceny. Tak se vykládá *optická resonance*. Ze vzorců možno tudíž určit velikost absorpce, nepravidelnou dispersi i šířku čar. Theorie je ve shodě se zjevy. Podle dosavadních výsledků možno prohlásiti:

1. absorpce v plynech je vždy spojena s nepravidelným rozkladem;

2. dispersní elektrony jsou ty, jež v Zeemanově zjevu jsou středy emise;

3. počet emisních elektronů v plynu je vzhledem k celkovému počtu molekul velmi malý;

4. intenzita v čarách emisních i absorpčních mění se tak, jak theorie žádá;

5. různé serie čárového spektra jsou pravděpodobně jak při emisi tak i absorpci způsobeny různým stavem týchž center emisních;

6. intenzita v čáře emisní nemění se zpravidla týmž způsobem jako se mění intenzita téže čáry při absorpci;

7. ve mnohých případech záleží průběh intenzity na okolní teplotě podle principu Dopplerova.

d) *Disperse a absorpce v kovech*. Elektronová theorie pro dispersi a absorpci ve vrstvě kovové vede ke vztahům

$$n^2(1 - k^2) = 1 + \sum \frac{\Theta'_m}{1 - \left(\frac{t_m}{t}\right)^2} - 4\pi \sum \frac{m'N}{r^2 + \left(\frac{m'}{t}\right)^2},$$

$$n^2k = 2\pi t \sum \frac{rN}{r^2 + \left(\frac{m'}{t}\right)^2}.$$

Význam veličin je tento: $m' = m/e^2$; m je hmota ionu, e jeho náboj; N počet ionů v jednotce objemové; r veličina úměrná elektrickému odporu kovové vrstvy. Z těchto vzorců je patrné, že pro kovy může býti $k > 1$ a to vlivem třetího členu. Mimo to je $n^2k < \sigma T$, kdež značí σ specifickou vodivost kovu a T periodu kmitovou ($T = 2\pi t$). Vychází totiž ze druhého vzorce, zanedbáme-li člen (m'/t) ,

$$n^2k = 2\pi t \sum \frac{N}{r} = T\sigma;$$

jinak je $n^2k < \sigma T$. Výsledek tento svědčí, že neprůhlednost kovů čili jejich velikou absorpci způsobuje značná vodivost. Nejlépe vo-

divým elektrolytům náleží $\sigma = 7 \cdot 10^{11}$. Pro paprsky viditelné ($T = 2 \cdot 10^{-15}$) odtud plyne $\sigma T = 0.0014$. Nerovnost $n^2k < 0.0014$ poukazuje k tomu, že nejlepší elektrolyty pohlcují velmi málo viditelné záření, takže jeví se průhlednými.

§ 133. F) Spektrální rozbor.

1. *Počátky spektrálního rozboru*. Počátky spektrálního rozboru vyskytují se v první polovici 19. století, zejména v Anglii. *W. Herschel* (1823) poznamenává, že spektrum plamene, zbarveného příslušnou solí, je mnohem citlivější reakce nežli jiné reakce chemické. *Talbot* (1825—36) ukazuje, kterak lze spektroskopem rozeznati stroncium od lithia. *Wheatstone* (1835) poznává v jiskrovém spektru kovů jejich význačné čáry. Tyto poznatky nestačí ještě pro spektrální rozbor, neboť byly málo prohloubené. Nejlepší toho svědectví podávají různé výklady Fraunhoferových čar z těch dob. O nich na př. *Brewster* soudil, že jsou to absorpční čáry vzduchové. Nesprávně byl chápán pokus *Foucaultův* (1849) o ztemnění Fraunhoferovy čáry *D*, které se ukáže, když sluneční světlo procházející elektrickým obloukem se spektrálně rozloží hranolem. Zatím ovšem spektrální metody byly zdokonaleny a způsoby emise světelné rozhojny. *Plücker* (1858—59) počal užívatí Geisslerových trubice pro spektrální studium plynů. *Ångström* (1852—55) rozeznal v jiskře, přeskakující vzduchem mezi kovovými elektrodami, čáry kovové od čar vzduchových. Podle něho jsou spektrální čáry způsobeny molekulovými kmity.

Tak byla připravena půda pro veliké objevy, jež kolem r. 1860 učinili *Kirchhoff* a *Bunsen*. Oba tito badatelé, kteří byli tehdy čelnými zástupci věd fyzikálních i chemických, pracovali soustavně a došli těchto důležitých výsledků:

Tuhé i kapalné látky jsouce rozežhaveny vysílají spojité spektrum. Plynům a parám, jsou-li velmi značně zahřáty, náleží spektrum přetržité, pro každý prvek význačné. Toto spektrum takřka se nemění s teplotou a tlakem. Různé plameny jsouce zbarveny solemi téhož prvku, vysílají totéž spektrum. *Kirchhoff* (1859) hned na začátku těchto spektrálně analytických studií vyslovil zákon, že poměr zářivosti k pohltivosti při téže teplotě a tlaku je pro všechny látky stejný (§ 128.). Tim byla přibrána k spektrální analýsi i spektra absorpční. *Kirchhoff* a *Bunsen* prozkoumali spektra četných prvků známých a objevili mimo to prvky nové, totiž *cae-*

sium a *rubidium*. Další badání ukázalo, že různým sloučeninám téhož prvku náleží různá spektra. Za jiných podmínek emissních má prvek zpravidla jiné spektrum.

2. *Methody spektrálního rozboru*. Methody spektrálního rozboru vypsalí jsme jednajice o spektrálních strojích (§ 126.) a o různých způsobech světelného vzbuzení. Dodejme ještě některé podrobnosti.

Methody spektrálního rozboru lze rozdělit na dvě třídy podle toho, zda zkoumá se neznámá látka, když světlo vysílá nebo když je pohlcuje. V prvním případě podle povahy látky záleží na způsobu emise. Látky tuhé zkoumají se spektrem plamenovým, spektrem elektrické peci nebo spektrem obloukovým a jiskrovým. Pro kapaliny zvolíme nejlépe spektrum jiskrové, pro plyny spektrum Geisslerových trubice atd. Nutno dbáti též způsobu, jak se osvětluje štěrbinou spektrálního přístroje i všech rušivých vlivů, které zaviňuje plamen, oblouk, jiskřiště atd. Zejména sluší zjistiti, zda-li současně nevznikají spektra jiných plynů a par, po př. i spektra sloučenin, které se v plameni atd. po případě tvoří. Pohodlný způsob je vkládati zkoumané látky do plameně, jehož spektrum jsme dříve zjistili. Nejméně bezpečny jsou Geisslerovy trubice, poněvadž mimo zkoumané spektrum v nich vznikají spektra rozmanitých přímíšenin i plynů zbylých po vyčerpání, spektra plynů pohlcených stěnami a elektrodami atd. Osobní pozorování, které stačí v mnohých případech kvalitativního rozboru, nahrazuje se fotografií. Spektrografy zařizují se tak, že lze na tutéž desku učiniti několik snímků různě exponovaných, neboť fotogr. deska není stejně citlivá pro různé čáry. Fotogramy se vyměřují zvláštními komparátory. Spektrální čáry se drobnohledem dostatečně zvětšují, aby bylo lze přesně zjistiti jejich maximum. Čáry známého i neznámého spektra se měří současně. Vlnové délky zjistí se podle základních čar, o nichž zvláště pojednáme.

Emissní metody spektrálního rozboru jsou velmi citlivé. Lze jimi často zjistiti i nepatrné stopy látky, což přímými cestami chemickými by se sotva zdařilo. Ve spektru plamenovém zableskne se sodíková čára, když je v plameni jen $3 \cdot 10^{-7}$ mg sodíku. V trubici Geisslerově stačí množství milionkrát menší. Ve spektrech plamenových neustále se jeví žlutá čára sodíková, neboť stopy kuchyňské soli v ovzduší stále jsou obsaženy. Vodíková čára červená v trubici Geisslerově objeví se při nepatrném množství $3 \cdot 10^{-13}$ mg. Všecky čáry téhož prvku nejsou však stejně citlivy. Nejcitlivější jsou poslední čáry Gramontovy (§ 128.). Známe-li tyto čáry i kon-

centraci látky, při které jednotlivé čáry ze spektra mizejí, lze emissní analýs učiniti kvantitativní. Methoda hodí se pro výzkum slitin, roztoků a směsí plynových. Většinou se tu užívá spekter jiskrových. Pro kapaliny upravili ji *Pollok* a *Leonard* (1907), pro kvantitativní určení plynu ve směsi plynové *Lilienfeld* (1905).

Methody, srovnávající spektra *absorpční* lze rozdělit na kvalitativní a kvantitativní. V prvním případě je zjistiti pouze pohlcující látku, ve druhém také její koncentraci nebo její složení procentové. V prvním případě, zejména v technických pracích, užívá se přímohledných spektroskopů. Poloha pruhů se určuje na stupnici nebo spektrum srovnává se s jiným spektrem známým. I tu se hodí spektrografy, zejména pro větší přesnost. Absorpční konstanty nebo koeficienty pro různé pruhy nebo pro jednotlivé délky vlnové stanoví se buď přímo spektrálními fotometry nebo nepřímě z fotogramů. *)

3. *Výsledky i užití spektrální analýse*. Důležitým výsledkem spektrální analýse, který vyplynul již z prací Kirchoffových a Bunsenových, byl objev nových prvků caesia a rubidia. Brzy po tom objevil *Crookes* prvek *thallium* (1861), vyznačený jasnou čarou zelenou, *Reich* a *Richter* prvek *indium* (1863) s jasnou čarou modrou a fialovou, *Lecoq de Boisbaudran* *gallium* (1875). Význačná spektra absorpční, často s velmi úzkými pruhy a čarami, ukázala na neznámé prvky vzácných zemí. *Lecoq de Boisbaudran* objevil z těchto prvků *samarium* a *dysprosium*, *Sorel* *holmium* a *thulium*, *Auer* z *Welsbachu* *neodym* a *praseodym* a *Crookes* a *Demarçay* *europium*. Spektroskop pomohl zdokonaliti metody, kterými byly vzácné tyto látky, na př. postupnou krystalisací, oddělovány. *Urbain* rozdělil tak původní ytterbium na *neoytterbium* a *lutecium* a nad to našel nový prvek *celtium*. *Ramsay*, slavný chemik anglický, zjistil ve vzduchu vzácné plyny argon, helium, krypton, neon a xenon. *Mouren* a *Lepape* (1911) spektrálně dokázali, že poměrné množství xenonu, kryptonu i argonu ve vzduchu se nemění. Ve 4 cm^3 vzduchu bylo lze dokázati ještě $1 \cdot 2 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^3$ xenonu. Spektroskopem podán byl důkaz, že radioaktivní látky se skutečně rozpadají na jiné prvky. Zároveň se podařilo spektrálně určití atomovou hmotu radia. Pro spektrální analýs byla zjištěna poloha přechytných čar v emissních spektrech. Výsledky sestaveny

*) Podrobnosti viz na př.: *G. u. H. Krüss* „Kolorimetrie und quantitative Spektralanalyse in ihrer Anwendung in der Chemie“, 2. vydání Hamburg und Leipzig. Leop. Voss, 1909.

jsou v seznamy vlnových délek, k nimž druží se poznámky o intenzitě i povaze příslušné čáry. Nádherné atlanty *) obsahují dokonalé reprodukce fotografických snímků s vlnovými stupnicemi. Spektrální analýze má velikou cenu hlavně ze dvou důvodů. Spektrální studium děje se opticky; vzdálenost mezi pozorovatelem a zdrojem světelným tudíž nerozhoduje; proto užívá se spektrální analýze v *astrofysice*. Za druhé látka, jejíž absorpční spektrum se zkoumá, tím se nijak nemění — zpravidla nijak chemicky.

O spektrálním výzkumu slunce stala se už zmínka. V novější době studují se spektra stálic, vlasatic, planet i jejich družic. Spektra stálic podobně jako spektrum slunce jeví Fraunhoferovy tmavé čáry. Mnohé tyto čáry mají tutéž polohu jako čáry známých prvků. Soudíme tedy, že na velmi vzdálených stálicích jsou tytéž prvky jako na zemi, na př. vodík, železo, vápník, helium

*) Z novějších děl uvádíme tyto nejdůležitější:

J. M. Eder u. *E. Valenta*: „Beiträge zur Photochemie und Spektralanalyse“ Viedeň 1904; obsahuje překrásné reprodukce plamenových, obloukových i jiskrových spekter čtýř prvků.

E. Demarçay, „Spectres électriques“ Paris, Gauthier Villars 1895; obsahuje jiskrová spektra (roztoků) a jejich fotografie.

A. Hagenbach u. *H. Konen* „Atlas der Emissionspektren der meisten Elemente“ Jena 1905.

Atlas tento má 280 fotogramů s reprodukcemi spekter 68 prvků. Spektra jsou vesměs normální, v měřítku $1 \text{ mm} = 16 \text{ A}^{\circ}$. K atlasu je přidán popis spektroskopických method.

Podrobná měření emisních spekter prvků viz

H. Kayser „Handbuch der Spectroskopie“, V. a VI. díl, kde je též podrobná literatura.

Z atlantů, obsahujících výsledky *absorpčních spekter* jsou nejznámější:

Uhler & *Wood* „Absorption Spectra of anilin dyes“, vydaný ústavem Carnegiovým ve Washingtoně s reprodukcemi fotogramů 150 roztoků larev anilinových ve viditelné a ultrafialové části.

C. E. Kenneth Mees „An Atlas of Absorption Spectra“, Longman, Green & Co. Londýn 1909; obsahuje 170 fotogramů absorpčních spekter roztoků různých barviv a 76 fotogramů barevných filtrů.

J. Formánek: „Spektralanalytischer Nachweis künstlicher organischer Farbstoffe“ Berlin, Springer 1900; pro viditelná spektra barviv a spektrální reakce.

Týž. „Die qualitative Spektralanalyse organischer und anorganischer Körper“ 2. vydání. Berlin, R. Mückenberger 1905.

Týž. „Unter Mitwirkung von *E. Grandmougin*: „Untersuchungen und Nachweis organischer Farbstoffe auf spektroskopischem Wege“; Berlin, J. Springer 1901.

Přehled literatury a tabulky absorpčních spekter prvků, některých látek tuhých a kapalin, jakož i rozmanitých barviv umělých i přirozených viz

H. Kayser: „Handbuch der Spectroskopie“ III. a IV. díl, 1905 a 1908.

atd. Původ některých čar ve spektrech stálic je dosud záhadný. Buď jsou to čáry prvků neznámých nebo teplota i tlak na těchto hvězdách se liší od poměrů, jež můžeme pokusem připravit.

Podle spekter rozdělil *H. C. Vogel* (1874) stálice na tři třídy, jež vyznačují trojí stupeň vývoje. Hvězdy první třídy vyznačují se hlavně čarami vodíkovými. Tyto čáry ve spektru *Siria* nebo *Vegy* jsou zřetelným důkazem mocného obalu vodíkového. Jiné hvězdy této třídy, na př. *α Cygni*, mají jen ostré a poměrně slabé čáry vodíkové a některé čáry kovové. Konečně do této třídy patří hvězdy s význačnou čarou (nebo čarami) heliovou, jako je *β Lyrae*. Světlo hvězd první třídy, poněvadž málo absorpci je změněno, má barvu bílou. Hvězdy tyto se považují za nejmladší a v největším žáru.

Počet absorpčních čar ve spektrech hvězd druhé třídy, jež mají barvu žlutou, je mnohem větší. Slunce, náležející do této třídy, je vyznačeno velkým počtem absorpčních čar. Jiné hvězdy této třídy, zejména hvězdy »nové«, vynikají vedle absorpčního spektra též světlými čarami vnějšího obalu svítícího.

Do třetí třídy počítají se hvězdy, v jejichž spektru jsou tmavá absorpční pásma, zvláště v kraji fialovém, což způsobuje červenou barvu většiny těchto hvězd. *)

Z posuvu spektrálních čar stálic soudí se podle principu Dopplerova, jak se stálice pohybuje vzhledem k zemi ve směru paprsků. První taková zkoumání podnikl *Secchi* (1874), ale nemá dobrého přístroje s výsledkem nevalným. Za to *Huggins* pozoroval posuv čáry *F* ve spektru *Siria* o 0:3 vzdálenosti obou čar *D* k červenému kraji. Odtud plyne, že se *Sirius* vzdaluje od země rychlostí 60 *km/sec*. *Airy* (1881) odvodil jen poloviční rychlost.

Jinak užívá se spektrální analýze, je-li sledovati, jak se okysličuje uhlík v litině při výrobě oceli způsobem Bessemerovým **), zkoumají-li se potraviny atd. Absorpčním spektrem se bezpečně zjistí, zdali potraviny jsou porušeny nebo obarveny. Spektrálně rozebírá soudní lékař krev, moč, žaludeční šťávy atd.

4. V poslední době spektrální analýze rozšířila se oborem paprsků Roentgenových. V odstavci o zákonitostech spekter čáro-

*) Srovnej též:

G. Grass „Z říše hvězd“, astronomie pro širší kruhy. V Praze, Bursík a Kohout. *S. Neocomba* „Astronomie pro každého“. Přeložil B. Mašek. J. Otto v Praze, 1909.

**) Uhlík v litině spaluje se ve hruškovitých nádobách, t. zv. konvertorech, tím, že roztavenou litinou žene se mocný proud vzdušný. Z původních 5% odstraní se 3% uhlíku. Postup práce pozoruje se na spektru plamene, slehajícího z konvertoru. Ke konci reakce se objeví ve spektru plamene význačné čáry modré a čára fialová.

vých (str. 371.) stala se o tom zmínka, že vzorec Balmerův osvědčuje se též pro záření Roentgenovo. Řady čar vznikajících Roentgenovými paprsky na různých prvcích lze vyjádřiti jednoduchými vzorci, jež obsahují řadové číslo atomové toho kterého prvku. Tak na př. řada *K* pro různé prvky je vyjádřena Moseleyovým vztahem

$$\sqrt{\nu_K} = \sqrt{\nu_o} (N - 1) \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2} \right)$$

podobně řada *L* vztahem

$$\sqrt{\nu_L} = \sqrt{\nu_o} (N - 7.4) \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{3^2} \right).$$

V nich ν značí kmitočty, N řadové číslo atomové.

5. *Soustava základních dělek vlnových.* Rowlandův seznam slunečních čar byl dlouho základem pro vlnové délky. Pozdější práce hlavně *Kayserovy* ukázaly, že tuto soustavu nelze udržeti jako základní, protože se opírá o spektrum sluneční, které se mění. Měření vlnových dělek z umělých zdrojů světelných, vykonaná methodami interferenčními, vedla k výsledku, že ohybové spektrum mřížkové není dokonalé, ačkoli výborně se hodí pro měření poměrná. Mřížka má totiž soustavné i nahodilé vady. Jednak není šroub dělicího stroje bezvadný, jednak při práci se diamantový hrot rycí opotřebuje. Tim vznikají v poloze spektrálních čar úchytky, jež snadno dostupují desetin Angströmovy jednotky. Po různých návrzích, jak opravit velmi rozšířenou soustavu Rowlandovu (*Crew, Kayser, Hartmann* a j.) byly zvoleny a velmi přesně změřeny za podmínek zevrubně stanovených vlnové délky některých emisních čar prvkových, které se ukázaly zvláště jednoduchými. Z těchto čar volí se čáry nejstálější. Tak postupně vznikla *nová soustava základní*. Při měření osvědčily se zejména metody interferenční. Tloušťka vzduchových vrstev byla při tom srovnávána přímo se základními měřeními délkovými, s kopiemi metru.

Základní práci vykonal *Michelson* (1895). Změřil interferometrem tři čáry kadmiové, používaje jiskrového spektra v Geisslerově trubici, naplněné trochou kadmia a zahřáté na 300° (§ 128.). Výsledky měření, vesměs za teploty 15° a tlaku 76 cm Hg 0°, byly

čára červená	<i>Cd 1</i>	má vlnovou délku	$\lambda_1 = 5438.4722 \text{ \AA}$,
čára zelená	<i>Cd 4</i>	"	" $\lambda_4 = 5085.8240 \text{ \AA}$,
čára modrá	<i>Cd 5</i>	"	" $\lambda_5 = 4799.9107 \text{ \AA}$.

Tyto čáry znovu měřili r. 1901 *Perot* a *Fabry*, konečně r. 1907. *Benoit, Perot* a *Fabry*. R. 1901 bylo přihlíženo také ke vlivu, který

by mohl mít zemský pohyb. Po celoroční přípravě vykonáno bylo vlastní měření ve dnech od 25./6. do 6./7. 1901, t. j. v době, kdy radiální rychlost země vzhledem ke slunci přešla z hodnoty + 0.08 km/sec. na hodnotu - 0.02 km/sec. Tyto změny rychlosti mění vlnové délky od 0.0016 do 0.0004 Å; zasahají tedy nanejvýše do čtvrtého místa desetinného. Výsledkem tohoto staršího měření bylo pro čáru červenou za stejných podmínek jako dříve

$$\lambda_1 = 6438.4792 \text{ \AA} \text{ ve vzduchu vlhkém,}$$

$$\lambda_1 = 6438.4700 \text{ \AA} \text{ ve vzduchu suchém.}$$

Nové měření z roku 1907 dalo výsledek

$$\lambda_1 = 6438.4696 \text{ \AA} \text{ ve vzduchu suchém.}$$

Čára *Cd 1* je dnes *hlavním normálem* (primary standard), kdežto čáry *Cd 4* a *Cd 5* jsou *normály I. řádu*.

I v jiných spektrech bylo pátráno po čarách emisních, dostatečně ostrých i jasných, zejména tak stejnorodých, aby dávaly interferenční pruhy i pro velmi značné rozdíly dráhové. Pro čáry kadmiové může tento rozdíl dostupiti až 500.000 Å. První seznam základních čar sestavil *Nutting* (1908). *Eversheim* (1907) užil z kadmiového spektra dalších pěti čar. *Fabry* a *Buisson* (1908) a mimo to *Eversheim* (1909) měřili čáry hlavně ve spektru železa, některé také ve spektrech niklu, manganu, křemíku a barya. Jako základní čára se rovněž osvědčila čára rtuťová $\lambda = 5460 \text{ \AA}$. Z uvedených spekter vybráno bylo celkem 127 čar v rozmezí od $\lambda = 2374$ do $\lambda = 6945 \text{ \AA}$. Průměrné odchylky při měření byly jen asi 0.0006 Å, takže lze zaručiti tři místa desetinná. Tyto čáry vztahené k červené čáře kadmiové jsou *normály druhořadé*.

Podle nejnovějších prací se doporučuje srovnávati spektra, na př. v astrofysice, se spektrem železa, v němž podle přehledných výsledků *Kayserových* (1911) jest asi 340 základních čar, určených různými pozorovateli na 1 nebo 2 jednotky třetího místa desetinného.

Měření spektrometrická dějí se obyčejně ve vzduchu, jehož lomivost se mění. Výsledky měření za jiných než normálních poměrů nutno na poměry tyto přepočítati. Index lomu vzduchu teploty t a tlaku p je určen vzorcem

$$n = 1 + \frac{cp}{1 + 0.00367 t},$$

v němž veličina c , závislá na vlnové délce, má zhruba hodnotu

0·00000039. Vlnová délka λ převádí se na délku normální λ_0 , podle vztahu $\lambda_0 = n\lambda$.

6. *Barva a lesk předmětů.* Slova barva užíváme ve trojím smyslu. Někdy znamená barevné světlo; jindy chceme jím označiti optickou jakost látky; konečně dáváme tento název také barvivům, kterých se užívá, aby předměty nabyly určitých vlastností optických. O barevných světlech bylo už dříve pronluveno (§ 84.). Všimněme si nyní podrobněji *barvy předmětů* i *barvic* neboli *pigmentů*, jež úzce souvisíce s absorpcí světelnou záleží nejen na povaze zdroje světelného, ale i na způsobu, jak je předmět osvětlen.

Udělejme spojitě a rozsáhlé spektrum obloukového světla, aby jednotlivá barevná světla zaujímal dostatečně široký prostor. Květ rudé růže v červeném světle je červený, kdežto listy její jsou černé. V zeleném světle je květ černý, listy svítí jasnou zelení. V umělém osvětlení vypadají divadelní dekorace ve správných barvách, také ličidlo na tvářích účinkujících osob působí přirozeně. Tytéž dekorace za světla denního vypadají docela jinak.

Za přirozenou považujeme barvu předmětu, který je osvětlen bílým, rozptýleným světlem denním. Barva předmětu záleží také na intenzitě světla, po případě na způsobu, jak se předmět pozoruje. Předmět má býti dostatečně osvětlen, ale nikoli přílišně. Barvu předmětu pozorujeme buď podle světla, které látka propouští, nebo podle světla, které se jím odráží.

Povrchová barva předmětu je způsobena absorpcí světla. Světlo vniká totiž do nestejnorodých vrstev povrchových, ve kterých nastává lom i odraz. Do oka pozorovatelova dostává se světlo zbavené paprsků, jež povrchovými vrstvami byly pohlceny. Třeba by povrch byl stejný, záleží ještě na dopadovém úhlu, zvláště v těch případech, nejsou-li povrchy příliš nepravidelné. Díváme-li se na př. na vrstvičku sazí, která se usadila na skleněné desce v čadivém plameni svíčky, jeví se ve světle odraženém směrem normály vrstva černá. Paprsky bílého světla, vnikající do povrchových vrstev, se totiž všechny pohlcují. Zvětšujeme-li však úhel dopadový, objeví se jakési hnědé zbarvení, svědčící o tom, že aspoň malá část paprsků (zejména červených) se povrchovými vrstvami odráží.

Od povrchů opticky dokonalých odrážejí se veškeré paprsky stejně. Nastává zrcadlení, o povrchové barvě nelze mluvit. Některá zrcadla neodrážejí stejnou měrou všech paprsků dopadajících. Tím se stává, že obraz mívá jinou barvu než předmět, zpravidla žlutší.

Absorpci paprsků nestejnorodými vrstvami povrchovými vysvětlíme snadno tyto úkazy. Boraxovou perličku, vzniklou v plameni Bun-

senova hořáku na platinovém očku, lze zbarviti rozmanitými solemi, na př. solí kobaltovou. V průhledu má perlička jasně modrou barvu, není-li přimíšeno mnoho kobaltu. Rozmělníme-li perličku v třecí misce, má prášek téměř bílou barvu. Světlo odráží se nepravidelným povrchem práškované látky všemi směry. Hlavně děje se tak na rozhraní prášku a vzduchu, kde vzniká úplný odraz. Paprsky prošly příliš slabou vrstvou, než aby se absorpcí znatelně pozměnily. Obarvíme-li perličku tak, že na průhled jest úplně temná, pak i prášek má jasně modrý odstín.

Absorpci podmíněny jsou úkazy *míchání barvic*. Známý je zjev, že modré barvivo se žlutým dává barvivo zelené. Každá složka směsi pohlcuje z bílého světla určité paprsky; žlutá barviva pohlcují obyčejně paprsky modré a fialové, kdežto barviva modrá pohlcují paprsky červené a žluté. Směs vydává jen zbývající paprsky zelené. Tímto *odčítáním* barevných světél od světla bílého lší se míchání barvic od míchání barevných světél. Úhrnný účinek světla modrého a žlutého, která padají na totéž místo, rovná se *součtu*, který je po případě bílý. Míchajíc barvivo zelené s modrým docházíme někdy výsledků, které se nesaňejí s obvyklým pravidlem.

Zředěný roztok chrysanilinu je žlutý, neboť propouští paprsky žluté i červené; zředěný roztok anilinové modři je v průhledu modrý, poněvadž vedle červených paprsků propouští paprsky modré i fialové. Prochází-li však světlo oběma roztoky za sebou, jeví se celek červeně zbarvený, neboť všechny paprsky ostatní jsou pohlceny (H. W. Vogel, 1886).

Podle toho, jak je povrch tělesa upraven, mění se i jeho povrchová barva. Záleží na př. na tom, jak jemně jsou barviva v prášek utřena. Hruběji třené barvy mají sytější tón barevný nežli jemný prášek, který odráží mnoho bílého světla. Jemný prášek z modrého skla kobaltového je za sucha téměř bílý. Za vlhka ukáže se modravě zbarven, poněvadž voda odstraní vzduch z mezer mezi jednotlivými prášky a tím zabrání úplnému odrazu. Odtud různý vzhled tělesa, je-li nátěr jeho čerstvý nebo suchý. Zejména jsou tyto rozdíly patrné na pokojové malbě, na malbě v čerstvé omítce atd. Pigmenty, kterých užívá malíř, jsou za sucha nevzhledným práškem, který málo světla pohlcuje, mnoho odráží. Proto se mísí a to velmi dokonale se lněným olejem (zhruba s fermežem), takže bílé světlo, pronikajíc silnější vrstvou, odráží se zpět jako velmi určitě zbarvené.

Barviva, která mohutně pohlcují každé světlo spektrální, jsou-li ve stejnorodé vrstvě, mohou i tenkou vrstvou pohlcovati téměř všecko dopadající světlo. Jejich povrch jeví se proto černý.

Na některých barvivech s velikou pohltivostí jeví se *selektivní odraz*. Takové barvivo některých paprsků nepohlcuje, nýbrž je z veliké části odráží. Touto vlastností vynikají barviva anilinová. Barvivo, jehož roztok v procházejícím světle je purpurový, uschne-li, odráží ve skupenství tuhém zelené světlo. Tu neplatí, ač se tak často uvádí, že paprsky selektivně odražené se nejvíce pohlcují roztokem. Tuhý cyanin odráží selektivně paprsky purpurové. Jeho roztok pohlcuje velmi značně paprsky žluté, kdežto v odraženém světle chybí složky zelené. Povrchová barva cyaninu není způsobena zvýšenou odrazivostí pro určité paprsky, nýbrž tím, že barvivo neodráží, leč jen paprsky purpurové. Odrazivost látek s význačnou pohltivostí pro některý druh světla záleží nejen na koeficientu absorpčním, ale i na indexu lomu. Odrazivost látky, která je průhledná, závisí na indexu n vztahem

$$R = \left(\frac{n-1}{n+1} \right)^2 = \frac{n^2 + 1 - 2n}{n^2 + 1 + 2n}.$$

Odrazivost látek pohlcujících dána je však vztahem

$$R = \frac{n^2(1+x^2) + 1 - 2n}{n^2(1+x^2) + 1 + 2n}.$$

Absorpční index $x = \alpha\lambda/4\pi$, kdež α je absorpční konstanta.

Látky se selektivní absorpcí jeví nepravidelnou dispersí, která je vyznačena velkou hodnotou indexu n na červeném kraji absorpčního pruhu a malou hodnotou indexu na straně, obrácené k modrému kraji spektra. Proto je spektrum odraženého světla nejjasnější na červeném kraji absorpčního pruhu, neboť jak n , tak x jsou tu velké. Na druhé straně absorpčního pruhu malá hodnota n způsobí menší odrazivost, neboť vzrůst veličiny x nemá takového vlivu jako úbytek indexu. Povrchová barva také záleží na indexu prostředí, které látku obklopuje, neboť veličina n značí poměrný index lomu.

Že odrazivost závisí na délce světelné vlny, lze ukázat (podle Wooda) takto: Kousek cyaninu vpravíme mezi dvě zahřátá skla. Když roztál, stlačíme jej na slabou vrstvu. Ochladlá skla rozděláme od sebe, vyhledáme místo s dobrým optickým povrchem, načež ostatní barvivo odstraníme. Kladouce praeparát do různých částí objektivního spektra pozorujeme, které světlo odráží barva, které odráží sklo. Některé paprsky odrážejí se lépe od cyaninu, jiné od skla. V určitých paprscích modrých vypadá cyanin jako tmavá skvrna v modrém poli. Jak závisí barva na poměrném indexu, lze pozorovati na kousku téhož barviva roztaveného, které je přitlačeno k povrchu hranolu s lámavým úhlem 8 až 10°. Tím oddělí se světlo barvívem odražené od světla odraženého

druhou povrchovou vrstvou skla. V paprscích selektivně odražených má cyanin barvu žlutozelenou.

S povrchovou barvou předmětu souvisí někdy zvláště mocný odraz bílého světla, které se k ostatnímu barevnému světlu přidružuje, a budí *lesk předmětu*. Diváme-li se na klidnou hladinu vodní tůně, zrcadlí se v ní předměty na břehu i různé květiny vodní. Obrazy vznikají pravidelným odrazem světla od hladiny. Rozčeří-li však hladinu slabý vánek, zatřpyti se na hřebtech vlnek bílé světlo, tu a tam na okamžik do oka odražené, a vznikne v něm lesk. Podobně leskne se hedbávi, poněvadž každé vlákno sice zrcadlí, ale osnova vláken nemá vlastností zrcadla. Lesk pozorujeme na jemně vyhlazených předmětech kovových, zvláště na místech značně zakřivených, v nichž se zrcadlí okolní předměty, zvláště předměty mocně osvětlené, na př. okenní tabule. Lesk jeví tedy předměty, které nejen bílé světlo pravidelně odrážejí, nýbrž mimo to vysílají světlo roztříštěné, takže jsou viditelné. Velikost lesku záleží na odrazivosti látky, která roste s indexem lomu. Proto látky značně lámavé, na př. dýmánek, krystally síry atd. velmi se lesknou.

Na stereoskopických snímcích fotografických vzniká lesk tímto způsobem: Každé oko pozoruje jiná místa, jež bílé světlo mocně odrážejí. Totéž místo předmětu v jednom oku vzbudí silné podráždění, kdežto souhlasné místo na sítnici druhého oka podrážděno není. Kdežto střídavé podráždění téhož místa na sítnici unavuje, nepocítujeme této nepříjemnosti, když souhlasná místa v obou očích jsou různě silně podrážděna.

VII.

Fotochemie.

§ 134. Historický úvod.

Některé chemické účinky světla byly známy již za starověku, na př. že rostliny lépe rostou ve světle než ve stínu, že světlem zelenají se lodyhy i listy, rostliny vypučelé v teplých sklepích že jsou блédé, na přikrytá hlinou že je bílá. Světlem slunečním odedávna bílily se organické látky (prádlo): bylo známo také, že mnohá barviva měnice denním světlem barvu, blednou. V dobách Aristotelových ještě se nevědělo, rozhoduje-li v těchto zjevech teplo nebo světlo paprsků slunečních. Teprve Ray*) (1686) pokusně ukázal, že zelená barva rostlinných listů vyžaduje světla, kdežto teplo má vliv podružný. Od pradávna známa je fotochemická reakce ve šťávě ostranek, ze které dávnověcí Týrané připravovali vzácné barvivo nachové (purpur). Cole (1685), Reaumur (1711) a Duhamel du Monceau (1736) ukázali, že šťáva červce mění původní barvu hlavně účinkem světla, kdežto teplota nemá valného významu. Ze zvratných reakcí fotochemických pamětihodná je reakce tinktury zvané toniconervina, kterou jako všelék (elixír života) připravil ruský kancléř hrabě Beztužev (1692—1766). Byl to lihový roztok chloridu železitého, který na světle slunečním vybledl, ve tmě však nabyl původní barvy hnědé.

Působení světla na sloučeniny stříbrnaté bylo známo v dávném Egyptě. Na papirusech, jimiž obalována byla balsamovaná těla, bývají nápisy, které vznikly redukcí solí stříbrnatých světlem. První tyto počátky reakcí fotografických vedly k podrobnějšímu badání teprve ve století 18., kdy Schulze**) (1727) pozoroval, že chlorid stříbrnatý černá světlem slunečním. Scheele dokázal dalšími pokusy, že světlem vylučuje se z chloridu stříbrnatého stříbro (1777). Těmito pracemi byvše povzbuzeni, zkoumali noví pracovníci jiné soli kovové. Brzy se ukázalo, že světlo působí také na soli rtutičnaté, železité a jiné.

Pokrok chemie ve století 18. a první měrné pokusy s plyny tak připravily půdu, že bylo lze řešiti otázku, jaký vliv má záření sluneční na život rostlinstva. R. 1686 poukazuje Malpighi, jaký význam mají

listy pro výživu rostliny. Zarputilý přívrženec flogistonové theorie Priestley (1733—1804) shledává, že jinak působí rostliny na vzduch za tmy, jinak za světla. V noci rostlinstvo prý vzduch »kází«, odnímá kyslík z ovzduší; v denním světle však kyslík vzduchu vracejí. V čem toto »zlepšení« vzduchu záleží, poznal Senebier (1742—1809), dokázav, že kysličník uhličitý se rozkládá listovou zelení a že rostliny vylučují kyslík za světla denního. Podrobněji prozkoumal tuto assimilaci za denního světla Th. de Saussure (1767—1845). Třeba ji lišiti od dýchání rostlin listovým, které se děje neustále, jsouc druhým nezávislým projevem životním rostlinstva. Práce tohoto znamenitého fyziologa jsou základem nynější biologie rostlin.

Bílící účinek slunce vykládán byl emanační teorií takto: Omočená tkanina (plátno atd.), ozářená jsouc paprsky slunečními, vysílá z povrchu částice páry, které odnášejí ze tkaniva prach a nečistoty. Ještě počátkem století 19. vypsala petrohradská akademie věd cenu, aby rozřešena byla otázka, jak souvisí světelná emance s chemickými látkami. Link a Heinrich (1808) odpověděli spisem »O povaze světla«, v němž jsou vypsány fotochemické děje tehdy známé. Tento přehled dal podnět, že byly opakovány dřívější neúplné práce, namnoze nedostatečně doložené. Objev Bertholletův (1748—1822), že světlo působí na chlorovou vodu, vedl k četným novým poznatkům, zejména jak účinkuje světlo na slučování halových prvků s vodíkem a s organickými látkami. Mnohé tyto reakce se světlem zrychlovaly, jiné vůbec jen se dály ve světle. Výsledky tohoto »halogenování« organických sloučenin přispěly značně k tomu, že byly vypracovány theorie o chemii organické. Současně bylo zjištěno, že fotochemické redukce kovových solí závisí na tom, zda jsou přítomny organické látky. Takové soli, aby byly uchráněny účinku světla, vkládaly se do žlutých a hnědých lahví, neboť paprsky červené, žluté a zelené byly bezmocné. Další vývoj fotochemie druží se kolem objevů fotografických, které rychle po sobě následovaly.

§ 135. Jak se měří účinek fotochemický.

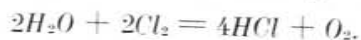
Aby byl změřen fotochemický účinek, kterým lze posouditi, jak závisí na sobě působící energie zářivá a vzbuzená jím reakce, je třeba přesného výměru pro energii světelnou i chemickou. Proto nebyla možná fotochemická měření v dobách, kdy o energii světelné byly nejasné názory flogistické. Také metody fotometrické, pokud se jimi srovnávají intenzity zdrojů světelných podle fyziologický stejného osvětlení, nestačí pro fotochemii. Je totiž nezbytná věc přesně zjistiti účinné paprsky a dokonale znáti, zvláště pokud jde o jeho časový průběh, fotochemický děj, který je podkladem měření. Vzhledem k prvé stránce třeba užívati buď jednobarevného zdroje nebo aspoň stále téhož zdroje základního. Vzhledem ke druhé stránce volí se fotochemický děj pokud možná jednoduchý. První

*) Ray „Historia Plantarum“, Londýn 1686.

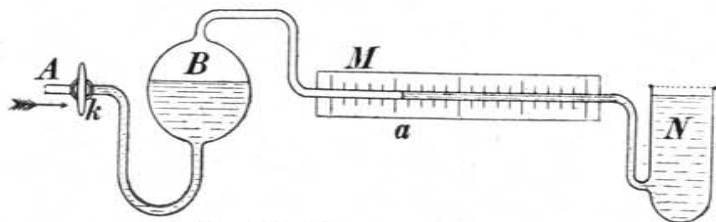
**) Schulze „Scotophorus pro phosphoro inventus sive experimentum curiosum de effectu radiorum solarium“. Acta physico-medica Academiae Caes. Leopoldino-Carolinae (1727).

část úlohy řeší se *spektrálními fotometry* (§ 126.), druhá *aktinometry*.

Aktinometr *Saussureův*, sestrojený koncem 18. století, měří aktinitu zdroje nebo chemickou jeho intenzitu rychlostí, kterou se rozkládá ozářená voda chlorová. Reakce děje se podle rovnice



Jak *Klimenko* a *Pekatores* (1889) ukázali, rychlost tato závisí na koncentraci roztoku i na tom, zda je přítomna v roztoku kyselina solná nebo rozpustné chloridy. Kyselina solná i chloridy reakci zdržují tím více, čím větší jest atomová hmota kovu v chloridu. Ve zředěných roztocích je rychlost fotochemické reakce větší nežli v roztocích hustších. Proto také neudržel se aktinometr *Wittwerův*



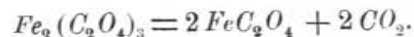
Obr. 295. Chemický aktinometr.

(1855). Zatím *Draper* (1843) sestavil dokonalejší *tithometr*. V něm působí světlo na směs chloru a vodíku, jež vznikla elektrolytickým rozkladem kyseliny solné. Přístroj (obr. 295.) zdokonalili *Bunsen* a *Roscoe* (1857). Trubicí *A* přichází z voltmetru směs chloru a vodíku. Kohoutem *k* se přivádí do kulovité nádoby *B*, jejíž dolejší polovice je zvenčí začerněna a naplněna vodou. Směs plynů prochází vodou do úzké trubice *M* podle objemu rozdělené. Na druhé straně uzavírá cestu plynu nádoba *N* s vodou. Přístroj připraví se k práci ve tmě, načež se nádoba *B* ozáří z dané vzdálenosti světelným zdrojem. Z počátku není patrného účinku. Později vzniká světlem ze směsi obou plynů chlorovodík, který se vodou v nádobě *B* pohlcuje. Tím ruší se tlaková rovnováha a voda vniká z nádoby *N* do trubice, takže lze sledovati reakční rychlost. Je-li zdroj neproměnný, ustálí se reakční rychlost na jakési hodnotě, kterou *Bunsen* a *Roscoe* považovali za míru fotochemického účinku. Počáteční pozvolný vzrůst fotochemického děje vykládali *Bunsen* a *Roscoe* *fotochemickou indukcí*. Představovali si totiž, že látka klade aktinickému účinku světla z počátku odpor nenepodobný tření, který dlužno překonat, nežli reakce nastane. Novější práce, věno-

vané vlivu světla na směs chloru a vodíku, ukázaly, že reakce je způsobena katalysí. Podle těchto výzkumů fotochemická indukce záleží v tom, že se překonávají katalysátory záporné, zdržující reakční rychlost. Ve zcela čisté směsi chloru a vodíku fotochemické indukce není.

Aby aktinometrem se zjistila vyzářená chemická energie zdroje, třeba mimo to rozhodnouti otázku, co vlastně aktinometr měří; zda část pohlcené energie optické, anebo zda se vedle optické absorpce spotřebuje ještě energie na práci chemickou. Podle *Bunsena* a *Roscoe* nastává druhý případ, totiž vedle *optické extinkce* projevuje se též *extinkce fotochemická*. Naproti tomu novější práce zejména *Burgess-Chapmanova* (1906) měření světelného účinku na čistou (a suchou) směs chloru a vodíku (kdy není fotochemické indukce), ukázala, že není ani fotochemické extinkce; energie pohlcená opticky promění se prostě v chemickou práci. K podobnému výsledku vedly i jiné exothermické děje. Lze tudíž míti za to, že výsledek platí i pro pochody endothermické, ač o tom dosud není přímého důkazu.

Jiné aktinometry. Z popisu aktinometru *Bunsenova* a z podmínek, kdy jeho údaje jsou spolehlivé, vyplývá jeho nevýhoda. Proto byl záhy nahrazen přístroji jinými, které opírají se o účinek fotografický, zejména o rozklad některých kovových šťovanů světlem. Typickým příkladem je redukce železité soli na sůl železnatou podle vzorce



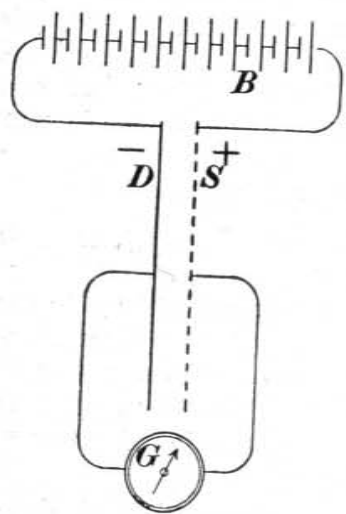
Fotochemickou reakcí vzniká tudíž kysličník uhličitý, který lze zjistiti váhově nebo objemově. Takové aktinometry sestrojili na př. *Warnercke* a *Marchand* (1875). *Eder* (1879) užil nádoby, do které vnikalo světlo otvorem známého průřezu přímo na hladinu roztoku chloridu rtutičnatého a šťovanu ammonatého s trochou soli železnaté. Světlem se v této směsi rozkládá chlorid rtutičnatý. Vážením lze zjistiti nerozpustný chlorid rtuťnatý, jež je vedle kysličníku uhličitého výsledkem reakce.

Rozvoj fotografie vyžadoval však mnohem citlivějších aktinometrů, které opírají se jednak o účinek fotografický, jednak o účinek fotoelektrický. *Fotografické aktinometry*, jak se zmíníme v odřídle o fotografii, užívají citlivých papírů fotografických (chlorostříbrnatých, chromovaných a j.). Z aktinometrů fotoelektrických přední místo zaujímá *selénový fotometr*, sestrojený r. 1875 *Wernerem Siemensem*.

Aktinický účinek světla měří se v tomto případě změnou elektrické vodivosti selénu. Na nevodivý podklad, na př. na břidlovou deštičku se navíje bifilárně tenký neisolovaný drátek. Mezery mezi závitů vyplní se beztvárným selénem, který se v teplotě 180° až 210° roztaví a po té ochladí. Tím vzniká šedý krystalový vid selénu, jenž je na světlo citlivý. Odpor selénu klesá zpravidla s osvětlením. Podle změny lze posouditi aktinickou intenzitu zdroje. Citlivost selénového fotometru je tak značná, že jím lze srovnávat aktinické záření stálé.

Jiné aktinometry fotoelektrické opírají se o změnu elektromotorické síly galvanického článku, který má buďto citlivý elektrolýt nebo citlivou elektrodu. *Goldmann* (1908) použil fluorujících roztoků jako citlivých elektrolytů. Osvětli-li se jedna z platinových elektrod, ponořených do vodivého roztoku eosinového, vzniká fotoelektrický článek. Intenzita příslušného proudu jest úměrna aktinické intenzitě ozařujícího zdroje. Článek lze použiti, dokud se eosin nerozkládá. Tento článek je výhodnější nežli starší elektrochemický fotometr *Becquerelův* (z r. 1841). V něm dopadá světlo na jednu ze stříbrných elektrod povrchově chlorovaných, jež stojí v roztoku zředěné kyseliny sírové. Zařízení toto zřejmě je velmi složité, neboť světlem i proudem (sekundárně) nastávají zjevy, jež způsobují nejisté výsledky.

Pro úplnost buďž tu zmínka o *aktinometrech elektrických*. Užívají zjevu, který poprvé pozoroval *Stoletor* a později velmi podrobně probádal *Hallwachs*. Zdroj elektrický *B* (obr. 296.) nabíjí kovovou desku *D* záporně, kdežto kovovou síťku *S* proti postavenou kladně na určitý potenciálový rozdíl. Ozáří-li se deska *D* skrze síťku *S*, ionisuje se vzduch mezi nimi a stává se vodivým. Galvanometrem *G* prochází



Obr. 296. Elektrický aktinometr.

fotoelektrický proud, jehož intenzita jest úměrna aktinické intenzitě zdroje. Podobné fotoelektrické články velmi citlivé sestavili *Elster* a *Geitel*. Citlivým kovem byl draslík nebo sodík obklopený vodíkem. Kolloidální modifikace draslíku v atmosféře helia nebo argonu je zvláště citlivá na paprsky infračervené.

§ 136. Rozdělení úkazů fotochemických.

Zářivá energie dopadající na těleso rozděluje se ve tři díly. Část se odráží povrchovými vrstvami, část prostupuje tělesem zase do prostředí původního, třetí část setrvává alespoň dočasně v tělese. Pohlčená energie zářivá v některých případech všecka nebo alespoň z části zachovává původní tvar energie zářivé, jindy však v tělese budí změny dočasné, mnohdy i trvalé. V prvním případě vydává těleso energii zářivou, kterou pohltilo, zpravidla poněkud pozměněnou. Toto záření zove se *fololuminiscence*. Druhý případ nastává, když zářivá energie mění se v energii chemickou. Odtud název *fotochemie*.*) V tomto odstavci vyličíme a vyložíme zjevy fotochemické. K nim přiřadíme i takové projevy pohlčené energie zářivé, které buď zcela nebo z části mají ráz změn fyzikálních. Nalézti přesnou hranici mezi fyzikální a chemickou povahou změn, je někdy nemožná věc, nehledě ani k tomu, že tyto zjevy jsou zpravidla velmi složité. Podobně jako v elektrolýsi vyskytují se i tu vedle hlavního děje reakce podružné, které výsledky značně pozměňují. Je proto nesnadná věc, rozdělit zjevy fotochemické podle společného dělidla. Až vyličíme nejdůležitější úkazy fotochemické, jež shrneme do první části, uvedeme ve druhé části povšechný ráz těchto zjevů i jejich zákonitosti.

První část dělí se v tyto odstavce:

- Fyzikální změny způsobené pohlčenou energií světelnou (Fotodromie).
- Fotosynthese; fotolyse; fotopolymerisace, fotoisomerisace a fototropie; fotooxydace a fotoredukce.
- Reakce fotochemické v rostlinstvu.
- Bílení osvětlených barviv.
- Působení elektrického výboje a některých druhů záření.

Povahu změn fotochemických lze vystihnouti z různého stanoviska. Buďto přihlížíme ke změnám energetickým nebo ke zvratnosti a nezvratnosti fotochemického děje. Ve druhém odstavci rozdělíme podle toho fotochemického děje na *endothermické* a *exothermické*. V každé skupině přihlídneme, zda reakce je zvratná nebo nezvratná. Konečně uvedeme *zákony fotochemické*.

*) V některých novějších spisech počítá se k fotochemii také fololuminiscence a to z důvodů theoretických. Udržuje se totiž dosud t. zv. chemická theorie úkazů fololuminiscenčních, která zjevy světelné luminiscence považuje za fotochemické. Srovnej o tom odstavce o theorii úkazů fololuminiscenčních.

Nejdůležitější úkazy fotochemické.

§ 137. a) Fysikální změny.

V širším smyslu náleží do tohoto odstavce *fololuminiscence*, úkazy *fotoelektrické*, *fotodromie* a *fototropie*. O zjevech luminescenčních a fotochemických jednají jiné kapitoly soustavně. Úkaz fototropie lze přiřadit k odstavci b) 3. jako zjev zvrtné isomerie.

1. *Fotodromie*. Název tento zavedl *Quincke* (1902) pro takové úkazy, když pohlcená energie usnadňovala krystalisaci, zkapalnění par, vzrůst zrn v koloidálních roztocích, koncentrační změny roztoků i adsorpci. *Wiechmann* (1896) dal roztoky třtinového cukru do lahví, z nichž některé osvětlil přímým světlem slunečním, jiné světlem rozptýleným a konečně třetí ostavil ve tmě. Láhve slunečním světlem ozářené ukázaly nejdříve a nejmocněji krystalisaci. *Rajkov* (1902) ozařoval skleněné nádoby zvonovité, naplněné jodovými, naftalinovými a j. parami. Stěny nádob byly částečně chráněny tmavým nátěrem od světla. Látky vytvořily po delší době krystally na ozářených místech. *Schaum* (1913) opakoval tyto pokusy, vymytiv tepelné proudy, které snadno vznikají jednostranným ozařováním. Zjistil, že krystalisace vzniká jedině účinkem tepelným, takže vlastně nejde o zjev fotodromický. Naproti tomu najisto mění se osvětlením koncentrace, zvláště roztoků koloidálních.

Quincke (1902) osvětloval kalné roztoky a pozoroval, jak se číří. Ve vodě s rozptýlenou plavuní nebo sazemí srážely se částice světlo tříštící v částice větší, čímž roztok se vyčířil. Podobný účinek má světlo na koloidální roztoky, jimiž se stříbří. *Quincke* nazval fotodromii, kterou se koncentrace světlem zvyšuje, kladnou, aby ji odlišil od záporné fotodromie, která zabraňuje vzrůstu koncentrace. Příkladem fotodromie záporné jsou emulze z kaolinu, tuše a gumigutty. *Quincke* vysvětloval tyto koncentrační změny teplem. Světelná energie látkou pohlcená mění se v teplo, jež budí vířivé pohyby kolem koncentračních jader. K těmto jádrům se přitahují kroužící částice. Tak lze sice vyložit kladnou fotodromii, nikoliv však fotodromii zápornou. Zdá se tudíž pravděpodobnější domněnka *Ostwaldova*, že fotodromie je zjev fotoelektrický. Dvoji označení úkazu je přirozený důsledek přitahování a odpuzování elektrovaných částic. Také práce *Alefeldovy* (1906) a *Schaumovy* (1913)

svědčí pro tento názor, který ostatně shoduje se s nynějším výkladem základních zjevů fotochemických.

Koncentrační změny vznikající fotodromii jsou dočasné. *Schaum* osvětloval roztoky rozmanitých barviv, zvoliv rozpouštědlo se značným vnitřním třením (glycerin) a zameziv vypařování. Ozářené místo ztemnělo ve tmě trvale; rozptýleným světlem však úkaz zvolna vymizel. Zjev podobá se fototropii, liší se však tím, že barva se nemění, pouze se absorpční pruh rozšiřuje. Nelze také předpokládati změny fotochemické, které by byly pravděpodobny, kdyby se změnilo rozpouštědlo nebo rozpuštěné barvivo. Zvláště význačný je tento druh fotodromie na roztocích barviv, která trvalým účinkem bílého světla blednou. Tu barva se ani ve tmě nevrátí; látka se trvale změnila (srv. odst. d).

Světlem se mění adsorpce téměř všech látek tuhých, byl-li jejich povrch vyleštěn. Sem náleží *dechové obrazce*. Vyleštěná deska kovová nebo skleněná pokryje se neprůhlednou maskou, která se povrchu desky nedotýká. Deska se osvětlí výřezy v masce. Dýchne-li na desku, srážejí se vodní páry jen na osvětlených místech a vzniká obraz výřezu. Právě tak se zachycují páry rtuťové na osvětlených místech vyleštěných desek kovových. Je tedy vyvíjení daguerreotypii rtuťovými parami úkaz fotodromický a náleží k vývoji fysikálnímu. První pokusy s obrazci dechovými konal *Moser* (1841). *Waterhouse* (1900) je potvrdil, vyvoláváje osvětlené desky kovové ve vývoje se soli stříbrnatou. Tento účinek fotodromický nelze zrušiti ani čpavkem ani ustalovačem. Dlouhým ozářením se účinek obrátí jako ve fotografii. Páry vodní a rtuťové nebo stříbro roztoku se srážejí spíše na místech neosvětlených než na místech dlouho ozářených. V tomto stadiu nelze úkaz považovati jen za změnu adsorpce (fotodromii); nezbývá než předpokládati, že se povrch změnil chemicky. Z příkladu nejlépe vysvítá, jak nesnadná věc je tříditi zjevy fotochemické v širším smyslu podle uvedených dělidel.

Obrazy dechové také vznikají, stýká-li se kov mající povrch nečistěný s vyleštěnou deskou kovovou, po případě stačí i těsná blízkost. Podle *Weidella* způsobeny jsou také tyto obrazy změnami adsorpčními. Očištěná deska je totiž na různých místech různě vzdálena od povrchu, jenž obsahuje mnoho adsorbovaného plynu různě hustého. (Srv. dále »záření kyslíčnicku vodičitého«.) Úkazy adsorpčními lze aspoň z části vyložit účinek světla na desku fotografickou, její vyvolávání, solarisaci atd.

§ 138. b) Chemické změny způsobené energií světelnou.

1. *Fotosynthese*. Světlem některé změny chemické se podněcují nebo aspoň zrychlují. Děj slove *fotosynthese* a týče se slučování látek. Synthesí se látky buď jinak seskupí nebo se sloučí. Jedna složka se redukuje, druhá okysličuje. Vytvořené látky se prostě seskupují nebo polymerisují. Příkladem první synthese fotochemické je slučování chinonů s aldehydy: Fenanthrenchinon a acetaldehyd dávají fenathrenhydrochinonmonoacetat. Příkladem druhého druhu synthese je působení aromatických alkoholů na aromatické aldehydy a ketony. Synthesí fotochemických je známo poměrně málo; studium jejich je však důležité zejména pro výklad, jak vznikají benzolové deriváty v říši rostlinné.

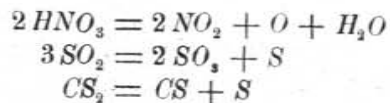
2. *Fotolyse*. Veliké množství látek se světlem rozkládá anebo aspoň se rozklad jich zrychluje. Je nevyhnutelná věc, aby při tom byly katalysátory, třeba i ve velmi nepatrném množství. Zpravidla je katalysátorem voda, ať jako rozpouštědlo nebo jako stopy vlhkosti v látkách tuhých. Úplně suchý a čistý chlorid stříbrnatý se na př. světlem nerozkládá. Katalyticky působí též alkohol.

Endothermické sloučeniny, které rozkládajíce se teplo vyba-
vují, rozklad zrychlují, jsou-li ozářeny. Příkladem je jodovodík, jododusík, chlorodusík, arsenovodík a kysličník vodičitý. I voda se rozkládá ultrafialovými paprsky a to podle vzorce

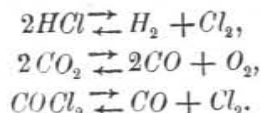


Současně se rozkládá také kysličník vodičitý, tak že záhy (ozářením ultrafialovými paprsky) vzniká právě tolik kysličníku vodičitého, kolik se ho rozkládá. Teprve potom je traskavý plyn výsledkem rozkladu. Hořejší reakci vysvětluje se, proč je kysličník vodičitý v čerstvě padlém sněhu i v dešťové vodě. V této reakci také záleží desinfekční účinek ultrafialového záření.

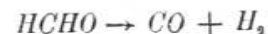
Dalším příkladem fotolyse fotograficky důležitým je rozklad *stříbrnatých haloidů* světlem. Rozklad zrychluje se látkami, které se s halogenem spojují, na př. organickými i anorganickými látkami, jež lze ekysličit. O podrobnostech promluvíme v kapitole »Účinek světla na fotografickou desku«. Jiné příklady fotolyse jsou obsaženy v rovnicích



Některé fotochemické rozklady jsou zvrátané, na př.



Rozklad fosgenu na kysličník uhelnatý a chlor studovali *Coehn* a *Becker* (1910). Ukázali na katalytický vliv viditelných paprsků. Ozáři-li se tedy látka viditelnými paprsky, nastane též stav rovnovážný jako ve tmě, kdy se kysličník uhelnatý s chlorem slučuje na fosgen. Velmi mnoho rozkladů fotochemických poskytuje chemie organická. Jsou-li původní molekuly zvláště veliké, nastávají různé děje podružné. Jednoduchým příkladem je rozklad formaldehydu podle rovnice



nebo rozklad kyseliny octové



Tyto rozklady vznikají paprsky ultrafialovými a často se liší od rozkladů způsobených paprsky viditelnými.

3. *Fotopolymerisace, fotoisomerisace, fototropie*. Fotopolymerisace jeví se nejen na sloučeninách, ale i na některých prvcích, které světlem zvětšují molekuly. Vyskytují se reakce endothermické i exothermické. Klassickým příkladem je přeměna bílého fosforu v červený. Tato přeměna nastane i za nízké teploty, je-li látka docela suchá. Úkaz pozoroval *Siedentopf* (1910) ultramikroskopem, užíval zvětšení 1500-násobného. Bílý fosfor ozářením změnil se nejprve na koloidální; poté teprve na fosfor červený. Podobně mění se žlutý arsen v černý.

Změna elektrického odporu selénu a telluru světlem je děj zvrátaný. Ve tmě nabývají tyto látky původních vlastností. Zvrátané působí ultrafialové paprsky na kyslík, který přechází v ozon.

Tyto příklady týkají se látek anorganických. Mezi organickými sloučeninami je mnoho příkladů fotopolymerisace. Patří sem zejména látky s dvojitou vazbou. Pochody reakční jsou zvrátané i nezvrátané; závisí na druhu ozářením, tak že jiné paprsky změni směr reakce. Tyto reakce podléhají nadmíru vlivu katalysátorů. Příklady takových polymerisací jsou: acetylen (C_2H_2) mění se ozářením v benzol (C_6H_6), cyan (CN)₂ se mění v paracyan (CN)₂.

Fotoisomerisace liší se od vyličených reakcí pouze tím, že se změni fyzikální i chemické vlastnosti ozářené sloučeniny, nikoliv však její molekulová hmota. Reakce bývají nezvrátané i zvrátané.

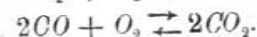
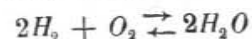
Velká většina reakcí mění barvu látky. Je-li reakce úplně zvrátná, tak že sloučenina ve tmě nabývá původní barvy, nazývá se děj *phototropie*. Příkladem fotoisomerisace je vliv záření na sloučeniny uhlikaté a dusíkaté. Obvykle se světlem mění nejstálější tvar s nižším bodem tání ve tvar stálější s vyšším bodem tání. Tyto exothermické změny způsobeny jsou světlem slunečním. Ozáří-li se tvar stálější paprsky ultrafialovými, vzniká tvar nestálý, kterého neschopno nabýváme chemickou cestou. Podporují tudíž paprsky ultrafialové reakce endothermické. Příkladem je působení slunečního světla na deriváty kyseliny fumarové a fumarinové. Podobně kyselina fumarová v lihovém roztoku mění se z části v kyselinu maleinovou, kyselina bromfumarová v kyselinu brommaleinovou atd. Stereoisomery řady ethylenové mění se ozářením jeden ve druhý; který tvar je vratký nebo stálý, závisí na dopadajícím záření.

Název *phototropie* pro zvrátnou změnu fotoisomerickou zavedl *Marckwald* (1899). Rozumí tím změnu barvy organických látek způsobenou osvětlením. Veliký krystal β -tetrachlorketonnaftalinu (úplně čirý) nabyl světlem rudofialové barvy. Absorpce mění se jen v jediném směru; ve směrech kolmých je krystal stejně čirý jako dříve. Záleží tudíž někdy fototropie v pleochroismu. Vedle četných případů fototropie látek organických známy jsou fototropické látky anorganické. *Mourello* (1914) osvětloval sirník vápenatý bílým světlem. Látka původně bílá zrudověla a zfialověla. Tyto sirníky, podobně jako jiné látky fototropické, živě fosforují. Z toho se soudilo, že fotoluminiscence a fototropie spolu souvisí. Skutečně také fototropie nevznikne, zahřeje-li se látka nad jakousi teplotu; podobně nevzniká i fosforescence za těchto okolností. Pro mezní teploty nepodařilo se však dokázatí užší vztah. Zdá se tedy, že luminiscence a fototropie spolu nesouvisí. Zvláště význačnou fototropii mají fulgidy (deriváty kyseliny jantarové), jež vynikají živými barvami žlutou, oranžovou, červenou, hnědou a fialovou.

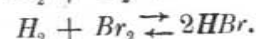
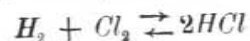
4. *Fotooxydace a redukce*. Do tohoto oddílu náleží mnoho fotochemických reakcí, které vznikají, stýkají-li se osvětlené látky s kyslíkem nebo s halogeny. Vzdušný kyslík je často příčinou mnohých těchto zjevů. Okysličováním rozumí se v širším smyslu nejen slučování s jinými prvky, na př. s prvky halovými, nýbrž i odnímání vodíku kyslíkem a příbuznými prvky nebo substitucí. Je-li osvětlena chemická sloučenina, zároveň s fotooxydací se okysličující látka redukuje. Redukce míní se v širším smyslu, podobně jako dříve oxydace,

Fotooxydace týká se okysličování prvků, které, jsouce ozářeny, slučují se s chlorem a bromem.

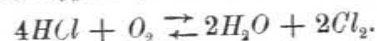
Jednoduché děje zvrátné tohoto druhu jsou



Podobně se halogenisuje vodík podle schemat

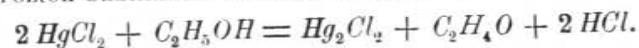


První reakce, chlorování, děje se mocným světlem (slunečním) náhle a výbušně. Tím vznikají nesnáze aktinometru Bunsenova. Bromování vodíku daří se jen za vyšší teploty. Podobná reakce s jodem je velmi nepatrná. Naopak rozkládá se jodovodík světlem slunečním téměř úplně, kdežto rozklad chlorovodíku vyžaduje paprsků ultrafialových a i tu postupuje velmi zvolna. Zvrátná fotooxydace chlorovodíku vyjadřuje se vztahem

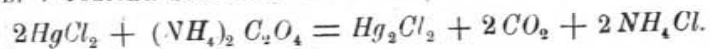


Fotooxydace sloučenin organických je zjev velmi častý. Nazývá se také *autooxydace*. Zkoumá-li se organická látka fotochemicky, nutno autooxydaci vyloučiti tím, že se látka uzavře do netěsného prostředí nebo do vzduchoprázdnoty. Nižší sloučeniny uhlíku, jsouce ozářeny, okysličují se tak mocně, že poslední zplodiny jsou voda a kyslík uhlíčitý jako při spálení. Vyšší sloučeniny uhlikaté se tolik nemění. Leukozásady řady trifenyl-methanové okysličují se, jsouce osvětleny, na barviva. *Gros* (1901) ukázal, že při tom vzniká barvivo doplňkově zbarvené k tomu druhu paprsků, které dopadaly na leukozáadu. Reakce této bylo použito při barevné fotografii (viz »Fotografie v přirozených barvách«).

Příkladem fotooxydace spojené s redukcí je vliv světla na lihový roztok sublimátu. Světlem nastává reakce



Sublimát odnímá alkoholu vodík a tím se redukuje na merkurochlorid. Podobnou reakci ukazují příslušné soli vzácných kovů i soli železa, manganu a kobaltu. Sem náleží též velmi citlivá foto-reakce, které *Eder* použil ve svém aktinometru (str. 431.). Světlo působí v roztoku sublimátu a šfovanu ammonatého reakci



Katalysátorem této reakce jsou stopy železitých solí, jež bývají

v prodajných látkách. Sem patří též fotochemický rozklad chloridu železitého, který je smíšen se sloučeninami organickými.

Fotooxydace a redukce důležitý jsou ve mnohých případech i se stanoviska technického. Spočívá na nich na př. sušení olejových a terpentýnových nátěrů, změna rozpustnosti pryskyřic atd. Z fotografických reakcí náleží sem účinek světla na emulze asfaltové, které světlem ztrácejí rozpustnost v některých rozpouštědlech. (Srv. odstavec: »Fotografie a tisková reprodukce«.) Osvětlený kaučuk původně v benzínu rozpustný ztrácí tuto rozpustnost, ale nabývá za to rozpustnosti v lihu. Obou reakcí užito bylo pro tisk zvaný »askau« (as = asfalt, kau = kaučuk). Téhož druhu je účinek světla na barevný papír a plátno atd. Organické látky v papíru atd. působíce často katalyticky zrychlují rozklad barviva.

§ 139. c) Fotochemické reakce v rostlinstvu.

Životní projevy rostlinstva jsou dvojího rázu. Rostliny dýchají jako živočišstvo. Tento exothermický děj na světle nezávisí. Vedle toho rostlinstvo proměňuje endothermicky kysličník uhličitý, vodu a dusičnany ve složité sloučeniny, uvolňující ze zmíněných látek kyslík. Podnětem těchto reakcí jest energie slunečních paprsků, kterou rostlina z části pohlcuje, zejména listovou zelení, chlorofyllem. Fotochemickému rozkladu kysličníku uhličitého v tomto případě říkáme *assimilace*, představující si, že rostlina kysličník uhličitý přizpůsobí si fotochemickým rozkladem tak, aby z uhlikatých sloučenin udržovala svůj život.

Reakce tato je nevyhnutelná pro život živočišný. Exothermickými ději se vzdušný kyslík v živočišném těle ztravuje, aby se okysličily tuky, uhlohydráty a bílkoviny. Úbytek kyslíku nahrazuje rostlinstvo fotochemickými ději v listoví, jež assimiluje kysličník uhličitý a vrací vzduchu kyslík.

Povaha assimilacího děje, který se vztahuje k dusičnanům (*assimilace dusíku*) je velmi složitá. Dusičnany přijímá rostlinstvo z půdy kořeny a kapillárními cévami; jimi stoupají tyto látky až do listoví. V listech nastává fotochemická *assimilace*, dusík částečně se uvolňuje. Pokusy bylo zjištěno, že listy ve stínu obsahují více dusičnanů nežli listy na slunci. Rostliny bahenní vydávají méně dusíku nežli rostliny rostoucí na půdě bohaté dusičnany. Zplodinou *assimilací* je škrob. Než však vznikne, dějí se jiné ještě reakce, které nejsou dosud zjištěny (vznik formaldehydu, cukrů atd.) Dů-

ležitá podmínka *assimilace* je chlorofyll, zelené barvivo v listech, které působí jako *sensibilizátor* i *katalyzátor*. Barvivo toto dělá listoví citlivé i pro paprsky červené. Poněvadž se však účinkem těchto paprsků rozkládá, zdá se, že zrychluje i ostatní fotochemické reakce.

Fotochemicky využívá rostlinstvo jen malou část zářivé energie sluneční. *Pfeffer* (1897) určoval kaloricky dopadající sluneční energii a spalné teplo škrobu, který vznikl *assimilací* ve stejné době. Výsledky byly nejisté. Bezpečnějších čísel se dopracovali *Brown* a *Escombe* (1900—05). Měřili množství kysličníku uhličitého, které rostlina spotřebovala, i spalné teplo vyvinuté hexosy. Na 1 cm^3 CO_2 připadá 5·02 kalorií. Tím zjištěna je příslušná energie světelná. Při těchto měřeních ukázala se věc velmi zajímavá. Množství spotřebovaného kysličníku uhličitého se nezměnilo i když intenzita světelná klesla na $\frac{1}{12}$ původní hodnoty. Rostlina tedy dokonaleji *assimiluje*, když dopadá záření slabší. *Brown* měřil také tepelný účinek veškerého záření slunečního. Shledal, že intenzitou 0·5 kal/cm^2 *min.* vznikne 0·00034 cm^3 CO_2 pro každý cm^2 listového povrchu. Toto záření bylo možno snížit až na $\frac{1}{12}$, kdy veškeré účinné paprsky byly bezpečně zužitkovány. Z dopadající energie 0·5/12 $kal.$ využije se fotochemicky 0·00034 · 5·02 = 0·0017 $kal.$, t. j. 4·1%. *Brown* řešil dále otázku, jak souvisí toto číslo s pohlcenou energií zářivou, chtěje zjistiti výkonnost fotochemického stroje, kterým jsou rostlinné listy. Použil rostliny *negundo aceroides*, která má jednak listy zelené, jednak bezbarvé (albino). Rozdíl v propustnosti bílého světla obnášel 4·2% shodně s hořejším výsledkem. Výkonnost fotochemického zařízení v listech dostupuje za příznivých podmínek téměř 100%. Náleží tedy tento stroj k nejdokonalejším. Po stránce světelné využijí rostliny pro přímé reakce fotochemické jen malé části záření slunečního. Listí pohlcující však mnoho paprsků, zvyšuje tak teplotu a usnadňuje reakce, jimiž rostlina žije, roste a se zachovává.

§ 140. d) Bílení barviv světlem.

V praxi užívá se barevných pigmentů často a měrou nejhojnější. Z jednotlivých reakcí fotochemických vybíráme ty, které se týkají změny barev. Světlem pigmenty zpravidla blednou. Zhruba alespoň platí pravidlo, že změněné barvivo odráží záření, které dopadá na povrch. Bílým světlem denním mění se tudíž barvivo tak, že nakonec odráží (aspoň částečně) téměř všechny druhy paprsků. Barvivo »bledne«. Podle pravidla usuzujeme, že barvivo

žluté nemění se světlem žlutým, červené světlem červeným atd. Takových pigmentů se používá k reprodukci barevných diapositivů.

Podle toho, jak jsou pigmenty citlivy na světlo, rozeznávají se barviva *stálá* a *nestálá*. Poněvadž ani jedno barvivo úplně neodolává chemickému účinku paprsků slunečních, není naprosto stálých barviv. Praxe odlišuje barviva obvykle podle doby, ve které barvivo patrně změní barvu denním světlem. Barvivem potře se netečný podklad, na př. papír, který světlem se nemění a také katalyticky nepůsobí. Část povrchu se zakryje černým papírem a po jakési době se obě části srovnávají. Nejlepší barviva se na denním světle nezmění, třeba byla i měsíc osvětlena. Nejhorší barviva za několik dní ukáží změnu; po měsíci však vyblednou úplně. Fotochemická reakce způsobující, že barvivo vybledne, je buď pouhá polymerisace, isomerisace a fototropie, anebo fotooxydace a foto-redukce. Příkladem isomerisace je změna červené rumělky v černou. Reakce vzniká vlhkostí a zrychluje se stopami rtuťi nebo alkalií, jež jsou přimíseny k sirniku rtuťnatému.

Z fotooxydaci uvedli jsme změnu leukozásad na vzduchu. Gros (1901) osvětloval leukozásady natřené na hliněný podklad, zakrýváje část natřené plochy černým papírem. Leukozásada fluoresceinová změnila se na fluorescein velmi rychle, kdežto leukozásada rosanilinová pomalu. Sem náleží též fotooxydace nažloutlé šfávy purpurového červce (murex brandaris). Friedländer (1909) dokázal, že ve šfávě tohoto pže je leukozásada, která osvětlením se okysličuje na barvivo 6·6 dibromindigo.

Dalším důležitým činitelem při blednutí barviv je vlhkost a styk pigmentu s podkladem. Pigment stýká se s podkladem buď přímo anebo nepřímo lepidlem (křihovinou, lakem atd.). Celková reakce fotochemická je často velmi složitá. Jak zvláštní případy tu bývají, osvětluje tento ne právě vzácný příklad. Barvivo o sobě je velmi stálé, také podklad (dobrý papír, hedvábí atd.) světlem se jen nepatrně mění, ale barvivo na podkladu rychle se mění. Některá barviva jsou stálá na vlně a hedvábí, jiná na bavlně a plátně. Velmi mnoho záleží, jak čistá byla cellulosa a jaké křihoviny bylo použito při výrobě papíru. Křihoviny zvířecí (želatina) dávají papír, který jako podklad obrazu je stálejší nežli křihoviny rostlinné. Dříve než se rostlinná vlákna obarví, užívá se mořidel, aby barvivo lépe se spojilo s podkladem. Fotochemický účinek na barvivo záleží na chemické povaze mořidel. Mořidla solí chromových, železnatých a měďnatých zaručují spíše, že barva bude stálá, než mořidla ze solí hliníkových a cínových. Různé působí také lepivá pro-

středí, jimiž barviva na podkladu upevňujeme. Barvivo rozdělané roztokem arabské gumy (při akvarellu) dává barvu stálou; totéž barvivo rozdělané lněným olejem (při olejomalbě) je nestálé; zanedlouho na obraze vybledne. Přidáme-li trochu kovové soli a smísíme-li různé pigmenty, stálost barviva zpravidla se zhoršuje. Výjimkou jsou soli měďnaté, vůbec takové, které účinkem světla mění pigment v látku stejně zbarvenou jako byl pigment původní.

Zajímavé změny fotochemické ukazuje běloba zinková, která bývala dříve podkladem na plátně pro olejové malby. Přimísí-li se k této barvě jiné barvivo, třeba velmi stálé, vybledne, zejména, je-li malba chráněna sklem. V tomto případě jde o fotochemickou redukci, které překáží vzdušný kyslík. Z uvedených poznatků plynou důležitá pravidla pro malířství a pro uchování maleb, obrazů, tisků a pod. Jako stálá barviva doporučují se: okry, sieny, frankobrodská čern, ultramarin, chromová zeleň, kobaltová modř, chroman barnatý, pařížská modř, indigo, alizarinový lak a žluť chromová. Fotooxydace a vlhkostí uchrání se obrazy akvarellové a pastelové skleněnou deskou, olejové malby vhodným lakem. Lak nesmí se účinkem světla (srovnej dříve poznámku o fotochemickém schnutí laků a pryskyřic) rozkládati, aby nevznikly zplodiny, které by podružně působily na barvivo. Také druhou stranu obrazů je chrániti, zejména proti vlhkosti. Dobrým podkladem je dřevo nebo staniol přilepený šelakem vzadu na plátno*).

Aby se zjistilo, jak je stálé barvivo na bavlně, užívá se modři indigové v určité koncentraci. Pro tisk hodí se červeně alizarinová, kraplak (barvivo dříve připravované z kořenu mořeny barvířské, *rubia tinctorum*). Nyní se vyrábí toto barvivo syntheticky z anthracenu. Původní přírodní barviva, jako saflor, orseille, indigo atd., byla zatlačena záhy organickými barvivy, jež se uměle připravují z aromatických derivátů benzołu, toluolu, naftalinu a anthracenu (*barviva thérová*).

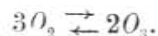
Barvivům neprávem říká se »anilinová« a tvrdí se o nich, že jsou nestálá i jedovatá. Tomu tak zúplna není. Mnohá barviva thérová**) jsou tak stálá jako nejlepší pigmenty anorganické. Pověst jedovaté barvy zavínil fuchsin, který byl původně připravován tak, že obsahoval zbytky kyseliny arsenové. Nová barviva thérová nejen zdraví neškodí, nýbrž působí dokonce desinfekčně na otevřené rány.

*) Zajímavé podrobnosti o stálosti, o přípravě barevných kříd pro malbu pastelovou atd., najde čtenář ve velmi pěkném spisku W. Ostwaldově „Malerbriefe“—Lipsko 1904.

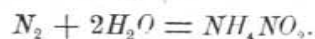
**) Anilinová barviva byla nazvána podle anilinu, z něhož byla syntheticky připravena první organická barviva umělá.

§ 141. e) Fotochemické působení výboje elektrického a některých druhů záření.

Zdrojem záření, jehož fotochemické účinky zkoumáme, bývá zpravidla denní světlo, a to buď přímé paprsky sluneční nebo světlo od oblohy odražené, po př. i jinak rozptýlené. Z umělých zdrojů má nejvíce účinných paprsků oblouková lampa elektrická, zvláště však křemenná lampa rtuťová, vysílající množství paprsků ultrafialových. Jako paprsky ultrafialové působí i tichý výboj elektrický, jenž na směsi plynů mocněji účinkuje než záření ultrafialové. Nejznámějším příkladem fotoelektrického účinku tichého výboje elektrického je polymerisace kyslíku na ozon podle zvrtné reakce



Reakce této užívá se v rozmanitých ozonizátorech. Směsi plynů tichým výbojem se nejen polymerisují, ale i dissociují, někdy i částečně slučují. Vzdušný dusík slučuje se za vlhka působením výbojů elektrických, zejména ve vyšších vrstvách ovzduší, na soli ammonaté. Obvykle vzniká reakce



Dusičnan přejde deštěm do půdy. Užijí ho kořeny rostliny, aby assimilovaly další dusík. Fotochemické účinky paprsků katodových, kanálových, Roentgenových a radiových se celkem shodují; liší se spíše jen kvantitativně. Všechny tyto paprsky mají fotografický účinek. Paprsky Roentgenovy a záření katodové podobně účinkují i na halové sloučeniny kovů a zemin alkalických. Krystally kamenné soli barví se paprsky katodovými hnědě, zářením Roentgenovým oranžově. Chlorid draselnatý barví se obojím zářením fialově. Přimíšeniny pozměňují toto zbarvení velmi citlivě. Podle zbarvení lze tušit i velmi malé stopy přimíšeniny. Příčinou zbarvení je vznik kolloidálních částic kovových. Poněvadž příslušný halogen uniknouti nemůže, je zbarvení nestálé, zvláště zbarvení kovů méně vzácných. Zbarvení lze odstranit, vyžihá-li se sůl nebo roztaví-li se. Jmenované druhy záření podněcují v převážné většině reakce endothermické, kdežto záření světelné budí reakce exothermické. Denní světlo způsobuje ve směsi chloru a vodíku prudký výbuch. Paprsky radiové však nemají vlivu. Jinak jsou si fotoreakce obou druhů záření velmi podobny. Poněvadž náboje elektrických částic, které jsou podstatou paprsků anodových i katodových, se velmi liší, hádalo se, že příslušné reakce fotochemické jsou různé. Zkušenost však ukázala, že oba druhy záření působí

stejně. Kovy se jimi stejně rozprašují, kdežto sloučeniny se jen částečně rozprašují, částečně rozkládají. Chloridy alkalií se rozkládají v chlor a volný kov, kyanid draselnatý se rozkládá, ze skla se vylučuje křemík atd. Jediný rozdíl záleží v tom, že fotochemický účinek paprsků kanálových záleží na chemické jakosti plynu, v němž záření vzniká, kdežto záření katodové je v různých plynech stejné. Bylo čekati tento rozdíl, neboť elektrony všech plynů jsou totožné.

§ 142. Reakce fotochemická se stanoviska energetického.

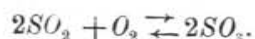
V první části vypsali jsme fotochemické reakce podle jejich chemické povahy hledíce k výsledku. Abychom prohloubili tuto stránku fotochemických úkazů; přihlédneme k energetickým změnám, které nastávají účinkem světla na látku. Tím usnadní se přehled velmi složitých zjevů a ukáže se též pokusná cesta, jak kvantitativně sledovati fotochemické reakce a odvoditi jejich zákony. S tohoto stanoviska rozdělil již *Helmholtz* (1847) fotochemické úkazy ve dvě třídy. Do první počítá děje, ve kterých světlo má úkol katalytický; do druhé skupiny zahrnuje fotochemické děje, ve kterých světlo působí proti chemické affinitě, takže část světelné energie se přeměňuje na chemickou. V prvním případě běží o reakce exothermické, jež světlem se vybavují nebo zrychlují; ve druhém případě jde o reakce endothermické. Přidržíme se rozdělení *Weigertova* (1912), které mimo to si všimá, je-li fotochemický děj zvrtný a jak složité jsou příslušné reakce.

I. Význačné znaky endothermických reakcí jsou obsaženy v těchto větách:

1. Konečná soustava chemická má větší energii nežli soustava původní.
2. Rychlost fotochemické reakce se nezvětšuje ani katalysátory, ani sensibilátory.
3. Fotochemický děj je zvrtný; ve tmě mění se výsledná látka v látku původní, takže reakci lze opakovati.

Katalysátorem, soublasně jako v obyčejných reakcích chemických, rozumí se látka, která reakci umožňuje, sama se jí neúčastnic. Sensibilátorem nazýváme látku na světlo citlivou, která zrychluje chemické reakce probíhající samovolně při ozáření. Výsledek fotochemické reakce jest ovšem týž, jaký by nastal, kdyby reakce dala se (ovšem volněji) ve tmě.

Skupinu reakcí endothermických lze rozdělit v reakce jednoduché a složité podle toho, jak probíhá zvrtný děj. V prvním případě postupuje zpětná reakce ve tmě právě tak jako reakce původní. Jde-li o reakce složité, vrací se soustava do původního stavu jinou cestou, než kterou vznikla výsledná soustava. Mnoho reakcí endothermických děje se tak, že výsledná soustava není stálá, nýbrž vrací se i na světle do původního stavu. Probíhají tudíž současně dvě reakce tak dlouho, až nastane rovnováha. Složení látky za daného osvětlení je stanoveno poměrem látky původní a konečné. Jednoduchý případ nastává, jde-li o záření jediné délky vlnové. K pokusům hodí se zejména plyny i páry v křemenné trubici, která je se všech stran rovnoměrně osvětlena rtufovou lampou. Když ozáří se na př. směs kyslíčnicku siřičitého a kyslíku, nastane zvrtná reakce



Za teploty 160° a ozáření rtufovou lampou (λ menší než 2650 Å) vzniká nejvíce kyslíčnicku sírového, totiž 65%. Ve tmě a teplotě 450° sloučí se všechny kyslíčnick siřičitý s kyslíkem na kyslíčnick sírový. Je tedy jiná rovnováha chemická ve tmě, jiná ve světle ultrafialovém.

Rovnováhu chemickou ve stejnorodém poli světelném lze určit, zjistí-li se stálý poměr koncentrační jednotlivých látek. Konstanta chemické rovnováhy je stanovena v hořejším případě vztahem

$$k = \frac{m_1 m_2^2}{v m_3^2}.$$

V něm m_1 , m_2 , m_3 značí molekulová množství O_2 , SO_2 , SO_3 , v pak úhrnný objem látek. Hodnoty k závisí na intenzitě světelné i na teplotě. Změnou teploty se chemická rovnováha neposouvá. Změní-li se však vlnová délka, může nastati jiná rovnovážná poloha. Jsou zvrtné soustavy, které mají několik poloh rovnovážných. Známým příkladem jsou soustavy (H_2 , Cl_2 , HCl) a (CO , Cl_2 , $COCl_2$).

Roztoky nelze osvětlovati rovnoměrně; proto se jimi míchá, aby vrstvy osvětlené vyměňovaly se s vrstvami zastíněnými. I v tomto případě dojde se ustálených stavů s určitým poměrem koncentračním. Chtějíc výsledky srovnávat, přihlížíme k tomu, jak závisí tento poměr na rozměrech nádoby, na velikosti ozářené plochy a na rychlosti míchací. Jenom jsou-li tyto poměry stálé, lze měření srovnávat. Příklady těchto stavů světlem ustálených nalezneme v oddílu o fotoisomerisaci, polymerisaci a fototropii.

Význačné jsou ustálené stavy mezi oběma modifikacemi selenu. Modifikace M_1 je stálá v teplotě obyčejné, druhá modifikace M_2 vzniká nad teplotou 160° a udržuje se při vyšších teplotách jako šedivě krystalky značně elektricky vodivé. Světlem mění se modifikace M_1 na M_2 . Při určité intenzitě nastane ustálený stav, který se posouvá tím více ke větším koncentracím M_2 , čím jest ozáření mocnější. Rychlosti reakcí jsou pro obě modifikace velmi značné. Lze tedy užívat selénových blánek ve fotometrii, v obrazové telegrafii atd. Obě modifikace jsou zvláště citlivy pro paprsky dlouhovlnné, za to jsou málo citlivé na paprsky ultrafialové.

II. Ve druhou skupinu reakcí fotochemických řadíme reakce exothermické. Povšečně jsou tyto reakce vyznačeny těmito vlastnostmi:

1. Konečná soustava má méně energie nežli počátečná soustava; entropie soustavy ozářením vzrostla.
2. Reakci pozměňují katalysátory i sensibilátory a to kladně (reakci zrychlující) i záporně (reakci zdržující).
3. Reakce je částečně zvrtná vzhledem k jedné složce. Vlivem ostatních složek není děj libovolně zvrtný.
4. Reakce je velmi citlivá, takže i nepatrné množství zářivé energie stačí, aby vznikly značné změny chemické.

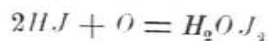
Tuto skupinu exothermických reakcí lze rozdělit ve dvě další třídy podle toho, zda reagující látka obsahuje katalysátory čili nic. Prvá třída obsahuje

- α) *prosté reakce fotochemické*, které dějí se jen na světle, nikoliv ve tmě;
- β) *reakce smíšené*; reakční rychlost při osvětlení je větší nežli reakční rychlost ve tmě;
- γ) *reakce kombinované* neboli *stupňovité*, které v první době jsou smíšené, ve druhé prosté;
- δ) *reakce spřažené*; jejich fotochemické zplodiny reagují chemicky na ostatní součástky osvětlené látky.

Třída druhá, zahrnující reakce katalytické, dělí se podle toho, zda katalysátor při reakci mizí nebo působivost ztrácí či zda se katalysátor (ve vlastním slova smyslu) fotochemického děje neúčastní.

α) Prosté reakce fotochemické jsou velmi časté. Příkladem je působení chloridu železitého na organické látky. Reakce je jednoduchá jen ve stejnorodém poli světelném, pokud lze ji omeziti na plyny a páry. K těmto reakcím je potřeba značné energie světelné.

β) Reakce smíšené mají již ve tmě jakousi rychlost, která světlem se zvětšuje. Pro plyny osvětlené stejnorodým světlem osvědčuje se zákon *Guldbergův* a *Waageův*. Konstanta zákona roste úměrně s intenzitou světelného zdroje. Byla na př. pro fotochemickou reakci



ve tmě za určitých podmínek	7·3 · 10 ⁻⁴
ve světle uviolové lampy	173 · 10 ⁻⁴
ve světle slunečním	716 · 10 ⁻⁴

γ) Příkladem kombinované reakce je vliv bromu na některé kyseliny organické. Tu vzniká bromovodík; k němu se přidružuje brom jako ion Br_2 . Tím se končí reakce ve tmě. Světlem reakce pokračuje dále a ion Br_2 mění se na ion Br .

δ) Reakce spřažené vyskytují se v některých fotografických methodách reprodukčních, na př. když redukuje se fotochemicky soli železité na železnaté. Původní ion železitý mění se světlem na železnatý. Ten slučuje se s přítomným ionem železitokyanovým na nerozpustnou sraženinu. Jindy vyskytují se reakce částečně zvrátané. Příkladem je redukce chloridu železitého v roztoku alkoholickém, je-li přítomen kyslík. Zprvu má děj fotochemický za výsledek látky, které stýkající se ve tmě se vzdušným kyslíkem, přeměňují se na původní sůl a vodu. Obě reakce jsou však exothermické. Původní látka — chlorid — vzniká náhodně. Původní soustava: chlorid železitý-alkohol-kyslík proměnila se na soustavu: chlorid železitý-aldehyd-voda.

Novější badání o vlivu světla na sítnici zdají se nasvědčovat, že světlem vznikají v ní reakce *částečně zvrátané*. Světlem redukuje se citlivý pigment sítnice v látku, která stýkající se s kyslíkem, částečně znova vzniká. Touto *dissimilací* (jak se nazývá první děj) a k ní přidruženou *assimilací* (jak nazývá se druhý děj) lze vyloužit *zákon stálé expozice*. Aby nastala nejmenší excitace, má součin světelné intenzity a příslušné doby býti stálý. Nejmenší množství vznikající na sítnici dějem dissimilačním vyžaduje světelné energie, která v mechanické míře činí $1 \cdot 21 \cdot 10^{-11}$ ergu. Rychlost assimilace jest úměrna množství dissimilované látky, kdežto rychlost dissimilace je při stálém osvětlení také stálá. Nadejde tudíž ustálený stav, v němž světelná intenzita a množství dissimilované látky jsou úměrné. Je-li intenzita světelná příliš malá, vzniká dissimilace tak málo výsledné látky, že se nerv dostatečně nepodráždí. Roste-li intenzita nad tento *práh excitační*, platí pro malé intenzity

úměrnost s podrážděním. Jakmile však intenzita vzroste, nemůže dissimilované množství (poněvadž vrstvy jsou nestejně osvětleny) býti úměrně intenzitě. Podráždění roste asymptoticky k hodnotě, určené největším množstvím látky vzniklé dissimilací.

Zjistiti v katalytických reakcích povahu katalysátoru je věc velmi nesnadná, stačí i velmi malé množství takové látky, aby se reakce zrychlila. Často je katalysátorem některá ze složek, které fotochemicky vznikají. Jindy reakce nastane, poněvadž přítomný záporný katalysátor se odstraňuje reakcí fotochemickou (*fotochemická indukce*). Rozkládá-li se ozon viditelnými paprsky slunečního spektra, působí jako katalysátor nepatrné množství chloru. Úplně čistý ozon je nejen po tmě, ale i na slunečním světle stálý. Podobný příklad měli jsme již dříve; týče se fotochemického rozkladu roztoku v Ederově aktinometru. Ve směsi chloridu rtuťnatého a šťovanu ammonatého působí katalyticky stopy chloridu železitého. Katalytickými reakcemi vzniká mnoho chemických dějů, jež velmi složitě závisí na expozici. Třebas někdy katalysátor nezmizí, nastávají dodatečné změny, když se expozice přeruší. Sem patří *optické sensibilátory*. Pohlcující některé paprsky, zrychlují reakci, která by ve tmě dála se volně. Výsledné zplodiny reakční jsou ovšem stejné, ať vznikly ve tmě nebo na světle vlivem zcitlivovače.

§ 143. Fotochemické zákony.

Z rozmanitých reakcí fotochemických, které byly v první části tohoto oddílu vypsány a ve druhé části, pokud lze, v přehlednou soustavu uvedeny, vyplývá, jak je nesnadná věc, pátrati po kvantitativních vztazích mezi energií zářivou a chemickou. Tím odůvodněn je theoretický ráz fotochemických zákonů, jež dovozujeme jednak ze všeobecných vět (na př. thermodynamických) nebo z podobných zákonitostí jiných reakcí chemických (na př. elektrochemických). Theoretické tyto výsledky zkoušejí se na jednotlivých fotochemických reakcích. Podle shody theorie s měřením soudí se, zdali platí odvozené zákony.

Ze zákona zachování energie plyne *první zákon fotochemický Grotthussův*: Chemicky účinné jsou jedině paprsky, které ozářená látka pohlcuje. Obráceně věta neplatí; ne všechny pohlcené paprsky budí účinek chemický. Kvantitativně vyjadřuje první zákon fotochemický úměrnost energie světelné a chemické. Měříme-li energii chemickou, na př. množstvím rozložené látky, a energii svě-

telnou součinem intenzity světelné a doby, po kterou působila, lze psáti hořejší zákon tvarem

$$M = \text{konst. } J \cdot t.$$

V něm M značí množství rozložené látky, J intenzitu světelnou, t čas, po který světlo působilo. Konstanta úměrnosti záleží na zvolených jednotkách i na fotochemické reakci. Četné zkoušky tohoto zákona ukázaly, že platí jen pro hlavní reakce fotochemické a i tu za některých podmínek. Podrobnosti o tom uvedeme v kapitole o fotografickém účinku světla.

Vztahuje-li se množství zářivé energie E na grammolekulu látky, která se rozložila jediné fotochemickým účinkem stejnorodého světla, lze toto množství vyjádřiti theoretickým vztahem

$$E = h \cdot N \cdot \nu.$$

V něm N značí počet molekul v grammolekule, ν kmitočet dopadajícího záření a h konstantu. Tento *Planckův zákon fotochemický* vyplývá jednak ze zkušenosti, že děje fotochemické a elektrochemické jsou obdobné, jednak ze základní domněnky, že světelná energie má strukturu atomovou, existující v nedělitelných kvantech. Má-li světelné kvantum velikost $h\nu$ a řídí-li se fotochemická reakce zákony elektrolytickými, připadá na N molekul světelné množství $hN\nu$. *Einstein* (1912) odvodil tento zákon thermodynamicky. Ukázal, že kmitočet ν vztahuje se k dopadajícímu záření, jež je pohlcováno, nikoliv však k vlastním kmitům, jež pohlcující prostředí vysílá.

Další zákony fotochemické stanoví, jak závisí reakční rychlost na intenzitě dopadajícího záření a na koncentračních změnách v osvětlené látce. Obvyčejně *druhý zákon fotochemický*, který je vlastně jiným vyjádřením zákona Grothussova, vyjadřuje, že rychlost reakční v jest úměrna pohlcené energii světelné. Podle *Luthera* a *Goldberga*

$$v = \frac{dc}{dt} = K \frac{J_0}{l} (1 - \beta^{lc}).$$

Ve vzorci značí c koncentraci látky, l tloušťku ozářené vrstvy, β koeficient průhlednosti, J_0 intenzitu vnikajícího světla. Rovnovážné stavy vznikající fotochemickými reakcemi obvyčejně se vykládají podobně jako chemická rovnováha reakcí, které světla nevyžadují. Zákon *Guldbergův* a *Waageův* platí jen tehdy, je-li látka ve stejnorodém poli světelném tak ozářena, že lze předpokládati současné osvětlení všech částic. Jinak hledí se zákon reakční rych-

losti vyjádřiti podobným tvarem, jaký má zákon *Guldbergův* a *Waageův*. Značí-li $c_1, c_2, c_3 \dots$ koncentrace jednotlivých činných složek chemické sloučeniny, vyjadřuje reakční rychlost ve tmě vztah

$$v_t = k (c_1)^a (c_2)^b (c_3)^c \dots,$$

reakční rychlost na světle vztah

$$v_s = k' (c_1)^a (c_2)^b (c_3)^c \dots$$

Mocnitéle a, b, c , po příp. α, β, γ , jež vyjadřují počet reagujících molekul příslušné složky chemické, nebývají stejné, leda ve zvláštních případech; obvyčejně je $a > \alpha, b > \beta, c > \gamma$. Často některý z mocnitélů rovná se nulle. Tu reakční rychlost vůbec nezáleží na koncentraci příslušné složky. Když $\alpha = 1$, nabude vzorec pro reakční rychlost na světle tvaru

$$v_s = k' L_A (c_2)^b \cdot (c_3)^c \dots$$

Pro složku A platí tedy přesně druhý zákon fotochemický. Příkladem reakcí, jejichž rychlost na koncentraci nezáleží, jsou fotochemické reakce pozorované v kapalinách a tuhých látkách. Nazývají se vzhledem k tomu, že $\alpha = 0$, reakce *nullého řádu*. Sem náleží působení světla na chlorid železitý v roztoku lihovém (str. 448.). Pokusy ukázaly, že poměr koncentrace a doby, ve které se roztok úplně odbarvil, je stálý.

Složitější zákonitosti podléhají podle *Bodensteina* (1913) reakce, vzniká-li fotoindukce, takže rušivý vliv cizích přímísenin se z počátku přemáhá pohlceným světlem. Známý vliv světla na směs chloru a vodíku, jemuž je přimíseno trochu kyslíku, je podle *Bodensteina* vyjádřen reakční rychlostí

$$\frac{d(2HCl)}{dt} = k J_0 \frac{(Cl_2)^2}{(O_2)}.$$

Rychlost reakční je nepřímě úměrna koncentraci přimíšeného kyslíku a nezáleží na koncentraci vodíku, pokud ho není ve směsi příliš málo. Nastane-li při endothermické a zvrátané reakci na světle chemická rovnováha, jsou reakční rychlosti složek i výsledné zplodiny, které se ve složky vracejí, sobě rovný. Poměr obou konstant k_1 a k_2 stanoví polohu chemické rovnováhy. Ozáří-li se soustava (Cl_2, H_2, HCl) ultrafialovými paprsky, nastane rovnováha, vyjádřená rovnicí

$$\frac{k_1'}{k_2'} = \text{konst.} = \frac{(H_2)(Cl_2)}{(HCl)^2},$$

Uzávorkované značky chemické znamenají koncentraci příslušné látky.

Jde-li o reakce nezvratné nebo pseudozvratné, vyskytují se místo statické rovnováhy stavy ustálené, které jsou podmíněny nestejnou rychlostí reakční jednotlivých složek. Účastní-li se fotochemické reakce jediná látka, která za expozice mění koncentraci, lze reakční rychlost vyjádřit poměrem dx/dt . Veličina x značí množství látky, která se v době t ozářením změnila. V tomto jednoduchém případě lze reakční rychlost vyjádřit vztahem

$$\frac{dx}{dt} = k(a-x).$$

Konstanta a značí původní koncentraci látky nerozložené. Integrací plyne

$$k = \frac{1}{t} \log \text{nat} \frac{a}{a-x}.$$

Příkladem je smíšená reakce fotochemická, rozkládá-li se jodovodík na jod a vodík



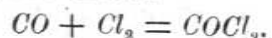
Účastní-li se reakce dvě látky, je rychlost

$$\frac{dx}{dt} = k(a-x)(b-x),$$

z čehož plyne integrací

$$k = \frac{1}{t(a-b)} \log \text{nat} \frac{(a-x)b}{(b-x)a}.$$

Příkladem je smíšená reakce, totiž sloučení kyslíčnicku uhelnatého s chlorem na fosgen podle rovnice



Konstanty a i b značí původní koncentrace kyslíčnicku uhelnatého a chloru, x proměněné množství těchto látek po době t . Weigert poukazuje na různé a značné odchylky, které jsou způsobeny zvláštním rázem fotochemických dějů. Zejména tam, kde fotochemické zplodiny difundují ostatní látkou a kde nelze zajistiti stejnoměrné osvětlení, zákony tyto neplatí.

Druhý zákon fotochemický uvádí se ve tvaru

$$\frac{v}{E_1} = \text{konst},$$

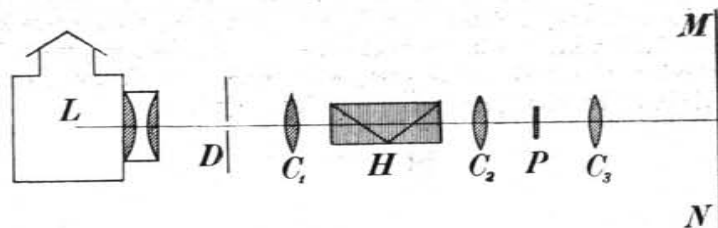
v němž v značí rychlost reakční, E_1 energii pohlcenou v časové jednotce. Tento zákon potvrdili měřeními jednak Lazarev (1902—12), jednak Henri a Wurmer (1913). Zákon Einsteina podle toho nabývá tvaru

$$\frac{v}{E_1} = \text{konst} \lambda.$$

Jeho platnost zkoušel Warburg (1911—16) změřiv fotolysí bromovodíku. Boll (1912) pozměnil hořejší výraz na složitější

$$\log \left(\frac{v}{E} \epsilon \right) = \text{konst} r.$$

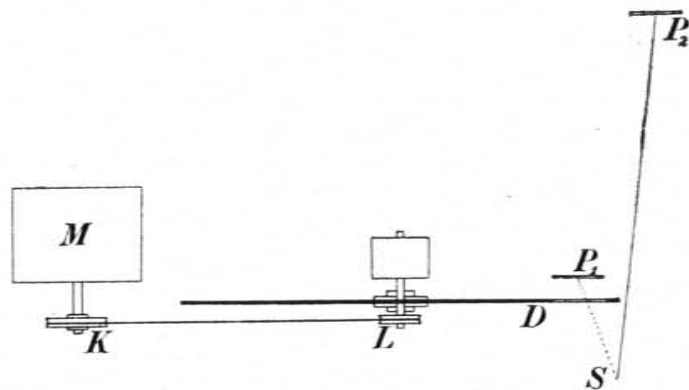
V něm ϵ značí extinkční koeficient pohlcující látky. Tento tvar zákona fotochemického potvrdila měření, jež vykonal při rozkladu šfovanu draselno-kobaltového Vránek (1917).



Obr. 297. Pokusná úprava pro zjištění prvního zákona fotochemického.

Jako třetí zákon fotochemický uvádí Plotnikov pravidlo, kterým se řídí fotochemické reakce katalytické. Rychlost reakční je additivní funkce rychlostí, které má reakce ve tmě a na světle.

Prvé dva zákony fotochemické lze ukázati těmito pokusy Plotnikovými, jejichž úpravu vyznačují schematické obrazce 297. a 298. Pa-



Obr. 298. Pokusná úprava pro zjištění druhého zákona fotochemického.

prsky z obloukové lampy L sbírají se kondensorem na štěrbinu D . Přímohledným hranolem H utvoří se spojité spektrum na stěně MN . Praparát na světlo citlivý P upraví se na skleněné deštičce, jež se polije 2% roztokem kollodia ve směsi lihu a aetheru. Přímou před pokusem

ponoří se připravená deštička do lihového roztoku pinachromu. Když oschla, vložíme ji na místo P a pokryjeme do poloviny plechovým stínítkem, tak aby na př. polovice deštičky, na niž míří světlo z hořejší části štěrbin, byla účinku chráněna. Na stěně objeví se z počátku absorpční spektrum pinachromového barviva, které v několika minutách ztratí pruhy absorpční. Odkryje-li se na chvíli plechové stínítko, vynikne rozdíl velmi zřetelně.

Druhý zákon lze ukázat takto: Motorkem M (obr. 298.) se rovnoměrně roztáčí kruhový kotouč D . Výřez v kotouči propouští ze zdroje S na praeparát P_1 setinu světla, které přímo dopadá na praeparát P_2 , desetkrát vzdálenější. Praeparáty P_1 a P_2 jsou dvě polovice téže kollované deštičky, která byla zbarvena pinachromem. Oběma praeparátům se dostává v téže době stejné energie světelné. Účinek fotochemický, totiž blednutí barviva, je na obou deskách stejný.

IX.

Fotografie.

§ 144. Dějiny fotografické desky.

Účinky světla na některé látky byly známy i dávným národům. Již dříve (§ 134.) stala se zmínka o tmavých nápisích na papírosech mumií, jež vznikly účinkem světla na soli stříbrnaté a o pokusech Schulzeových.

První fotografické pokusy konal od r. 1792 *Tom Wedgwood*, syn slavného hrnčíře anglického a strýc vynikajícího přírodního badatele *Ch. Darwina*. Pokusy, jež vyličil *Humphry Davy* (1802), záležely v tom, že papír nebo kůže se namáčely do roztoku dusičnanu stříbrnatého a osvětlovaly slunečním světlem (slunečním drobnohledem). *Wedgwoodovi* se sice podařilo zachytiti na papíře s vrstvou chloridu stříbrnatého obraz (velmi slabý) vzbuzený čočkou v komoře fotografické, ale nedovedl obraz učiniti trvalým. Podobně dopadly pokusy *Seebeckovy*, o nichž vypravuje *Goethe* ve svém spise »*Farbenlehre*« (1810). Na papíře chlorostříbrnatém *Seebeck* zachycoval obraz slunečního spektra. Některé barvy spektrální se dosti správně reprodukovaly.

Vynálezcem fotografie je *Nicéphore Niepce* (1765—1833), jenž ukázal, jak lze obrázek vznikající fotografickou komorou (čočkou) trvale zachytiti a z něho udělati otisky v jakémkoliv počtu. Práce *Niepceovy* počaly se r. 1814, kdy do Francie dostala se lithografie. Po desítiletém úsilí podařilo se *Niepceovi* podati návod, jak reprodukovati rytiny, obrazy, ano i snímky krajin podle skutečnosti. *Niepce* poléval vyhlazené desky kovové roztokem asfaltu v levandulovém oleji a ve tmě je sušil. Na desky kladl průsvitné rytiny a slunečním světlem osvětloval vrstvu asfaltovou. Obraz byl vyvoláván směsí levandulového oleje a petroleje, která rozpouštěla místa neosvětlená. Tak vznikl mírný relief, který leptáním bylo lze přenést do kovu. Kovovou maticí tiskl se libovolný počet kopií. Vynalezl tudíž *N. Niepce* první *fotografickou metodu reprodukční*. *Niepce* dělal též obrázky na papíře a to přímé snímky krajin. Byly to ovšem negativy málo výrazné. Aby kontrast zvětšil, účinkoval na ně jodovými parami. Tyto negativy udělal průsvitnými olejem a pak je kopíroval. V roce 1822 zhotovil *Niepce* reprodukci rytiny na skle — tedy první *diapositiv*. Poněvadž z té doby jsou též obrázky krajin na papíře zesílené jodováním, lze míti za to, že tohoto roku byla vynalezena fotografie.

Pokusy Niepceovy se nerozšířily a nebylo jich prakticky upotřebeno. Prvá metoda, která rozmnožila počet pracovníků a které si veřejnost všimla, byla *daguerreotypie*. Jejím vynálezcem je *J. Louis Mandé Daguerre*, malíř dioramat. Užíval tmavé komory jako pomocného přístroje, chtěje mít obrazy správně perspektivní. Seznámiv se s Niepcem spojil se s ním, aby prakticky zužitkovali vynález (r. 1829). O společné jejich práci nemáme zpráv. Ostatně Niepce po 4 letech zemřel a odkázal svá práva ve firmě »Niepce a Daguerre« synovi Isidorovi. R. 1837 *Isidore Niepce* potvrzuje, že mu Daguerre sdělil metodu, jak může státi se fotografická deska 60 až 80krát citlivější než původní deska Niepceova. Od té doby Daguerre pracoval na svém vynálezu sám. V roce 1839 požár dioramatu přinutil Daguerrea, aby zrychlil práce o nové desce. Obrátil se také na *Aragu*, který jako přední člen pařížské Akademie promluvil v sedění o vynálezu fotografie velmi vzletně a věstil jí brzký a veliký rozvoj. Postup *Daguerreův* opírá se o účinek světla na jodid stříbrnatý. Na postříbřenou desku měděnou účinkovaly v uzavřené skřínce jodové páry, takže stříbro se změnilo v jodid. Deska vložená byla pak do fotografického přístroje, aby na ní vznikl ostrý obraz osvětleného předmětu. Účinek světla byl neviditelný. Obraz se objevil, když v temné světnici působily na desku rtuťové páry. Deska byla ve skřínce šikmo postavena nad širší nádobkou se rtuťí. Pod rtuťí hořel kahánek, jenž zahříval rtuť, aby se snáze vypařovala. Vývoj, t. j. postup, jak se usazovaly rtuťové páry na osvětlených místech desky, byl pozorován při světle svíčky a to postranním zaskleným okénkem. Citlivý dosud jodid stříbrnatý byl z desky rozpuštěn sirnatem sodnatým, na jehož vlastnosti r. 1839 upozornil *John Herschel*, neméně slavný syn velkého otce svého Williama. Obrazy takto ustálené byly na každý dotyk velmi choulostivé. Staly se však trvanlivými zclacením, k němuž, jak *Fizeau* navrhl, užilo se roztoku chloridu zlatového a sirnatu sodnatého. Pařížská akademie odměnila vynález Daguerreův roční podporou 6000 franků Daguerreovi a 4000 franků Niepceovi. Společenství obou však přestalo, když Niepce se přesvědčil z popisu daguerreotypie*), že lví podíl na vynálezu náležel vlastně jeho otcí.

Daguerreotypie se zejména ve Francii značně rozšířila; desetiletí trvalo, než ustoupila vynálezům novějším. Daguerreotypií totiž nebylo lze obrazy rozmnožovati, neboť každý snímek byl pozitivním originálem. Metoda nad to byla drahá a málo praktická. Také dlouhá expozice zejména při portrétu činila zdárný výsledek nejistý.

Zatím pracoval v Anglii *Fox Talbot*, o jehož fotografické metodě podal zprávu *Faraday* (1839). Talbot připravoval citlivý papír fotografický, koupaje papír nejprve v roztoku kuchyňské soli, poté v nadbytečném roztoku dusičnanu stříbrnatého, takže citlivou látkou byl chlorid stříbrnatý. Obrazky při expozici vznikaly účinkem světla na chlorid stříbrnatý a byly viditelné. Ustalovaly se tím, že byl od-

*) *Daguerre* »Historique et Description de la Daguerreotypie et du Diorama.« Paříž 1830. Proti tomu napsal Isidor Niepce »Historique de la découverte improprement appelée Daguerreotypie«, Paříž 1841.

straněn přebytečný dusičnan stříbrnatý přeměnou na jodid nebo chlorid. Tyto obrázky byly ovšem negativní. Talbot učinil je olejem průsvitné a tiskl pak na podobný papír jako pozitivy. Aby malou citlivost tohoto děje odstranil, Talbot skrytý obraz vyvolával. Tak vznikla *calotypie* neboli *talbotypie* (1841). Papír, obsahující jodid stříbrnatý a dusičnan stříbrnatý v nadbytku s kyselinou octovou a duběnkovou, byl tak citlivý, že objektivem zcloněným na $f:15$ za jasného světla letního stačila na portrét expozice minutová. Papír se vyvolával v podobném roztoku, ve kterém byl zcitlivěn a poté se ustaloval. O fixáži mnohem působivější — sirnatem sodnatým — byla již zmínka. *John Herschel*, vynálezce tohoto způsobu, zavedl názvy pozitiv a negativ. *Herschel* užíval již soli železitých pro t. zv. modrý tisk a věděl, že v roztoku sublimátovém negativ zbledí, čímž lze negativ zesílit.

Herschel zhotovil první negativy na skle, uživ chloridu stříbrnatého. Zároveň upozornil, jak nesnadná věc je, udržeti citlivou vrstvu neporušenu na tomto podkladu. Tím vznikla myšlenka použití lepidla nebo klišoviny, aby se citlivá sůl udržela ve stejnoměrné vrstvě na skle. *Niepce de St. Victor*, vnuk *Nicéphorea Niepce*, použil jako lepidla bílku. Rozpustiv jodid i bromid draselnatý zároveň s chloridem sodnatým v bílku nalil trochu této kapaliny na skleněnou desku. Když uschlá vrstva byla zahřívána, aby se stala nerozpustnou, vložil desku do roztoku dusičnanu stříbrnatého. Vyvolával ji kyselinou duběnkovou. Metodu tuto po mnohé stránce zdokonalil u nás *Šafařík*, jenž pokukával zejména na přejemné zrno bílkové emulze. Přes to metoda se neujala, byvši zatlačena r. 1851 objevem *Fred. Scotta Archera*, jenž jako vázací látky použil kollodu připraveného několik let před tím *Schönbeinem* a *Böttgerem*. Kollodového neboli mokrého děje se dosud užívá, poněvadž je laciný. Výsledný negativ je nadmíru jemný, zobrazuje předmět máje velice jemné zrno. Skleněná deska polije se aetherovým roztokem kollodu, jenž obsahuje několik jodidů, ammonatů, kademnatů, draselnatů. Dokud neoschla, vloží se na chvíli do roztoku dusičnanu stříbrnatého. Deska se osvětlí ve fotografickém přístroji ještě vlhká. Vyvolává se kyselinou pyrogallovou nebo kyselým siranem železnatým. Citlivost desky rovná se citlivosti nynějších obyčejných desek diapositivních. Výsledkem je měkký negativ velmi jemného zrna. Pro tuto vlastnost udržel se kollodový způsob až na naše dny pro reprodukci tisků atd.

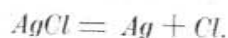
Metoda kollodová byla nepohodlná pro krajinářskou fotografii, neboť bylo potřeba převážeti fotografickou dílnu. Proto hleděli další pracovníci vyrobiti suché desky. Z tohoto období sluší vytknouti *Russellův* (1862) objev alkalického vývoje, který je účinnější než fyzikální vývoj metod dřívějších. Zároveň se ukázalo, že soli stříbrnaté jsou na světlo mnohem citlivější, jsou-li přítomny klišoviny, v nichž jsou jako nerozpustné částčky jemně rozptýleny. Bílek a kolloid ustupuje od té doby citlivé emulsi v klišovině, která obsahuje jemně rozptýlenou halovou sůl stříbrnatou ve vodě nerozpustnou. V r. 1871 vyrobil *R. L. Maddox* emulsi želatinovou s rozptýleným bromidem stříbrnatým. Emulze nalévá se v neúčinném světle na skleněnou desku a ve tmě se suší. Tak vznikne citlivá suchá deska fotografická.

Dalšími pracemi, kterých nemožno v jednotlivostech uváděti, byla suchá deska zdokonalena. Z emulze bylo třeba odstraniti zbytky soli stříbrnaté, zvýšiti její citlivost opětovaným zahříváním za přítomnosti čpavku a přizpůsobovati její citlivost různým druhům světla. Podle *H. V. Vogela* (1873) děje se tak různými barvivy. Deska vykoupaná v roztoku barviva, pohleujícího na př. zelené paprsky, zcitliví se na zelené světlo. Nyní známe z četných prací Koenigových barviva, kterými lze zcitliviti desku nejen pro všecek obor viditelné části spektrální, ale i pro část infračervenou i daleko do části ultrafialové.

§ 145. Fotografický účinek světla.

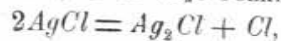
Fotografický účinek světla náleží mezi fotochemické reakce velmi citlivé. Jsou to obyčejně fotolyse, podmíněné nepatrným množstvím katalysátoru, často nadmiru složité, tak že i základní reakce fotografické nejsou do dneška úplně a bezpečně objasněny. Nejdůležitější fotografické sloučeniny jsou halové sloučeniny stříbra, tedy chlorid, bromid a jodid stříbrnatý.

Fotolyse těchto sloučenin zdají se velmi jednoduché. Rozkládá-li se na př. chlorid stříbrnatý, lze ve zplodinách fotolyse dokázati uvolněný chlor a redukované stříbro, tak že výsledek by nasvědčoval reakci



Úplně suchý a čistý chlorid stříbrnatý se však světlem nerozkládá; rozklad nastane jen vlivem katalysátoru. Tím bývá obyčejně voda, kterou v potřebném množství hygroskopická látka $AgCl$ ze vzduchu sama si opatří. Mimo to fotolyse se zrychluje všemi přimícháními, které se s halovým prvkem slučují. Proto směs chloridu a dusičnanu stříbrnatého (která se na př. vyskytuje v emulcích chlorostříbrnatých papírů) černá ve vlhkém vzduchu, jsouc velmi citlivá na světlo. Uvolněný chlor tvoří ihned s přítomným dusičnanem nový chlorid a tak se světlem původní množství chloridu stříbrnatého vlastně nezmění. Působí-li v tomto případě na osvětlenou směs redukční činidlo (na př. kyselina vinná), redukuje se veškerý chlorid stříbrnatý na kovové stříbro.

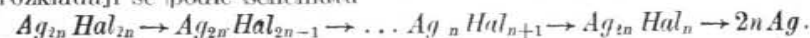
Není-li v chloridu stříbrnatém rozpustných solí stříbrnatých nebo bylo-li jich málo, jest účinek světla jiný. Chlorid světlem také černá, ale volněji; zplodina rozkladu, hlavně její poslední zbytky, rozpouštějí se velmi nesnadno v kyselině dusičné. Podle tohoto výsledku soudilo se, že vznikají jiné látky vedle stříbra. *Wetzlar* (1828) projevil domněnku, že se děje rozklad podle vzorce



jako by se původní chlorid redukoval jen napolo. Odtud vznikl název *polochlorid* = *subchlorid* nebo pozdější název *fotochlorid* (*Carey Lea*). Názevu tohoto se přidržíme, ač látku světlem vzbuzenou nevyznačuje. Domnělý polochlorid není totiž analyticky dokázán. Byla-li tenká vrstva chloridu stříbrnatého osvětlena denním světlem a to po 9 měsíců, ubylo jí na váze pouze 9%, ač hořejší reakce by vyžadovala úbytku 12,5%.

Velmi četné pokusy, jimiž otázka tato měla být rozřešena, není možno na tomto místě podrobně uváděti. Dály se dvojím směrem. Starší přidržuje se domněnky, že vzniká několik fotochloridů jako různých subchloridů; druhý směr vede k domněnce o fotodromické směsi, která se vytvoří z redukovaného stříbra a zbývajícího chloridu. Staršího směru se zastávají *J. M. Eder*, *K. Schaum*, *Trivelli* a j.; druhý názor hájí mimo jiné *Reinders* a *Lüppo-Cramer*. *Theorie subhaloidová* přikládá větší význam chemickému účinku světla na haloidy stříbra. *Theorie adsorpční* přestává na fyzikálních směsích, které tvoří redukované stříbro se zbývající solí halovou. Směsi vykládá pak adsorpci.

Schaum a *Trivelli* tomu chtějí, že stříbrnaté haloidy světlem rozkládají se podle schematu



Důvod vidí v různé barvě utvořených fotochloridů. Auktoři našli jako stupňové zplodiny při pokračující fotochemické reakci fotochloridy: zelený, modrý, červený a žlutý, jež při rozkladu bromidu stříbrnatého náleží po řadě látkám Ag_3Br_7 , Ag_3Br_6 , Ag_3Br_5 , Ag_3Br_4 . Poslední stupeň je nejstálější a náleží původnímu subhaloidu nebo polohaloidu *Wetzlarově*.

Reinders vykládá naproti tomu tyto různě zbarvené fotohaloidy jako haloidy stříbra, jež jsou zbarveny kolloidálním stříbrem. Dokladem jsou různé druhy kolloidálního stříbra, jež připravil *Carey Lea* (1887). V kolloidálních roztocích může míti stříbro rozmanitou barvu, což souvisí jednak s velikostí částic kolloidálních, jednak se způsobem, jak kolloidální roztok vznikl. Krystalluje-li na př. chlorid stříbrnatý a kamenec draselnatý z kolloidálního roztoku stříbra, zbarví se krystally stříbrem tak jako pigmentem a podrží barvu kolloidálního roztoku. Z tohoto pokusu uzavírá *Reinders*, že fotohaloidy jsou prostě haloidy zbarvené kolloidálním stříbrem pouhou adsorpcí. Odtud vysvitá, že obě theorie v základě se shodují. Pouze různě nazírají na povahu fotohaloidu. Nejnovější práce nasvědčují tomu, že při malých energiích světelných, kterých se vskutku v praktické fotografii užívá, nedodává se haloidu tolik

světelné energie, aby nastal rozklad chemický; v těchto případech nabývá theorie adsorpční vrchu. Naopak v případech, kdy fotografické emulze osvětlují se dlouho nebo světlem příliš mocným, vznikají skutečně rozklady chemické. Výsledky takových pokusů spíše svědčí pro theorii subhaloidovou. Spokojíme se prozatím s těmito poznámkami, neboť až budeme vykládati důležité děje fotografické, naskytne se příležitost zkoumati obě tyto theorie.

Fotografické reakce shora vylíčené jsou ve fotografické emulsi značně složitější. Citlivé vrstvy fotografické obsahují haloidy stříbra rozptýlené v různých prostředích, na př. v kličovinách a pod. Tim vchází do chemické soustavy část velmi složitá. Mnohá ta prostředí nelze namnoze ani chemicky náležitě vyznačiti leda jen přibližně, nehledě ani k četným přimíšeninám, které mohou fotochemické děje značně měniti. Prostředí fotografických emulsi způsobuje, že citlivost kovových solí znamenitě vzroste. Přimíšeniny k prostředí účinkují mnohdy jako katalysátory nebo jako optické sensibilátory. Přihlédneme-li ještě k tomu, že výsledkem fotolyse haloidu stříbra jsou látky, které prostředím zvolna difundují, máme před sebou soustavu nadmíru složitou jak látkově tak i fotochemickými reakcemi.

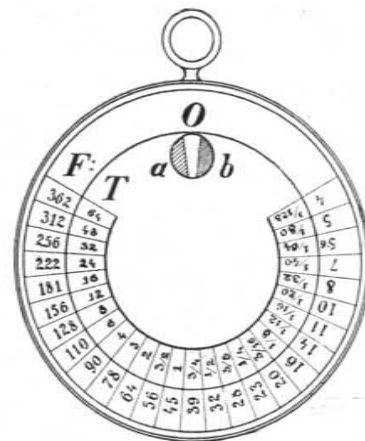
Látková rozmanitost na př. bromostříbrnaté emulze vyplývá jednak z různého tvaru rozptýleného bromidu, jednak z různých fyzikálních a chemických vlastností kličoviny (želatiny). Již *Stas* (1874) poukázal na čtyři různé modifikace haloidů stříbra. Podle způsobu, jak se srazí bromid stříbrnatý z roztoku soli stříbrnaté, vznikají sraženiny vločkovitá, práškovitá, zrnitá i krystalická. První tři modifikace vyskytují se v emulsiích fotografických. Silným drobnohledem lze pozorovati na př. zrnitou modifikaci bromidu stříbrnatého v emulsi bromostříbrnaté. Modifikace zrnitá je nejcitlivější. Citlivost řídí se velikostí zrna. Emulze s haloidem nejmeněji rozptýleným jsou nejméně citlivé. Hotovou emulsi s jemným zrnem haloidu lze různými způsoby (na př. novým roztažením, zahřátím, přidávkem čpavku atd.) proměnit na emulsi, která světlo více pohlcuje a má hrubší zrno. Říká se, že emulze *zraje*. I suchá emulze na desce ponechaná ve tmě a suchu zvolna dále zraje. Postoupí-li tento děj, jímž se částečně rozkládá jak haloid tak i kličovina, ještě více, deska se kazí, t. j. chová se pak, jako by byla osvětlena. Z toho vyplývá, že fotografické desky a papíry vydrží jen na čas, a mimo to, že jejich citlivost se mění.

Pokud se týče složitosti fotochemických a fotofyzikálních dějů, sluší upozorniti již na tomto místě na rozmanité změny, které na-

stávají v kličovinách emulsi fotografických. Světlem mění se jejich rozpustnost ve vodě i schopnost přijímati vodu bobtnáním. Osvětlenou želatinou na př. difunduje voda méně snadno nežli želatinou neosvětlenou. Citlivé soli kovové, jsou-li přítomny, obvyčejně značně zvyšují tyto vlastnosti podružným vlivem fotochemických zplodin. Sem náleží zmínka o kličovinách chromovaných, o jejichž praktickém užití ve fotografii a ve fotografických methodách reprodukčních dále bude podrobněji pojednáno. Chromované kličoviny v temnu vodou bobtnají, snadno se v ní rozpouštějí a vodu z ovzduší přijímají. Byvše však osvětleny těchto vlastností pozbývají, tvrdnou, nerozpouštějí se ve vodě ani při vyšší teplotě a nejsou navlhavé.

§ 146. Jak se měří účinek fotografický.

Jednajíce o účinku fotochemickém uvedli jsme všeobecné zásady aktinometrické. V nich zahrnuta je úloha, měřiti fotografický účinek. Obvyčejné aktinometry nehodí se pro práce fotografické, poněvadž jsou málo citlivé. Nejstarší *fotografické metody* opírají se o černání fotografického papíru pokrytého chlorostříbrnatou emulsi. Methoda tato, kterou navrhli *Malaguti* (1839) a *J. Herschel* (1840), vypracována byla dvojím způsobem. Fotografický účinek světla posuzuje se podle doby, ve které daným osvětlením papír zčerná na normální stupeň, anebo podle počtu pohlcujících vrstev, kterými světlo proniknuvši, právě začíná působiti na citlivý papír.



Obr. 299. Fotometr Wynneuv.

Příkladem fotografického fotometru prvního druhu je *Wynneuv Infallible* (obr. 299.). Přístrojek vypadá jako kapesní hodiny. Na svrchním skličku krycím je přilepen kotouček z tmavého skla žlutého. Kotouček otáčeje se v obvodové rýžce, odkrývá okénko *O*, v jehož výřezu je citlivý papír fotografický. Na levo a na pravo od výřezu jsou pole *a* a *b* šedě zbarvená, *a* slaběji, *b* silněji. Odkryje-li se okénko, působí světlo na citlivý papír a lze zjistiti *fotometrickou dobu*, ve které zbarví se citlivý papír na tón shodný s barvou *a* nebo *b*, podle toho, zda-li intenzita světelná je malá nebo veliká. Wynneuvým *Infalliblem* zjišťuje se expozice ve světle denním. Normální ztemnění na př. na úseči *a* po-

ukazuje na expozici = 1 při normálním osvětlení. Toto normální osvětlení vzbudí normální účinek fotografický, má-li deska určitou citlivost a je-li objektiv určitě zacloněn. Poměrnou citlivost různých desek, pokud se nemění způsobem výroby, lze jednou pro vždy stanoviti takto: Pro normální osvětlení a expozici = 1 vyzkouší se takové zaclonění objektivu, aby nastal normální účinek fotografický. Stupnice těchto poměrných otvorů nebo citlivostí pro různé desky jest upravena na obvodu přední desky. Lze jí tak otočiti, aby zaclonění, jehož vyžaduje citlivost desky (na př. $f : 60$) stálo pod číslem stupnice T , určený nalezený fotometrický čas. Postup čísel stupnice F a T je:

$F:$	4	5	5·6	7	8	10	11	14	16
$T:$	$1/128$	$1/80$	$1/64$	$1/40$	$1/32$	$1/20$	$1/16$	$1/12$	$1/8$
$F:$	20	23	28	32	39	45	56	64	78
$T:$	$3/16$	$1/4$	$3/8$	$1/2$	$3/4$	1	$3/2$	2	3
$F:$	90	110	128	156	181	222	256	312	362
$T:$	4	6	8	12	16	24	32	48	64

Čísla pod sebou stanoví tutéž expozici. Lze tedy otočením stupnice F při známé citlivosti desky podle fotometrického času ihned zjistiti na stupnici T expozici pro objektiv jakkoliv zacloněný. Zjištěnou expozici nutno opravit vzhledem k rázu fotografovaného předmětu; o tom viz dále v odstavci *Exposice*.

Vzorem fotografického fotometru druhého druhu je *Voglův fotometr stupňový*, složený z několika listků průsvitného papíru,



Obr. 300. Stupňový fotometr.

(1, 2, ...). Položí-li se pod vrstvy fotometru citlivý papír (na př. chlorostříbnnatý), postoupí v jakési době fotografický účinek až k určitému číslu. Jak souvisí množství světelné (Sr) se stupněm (St), na kterém se právě začíná jeviti sotva znatelný účinek světla, ukazuje tabulka

St	Sr	St	Sr	St	Sr
1	1·27	12	17·38	19	92·08
2	1·61	13	22·11	20	117·5
4	2·59	14	27·88	21	149·2
6	4·17	15	35·45	22	189·2
8	6·70	16	44·89	23	239·7
10	10·84	17	57·01	24	300·7
11	13·86	18	72·51	25	391·9

Množství světla vyjádřeno je čísly poměrnými. Jednotkovým množstvím světla by se účinek na citlivý papír stával patrný, když by světlo dopadalo přímo na papír. V proměnném osvětlení nechť začal tmavěti papír číslem 15. Kdybychom chtěli účinek světla zdvojnásobiti, bylo by prodloužiti expozici tak dlouho, až by černání došlo ke stupni 18. Stupni 15. náleží totiž poměrné množství světelné 35·45, dvojnásobné expozici množství 70·9, čemuž nejbližší číslo 72·51 stojí u stupně 18. Nedokonalosti fotometru Vogelova, které vězí jednak v barvě papíru a nestejně jeho propustnosti na různých místech, lze odstraniti *fotometrem klínovým*, který navrhl *V. Novák* (1902). Fotometr je ulit z roztoku želatiny, zbarvené tuší. Klín odlije se v klínové dutině mezi dvěma zrcadlovými skly. Přesný návod, jak liti takové klíny ve tvaru čtvercové desky (9×9 cm), vypsál *Goldberg* (1912)*. Jiný fotometr stupňovitý zavedl *Taylor* (1869). Jeho *trubkový fotometr* skládá se na př. ze 20 dutých válců kovových stejně dlouhých i tlustých a vedle sebe postavených. Tato soustava trubic, dole vesměs otevřených, postaví se na citlivý papír, jenž jest osvětlován otvory ve svrchních víčkách trubic. Otvory mají vesměs stejnou plochu; v první trubici je jeden otvor, ve druhé dva atd. *Muklov* a *Spurge* (1881) opatřili každé víčko trubkového fotometru jediným otvorem; jednotlivé průměry tvořily řadu pravidelně rostoucí.

Z novějších trubkových sensitometrů zasluhuje zvláštní zmínky strojek *Schaefferův* (1910), v němž místo otvorů je skleněný diazopositiv zhotovený z velikého obrazu otvorů pod sebou narýsovaných v poměrném měřítku co možná správném. Nákladný (poměrně) tento přístroj nahradil *V. Novák*** sensitometrem pro amatérskou fotografii velice příhodným. Poměrné otvory Novákova sensitometru po-

* Trvanlivost těchto želatinových klínů se zaručuje některými úchytkami od předpisů Goldbergových, které vypsál *V. Novák* (Viz fotografický Obzor XXV. 91. 1917.).

** *V. Novák*: Jednoduchá sensitometrie. Fotografický Obzor XXV. 139. 1917.

stupují podle stupňů *Scheinerových*; na 25 čtvercových polích, vyplňujících obvyklý formát diapositivní ($8.5 \times 8.5 \text{ cm}$) obsahují celou stupnici Scheinerovu. Druhá úprava Novákova senzitometru je ještě jednodušší. Má pouze 7 podélných štěrbin, osvětlených čtvercovými otvory tak, že od štěrbin k štěrbině přeskakují se vždy 2 stupně Scheinerovy. Přístrojku lze užití nejen pro studium citlivosti desek a papíru, ale i pro postup vývoje, zeslabování i zesilování, jakož i pro zcitlivování desek.

§ 147. Sensitometrie fotografických desek.

Účinek světla na fotografickou desku v těch mezích, ve kterých ho prakticky užíváme, nejeví se — mimo desky chlorostříbrnaté — přímým černáním emulze. Aby se tak stalo, nutno desku vyvolati, totiž vnějšími činidly, t. zv. *vývojkami*, redukovati sloučeniny stříbrnaté v osvětlených místech desky na elementární stříbro. Tímto způsobem se měří světelný účinek nepřímou a složitě. Přímou zjistiti fotochemický účinek na fotografické desce je věc nesnadná, neboť deska pohltí velmi málo energie.

Fotoelektrická metoda Becquerelova (1839), o níž již v aktinometrii stala se zmínka, je poměrně málo citlivá. Lze však i na desce fotografické, jejíž emulsi zvlhnutím učiníme vodivou, sledovati fotografický účinek, jak ukázal *V. Novák* (1902), podle změny její elektrické vodivosti. *) S rostoucí expozicí vodivost emulze z počátku roste, pak jí ubývá k nejmenší hodnotě, jež náleží normální expozici, načež vodivost trvale mírně roste. Měření ukázala, že fotografický účinek je složitý. Desky osvětlené a dále ve tmě měřené měnily pořad elektrickou vodivost. Zaviňuje to jednak diffuse uvolněného haloidu, jednak podružné děje ve vlhké emulsi.

Pro vyvolanou desku je měrou fotografického účinku množství stříbra, jež se vyloučilo na určité ploše. Měření lze jen relativně. Je nezbytno, aby vývoj desek byl pokud možno stejný (třídí stejná vývojka, stejné poměry koncentrace i tepelné, stejná doba vývoje i ustálení, stejné praní a i sušení negativu atd.). Místo, aby se zjišťovalo, mnoho-li stříbra se vyloučilo na 1 cm^2 desky, měří se *zčernání* desky čili její *opacita*. Značí-li J_0 intenzitu světla dopadajícího na negativ, J intenzitu světla deskou prostoupivšího, je podle § 131.

$$J = J_0 e^{-ad}.$$

*) *Dr. Vlad. Novák* „Elektrické měření účinku světla na desku fotografickou.“ *Věstník Spol. nauk v Praze 1902.*

Ve vzorci značí d tloušťku pohlcující vrstvy, k koeficient extinkce. Rovnici lze dáti také tvar

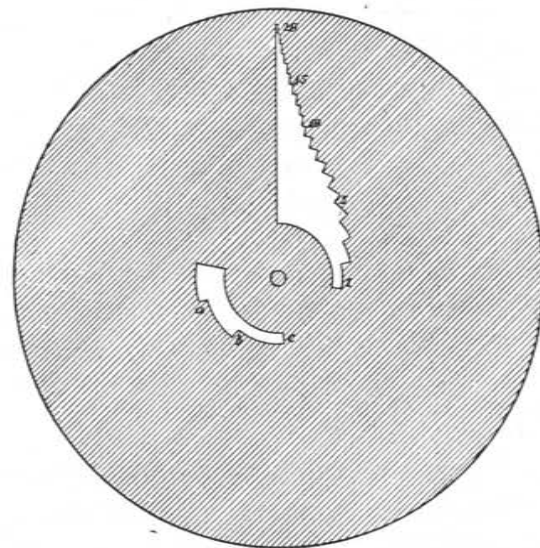
$$ad = \log \text{nat} \left(\frac{J_0}{J} \right).$$

Opacita desky vyjadřuje se podobným výrazem, totiž

$$D = \log_{10} \left(\frac{J_0}{J} \right).$$

takže

$$D = ad \log_{10} e.$$



Obr. 301. Deska senzitometru Scheinerova.

Opacita je tudíž úměrná extinkci vrstvy. Zčernání závisí lineárně na množství stříbra, které se vyloučí na určité ploše fotografické desky (*Eder* 1899). Odchytky, které se vyskytují, souvisí s nestejnou tloušťkou fotografické vrstvy. Pro opacitu $D = 1$, vyloučí se na 100 cm^2 bromostříbrnaté desky asi 11 mg stříbra; na vlhké desce kolloidové asi 7 mg . Účinek světla na desku fotografickou se posuzuje podle toho, jak souvisí opacita a příslušné množství světelné, jímž účinek byl způsoben. Tuto závislost, vyjádřenou obecně vztahem

$$D = f(\log_{10} J_0 t)$$

nutno zjistiti měřením. Obvyčejně se volí J_0 stálé. Rostoucí expozici t nabývá se na jednotlivých částech desky větší a větší opacity. Stupnice rostoucí opacity vytvoří se na zkoušeném materiálu podle sektorových senzitometrů, jež sestavili *Hurter* a *Driffield*, *Scheiner*,

Simon, Sheppard a Mees a j. Citlivost anglických desek uvádí se obvykle v míře sensitometru Hurterova-Driffieldova; citlivost desek pevninových vztahuje se k sensitometru Scheinerovu.

Základní součástíou sensitometru Scheinerova (1894) je kruhová deska, kterou převodem s velikého kola na malé lze prudce roztočiti. Deska má výřez omezený částí poloměru a křivkou, která probíhá z blízkosti středu k obvodu desky. Místo hladké křivky navrhl Eder lomenou čáru naznačenou na obr. 301. Stupnice Scheinerova tvoří mezi expozicemi 1 až 100, 19 stupňů určených stálým poměrem sousedních expozic; je to tedy geometrická řada, již lze vyjádřiti vztahy

$$100 = a^{19} \quad \text{neboli} \quad \log a = \frac{2}{19} = 0.1053, \quad \text{z čehož} \quad a = 1.27.$$

Očíslování jednotlivých stupňů děje se podle rovnice

$$J_0 t = a^{20-k},$$

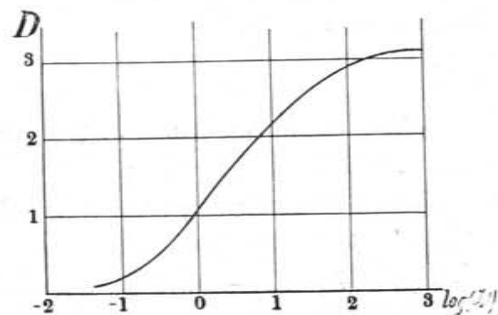
v níž k značí počet stupňů Scheinerových. Deska vkládá se za kotouč do podlouhlé kasety tak, aby delší rozměr její splýval s vodorovným poloměrem kotouče. Poté osvětlí se normální lampou z metrové vzdálenosti, na př. po dobu minuty, při čemž kotoučem prudce se otáčí (400 až 800krát za min.). Jak závisí Scheinerovy stupně na součinu $J_0 t$, t. j. na poměrném množství světla, po př. na logaritmech tohoto množství, ukazuje tabulka:

Tabulka pro sensitometr Scheinerův.

$J_0 t$	$\log(J_0 t)$	J_0 v HSM	Scheinerovy stupně
1.00	0.00	0.013	20
1.27	10	16	19
1.62	21	21	18
2.07	32	26	17
2.64	42	33	16
3.36	53	42	15
4.28	63	54	14
5.45	74	69	13
6.95	84	88	12
8.86	95	112	11
11.3	1.05	143	10
14.4	1.16	182	9
18.3	1.26	232	8
23.4	1.37	295	7
29.8	1.47	376	6

$J_0 t$	$\log(J_0 t)$	J_0 v HSM	Scheinerovy stupně
37.9	1.58	478	5
48.3	1.69	610	4
61.6	1.79	779	3
78.5	1.89	994	2
100	2.00	1.263	1
127	2.10	1.604	a
162	2.21	2.046	b
207	2.32	2.614	c

Jako normálního zdroje Scheiner užíval lampy petrolej-benzinové, jejíž světlo vymezeno bylo vodorovnou štěrbínou 1 mm širokou. Lampa stála 1 m od zkoumané desky. Deska se vyvíjela



Obr. 302. Charakteristická křivka Hurterova-Driffieldova.

jednak volně působícím pyrogallem se sodou (bez bromidu draselného), jednak prudce působícím metolem se sodou. Doba vývoje při 18° byla 5, po případě 10 minut; desky se ustalovaly kyselým ustalovačem. Mez citlivosti desky určuje se číslem Scheinerovým, příslušným výseči, pod kterou se jeví na desce ještě stopa účinku světelného. Stopa vynikne, položí-li se vyvolaná deska vrstvou na bílý papír. Mají-li dvě desky (různého druhu, původu) tutéž mez citlivosti, zjistí se rozdíly v citlivosti, když se srovnají průhlednosti obou desek. Citlivější je deska, která při menším osvětlení více zčerná; méně citlivá deska při velkém osvětlení (malá čísla stupňů Scheinerových) ukazuje zřetelnější rozdíly jednotlivých stupňů Scheinerových (je na těchto místech průhlednější).

Změří-li se veličina D pro různé hodnoty $\log(J_0 t)$, lze narýsovat charakteristickou křivku Hurterovu-Driffieldovu (1899). Obr. 302. ukazuje tvar této křivky pro desku »Jahr-Sigurd«.

je v rozmezí 0·1 až asi 3 *luxů* (v logaritmickém od — 1 do 0·5) vypuklá k ose úseček; poté až asi do osvětlení 20 *luxů* (logaritmicky 1·3) probíhá přímo; teprve při větších expozicích se obrací dutou stranou k ose úseček. První část začínající u meze citlivosti vyznačuje expozici nedostatečnou, druhá část značí expozici správnou, třetí pak expozici přílišnou.

Goldberg, Luther a Weigert (1911) nahradili zdlouhavé se-strojování charakteristické křivky methodou samočinnou, užívající šedého klínu želatinového, o němž již dříve stala se zmínka. Fotografická deska, na níž pod šedým klínem vznikla stupnice vzrůstající opacity, pokryje se deskou šedého klínu želatinového a to tak, aby opacita klínu stoupala kolmo ke směru, v němž roste opacita zkoumané desky. V průhledu objeví se potom charakteristická křivka jako hranice průsvitných a neprůsvitných míst. Roste-li opacita desky ve směru osy *OX*, jest opacita desky $D_1 = \varphi(x)$ a podobně opacita klínu $D_2 = a(b + y)$. Jsou-li obě desky zkříženy, vyjadřuje výslednou opacitu hodnota

$$D_3 = D_1 + D_2 = \varphi(x) + a(b + y).$$

Křivka stejné opacity (isopaka) má rovnici

$$D_3 = \text{konst} = c = \varphi(x) + a(b + y).$$

Z ní vychází pro hledanou funkci tvar

$$\varphi(x) = D_1 = c - a(b + y) = d - ay,$$

v níž *d* je stálá veličina. Leží tudíž křivka stejné opacity rovnoběžně s křivkou charakteristickou. Lze ji objektivně a samočinně obdržeti, když negativ (na zkoumaném materiálu) expozicí desky pod šedým klínem vzniklý, pokryjeme tímž klínem o 90° otočeným a tuto kombinaci otiskneme na citlivý papír fotografický. Na vhodné síti lze z diagrammu snadno zjistiti i kvantitativní vztahy určené charakteristickou křivkou. Klínový sensitometr nejen samočinně dává charakteristickou křivku, ale mimo to má mnohem větší rozsah expoziční než sensitometr Scheinerův, jenž sahá od 1 do 200.

Sensitometrie určuje tedy mezní citlivosti desky a i rozsah expozice, při které nastává normální účinek fotografický na vyvolané desce. Sklon příslušné části charakteristické křivky (v té části je to ovšem přímka) stanoví větší nebo menší gradaci desky. Rozumí se tím schopnost její vystihnouti více nebo méně dobře různé polostíny mezi světlem a tmou.

Načrtnutý způsob sensitometrie vztahuje se k obyčejným deskám fotografickým, citlivým na paprsky modré a fialové. Pro desky orthochromatické a panchromatické nutno zjistiti citlivost pro

různé vlnové délky světelného zdroje. V praxi stačí obyčejně omeziti se na některé části spektrální, na př. na paprsky červené a červenožluté, na paprsky žluté a zelené a konečně na část spektra modrou a fialovou. Dobře se tu osvědčuje dříve již zmíněný sensitometr Novákův. V něm se šterbiny příčně kryjí příslušnými filtry barevnými, při čemž se část zkoumané desky osvětlí vůbec bez filtrů.

Podrobnější zkoumání velmi citlivých desek fotografických pro různé délky vlnové dokonalými stroji měřícími ukázalo, že stejná opacita fotografické desky nevyhovuje zákonu Bunsenovu-Roscoeovu, $It = \text{konst.}$, nýbrž že závislost je složitější. Schwarzschild (1900) při měřeních astrofotografických rozšířil meze intenzity *J* na hodnoty od 1 do 1000, podobně meze doby expoziční *t* na hodnoty od 3 do 5000 *m*. Shledal, že pro stejné zčernání desky lépe vyhovuje vztah

$$Jt^p = \text{konst.} \quad (\text{zákon Schwarzschildův.})$$

Mocnitel *p* závisí na jakosti emulze i na vlnové délce dopadajícího záření. Velmi obecný tvar funkce uvádí *J. Stark*. Zčernání pro normální pochod fotografický vyjadřuje se vztahem

$$D = \log(k \cdot J^m t^n).$$

V něm *k*, *m* a *n* jsou konstanty závislé na emulsi a na vlnové délce světla účinkujícího na desku.

§ 148. Zvláštnosti fotografického účinku světla.

Z předešlé kapitoly vysvitlo, jak složitý je účinek světla na fotografickou desku. Nejjednodušší vztahy týkají se normální expozice, t. j. expozice v určitých mezích, kterou vyznačuje přímočarý běh charakteristické křivky Hurterovy-Driffieldovy. Velmi zajímavé úkazy nastávají, když se expozice zvyšuje nad normální poměry. Opacita desky nabude při tom jakési největší hodnoty krajní. Zvyšuje-li se expozice ještě více, vznikne při stejném způsobu vývoje opacita menší. Množství světelné, které budí největší zčernání, jest asi 5000krát větší než zčernání určené mezi citlivosti. Zvýší-li se tato expozice 10⁴ až 1·5 · 10⁴krát, nastane opacita zvláště nízká. Pak místo negativu ukáže se částečný pozitiv (*Englisch* 1901). Někteří badatelé tvrdí, že charakteristická křivka dostoupí v dalším svém běhu minima a pak zase stoupá jako v nor-

málním rozmezi. Převrat negativu v positiv (částečný) nazývá se *solarisace* desky. Dlužno ji rozeznávat od jiného úkazu podobně nazvaného. Tento vzniká světlem, které pronikši citlivou vrstvou fotografickou se odrazilo na rozhraní desky a vzduchu a odtud se do emulze vrátilo. Vzrůst účinku světelného neznamena tudíž ve všech případech vzrůst účinku fotografického, pokud jej měříme zčernáním. Někdy zčernání je menší, když světelný účinek se zvětšil.

Případy solarisace jsou velmi četné. Objevují se zvláště tehdy, když deska je po sobě ozářena dvěma různými zdroji. V případech, kdy byla deska ozářena nejprve velmi krátkými, po té velmi dlouhými vlnami, vzniká *zjev Herschelův* nebo *Villardův*. Účinek prvního záření lze nahraditi též tlakem tuhého předmětu na emulsi (*zjev Warnerckeův*). Byla-li deska na okamžik osvětlena velmi silným světlem a poté dlouhou dobu světlem slabým, nazývá se příslušná solarisace *zjev Claydenův*.

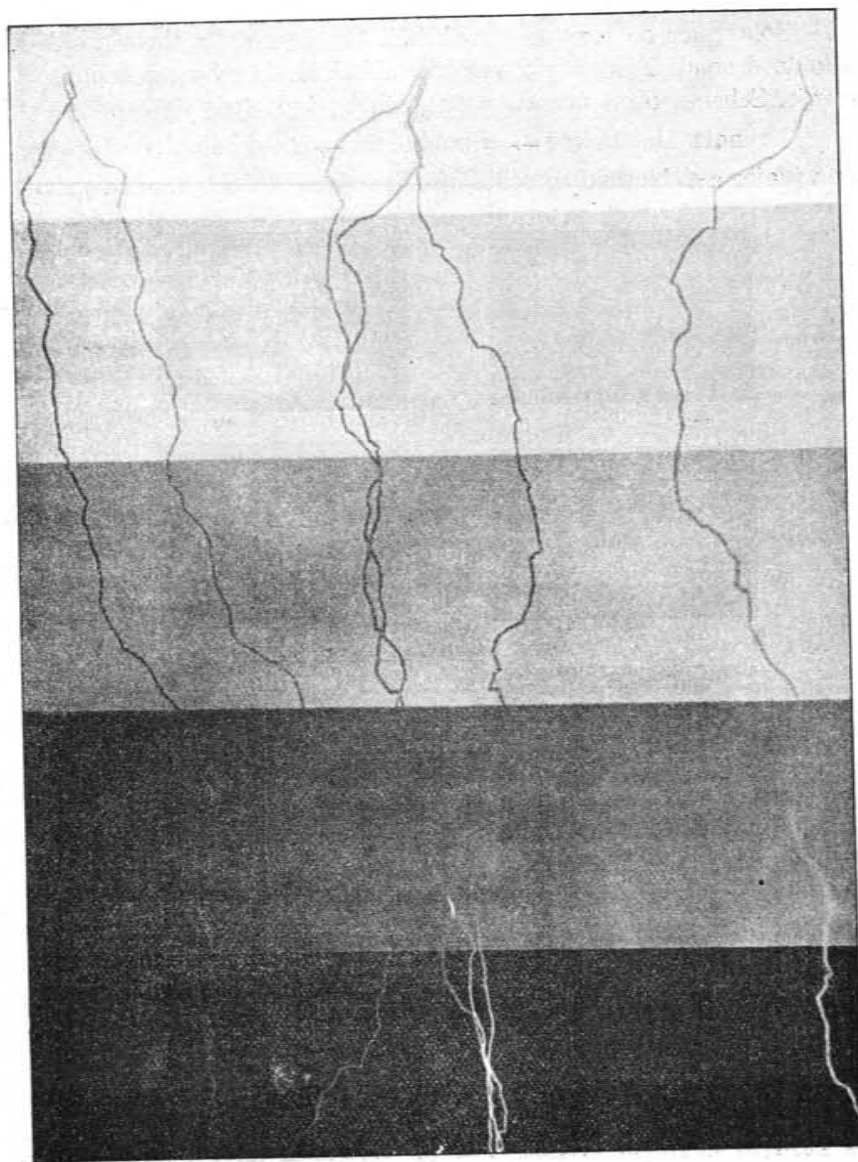
Schaum (1909) rozděluje tyto solarisace podle vzoru

$$\begin{array}{c|c|c}
 D_3 < D_1 + D_2 & D_3 < D_1 + D_2 & D_3 < D_1 + D_2 \\
 > D_1 & < D_1 & < D_1 \\
 > D_2 & > D_2 & < D_2
 \end{array}$$

D_1 značí zčernání desky prvním druhem záření pro sebe,
 D_2 " " " druhým " " " "
 D_3 " " " superposicí obou účinků.

Záření prvního druhu poskytuje: světlo jiskry (blesku), záření Roentgenovo, paprsky katodové, tlak tvrdým předmětem i prudké světlo denní, když jeho intenzita značně převyšuje intenzitu záření druhého, když však při tom množství světelné, které deska přijímá v druhém případě, je značně větší než v případě prvním. Druhým zářením může býti mírné světlo denní, světlo svíčky a pod. Obr. 302. ukazuje Claydenův zjev při fotografii jiskry. Deska po expozici (vlastním světlem jiskry) byla ozářena světlem svíčky a to postupně na jednotlivých částech více a více.

Obr. 304. *ab* ukazují podrobnosti zjevu Herschelova. V obr. 304. *a* jsou levá kolečka postupně osvětlena rozptýleným světlem 1, 2 a 4 jisker, pravá kolečka však žlutočerveným světlem (žárovky) po dobu 1, 2 a 4 jednotek časových tak zvolených, aby zčernání samotným světlem nelišilo se valně od zčernání pouhou jiskrou. Záporný ráz zjevu



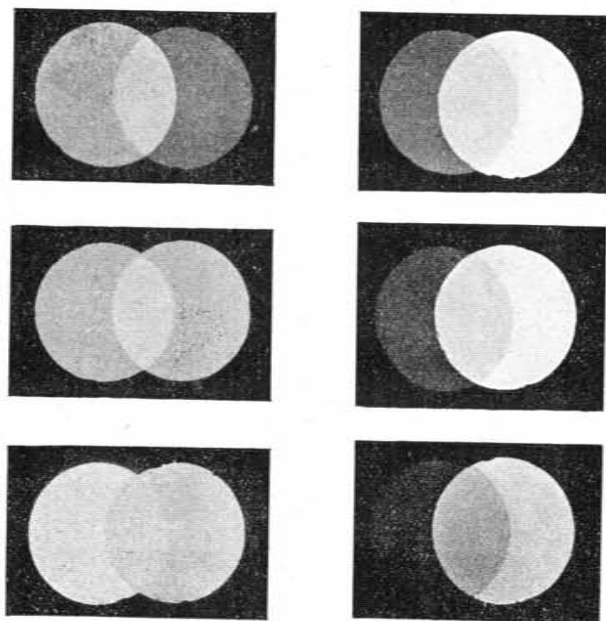
Obr. 303. Claydenův zjev.

Herschelova zrači se zřetelně v prvním případě, neboť společná plocha je tmavší (na negativu světlejší) nežli plocha v pravo. Zvláště zřetelný je zjev Herschelův, převládá-li osvětlení jiskrou nad osvětlením světlem červeným, jak tomu je na obr. 304 b.

Solarisace se rozmanitě vykládá. Se stanoviska theorie subhaloidové soudí *Trivelli*, že vzniká subhaloid, který není schopen vývoje. Schema obou účinků světelných by bylo tedy

normální haloid $\rightarrow \alpha$ subhaloid $\rightarrow \beta$ subhaloid.

Ve vývoje α -subhaloid se redukuje, druhý subhaloid nikoliv, nebo



Obr. 304. Herschelův zjev.

jen velmi nesnadno. *Luther* upozorňuje, že solarisaci se klišoviny značně mění. Želatina na př. tvrdne; to stává se vůbec delší expozicí, takže by solarisace závisela na vyvolávání. *Claudet* a *Abney* soudí podle jiných reakcí fotochemických, že paprsky krátkovlnné redukuje haloidy stříbra, kdežto paprsky dlouhovlnné že je oxydují. Složením obou účinků může snadno nastati menší redukce než každým účinkem zvláště. Výklad solarisace teorií adhesivní je příliš strojený. Lze tu připomenouti poznámku už dříve proslavenou, totiž, že větší účinek světla zatlačuje změny fyzikální do pozadí, takže více vynikají změny chemické.

§ 149. **Exposice.**

Z uvedených vlastností fotografické desky, které obdobně platí pro fotografické filmy, papíry atd., plyne, že je třeba určitého účinku fotografického, má-li výsledkem dějů fotografických býti normální obraz. Při praktických úlohách fotografie bývají dány některé z podmínek tohoto účinku fotografického. Tak na př. známe poměrný otvor objektivu, citlivost desky i osvětlení předmětu. Konečně záleží na době, po kterou světlo působí na citlivou vrstvu. Tato doba sluje *exposice*. Podle toho, jak správně ji určíme, závisí zdar dalších dějů fotografických. Záleží totiž *exposice*: 1. na osvětlení předmětu, 2. na jeho povaze (barvě atd.), 3. na citlivosti fotografické desky, 4. na poměrném otvoru objektivu. Správnou expozicí vystihnouti lze součinem činitelů α , β , γ , δ . Za dne mění se osvětlení předmětu nejen podle toho, která je denní hodina, ale i která roční doba, která zeměpisná šířka místa a jaká oblačnost okolo slunce. Má-li tudíž činitel α vyjádřiti poměrnou intenzitu denního světla, nutno pro každou zeměpisnou šířku určit, jak závisí osvětlení na době denní a roční jakož i na vzhledu oblohy. V tabulce sestaveny jsou hodnoty α podle těchto proměnných. Oblačnost vyjadřuje pět stupňů, totiž *A, B, C, D, E*.

- A* značí plné světlo sluneční,
- B* světlo při čisté obloze s bílými obláčky,
- C* světlo oblohy pokryté rovnoměrným, bílým oblakem,
- D* světlo při tmavých mracích,
- E* světlo při úplně zataženém nebi (před deštěm a pod.).

Římské číslice označují jednotlivé měsíce; první sloupec udává hodinu denní, pro kterou platí činitel. V měsících zimních a to v hodinách pozdních nebo časných řídí se *exposice* též postavením slunce, barvou jeho paprsků atd.; tím se příslušní činitelé poněkud mění. Jsou proto v tabulce vynechány nebo jako nejisté hvězdičkou označeny.

Tabulka pro činitele α (podle Wellcomea).

Měsíc	Hodina	Stav oblohy				
		<i>A</i>	<i>B</i>	<i>C</i>	<i>D</i>	<i>E</i>
I, XI, XII	11—1	0·33	0·5	0·75	1	1·5
	10, 2	0·5	1·25	1	1·5	
	9, 3	1*	1·5*	2*		

Měsíc	Hodina	A	B	C	D	E
II, X	11—1	0.25	0.33	0.5	0.75	1
	10, 2	0.33	0.5	0.75	1	1.5
	9, 3	0.5	0.75	1	1.5	2
	8, 4	1	1.5*	2*	—	—
III, IX IV, VIII	10—2	0.17	0.25	0.33	0.5	0.75
	9, 3	0.25	0.33	0.5	0.75	1
	8, 4	0.33	0.5	0.75	1	1.5
V, VII	7, 5	1	1.5	2	—	—
	9—3	0.12	0.17	0.25	0.33	0.5
	8, 4	0.17	0.25	0.33	0.5	0.75
	7, 5	0.25	0.33	0.5	0.75	1
	6, 6	0.33	0.5	0.75	1	1.5
VI	5, 7	0.75	1	1.5	—	—
	9—3	0.12	0.17	0.25	0.33	0.33
	8, 4	0.17	0.25	0.33	0.5	0.5
	7, 5	0.25	0.33	0.5	0.75	0.75
	6, 6	0.33	0.5	0.75	1	1
	5, 7	0.5*	0.75*	1*	1.5	1.5*
	4, 8	2*	3*	3*	—	—

Poměrná expozice pro různé předměty, které povahou, barvou atd. expozici podmiňují, sestaveny jsou v tabulce činitelů β .

Tabulka činitelů β (podle Wellcomea).

Předmět	činitel	Předmět	činitel
Mraky	0.06 ^s	portrét ve stínu, venku . . .	3 až 4 ^s
pobřeží, zasněžený kraj . . .	0.12	> v atelieru	16 až 32
panorama, ledovec, řeka . . .	0.25	> v pokoji	32 až 60
pole, ulice, světla popředí . .	0.5	zátiší venku, ve stínu . . .	4
tmavé popředí	1	> v atelieru	32
uličky, blízké skupiny	2	> v pokoji	1 ^m až 3 ^m
pod stromy	8 až 24	vnitřek	1 ^m až 32 ^m

Zbývající činitelé γ a δ uvádějí se v další tabulce (na str. 475.), v níž jsou citlivosti desek mimo to vyjádřeny stupni Scheinerovými, čísly Hurterovými-Driffel'dovými a čísly Infall'blu Wynacova.

Jak se užívá tabulek, ukáže příklad: Fotografujeme pohled z okna na vzdálenou krajinu s bezvýznamným světlým popředím v květnu v 11 h. dopol. za jasného slunce objektivem zaočleným na $f:14$, na desku Agfa Chromo. Expozice se určí součinem činitelů $0.12 \cdot 0.25 \cdot 0.33 \cdot 3 = 0.03 \text{ sec}$. Expozice je tudíž mžiková,

Uvedení činitelé vyňati jsou z tabulek Wellcomeových tak upravených, aby se postupným hledáním činitelů α , β , γ a δ zjistil hned součin. Podobně užívá se rozmanitých exposimetrů, na př. exposimetru Dra Chománského a tabulek Rhedenových. Rheden upravil své tabulky nejnověji (1917) tak, že místo činitelů α atd. vyskytují se v jeho tabulkách jejich logaritmy, které se sčítají; tím se výpočet expozice značně zkrátí. Expozice při stálém světle umělém záleží pouze na vzdálenosti fotografovaného předmětu od zdroje světelného, na povaze předmětu, citlivosti desky a poměrném otvoru objektivu. Činitelé β , γ , δ určití dlužno pro každý zdroj světelný zvláště, neboť umělé zdroje světla jsou jinak složeny než světlo denní. Někdy je tato okolnost však prospěšná. Vybledlé staré rukopisy na př. doporučuje se fotografovat světlem fialovým a ultrafialovým.

Tabulka citlivosti desek podle různých sensitometrů.

Deska:	γ	δ	$f: x$	Schei- ner	Hurter & Drif- field	Wynac	
		0.14	3				
		25	4				
Elko diapositivní	50	5	5				
	33			<i>c</i>	2.7	13	
Autochrom s filtrem v atelieru	25	1.0	8	<i>b</i>	3.4	15	
	19			<i>a</i>	4.1	16	
Agfa diapositivní	14.4	1.5	10	1	5.4	18	
Autochrom s filtrem venku	11.3	2	11	2	7	20	
	8.8	3	14	3	9	23	
	6.9			4	12	26	
	5.5	4	16	5	15	29	
	4.3	6	20	6	18	33	
Lumière, žlutá nálepka	3.3	8	23	7	23	37	
	2.6			8	29	42	
Paget »Hydra«	2.1	12	28	9	37	47	
Lumière, panchromatická	1.6			10	48	54	
> ultrarapid; Paget extrarapid.	1.3			11	61	61	
	1.0	24	39	12	78	69	
Agfa chromoisolární	0.78			13	99	77	
Filmy: Goerz Tenax a Premo	61	32	45	14	126	87	
Agfa chromo. Wratten panchrom.	}	48	64	64	15	161	99
Filmy Agfa					16	205	111
Agfa Special		29			17	261	125
Lumière modrá nálepka		23			18	334	142
Wratten & Wainwright extrarap.		17			19	426	160
Hauff ultrarapid, Lumière sigma		12			20	541	180
Lumière fialová nálepka		6			—	—	—

Jako umělých zdrojů světelných užívá se zpravidla světla elektrického nebo hořčikového. Ze žárovek osvědčují se půlwattové lampy Azo-osramové s větším počtem svíček (2000—4000 HS), neboť jsou úsporné a vydávají bílé světlo. Z obloukových lamp užívá se pro ateliery uhlíkových lamp (s uzavřeným obloukem) a v ústavech reprodukčních také rtuťových lamp. Světlo hořčikové hodí se pro snímky mžikové (portréty, noční snímky, fotografie zvířat atd.). Hoří v něm magnesiový prášek smíšený s látkami bohatými kyslíkem, aby směsina rychle vzplanula a vydala málo dýmu.

Poněvadž fotografické desky jsou více citlivy pro paprsky modré a fialové, kladou se před objektiv nebo před desku žlutá skla (*filtry*). Tím vyrovnává se účinek různě barevného světla na desku, neboť modré paprsky se pohlcují. Těmito filtry se expozice prodlužuje. Kolikrát se prodlouží, záleží nejen na barvě filtru a jeho hustotě, ale i na světle, kterým předmět fotografovaný jest osvětlen a na citlivosti desky fotografické pro různé délky vlnové.

Pochod negativní.

Chceme-li mít několik stejných obrazů fotografovaného předmětu, uděláme fotografickým přístrojem nejprve negativ. Tento obraz podává obrysy originálu v míře zmenšené nebo zvětšené. Světla originálu jeví se tmavými, stíny jeho však průhlednými plochami. Příslušné místo na desce nebo filmu zčerná tím více, čím intenzivněji bylo osvětleno. Z negativu lze udělati větší neb menší počet kladných otisků (kopií) v podstatě takto: Rozptýleným světlem osvětlí se citlivá vrstva na desce, filmu, papíru atd., položená pod negativem tak, aby se obě emulze dotýkaly. Na pozitivu místa pod světly v negativu zčernají; za to zůstanou místa světlá tam, kde negativ byl nejméně průhledný. Způsob, kterým se trvale zachycuje účinek světla (obyčejně fotografickým přístrojem) na desce fotografické, nazývá se *negativní pochod*. Je různý podle toho, jakou fotochemickou povahu má citlivá vrstva desky a jak se původní účinek (obyčejně nepatrný) zvyšuje a pro praxi upravuje. V užším smyslu nazývá se negativním pochodem souhrn dějů, kterými se z fotografické desky připraví trvanlivý negativ. Po této stránce dělí se negativní děj na *vývoj* negativu a jeho *ustálení*.

§ 150. Vývoj.

Obraz utvořený objektivem na fotografické desce po krátkou poměrně dobu expoziční, nezpůsobí v emulsi viditelných změn. Proto se nazývá skrytý neboli latentní. Ačkoliv tento obraz vzniká zvláště v citlivých deskách fotografických nepatrnou energií světelnou, přece ani silnými činidly chemickými, jakými jsou ustalovače nebo kyselina dusičná, nelze zahladiti jeho stopy. Desku lze i po účinku těchto činidel proměnit v negativ. Způsob, kterým skrytý obraz stane se zřejmým, slove *fotografický vývoj*. Působíme-li na př. na desku roztokem, který obsahuje stříbro a činidlo redukční (některou organickou kyselinu), usazuje se stříbro z roztoku na místech osvětlených; deska na těchto místech černá tím více, čím více místo bylo osvětleno. V tomto případě tvoří se tudíž negativní obraz ze stříbra obsaženého v roztoku. Vývoj takový nazývá se *kyselý* nebo *fysikální*. Jeho podstatu ukazuje tento podobný úkaz:

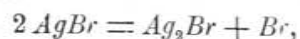
Do tenkostěnné baňky skleněné zcedíme nasycený, teplý roztok kamence draselnatého (nasycený při 50° až 60°). Baňku uzavřeme zátkou a ochladíme proudem studené vody. Na dno čtyřhranné misky, slepené ze zreadlového skla, napíšeme malým krystalkem kamence na př. slovo, které zůstává neviditelné. Vlije-li se do misky přechlazený roztok kamence (do výše 2—3 mm), objeví se za několik minut na dně nádoby maličké krystalky kamence a to na místech, na kterých bylo psáno. Krystalky vůči hledě rostou, písmo lze za krátko přečísti. V dalším vývoji blízké čáry začínají splývati, až konečně písmo téměř zanikne v drobounkých krystallcích, které se po všem dně rozšíří.

Fysikální vývoj záleží na jemnosti haloidu stříbra rozptýleného v emulsi. Daří se jen v emulsi s velmi jemným zrnem, jsou-li tedy desky málo citlivy. Dosud se ho užívá při mokřém ději kolloidovém. Redukujícím činidlem je síran železnatý.

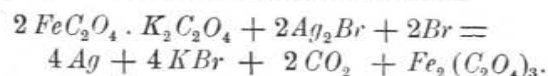
Výhodou fysikálního vývoje je velmi jemné zrno negativu. Proto hodí se zvláště pro diapositivы s emulsi chlorostříbrnatou nebo bromostříbrnatou, když haloid je velmi jemně rozptýlen v želatině. Nevýhodou vývoje fysikálního je, že deska zčerná redukcí stříbra z roztoku pouze na povrchu. Vrstva je tedy vždy průhledná, a nutno ji dalšími methodami fotografickými zesílit.

Citlivé desky bromostříbrnaté (s hrubým zrnem rozptýleného *AgBr* v želatině) vyvíjejí se *chemicky* neboli *alkalicky*. Redukční činidlo ve vývojce působí na osvětlený bromid stříbrnatý a redukuje jej na elementární stříbro postupně tak, že redukce prostoupí celou vrstvou emulse. Poněvadž každá redukce v chemické soustavě působí reakční děj rovnomočný, totiž okysličování, neutralisuje se vznikající kyselina zásadou, přidanou do vývojky.

Vývojky dělí se obyčejně na *anorganické* a *organické*. Těchto je velmi mnoho, a mají rozmanité vlastnosti. Z vývojek anorganických udržela se v praxi vývojka obsahující šťovan železnatý. Vývojka tato připravuje se před samým vývojem ze dvou roztoků, na př. z vodního roztoku neutrálního šťovanu draselnatého (1 : 3) a slabě kyselého roztoku síranu železnatého (v stejné koncentraci). Roztoku prvního vezme se trojnásobný objem než má roztok druhý. Osvětlený bromid, změněný podle theorie subhaloidové v subbromid, což vyznačuje rovnice

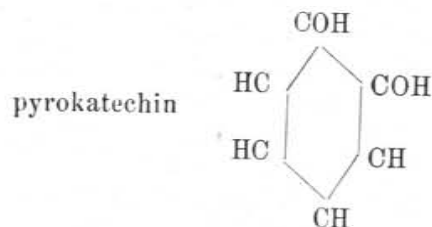


redukuje se vývojkou na kovové stříbro. Z reakce

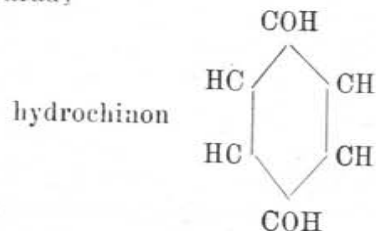


vyplývá, že nejen vzniká kovové stříbro, ale že současně se oxysličuje železnatá sůl na šťovan železitý a na bromid draselnatý. (Názvu oxysličení užívá se tu v širším smyslu.) Obě tyto látky vývoj zdržují; proto se vývojka vyčerpává. Vyvíjíme-li v téže vývojce po sobě 2 až 3 desky, lze tento slabší účinek pozdějších vývojų zameziti, prodlouží-li se vývoj.

Organické vývojky jsou většinou deriváty uhlovodíkové (na př. benzolu C_6H_6 nebo naftalínu $C_{10}H_8$), jež obsahují skupiny hydroxylové nebo amidové (OH , po př. NH_2). Redukční schopnost záleží na strukturní stavbě sloučeniny. Na př. orthořady a parařady benzolových derivátů hodí se jako vývojky, kdežto deriváty náležející metařadě se nehodí. Příkladem z orthořady je



příkladem z parařady



Tyto vývojky působí jen v alkalických roztocích. Mocným činidlem redukčním je amidol (diamidofenol), který vyvíjí bez alkalie.

Z jiných v praxi užívaných vývojek budtež vyjmenovány: adurol, eikonogen, glycin, metol, rodinal a kyselina pyrogallová. Tyto látky liší se tím, že různě silně vyvolávají. Stupeň tento neposuzuje se zčernáním při normální expozici, nýbrž zčernáním při mezní citlivosti desky. Tak na př. velmi prudce působí metol, rodinal a edinol. První stopy redukce ukáží se několik vteřin potom, když se vnoří deska do vývojky. V jiných vývojkách, na př. v hydrochinonu, pyrokatechinu a glycinu, deska normálně exponovaná ukazuje počátek redukce teprve ve druhé minutě (při teplotě 18° až 20°). Vývojky prudce působící jeví snahu redukovati subbromid i na místech neosvětlených, zvláště, zůstává-li deska déle ve vývojce a je-li vyšší teplota. Negativ jeví po celé desce stopy redukovaného stříbra; má, jak pravíme, *závoj*. Tento chemický závoj sluší lišiti od závojų jiných, které vznikají, byla-li deska povšechně osvětlena nebo přespříliš exponována. Chemickému závoji zabráníme, když přidáme do vývojky látku, která redukci zdržuje. Tato látka buď je záporným katalysátorem nebo aspoň chemicky zabraňuje redukci. Zpravidla je to 10% roztok bromidu draselnatého, který se po kapkách do vývojky přidává. Firma Pagetova hotoví desky, které v emulsi obsahují jako záporný katalysátor hydrazin. Přidá-li se tato látka do vývojky, lze správně vyvolati i desky značně (několiksetkrát) přeexponované. Hodí se tudíž »hydra« desky pro fotografie předmětů s velikými kontrasty, pro snímky proti slunci atd.

V některých případech naopak chceme působení vývojky zrychlit. Stane se tak, když se do vývojky přidá trochu sirnatanu sodnatého, který bromid stříbrnatý rozpouští. V roztoku je pak stříbro a chemický vývoj spojí se s fyzikálním. Stříbro rozpuštěné sirnatanem na místech neosvětlených (nebo málo osvětlených) přichází na místa osvětlená, kde zesiluje účinek vývoje chemického. Tento případ nastává téměř vždy, užije-li se vývojky, která obsahuje siřičitan sodnatý jako látku chránící. Tato přísada, která brání redukující část vývojky, aby se neokysličila — zejména když alkalie jest od vývojky ještě oddělena — rozpouští částečně bromid stříbrnatý a umožňuje fyzikální vývoj. Mimo to má siřičitan sodnatý ještě dvě výhodné vlastnosti. Působí totiž částečně jako redukční činidlo a mimo to zabraňuje, že vývojkami želatina neztvrdne.

Z předešlých výsledků vyplývá, že vývojka má býti takto složena: Připraví se několik oddělených roztoků: roztok A) obsahuje

redukční činidlo (vyvolávač) a siřičitan sodnatý jako chránidlo, jež i jinak je ve vývojce výhodné; roztok *B*) obsahuje alkalií ve vhodné koncentraci; *C*) je 10% roztok bromidu draselnatého. Zásobní roztoky, zejména jsou-li sehnanejší a v uzavřených hnědých lahvích, dobře se udržují. Z nich smícháme vývojku, dříve než začneme vyvolávat, a to slijeme roztoky *A* i *B* s přiměřeným množstvím vody, po případě přičiníme ještě několik kapek roztoku *C*. Vývojka, která při normální expozici poskytuje normální negativ, postupuje-li se určitým, ustáleným způsobem, slove *normální* vývojka. Vyvíjíme v místnosti osvětlené jen paprsky, které na citlivou vrstvu desky nepůsobí. Desky panchromatické nutno buď zbviti citlivosti na některé paprsky (červené nebo zelené) nebo nezbyvá, než tyto desky vyvolávat v úplné tmě. Miskou, která obsahuje vývojku a desku fotografickou, neustále kolébáme, aby se vyčerpaný roztok nahrazoval novým a aby vývojka všude působila stejnoměrně. Po určité době objeví se i ve stínech originálu podrobnosti. Deska i s druhé strany ukazuje obrysy světla, které prostoupily vrstvou až ke sklu. Vyvolaná deska se krátce ve vodě vypere a vloží do ustalovací lázně. Zjistiti, kdy je vývoj ukončen tak, aby za daných poměrů byl výsledný negativ co nejzdařilejší, je věc velmi dlouhé zkušenosti a závisí na mnohých činitelích.

Vylíčeným způsobem vyvolávají se desky normální. Není-li deska osvětlena normálně, nutno vývojku upravit a vývoj změnit. Deska málo osvětlená neukazuje v normální vývojce po delší dobu patrných změn. Konečně zčernají světla obrazu, ale stíny přes to nejeví podrobnosti. Prodlouží-li se vývoj, vznikne chemický závoj.

Není-li expozice příliš krátká, možno negativ zachrániti dvojitým způsobem. Buďto se připraví vývojka sehnanejší, obsahující účinné činidlo redukční a mimo to více alkalií, nežli je v roztoku normálním — způsob hodí se pro snímky mžikové — anebo se vyvolává *vývojem trvalým* ve značně zředěné vývojce, která nezpůsobuje chemického závoje (glycín, pyrokatechin) bez bromidu draselnatého. Desky příliš exponované, vyvíjeji-li se normálně, ukazují první stopy negativu velmi brzo potom, když se deska vloží do vývojky. Vkrátce však deska zčerná, neboť utvoří se na ní závoj způsobený dlouhou expozicí. V takových případech místo normální vývojky smícháme roztok, který má poměrně málo alkalií (vzhledem k množství redukčního činidla), a do něho přidáme mnoho bromidu draselnatého. Mimo to zředíme vývojku ještě vodou. *Colson* vyvolává přeexponované desky takto: Deska se vloží do vývojky, avšak ihned se z ní vyjme, aby na emulsi zůstala slabá

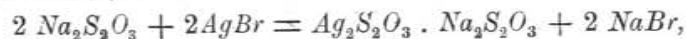
vrstva vývojky. Vývojka se na místech příliš osvětlených brzy vyčerpá a vývoj přestane, poněvadž se vývojka nenahrazuje; zato na místech méně osvětlených vývoj trvá dále. Při expozici nejisté nejlépe hodí se vývoj trvalý.

§ 151. Ustálení negativu.

Vyvolaná deska zbavuje se zbytků citlivých solí stříbrnatých v lázni, která rozpouští haloidy stříbra. Lázeň tato nazývá se *ustalovací*. Obsahuje sirnatan sodnatý, jenž při dostatečné koncentraci tvoří, na př. s bromidem stříbrnatým, podvojnou sůl ve vodě rozpustnou. Podle *Namiase* vyjadřuje tuto reakci vzorec



Je-li koncentrace ustalovací lázně menší nebo je-li tato lázeň vyčerpaná, děje se reakce



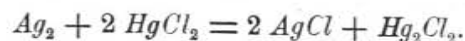
Podvojná sůl stříbrnatá není však ve vodě rozpustná. Odtud plyne pravidlo užívati ustalovacích lázní koncentrovanějších (1:4 až 1:5) a raději tyto lázně častěji novými nahrazovati.

Hořejší reakce vystihují základní děj ustalovací. Kdyby vznikaly jen tyto reakce, obsahoval by hotový negativ v želatině elementární stříbro. Podrobnější badání ukazuje však, že se zejména na povrchu redukovaného stříbra tvoří často sirníky. Zvláště na papírech bromostříbrnatých a chlorobromostříbrnatých se tento úkaz zhusta vyskytuje. Obrazy nabývají hnědých, olivových a pod. tónů, které bývají často i vítány. Ustálený negativ dlužno dobře vypratí, nejlépe v tekoucí vodě, aby v něm nezbyly rozpustné zbytky. Ušchlý negativ prohlásíme za normální, když položen byv na bílý papír ukazuje všechny podrobnosti obrazu i v nejtmaších místech (světlech předmětu) i v místech nejvíce průhledných (stínech). Mezi těmito hranicemi má míti negativ bohatou stupnici polostíňů, odpovídající polostíňům originálu. Negativ normální nemá ovšem závoje. Negativ málo exponovaný ukazuje stíny jako plochy úplně průhledné bez kresby i podrobností. Byl-li dlouho vyvoláván, jeví mimo to chemický závoj. Přílišnou průhlednost takových negativů, jež spojena je s malými rozdíly opacity v polostínech (malou gradací) vyjadřujeme řkouce, že negativ je *příliš měkký*. Naproti tomu negativ příliš exponovaný, je-li položen na bílý papír, nejeví často ani obrysy předmětu. Vzhled jeho velmi závisí na době vývoje.

Dlouho vyvolávané negativy jeví se na bílém papíře téměř celé černé. Kresbu a podrobnosti postřehneme jen, když jimi hledíme na oblohu, lampu atd. Opacita světél bývá značná. Jsou to plochy neprůhledné a vzhledem k úplným stínům jeví veliký kontrast. Méně vyvolané negativy jsou mdlé a nemají výrazu. Není patrné gradace, polostíny mizejí v šedém závoji. Kdežto tyto mdlé negativy nejsou k ničemu, hodí se převolané »tvrdé« negativy v četných metodách kopirovacích zcela dobře.

§ 152. Zesílení a zeslabení negativu. Retuš.

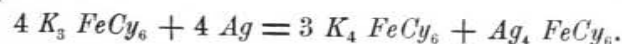
Negativy příliš měkké nebo tvrdé lze dodatečně opravit. Měkké negativy zesilujeme, tvrdé zeslabujeme. Sublimátový zesilovač obsahuje chlorid rtuťnatý, který působí na elementární stříbro hotového negativu tak, že vznikne chlorid stříbrnatý a kalomel podle rovnice



Touto reakcí negativ zbledí. Černé barvy však nabude, opere-li se krátce v slabém (5%) roztoku siřičitanu sodnatého nebo ve zředěném čpavku. Čpavek rozpustí chlorid stříbrnatý a promění kalomel na černou sloučeninu rtuťčnatou, málo průhlednou. Poněvadž tato látka se světlem rozkládá, je lépe zesílené negativy učinit černými zředěným siřičitanem sodnatým. Přidá-li se k tomuto roztoku trochu chloridu sodnatého, přestane se chlorid stříbrnatý rozpouštět a negativ zhoustne.

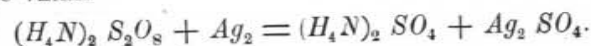
Negativy kolloidové zesilují se bromidem mědnatým, který proměňuje vyloučené stříbro na bromid stříbrnatý a tvoří bromid mědičnatý. Zvláště vydatný je zesilovač uranový, totiž roztok červené soli krevní a dusičnanu uranylového. Také fyzikálním vývojem (v roztoku dusičnanu stříbrnatého s alkalickou vývojkou) možno negativ zesílit.

Negativ zeslabne, t. j. stane se průhlednějším, rozpustí-li se trochu stříbra z negativu. Farmerův zeslabovač smísí se z 10% roztoku sirnatanu sodnatého a 2% roztoku červené krevní soli. Červená krevní sůl se sloučí se stříbrem negativu na ferrokyanid draselnatý (žlutou krevní sůl) a na ferrokyanid stříbrnatý podle rovnice



Ferrokyanid stříbrnatý se rozpouští v sirnatanu sodnatém a tím způsobuje zeslabení negativu. Tímto zeslabovačem, jenž působí rov-

noměrně, výborně odstraňuje se povšechný závoj, na př. na deskách přeexponovaných, kde následující zesílení zvětší kontrast negativu příliš měkkého. Naproti tomu nehodí se tento zeslabovač na kontrastní negativy, kde by podrobnosti ve stínech zmizely. V tomto případě s výhodou se užije roztoku persíranu ammonatého, který mocně působí na místech, kde je stříbra vyloučeno nejvíce, takže podrobnosti ve stínech nemizejí. Reakci persíranem ammonatým vyznačuje vztah



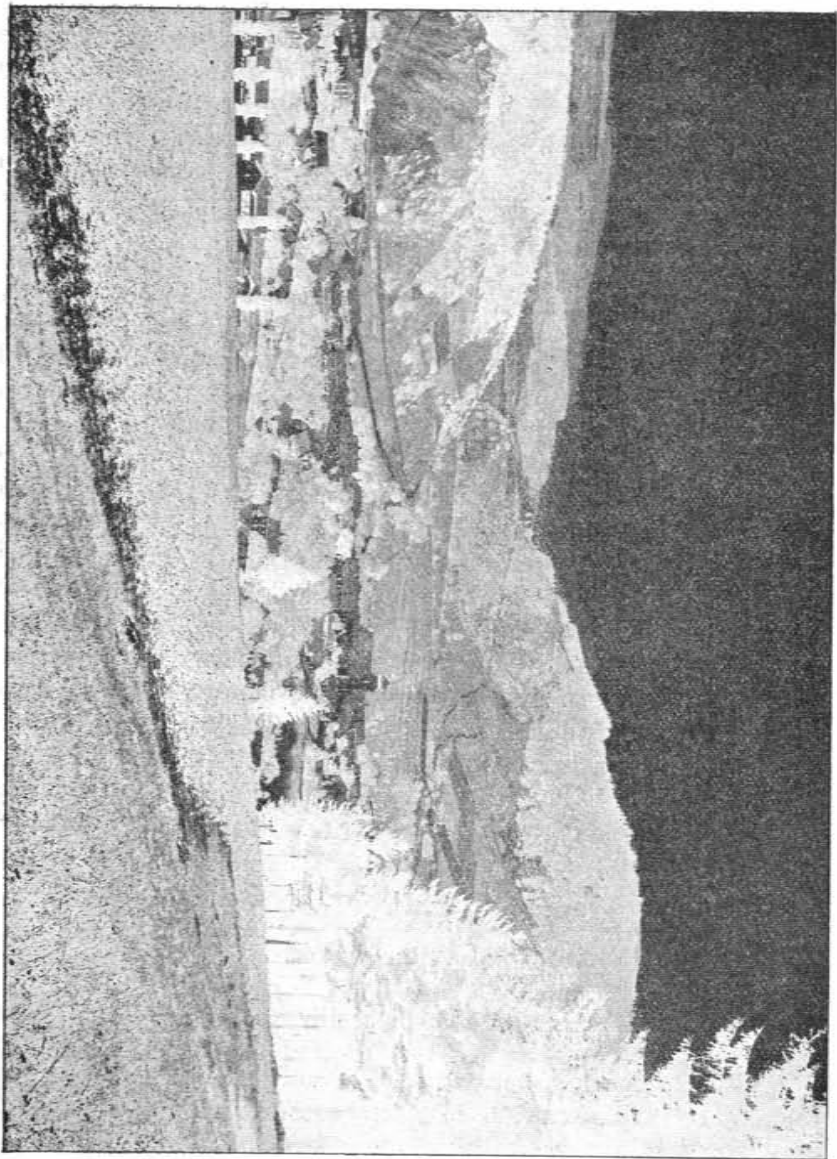
Vzniká tudíž siran ammonatý a stříbrnatý — obě látky ve vodě rozpustné.

Vedle těchto oprav, které se týkají obyčejně celkového povrchu negativu, nastává potřeba zvýšiti nebo snížit hustotu negativu na některých místech. Negativ vznikl na př. na desce, která byla zaprášena, tak že na obraze objeví se bílé tečky. Jindy bývá negativ v některých částech nadmíru kontrastní. Obloha je na př. příliš tmavá, kdežto popředí jen slabě propracováno; tvář barvy žluté nebo červené jeví se na negativu velmi průhledná. V takových případech se negativ místně opravuje (retušuje), t. j. uměle se mění jeho propustnost (opacita) na některých místech a to buď na vrstvě nebo na straně druhé. Při retuši kreslí se, na př. tužkou, buď přímo na emulsi nebo na takovou vrstvu, kterou jsme negativ pokryli. Zadní stěna negativu pokrývá se barevným lakem, který se pak z některých míst odstraňuje. Některé laky zasychají s hrubším zrnem, které tužku snadněji zachycuje; jiné laky přijímají snadněji vodové barvy, jež při retuši se nanášejí na negativ štětcem. Nejvíce třeba opravovati negativy portretní. Děje-li se tak přes míru, podoba nebývá věrná.

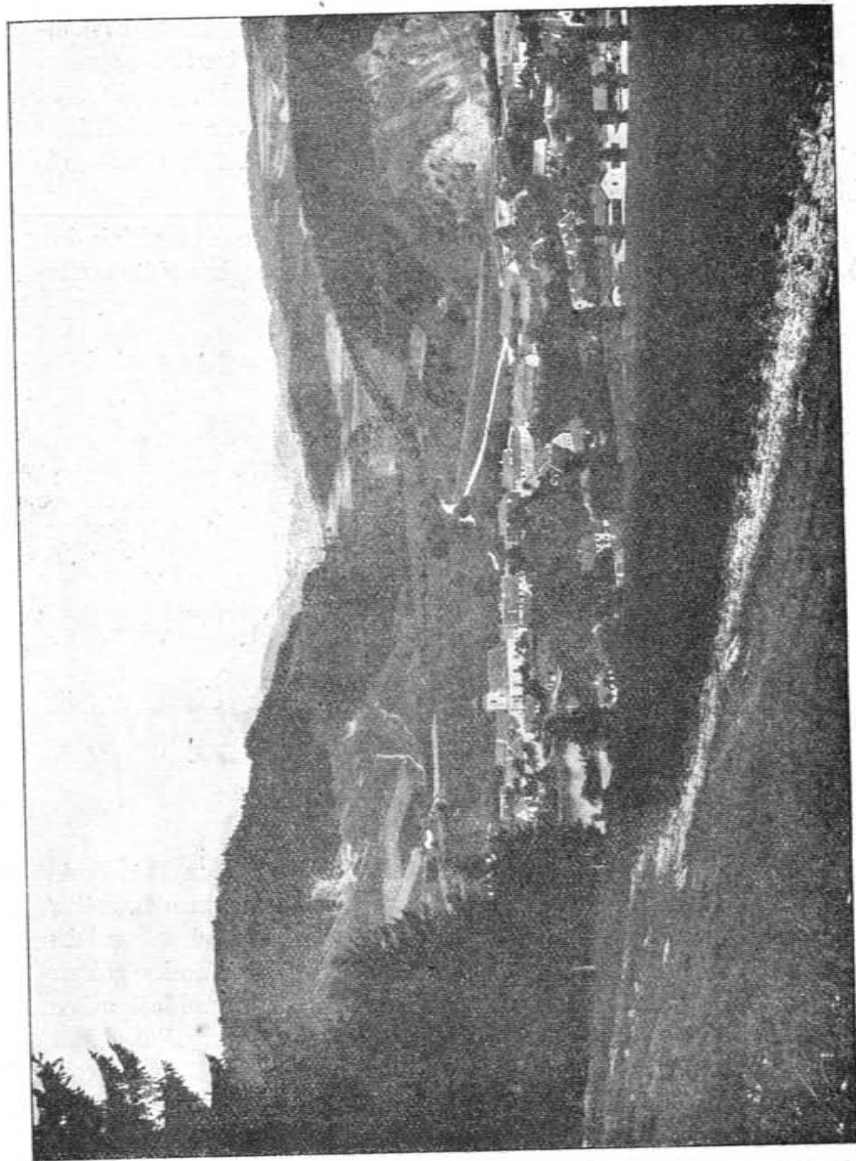
Positivní pochod.

§ 153. Diapositiv.

Z hotového negativu vznikne na fotografické desce pozitivní obraz prostým otiskem. Položí se totiž citlivá deska (ve tmavé místnosti) vrstvou na vrstvu negativu a osvětlí skrze negativ. Aby působilo světlo na desku jenom skrze negativ, vkládají se obě desky do tiskacího (kopirovacího) rámu (obr. 307.). V pevném rámcí dřevěném *R* vězí silná zreadlová deska skleněná; na ni položí se negativ nejprve vrstvou vzhůru, pak vrstvou k vrstvě citlivá deska



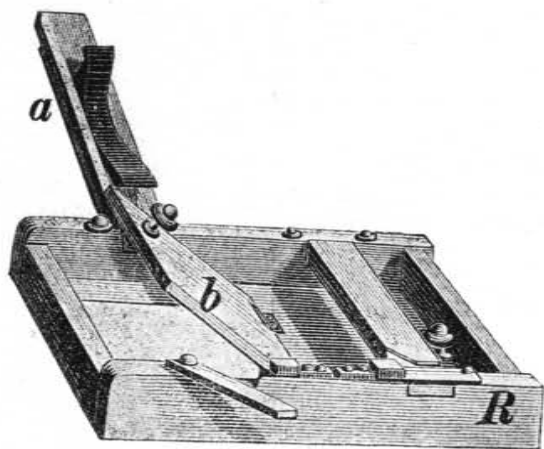
Obr. 305. Negativ.



Obr. 306. Positiv.

fotografická (v tmavé místnosti). Aby dotyk byl dobrý, dá se ještě vrstva papíru, načež se rám uzavře vikem, které obě desky pevně přitiskne pružnými péry. K osvětlení stačí umělý zdroj světelný (svíčka, žárovka, sirka atd.). Exposice záleží na hustotě negativu (je-li tvrdý, normální či měkký), na citlivosti desky, na intenzitě zdroje a vzdálenosti rámu od zdroje. Desku vyvoláme a ustalujeme obvyklým způsobem. Výsledkem je pozitiv na skle, tedy obraz průhledný, který lze opticky zvětšiti.

Obrázky takové slovou *diapositiv*. Hotoví se na tenkých deskách s emulsi jemně rozptýleného chloridu nebo bromidu stříbr-



Obr. 307.

natého, po případě i s emulsi chloro-bromostříbrnatou. Tyto desky diapositivní jsou mnohem méně citlivy nežli desky pro negativy, což souvisí s jemným zrnem halových solí stříbrnatých v emulsi a s tenkou jejich vrstvou. Zejména málo citlivy jsou desky chlorostříbrnaté, na které nutno působiti denním světlem. Mají ovšem výhodu, že je lze osvětliti tak dlouho, až se místo skrytého obrazu objeví (rozkladem chloridu) obraz dostatečně tmavý. Takové desky se jen ustalují. Záleží-li velmi mnoho na tom, aby zrno diapositivu bylo jemné, udělá se otisk na desku s kolloidovou emulsi chlorostříbrnatou, po případě s emulsi bílkovou. Tato kličovina dává nejjemnější zrno a hodí se na př. pro obrázky jemných stupnic, které se pozorují velmi zvětšeny. Barva diapositivního obrázku není vždy neutrálně šedá. Podle povahy emulze, způsobu vývoje atd. vznikají různé odstíny. Při emulsiích ryze chlorostříbrnatých nebo ryze bro-

mostříbrnatých, které nemají tak velkou náchylnost k chemickému závoji jako desky s emulsi smíšenou (chloro-bromostříbrnatou), lze různě přizpůsobiti k sobě expozici i vývojkou a tak získati tónů černého, černohnědého, hnědého, světlehnědého, ruděhnědého a brunnatého. Normální expozice se prodlouží a přiměřeně k tomu se vývojka ze složek smísí, po příp. zředí. Někdy se doba vývoje prodlouží. Přidá-li se do vývojky thiokarbamidu, vzniknou odstíny modré až i fialové. Hotové diapositivní obrázky lze rozmanitým způsobem tónovati, t. j. přeměnění vyloučené stříbro na sloučeninu jiné barvy. Také tónování zlatem a pod., o němž bude dále řeč, hodí se na diapositivy, zvláště, mají-li emulsi chlorostříbrnatou.

Modré diapositivy zhotovíme jednoduše takto: Desky s vrstvou tvrdé želatiny (staré desky fotografické, které jsme ustálili a vyprali), koupeme při stlumeném světle po 2 minuty v 10% roztoku citroňanu železitého a ostavíme, aby uschly ve tmě. Na ně tiskneme negativ (v rámu) při denním nebo obloukovém světle elektrickém. Kopie vyvoláváme v 8% roztoku červené krevní soli a pereme vodou. Osvětlením promění se železitá sůl na železnatou, která červenou krevní solí přejde v nerozpustnou modř Turnbullovu, po př. ve směs této modři a modři pruské. Jiné metody záleží na fotografických vlastnostech chromovaných kličovin. Bude o nich jakož i o diapositivech barevných (v přirozených barvách) pojednáno v příslušném odstavci dalším.

Pěkný diapositiv je dobrou pomůckou vyučovací, neboť vhodně objasňuje výklad a usnadňuje názor. Pomůcka tato je levná, zaujímá málo místa a upoutává pozornost v zatemnělé síni. Diagramy naproti tomu jsou drahé a veliké.

§ 154. Positiv na papíře chlorostříbrnatém a bromostříbrnatém.

Fotografické papíry liší se jednak citlivou solí, jednak kličovinou, kterou je citlivá sůl připoutána na povrch papíru. Původní citlivé papíry fotografické vyráběly se způsobem již v úvodu naznačeným. Papír byl potřen vrstvou škrobu, kličku, bílku atd., k níž bylo přidáno trochu chloridu. V lázni dusičnanu stříbrnatého byl poté zcitlivěn, takže vznikl v povrchové vrstvě chlorid stříbrnatý. Tímto způsobem dosud se připravují některé papíry *albuminové*. V době nynější pokrývají se papíry emulsi chlorostříbrnatou jako desky fotografické. Děje se tak stroji. Příprava je tak dokonalá, že mnohé tyto papíry v suchu a ve tmě vydrží delší dobu bez škodlivých změn. Zejména papíry s emulsi bromostříbrnatou velmi dlouho vydrží. Podle kličoviny rozeznáváme papíry *celloidinové* (kolloidové), *želatinové* (aristové) atd.

Dotykové otisky hotoví se v tiskacím rámu, který možno občas z části otevřít, takže (na papírech chlorostříbrnatých) lze sledovati, jak redukce postupuje. Pravidlem tisknou se papíry chlorostříbrnaté temněji, nežli má být hotová kopie, neboť v tónovací a ustalovací lázni obraz poněkud vybledne. Některé papíry chlorostříbrnaté lze hned ustáliti. Obyčejné papíry celloidinové však nabývají v ustalovací barvy nepěkné a nestálé. Proto se tyto papíry tónují. Otisky vyperou se nejprve ve vodě, kde emulze pozbuje rozpustných solí, zejména stříbrnatých, na to vloží se do roztoku chloridu zlatového nebo platičitého. Zlato, po příp. platina, vylučuje se z těchto roztoků a pokrýváje obraz, dodává mu pěkné barvy a trvanlivosti. Některé z tónů barevných jsou stálé a lze je po vyprání ustáliti v 10% roztoku sirnatanu sodnatého. Otisky se pak dokonale zbaví v proudící vodě zbytků ustalovací soli, sic jinak dostanou skvrny, změni barvu atd. Hotové kopie napínají se na tuhý podklad čistým a čerstvým škrobem.

Otisky na papírech chloro-bromostříbrnatých a bromostříbrnatých podobají se otiskům diapositivním. Papíry vyvolávají se v tmavé místnosti nebo, jsou-li velmi málo citlivé, večer při svíčke nebo lampě. Papíry bromostříbrnaté bývají někdy tak citlivé jako obyčejné desky fotografické. Těchto papírů lze užití ve větších přístrojích fotografických místo negativní desky. Jejich emulze jsou na podkladu co možno stejnoměrném a průsvitném, tak aby dotykové otisky byly možné. Papíry chlorobromostříbrnaté jsou méně citlivé, zejména jsou necitlivé na žluté světlo. Otisky na papírech bromostříbrnatých lze tónovati jako diapositivy, zvolí-li se přiměřená vývojka a způsob vyvolání, jakož i osvětlí-li se přiměřeně. Otisky nabývají rozmanitých tónů, promění-li se vyloučené stříbro na sirník stříbrnatý. V lázni, která obsahuje vedle bromidu draselnatého též červenou krevní sůl, přemění se vyloučené stříbro na otisk v bromid stříbrnatý; otisk tím zbělí, roztokem sirniku (natria, barya atd.) převede se bromid na sirník. V teplých roztocích obsahujících kamence draselnatý a sirnatan sodnatý, vylučuje se síra, s níž spojuje se stříbro v emulsi na sirník. Oba způsoby dávají velmi trvanlivé otisky, na něž vzduch, obsahující sloučeniny síry, nepůsobí; též vzduch však porušuje otisky sírou netónované.

Papírů bromostříbrnatých užívá se ku *zvětšeninám*. Negativ se osvětlí jako při projekci lampou s kondensorem a to světlem rozptýleným, jež prošlo jedním nebo dvěma zrnými skly, postávenými mezi kondensorem a negativ. Zvětšení stane se opticky v přístroji, který má značný výtah a přiměřené rozměry. Do kassety se

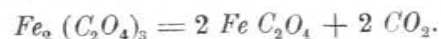
místo desky vkládá bromostříbrnatý papír. Jde-li o veliké zvětšení, upraví se osvětlení negativu tak, aby do zatemnělé světlice nevnikalo jiné světlo, než které propouští zvětšovací objektiv. Osvětlený negativ promítne se na svislou desku s připevněným papírem bromostříbrnatým. Obraz zařídí se v neúčinném světle tím, že se objektiv pokryje červeným sklem.

Na fotografické výstavě drážďanské r. 1907 byly pokryty stěny některých místností bromostříbrnatými zvětšeninami, z nichž některé na př. panoramatické pohledy z Alp, byly na metry dlouhé.

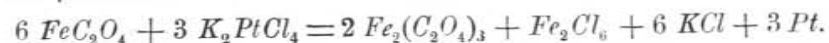
Stykové otisky na papír bromostříbrnatý při umělém zdroji lze poříditi strojově. Vyrábějí se tak pohlednice, ilustrace atd. Tak zv. *kilometrová zařízení* přivádějí papír bromostříbrnatý na válci navinutý do kopírovacího stroje, kde se jednotlivé negativy vedle sebe tisknou. Kopie vcházejí samočinně do vývojky, ustalovače atd.; vyprané se uměle suší, takže výroba značně se zrychlí.

§ 155. Platinotypie. Kyanotypie.

Při platinotypii je citlivou látkou železitá sůl, která osvětlena jsouc mění se na železnatou. Teprve tato látka redukuje platinovou sůl, jsou-li přítomny látky organické. Užívá se tu šfovanu železitého, šfovanu draselnatého a chloroplatnatanu draselnatého. Fotochemická reakce děje se podle rovnice



Železnatá sůl působí pak za přítomnosti šfovanu draselnatého na sůl platinovou:



Způsob, kterým se tyto reakce spojují, je trojí:

A) Papír potře se roztokem šfovanu železitého. Na něj se otiskne negativ, až se objeví obraz oranžově zbarvený. Kopie se vyvolá v roztoku, jenž vedle šfovanu draselnatého obsahuje chloroplatnatan draselnatý, a ustálí ve zředěné kyselině solné.

B) Papír se zcitliví roztokem soli železité i platnaté. Vyvolává se pak studeným nebo teplým roztokem šfovanu draselnatého. Obě tyto metody zavedl Willis (1872—73 a 1888, po příp. 1892).

C) Konečně lze papír připravit směsí všech těchto látek a vyvolávat jej vodní parou (*Pizzighelli* 1887). Platinový papír nutno chrániti vlhka, neboť jím se železité soli rozkládají. Proto se tento papír chová v kovových krabicích vysušovaných chloridem vápenatým.

Zhusta dělají se otisky z negativů modrým tiskem negativním čili *kyanotypií*. Jako při platinotypii je tu základní fotochemickou reakcí redukce soli železité na železnatou.

Papír potírá se ve ztlumeném neb umělém světle roztokem, jenž obsahuje zelený citroňan železitoammonatý a ferrikyanid draselnatý, načež ostává se ve tmě, aby uschl. Světlem rozkládá se pod negativem na průhledných místech (ve stínech) citroňan železitoammonatý na sůl železnatou. Vloží-li se poté otisk do vody, vytvoří se s ferrikyanidem nerozpustná modř Turnbullova (Fe_3Cy_{12}), po případě modř pruská (Fe_4Cy_{18}). Oba tyto ferrikyanidy vzniknou obyčejně ve směsi, v níž jeden nebo druhý převládá podle koncentrace působících solí. Papír se stane citlivější, když se připraví s trochou kličoviny. Metody této užívá se, aby se vyrobily modré otisky plánů a výkresů zhotovených na průsvitném papíře nebo plátně. Výsledkem je ovšem výkres na modré půdě.

Kyanotypii lze poznamenati v *modrý tisk pozitivní*. Osvětlený otisk vyvolává se železnatou solí na neosvětlených místech. Roztok, kterým se papír zcitlivuje, obsahuje arabskou gumu, citroňan železitoammonatý a chlorid železitý. Papír potře se těmito látkami a, když oschl, tiskne se na něm pod pozitivem. Vývojkou je roztok žluté krevní soli, jež proměňuje neosvětlená místa v pruskou modř. Ustává se ve zředěné kyselině solné. Tento pozitivní tisk modrý není tak rozšířen jako negativní, vzhledem k tomu, že stejnoměrný nátěr hustou směsí jmenovaných látek vyžaduje praxe i dovednosti. Trvanlivé papíry pro modrý tisk negativní vyrábějí se na veliko.

§ 156. Kopie na chromovaných kličovinách.

Velmi zajímavé metody opírají se o fotografické vlastnosti chromovaných kličovin. Fotochemickou citlivost chromových solí zjistil r. 1798 *Vauquelin*, jenž pozoroval, že barva chromanu stříbrnatého se mění světlem. *Suckow* (1832) upozornil na fotolysu chromanů, jsou-li při tom organické látky. *Ponton* (1839) shledal, že papír potřený dvojjchromanem draselnatým mění barvu vlivem denního světla. *Becquerel* ukázal, že reakce stane se citlivější, když je chromová sůl ve vrstvě škrobové. Těmito zkušenostmi připravena byla půda pro zkoumání fotografických vlastností chromovaných kličovin. Velmi důležité pozorování učinil *Fox Talbot* (1852). Chromovaná kličovina ztrácela osvětlením vlastnost přijímati vodu, bobtnati, a zároveň pozbývala rozpustnosti v teplé vodě. Talbot použil tohoto objevu, aby zhotovil želatinový relief, který bylo možno (leptáním) přenést na tiskací desku kovovou. Až bu-

deme jednati o tom, jak se užívá fotografie v tiskové reprodukci, poznáme další význam této metody. Sem náleží dále metody, které zavedl *A. L. Poitevin* (1819—1882), totiž *uhlotisk* a *světlotisk*. Chromované kličoviny světlem nejen tmavěji a zmenšují schopnost přijímati vodu a rozpouštěti se v teplé vodě, ale mění také vlastností hygroskopické. Na př. osvětlená vrstva chromované arabské gumy ztrácí povrchovou lepkavost. Na této vlastnosti založil *Obernetter* (1864) metodu práškovací^{*)}, vhodnou zejména pro reprodukci negativů nebo pro diapositivy. V dalším pojednáme o pozitivních metodách, které opírají se o uvedené vlastnosti chromových solí a chromovaných kličovin.

Anilinový tisk. Vlivu světla na papír potřený dvojjchromanem draselnatým užívá se k hrubší sensitometrii papírů fotografických, nelze-li na nich účinek světelný přímo sledovati. Takový papír, ve tmě jasně žlutý, světlem hnědne. Vloží-li se na př. do fotometru Vogelova, možno jím zajistiti správnou expozici.

Pro anilinový tisk zcitliví se papír roztokem dvojjchromanu draselnatého a kyseliny fosforečné. Na něj tisknou se čárové výkresy (po případě i diapositivy) dobrým světlem (za letních měsíců) po několik minut. Otisky vyvolávají se ve skřínce, která obsahuje vodní i anilinové páry. Dvojjchroman světlem nerozložený slučuje se s parami anilinovými na nerozpustnou sloučeninu tmavě namodralou. Otisk se pak vy-pírá vodou.

Negrografie. Negrografie dává pozitivní otisky čárových výkresů, pérokreseb atd. původně na průhledném papíře pauzovacím. Hladký a dobře klížený papír natírá se roztokem arabské gumy, k němuž bylo přidáno dvojjchromanu ammonatého. Chromovaná guma, pokud byla osvětlena, stává se ve studené vodě nerozpustnou. Otisk, vyvolaný ve vodě a usušený, pokryt jest až na linii výkresu vrstvou nerozpustné kličoviny. Suchý papír potře se lihovým roztokem šelaku, k němuž bylo přidáno trochu sazové černě. Sotva nátěr oschl, vloží se otisk do slabého roztoku kyseliny sírové. Vatou možno setřítí nerozpustnou kličovinu, kdežto barevný nátěr utkví na čarách výkresu.

Gumotisk. Na nerozpustnosti osvětlených chromovaných kličovin ve studené vodě zakládá se gumotisk. Název sám ukazuje, jaké kličoviny se tu obyčejně užívá, ačkoliv hodí se i jiné kličoviny, rozpustné ve vodě poněkud teplejší. Papír pro tento tisk třeba předem připravit, aby do něho příliš nevnikala fotografická vrstva. Potírá se tedy tvrdou želatinou, k níž přidá se trochu kamence draselnatého. Takové papíry dostanou se v obchodě hotové.

^{*)} Viz Dr. *V. Novák*: Dvě jednoduché metody hotovení diapositivů. *Fotogr. Obzor* 24. 2. 1916.

Papír potřeme na upravené straně roztokem arabské gummy, k níž přidáno bylo trochu barviva a dvojchromanu draselnatého neb ammonatého. Papír rychle ve tmě osušený a v suchu po tmě uschovaný vydrží několik neděl. Nátěr papíru vyžaduje cviku a obratnosti, neboť hustá guma arabská rychle schne, takže nátěr nebývá rovnoměrný. Z negativu tiskne se na suchý papír citlivý nejlépe denním světlem (po případě i přímým světlem slunečním) nebo obloukovou lampou; expozice sleduje se Vogelovým sensitometrem.

Papír se vyvolává vodou, někdy stačí vložit jej do větší mísy s vodou, vrstvou k hladině. Zpravidla však na kopii se stříká voda z vodovodu nebo z konvice. Nestačí-li ani tyto mechanické nárazy, zvýší se teplota vody nebo se do ní přidá trochu sody nebo potaše. Různými těmito způsoby vývoje možno kopii vypracovati na různých místech různě podle povahy předmětu. Mírnými nárazy vodní srohy, na př. rozprašovače, vznikne jemné zrno. Voda teplejší a prudší nárazy dává zrno hrubší. Tento způsob gumotisku dává malé odstínění v obraze. *Kosel* odstranil tuto závadu *tiskem složeným*. Prvním tiskem reprodukuje se střední stíny, tiskem druhým nejjemnější odstíny (lazura), třetím konečně dodává se hlavním stínům náležitě síly. Rám pro tento trojitý tisk je tak upraven, že se kopie druhá a třetí přesně kryjí s první. Způsob jest ovšem zdoluhavý, neboť kopie po každém tisku nutno znovu barvou natřít a po vyvolání osušiti. Jednotlivým tiskům lze podle povahy negativu přizpůsobiti koncentraci nátěru (guma : barva : chromová sůl).

Packham a po něm *Gaedicke* pozměnili metodu takto: Papír se napřed zečtiví dvojchromanem a teprve, když oschl, potírá se roztokem gummy a barviva. Vrstva je nejcitlivější vespod. Delší expozicí nabude se i jedním otiskem kopií s větší gradací, než jakou mají otisky vzniklé metodou *Koselovou*.

Auktor těchto řádků hleděl spojití výhody obou způsobů takto: Papír se zečtiví v roztoku chromové soli jako metodou *Packhamovou*, ale nedá se mu oschnouti, nýbrž do vlhkého papíru nanáší se hned roztok gummy s barvivem. Aby barevná vrstva byla stejnoměrná, rozprašuje se roztok barviva v arabské gumě aerografem. Tak vznikne vrstva velmi rovnoměrná. Zároveň možno nabýti různého zrna, podle toho, jak se zařídí aerograf a z jaké vzdálenosti se rozprašuje. Tato metoda dává i jediným tiskem obrazy harmonické.

Místo arabské gummy hodí se i jiné klišoviny. *Renger-Patzsch* (1912) připravil digerováním želatiny s chloralhydratem za teploty 60 až 80° roztok, který netuhne ani v obyčejné teplotě. Tím nahradil arabskou gumu. V obchodě dostane se papír zvaný »fres-

son« a papír *Hochheimerův*. Oba mají v povrchové vrstvě rybí kliš s barvivem jemně rozptýleným.

Tyto papíry zečtivují se v lázni 2% roztoku dvojchromanu draselnatého (nebo ammonatého). Tiskne se na ně obvyklým způsobem. Vyvolávají se tak, že ponechají se chvíli ve vodě poněkud teplejší (papír *fresson* asi 25°), načež polévají se kaší z jemných pilin bukových ve vodě. Otisky na papír »*fresson*« a *Hochheimerův* mají nadměru jemné zrno a vynikají četnými přechody ze světla do stínu. Vadí poněkud, že jsou omezeny pouze na pigmenty v obchodě hotové. Papír pro gumotisk připravujeme si naproti tomu sami a můžeme barvy zvoliti takové, aby se zrno i tón obrazu hodily k předmětu.

Uhlotisk. Klišoviny lze seřaditi podle toho, jak se rozpouštějí ve vodě se stoupající teplotou. Na konci řady je želatina, která ve studené vodě pouze bobtná, rozpouštějí se teprve ve vodě 30° až 40° teplé, po př. i za vyšší teploty podle tvrdosti. Pro *uhlotisk* čili *tisk pigmentový* připravují se továrnicky papíry s vrstvou želatiny, která obsahuje rozptýlený pigment. Papíry tyto zečtivují se v lázni několikaprocentového roztoku dvojchromanu draselnatého neb ammonatého, po př. se natírají tímto roztokem a rychle suší.

Negativ opatřený obrubou několik mm širokou (z černého papíru, staniolu a pod.) tiskne se na citlivý papír pigmentový. Expozice řídí se Vogelovým fotometrem, v němž je lístek bílého papíru zečtivěný v téže chromové lázni. Zároveň s kopií vloží se do vody trochu větší kus přenášecího papíru, po případě skleněná deska se slabou vrstvou nerozpustné želatiny (chromovaná želatina, která byla denním světlem delší dobu osvětlena). Když oba papíry zvláčněly, stisknou se pod vodou vrstvami k sobě, po příp. kopie přitiskne se ke sklu tak, aby mezi vrstvami nebylo vzduchových bublinek. Na to přenesou se na rovinný podklad. V obou případech se postaráme (válečkem, gumovým pravitkem atd.), aby vrstvy obou papírů k sobě přilnuly bez vzduchových bublinek. Zatím se zahřeje trochu vody na 30°—40°. Do lázně (v ploché misce) ponoří se kopie na přenášecím papíře nebo na skleněném podkladě. Teplá voda pronikne papírem a rozpustí dolejší vrstvy želatiny, kam osvětlení neproniklo. Papír lze po několika minutách s podkladu sejmuti. Obrázek, který je takto přenesen na podklad, vyvolává se na něm teplou vodou, kterou se kolébá tak dlouho, až světla vystoupí v žádoucí čistotě. Obrázek na podkladě je ovšem vzhledem k originálu se strany na stranu převrácen. Ruší-li tato okolnost, lze jej ze skleněného podkladu přenést na jiný želatinový papír. Suchá kopie se vnoří do vody, kde je kus přenášecího papíru. Pod vodou obě vrstvy se k sobě přitlačí a papír mírně zatížený estaví se, aby oschl. Působí-li se pak na podklad skrze papír přenášecí velmi zředěným roztokem kyseliny fluorovodíkové, možno uvolněný obrázek od skla oddělit. Místo skleněného podkladu užívá se k tomuto dvojmu přenosu zvláštního papíru, který se potřé před prvním přenosem pryskyřicovou pastou, aby obrázek při druhém přenosu (na papír pro dvojí přenos) snadno se oddělil od

původního podkladu. Ponecháme-li pigmentový obrázek na skleněném podkladě, obdržíme diapositiv.

*Oleotisk**) a *bromooleotisk*. Chromovaná želatina byvši osvětlena nepřijímá vody, za to však přidrží olejovou barvu; právě opačně chová se želatina neosvětlená. Odtud vycházejí novější fotografické metody pozitivní — *oleotisk* a *bromooleotisk*.

Oleotisk a bromooleotisk. Želatinovaný papír (hodí se papír pro dvojí přenášení) pro oleotisk zcitliví se dvojjchromanem draselnatým. Na něj otiskne se negativ, až dvojjchroman zhmědne účinkem světla na místech ozářených. Kopie, vypraná ve studené vodě, vloží se na několik minut do vody 20 až 25° teplé, aby neosvětlená želatina vodou nasákla a vznikl reliefový obrázek. Obrázek se povrchově osuší jemným plátnem, načež se na něj nanáší a to jemným pořukáváním povrchu hustá barva olejová tupě seříznutou štětkou (podoby kopytka). Barva chytá na místech osvětlených (stínech originálu). Za nedlouho vystupuje z úplně bílé plochy pigmentový obraz v olejové barvě.

Olejový tisk vyniká nad jiné způsoby pozitivní. Nejen že můžeme vybrati si příhodný pigment, ale také způsob práce možno přiměřeně upravit. Podle toho, jak je štětec tvrdý a jak se na něj tlačí, objeví se zrno na obrazu. Některá místa lze jemně vypracovati jako při gumotisku, jiná jen zběžně přejít, po případě rozplývavě do úplně bílé plochy vymeziti. Dokud je obrázek čerstvý, přetiskne se snadno na jiný papír tlakem (satinovacím přístrojem). Tak zhotoví se z originálu několik otisků. Konečně, a to zejména je přednost této metody, můžeme oleotiskem hotoviti zvětšené otisky. K tomu není ani třeba zvětšovati negativ. Děje se tak *bromooleotiskem*.

Z negativu zhotoví se zvětšený otisk na bromostříbrnatý papír, jehož emulze není příliš tvrdá. Zvětšenina vyvolá se amidolem (bez alkali), ustálí pouhým sirnatem a vybělí v roztoku, který vedle dvojjchromanu draselnatého a bromidu draselnatého má síran měďnatý. Vyloučené stříbro promění se tím na bromid. Poté obrázek opereme ve zředěné kyselině sírové, znovu vypereme a naposled úplně rozpustíme v ustalovací lázni. Tak vznikne ze zvětšeniny želatinový relief jako při obyčejném oleotisku, který se jako dříve barví olejovou barvou.

Tisk ozobromový. Chromovaná želatina účinkem světla tvrdne, což je způsobeno redukcí dvojjchromanu draselnatého. Tato redukce může vzniknouti beze světla účinkem soli železnaté.

Papír pigmentový zcitliví se roztokem, který se upraví z těchto základních součástí: z červené krevní soli, bromidu draselnatého a dvojj-

*) *Jan Srp*, „Oleotisk“ II. svazek Praktické knihovny českého fotografa amatéra. Nakl. Kočí v Praze. 1916.

chromanu draselnatého. Papír tímto roztokem nasáklý přiloží se (pod vodou), ke kladnému otisku bromostříbrnatému, načež oba papíry přitisknou se dokonale k sobě. Železitá sůl spolu s bromidem draselnatým přeměňuje stříbro kopie na bromid. Tím mění se železitá sůl v železnatou, jež redukuje dvojjchroman. Tato redukce má v zápětí, že želatina ztvrdne na místech, která náleží stínům originálu. Po 20 až 25 minutách reakce se skončí; oba papíry se odlepi a vlhký pigmentový papír přeneše se na desku, politou nerozpustnou želatinou, nebo na přenášečím papír jako při uhlotisku. Vyvolávání je stejné. Bromostříbrnatá kopie, která se účinkem železité soli a bromidu vybělí, vloží se do vývojky, aby se bromid stříbrnatý znovu redukoval na černý obrázek. Když se kopie vyprala od zbytků vývojky, lze postup opakovati. Působení ozobromového roztoku nutno řídit organickou nějakou kyselinou a kamencovým roztokem. Tyto roztoky (kyseliny octové a kamence) přidávají se do zmíněné směsi po kapkách; jimi lze roztok přizpůsobiti k různému pigmentu, takže podle přání vzniknou buďto otisky velmi měkké, jakoby nadechnuté, nebo otisky kontrastní.

§ 157. Methody práškovací.

Henri Garnier a Alphons Salmon (1858) použili k fotografii různých vlastností hygroskopických, jež mají soli železité a železnaté. Skleněná deska politá roztokem železité soli osvětlená byla pod negativem na prudkém slunci. Sůl železitá přeměnila se světlem na navlhavou sůl železnatou, takže jemný prášek tuhový přichytil se na místech osvětlených. Tak vznikl pozitiv. *Poitevin* (1860) užil k tomuto způsobu práškovacímu roztoku chloridu železitého s kyselinou vinnou. Nahradí-li se železitá sůl chromovanou kličovinou, stane se metoda 25 až 30 × citlivější, arcí v tom smyslu, že chromovaná kličovina ztrácí osvětlením původní navlhavost.

J. B. Obernetter (1864 až 74) tak zdokonalil tuto metodu pro reprodukcii negativů, že mu r. 1874 vídeňská fotografická společnost udělila zlatou medaili. Nejvhodnější kličovinou osvědčila se arabská guma, která v roztoku, obsahujícím též cukr (po případě i glycerin) a sůl chromovou, dává poněkud lepkavou emulsi. Skleněná deska s touto emulsi ztrácí na místech osvětlených pod negativem tuto lepkavost. Potírá-li se deska tuhou (kysličníkem železitým atd.), lze negativ reprodukovati. Vycházíme-li od diapositivu, poskytuje tato práškovací metoda zase diapositiv.

Starší předpisy doporučovaly sušiti desky k metodě práškovací v teplotě 40° až 60°. Tím byla práce značně znesnadněna, jak *Holcroft* (1914) a zejména *V. Novák* (1916)*), podrobnějším stu-

*) *V. Novák*: *Fotogr. Obzor*: 21. 2. 1916.

diem ukázal. Když se užije místo tuhy jako vyvolávacího prášku emailu, lze obrázky, které kolloidovým povlakem snadno se přenášejí z původní desky na kov nebo jiný podklad, vypálením proměnit v obraz emailový.

Z práškových method na papír, mimo metody, jichž se užívá při tiskové reprodukci, rozšířil se pouze tak zv. tisk »askau«, nazvaný podle začátečních slabik: *asfalt* a *kaučuk*. Papír s emulsi, jež obsahuje tyto dvě látky, je lepkavý; ztrácí však lepkavost ve světlech originálu byv osvětlen diapositivem. Vyvolává se jemným barevným písekem, který se drží míst lepkavých. Ztráta lepkavosti způsobena je světlem, neboť rozpustnost asfaltu v kaučukové emulsi se změní. Asfalt se při tom vyloučí a tím ovšem emulsi tak změní, že jemný písek se na místech těchto už nepřichytí. *J. Rieder* (1910) původní tisk pozměnil po té stránce, že papír s citlivou vrstvou kaučuku a asfaltu osvětlil pod negativem. Výhoda je v tom, že lze podle změny barvy otisk sledovati; při starší methodě bylo potřetí fotometru. Vyvolává se barvivem, rozpuštěným v alkoholu.

§ 158. Užití fotografie při tiskové reprodukci.

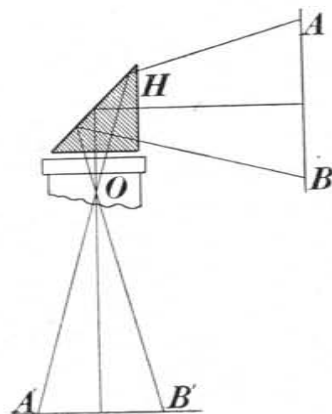
Fotografické metody, které jsme uvedli a jež mají účelem zhotoviti z daného negativu několik stejných otisků, hodí se v praxi jen tehdy, když počet jejich jest omezen nebo když nezáleží na tom, aby velký počet byl udělán v krátké době. Právě tyto podmínky však klade pozitivnímu procesu tisková reprodukce. Vzhledem k veliké důležitosti knižních ilustrací i časopiseckých reprodukcí jak uměleckých děl, tak přírodních krás atd., pojednáme v tomto odstavci o nejdůležitějších způsobech reprodukčních, jež mají fotografický základ.

Methody tyto lze třídit podle úpravy tisknoucí plochy. Je-li tiskací deska (cliché, štoček) tak upravena, že tiskací rovina tvoří vyvýšenou část reliefu, jehož prohlubně vůbec barvy nepřijímají, podobá se tisk zcela tisku knižnímu (tisk vyvýšený; něm. Hochdruck). Jinak může tiskací deska v téže rovině obsahovati místa, jež barvu přijímají a odevzdávají — tisknou —, a mimo to místa, jež se nezbarví. Tisk takový slove plošný (něm. Flachdruck). Konečně podobá se někdy formě přichystané k odlitku, takže obrazový relief je negativní. V tomto případě vrchní část rovinná desky vůbec netiskne. Tiskací deska obsahuje barvu jen v prohlubeninách, z nichž velkým tlakem barva vychází na poddajný podklad. Tento

tisk »z hloubky« (něm. Tiefdruck) je nejdokonalejším prostředkem reprodukcí.

Základními methodami reprodukčními, poskytujícími tiskací desky, jež lze vložit do ostatní sazby a jimž náleží přednost, jde-li o rychlou reprodukci velkého množství otisků, jsou *zinkografie* a *autotypie*. Obě metody upravují desku pro tisk z vyvýšenin kovového reliefu. Jako příklady plošného tisku, jež opírá se o fotografii, vypíšeme *fotolithografii* a *světlotisk*. Jako příklady tisku z »hloubky« budou uvedeny *heliografie*, *tisk asfaltový* (orthotypie) a *novinářský tisk* pro stroje *rotační*.

Zinkografie. Obrazová cliché pro výškový tisk se dříve ryla. Do rovné desky dřevěné, kovové atd. vyryl rytec podle výkresu všechna místa, která tvořila půdu výkresu. Zbylé vyvýšeniny přijímaly barvu a při tisku na podložený papír ji přenášely. Tyto obrazy skládají se z ploch úplně kontrastních, totiž bílých a tmavých (barevných). Pracné rytí, jež vyžadovalo nejen dovednosti a zručnosti, ale i uměleckého vkusu a nadání, nahrazuje zinkografie tím, že čárový výkres se fotografickochemicky přenáší na kovovou desku. Vychází se od negativu, po příp. od negativů, které jsou se strany na stranu převráceny. Takový negativ vznikne, když fotografujeme původní výkres před objektiv postavíme úplně odrazejší hranol (obr. 308.), který jako rovinné zrcadlo obraz se strany na stranu převrátí. Jednodušeji se téhož výsledku dojde, vloží-li se fotografická deska do kasetty obráceně, tedy sklem k objektivu.



Obr. 308. Převratný hranol.

Vydeme-li od negativu, kopírujeme jej na chromovaný přenášecí papír albuminový. (V obchodě rozšířen je Husníkuv přenášecí papír pro tyto účely výborně vhodný.) Kopie položí se na rovinný podklad a přeje se sametovým válcem, který byl natřen tiskařskou černí. Tím vznikne šedý povrch na obrázku, který ukazuje tmavším tónem čáry výkresu. Teprve potom se kopie vyvolává. Vloží se totiž do studené vody, kde se nerozložený dvojjadrový vyvolávací prostředek vypere, neosvětlená želatina nabobtná a barvu odpuzuje. Kopie se povrchově osuší, dodatečně ještě přeje se válcem s barvou a přetiskne na kovovou desku, která má být tiskovou tiskací. Tato deska, na níž se otisk výkresu některými obraty ještě zesílí, vloží se do roztoku, jímž se kov barvou nepokrytý vyleptá.

Leptání nelze dokončiti na jednou; je třeba desku dosud nehotovou opláchnouti, osušiti a znovu barvou opatřiti tak, aby i stěny vznikajícího reliefu se barvou pokryly a »podleptání« reliefu zabránily. Aby se ušetřilo přenašení výkresu na kov, kopíruje se negativ hned na kovovou desku, která byla polita chromovanou kličovinou. Barvení kopie, vyvolání a leptání děje se jako v případě předešlém.

Zinkografii vynalezl — pokud jde o základní myšlenku, přenéstí fotograficky výkres na tiskací desku — *Nicéphore Niepce*. U nás rozšířila se zinkografie a krátce potom i ostatní fotomechanické metody reprodukční hlavně zásluhou *J. Husníka* *).

Autotypie. Zinkografie reprodukuje pouze výkresy čárové. Má-li originál vedle míst bílých a černých také polostíny, nezbyvá při tisku vyvýšeném než plochu, která má tisknouti polostín, rozdělití v plošky menší, které by byly odděleny vyleptanými místy netisknouchými. Opacita polostínu záleží při dané ploše na poměrné velikosti tisknouchých plošek, totiž na poměru úhrnného součtu plošek tisknouchých k ploše, která se barvou nepokryje. Podle toho se už upraví originál, takže lze jej zinkograficky reprodukovati, jak bylo v předešlém odstavci vysáno. Originály byly kresleny v letech osmdesátých na zvláštní papír s křídovou vrstvou, která strojově byla upravena v hrbolatou půdu malých, stejných a rovnoměrně rozdělených kuželíků. Na tomto papíře kreslič vyznačil úplná světla jednoduše tím, že vyškrábal kuželíky ostrým nožem. Místa nejtmavší vznikla, když se černou křídou na kuželíky přitlačilo, až zkomolily se a zčernaly. Tím vznikla černá plocha téměř souvislá. Polostíny vkreslily se pak křídou a tužkou, když mírným tlakem zkomoleny byly jen vrcholky kuželíků. Polostín jevil se tedy jako plocha vyplněná tmavými tečkami — většími v polostínech tmavších, menšími v polostínech jemnějších. Polostíny se tedy skládaly z černých plošek, jejichž středy byly rovnoměrně po výkresu rozděleny a jejichž velikost řídila se opacitou polostínu.

Toto rozdělení obrazce na plošky — »body« — je základem *autotypie*. Již *Talbot* (1852), hledě obraz takto rozložiti, vkládal

*) *Jakub Husník* (* 1837 ve Vejpřncích, † 1916 v Praze) vystudovav gymnasium vstoupil na malířskou akademii. Pobył delší dobu v Holandsku později ve státní tiskárně vídeňské, kdež pracoval na původních metodách *světlotisku* a *heliografie*. Poté stal se professorem kreslení v Táboře a později v Praze. Záliba pro fotografii a její upotřebení v tiskové reprodukci přiměly jej, aby založil, fotochemigrafický ústav, který se v letech osmdesátých proměnil ve velký závod reprodukční „*Husník & Hausler*“, nabyvší zejména za hranicemi velmi zvučného jména. V závodě tomto pracoval o problému tříbarevné fotografie zvečnělý syn *Husníkův Jaroslav* (1877–1912).

jemné tkanivo černé mezi negativ a desku s citlivou vrstvou asfaltovou. Myšlenku »*autotypické mřížky*« sledovali dále *Egloffstein* (1865), *Leggo* (1871) a později *Jaffe* (1877). Dokonale ji uskutečnil (1892) *Meisenbach*, jenž postavil před fotografickou desku mřížku, t. j. skleněnou desku s rovnoběžnými, stejně vzdálenými a neprůhlednými rýhami. Za exposice byla tato mřížka otočena o 90°. Tento způsob zjednodušil *Lery* ve Filadelfii, zhotoviv v letech 1890 až 92 dokonalou mřížku autotypickou. Zrcadlové desky skleněné, potřené vrstvou, která je chránila před leptadlem, byly v této



Obr. 309a. Autotypie obyčejnou mřížkou
(na *cm* připadá 70 linek.)

vrstvě samočinně opatřeny velmi jemnými vrypy až 200 na palec. Deska byla nejprve leptána, poté krycí vrstva odstraněna, vrypy vyplněny neprůsvitnou hmotou, načež deska byla dodatečně vyleštěna. Dvě takové desky s přímými liniaturami byly slepeny kanadským balsámem a to leptanými stěnami k sobě tak, aby vrypy se kolmo zkřížily. Taková mřížka vložena jsouc při reprodukci originálu blízko před fotografickou desku, působí jako četné dírkové fotografické komory. Rozkládá totiž obraz na oddělené body, jejichž velikost závisí na tom, jak dotyčné místo obrazu jest osvětleno. Úplná světla dávají na negativu největší body, oddělené jen uzoun-

kými stopami míst neosvětlených; za to místa v originále nejtmaší reprodukuji se na negativu jako místa světlá.

Autotypický negativ (se strany na stranu převrácený), jenž má zřetelné vzezření mřížkové, kopíruje se přímo na měděnou nebo zinkovou desku, jež byla polita tenkou vrstvou chromované křidloviny (většinou užívá se směsi rybího klí a albuminu s dvojhromanem amoniatým). Po osvětlení (slunečním světlem nebo světlem obloukové lampy) ponoří se deska do roztoku anilinového barviva (na př. methylové violeti) a vyvolá pod sprehou vodovodu. Na desce se při tom objeví fialově zbarvený obrázek. Deska se na to rychle osuší a vyhlřeje tak, až se klišo-



Obr. 309b. hrubou mřížkou (gigantotypie)
(na *cm* připadá 24 linek.)

vina částečně spálí — obrázek se tím šedohnědě zabarví. Tak připravená deska mírně se naleptá, opláchně, usuší, popráší práškem »dračí krve«, nahřeje, znovu leptá atd., až lept nabude hloubky $\frac{1}{2}$ až $\frac{3}{4}$ *mm*.

Autotypie, zejména takové, které byly zhotoveny jemnou mřížkou, nutno tisknouti na zvláště hladký (křídový) papír; jinak se plošky výkresu nerovností papíru, jeho vlasem atd. snadno smažou a reprodukce těmito skvrnami trpí. Obr. 309. *a* ukazuje autotypii mřížkou, jaké se obvykle užívá pro tisk knižní. Obr. 309. *b* je z téhož originálu; mřížka byla však hrubší, aby bylo možno velikost tisknoucích plošek přímo okem srovnati. (Gigantotypie.)

§ 159. Tisk plošný.

Fotolithografie (fotografický kamenotisk) užívá desky z lithografického kamene, na jejíž povrch se obrázek fotograficky přenáší. Rovinný povrch kamene se tak upraví, aby tisknouce plochy barvu přijímaly a na přitisknutý papír ji odevzdávaly, kdežto sousední plochy, jež náleží světlům originálu, aby barvu tiskařskou odpuzovaly. Takový rozdíl vznikne na povrchu kamene, když se na místa tisku nanese mastná barva, kdežto místa sousední se navlhčí, aby mastnou barvu odpuzovala. Čárový výkres přenese se na povrch kamene tím způsobem, že se negativ kopíruje na přenášecí papír, načež se obraz přetiskne na kámen, jak bylo vylíčeno při zinkografii. Místo lithografického kamene užívá se též tenkých desek hliníkových, které se upraví vrstvou chromovaného albuminu a mírně leptají kyselým roztokem arabské gumy. Této reprodukční metodě říká se *algrafie*.

Světlotisk. Chromovaná želatina nalitá na skleněnou desku zasychá ve vodorovné poloze za obvyčné teploty jako vrstva úplně hladká a lesklá; její povrchové zrno je velmi jemné. Vložíme-li takovou desku v poloze vodorovné do lázně 40° až 60° teplé, uschne želatinový povlak velmi rychle a to se zrnem, které je hrubší nebo jemnější podle koncentrace želatinového roztoku chromové soli a podle teploty, která byla při schnutí. Zrnem želatinového povrchu, které je velmi stejnoměrné, rozdělí se kopírovaný obraz na jemné plošky, oddělené mezerami, podobně jako činí autotypická mřížka.

K světlotisku užívá se silnějších desek skleněných ze zrcadlového skla, které se upraví (vodním sklem, pivem atd.), aby na povrchu dobře přidržovaly vrstvu chromované želatiny. Na desky kopíruje se negativ se strany na stranu převrácený. Kopie »vyvolává se« studenou vodou, až zmizí veškerý nerozložený dvojhroman a deska jest úplně průhledná. Před tiskem polije se kopie vodním roztokem glycerinovým, k němuž je přidáno čpavku a soli ustalovací. Deska ve vodorovné poloze vsakuje roztok na místech neosvětlených, která bobtnají, kdežto místa více nebo méně osvětlená kapalinu odpuzují nebo jen mírně přijímají. Deska se poté povrchově osuší a potírá barvou, která se nanáší lithografickým válcem. Místa vodou navlhlá barvy nepřijímají; místa osvětlená a suchá se zbarví. V lithografickém lisu se tedy otiskuje na papír pozitiv obrázku, složený z jemných teček tisknouceho zrna želatiny. První otisky světlotiskové nebývají zdařilé, poněvadž ani vlhkost ani barva nejsou ve vrstvě rovnoměrně rozloženy. Opakuje-li se však tisk z téže desky mnohokrát po sobě, nastávají nové nesáze. Papír ubírá tiskací desce vlhkost a ta počíná přijímat barvu i na místech, která tisknouti nemají. Tyto okolnosti a též snadné poškození tiskací vrstvy způsobují, že lze světlotiskem z jedné matrice otisknouti

sotva více než 1000 až 1200 otisků. Tisknouti dlužno podobným lisem jako při lithografii. Obrázky mohou býti v knihách a časopisech jen jako přílohy. Tyto nevýhody jsou však vyváženy velikou dokonalostí světlotisku. První závod pro světlotisk založil r. 1867 *Josef Albert* v Mnichově. Původní metody ve mnohém zdokonalil prof. *Husník* v Praze, jenž r. 1877 vydal také učebnici světlotisku.

§ 160. Tisk hloubkový.

Heliografie (heliogravura). První pokusy heliografické konal *Talbot* (1852), jenž osvětloval ocelové desky s vrstvou chromované želatiny pod diapositivem, vyvolával je studenou vodou a leptal pak roztokem chloridu platčitého, který na neosvětlených místech rychleji prosakoval měkkou želatinou nežli na místech osvětlených. První tisky se Talbotovi nedařily, poněvadž vyleptaná místa nebyla dosti drsná, aby zadržela příslušné množství barvy. *Talbot* hledě rozmanitým způsobem závady odstraniti naznačil alespoň cestu k nápravě. *P. Pietsch* (1854) snažil se želatinový relief, který vznikl na desce osvětlené pod diapositivem a vyvolané studenou vodou, otisknouti galvanoplasticky. Myšlenku tuto vypracoval v Paříži *Rousselon*, jenž přenesl na kovovou desku obrázek na želatinovaném papíře chromovaném (jako při uhlotisku). Tak bylo možno relief vyvolati teplou vodou a získati pevnější podklad pro galvanoplastický otisk. Tato zdlohavá metoda ustoupila do pozadí, když *Karel Klíč* (1879) předložil vídeňské fotografické společnosti hloubkové tisky z měděných matric.

Získal je fotografickým přenosem diapositivu na měděnou desku, která byla nejprve jemně vyleštěna, pak stejnoměrně poprášena asfaltem a konečně zahřáta, až asfalt k desce přilnul. Místa na desce zahřátím okysličená byla ve vodním roztoku octa a kuchyňské soli zbavena kyslíčnku. Na tuto desku přenesl se pigmentový diapositiv známým způsobem. Když teplou vodou vyvolaný relief rychle oschnul, byla deska leptána v roztoku chloridu železitého, a to napřed v roztoku sehnanejším poté v dalších třech roztocích slabších. Vyleptaná deska se opláchne, zbaví želatinového reliéfu (žíravým louhem), odstraní se z ní chlorid mědičnatý (Cu_2Cl_2), vzniklý při leptání (roztokem octa a chloridu sodnatého). Konečně se deska osuší a potřepentýnem, aby na povrchu se neokysličovala.

K hloubkovému tisku heliografii je potřeba velkého tlaku. Proto se slabé desky měděné galvanicky ocelí. Teprve potom vkládají se do ručního lisu, neboť barva se nejlépe nanáší ručně. Tiskne se na vhodný papír, který se do lisu klade zvlhlý, aby se poddal a vyssál barvu z prohlubní leptaného obrazu. Heliografie, podávající nejvěrnější a nejdokonalejší reprodukci, je ovšem metoda z uvedených nejdražší. Vyžaduje veliké zkušenosti i zručnosti, jak fotografické tak i tiskářské.

Karel Klíč má vedle nepopíratelných zásluh o rozšíření heliografie též hlavní podíl na úpravě této metody pro tisk knižní zejména pro *rotační tisk novinový*. Tento tisk z leptaných cliché, která byla dodatečně opatřena vkopírovanou mřížkou, děje se zvláštěními stroji. Válcově zahnutá cliché opatřují se před tiskem barvou, kterou s jejich povrchu utírá pravítko, aby tisk se dal jen z vyleptaných prohlubenin. Tisku říkalo se původně *Mertensův*. Zaveden byl r. 1897 firmou Rembrandtype Comp. v Londýně. *Rolffs* a *Mertens* r. 1899 pokoušeli se zavésti tuto metodu do praxe. Po čtyřech dalších letech upravil ji Mertens pro novinový tisk. První obrazy tímto způsobem zhotovené přinesla Frankfurter Zeitung (1910). Metoda je již tak zdokonalena, že tisknouti lze po obou stranách novinového papíru. Nejnovější způsoby tohoto tisku, jehož se i u nás již několik let užívá, jsou *neotypie*, *mezzotinto* a *tisk offsetový*. V prvních dvou případech tiskne se z hloubky jako při heliogravure z cliché, jež jsou vleptána do tiskací desky zároveň s velmi jemnou mřížkou bílých čar tak hustých, že vzniká 7000 až 10.000 teček na cm^2 . Mřížka i obraz se na kov přenesou kopii na uhlotiskový papír, který se přenesou na desku kovovou a vyvolá teplou vodou. Pro tisk offsetový hotoví se tiskací deska jako pro algrafii. Nový je tu tiskací způsob. Z vlastního cliché tiskne se obraz na gumovou blánu a z té teprve na papír, po případě obyčejný novinový.

Fotografie v přirozených barvách.

Vrcholným úkolem fotografie je zobraziti osvětlený předmět nejen věrně v jeho obrysech a rozdělení světla, polostínů a stínů, ale i s veškerými odstíny barevnými. Poněvadž barva předmětu (§ 133.) závisí na jakosti osvětlujícího zdroje, klade se obyčejně barevné fotografii úloha, zobraziti fotograficky předmět v barvách, jaké mu dává denní světlo. Úloha barevné fotografie řešena byla dvojím směrem. V prvním případě pátralo se po takové vrstvě citlivé, která by účinek dopadajících paprsků různobarevných trvale reprodukovala. Na osvětlených místech hotového obrazu měla odrážeti z bílého světla ty barevné paprsky, kterými místo bylo původně osvětleno. Ve druhém případě řešen byl úkol skládáním barevných světla. Metody prvního druhu, jež se při obyčejné, jednobarevné fotografii podobají daguerreotypii, slují *přímé*. O nich pojednáme napřed, poněvadž jsou starší než metody *nepřímé*.

§ 161. A. Methody přímé.

Methody chemické. Počátky přímých method barevné fotografie dlužno hledati v některých velmi nedokonalých pokusech, které r. 1809 konal jenský professor *Seebeck*. Seebeck potřel papír chloridem stříbrnatým, který na rozptýleném světle zešedivěl. Pruh takového papíru osvětloval poté slunečním spektrem, až chlorid stříbrnatý nabyl barvy dopadajícího světla. Takto vznikl barevný obrázek slunečního spektra, ovšem ne zcela věrný a na denním světle nestálý. Reprodukce různých barev vyžadovala různé expozice. Také se nepodařilo barevný obraz ustáliti. Ani další pokusy *Herschelovy* (1841) a *Poitevinovy* (1865) nebyly příliš zdařilé, ač po leckteré stránce methodu Seebeckovu zlepšily. Přispěly pouze k tomu, že bylo pilněji hleděno k otázce, jak vznikají a jaké povahy jsou barevné látky, vzbuzené osvětlením chloridu stříbrnatého. Řešení značně usnadnily práce, jež o sloučeninách stříbra, zejména o jeho haloidech, vykonal americký chemik *Carey Lea* (1887). Barevné vidy stříbra lze totiž připravit chemicky, redukuje-li se rozmanité kolloidální roztoky stříbra. Tím byl objasněn vznik barevných látek při redukcí chloridu stříbrnatého světlem. Chloridy vznikající světlem nazval *Lea fotochloridy*. Jejich barvu vyložil fotochemickou rovnováhou. Když totiž chlorid stříbrnatý se určitým druhem světla rozkládá, způsobí v tomto ději rovnováhu fotochlorid, jež též druh světla odráží. Každým jiným druhem světla, který by fotochloridem byl pohlcován, se látka dále redukuje.

Tuto theorii tělesných barev propracoval a na barviva vůbec rozšířil *O. Wiener* (1895). Představme si tři barviva, jež by odrážejíce bílé světlo vyčerpávala veškeré spektrum. Z nich první, které vydrží beze změny jenom ve světle červeném, odráží světlo červené, druhé světlo zelené a třetí světlo modré. Souborné názvy červené, zelené a modré světlo vztahují se k jednotlivým částem spektra vyčerpávajícím bílé světlo. Všechna tato barviva bílým světlem blednou, až konečně zbledí nadobro. Dopadá-li však na papír, jež je pokryt původně černou směsí těchto barviv, sluneční spektrum, barviva se rozkládají. V červené části spektra nastává chemickým rozkladem rovnovážný stav, v němž trvalé je pouze barvivo červené, poněvadž odrážejíce právě jen paprsky červené se fotochemicky dále nemění. Poněvadž podobný děj nastává i v ostatních částech spektrálních, vznikají tělesné barvy spektrální. Příklady takových barev našel v přírodě *Poulton* na kuklách a housenkách, které podle dopadajícího světla měnily barvu.

Wienerovy práce spíše theoretické potvrzeny byly zkouškami, jež o barevné fotografii založené na bělení barviv vykonal *Vallot*, *Worel* a zejména *R. Neuhauss*. Nejobtížnější úloha byla připravit dosti citlivou vrstvu a nalézt vhodný způsob fixace. Pro zcitlivění

třeba vybrati příhodné katalysátory a sensibilátory. *Neuhauss* zvolil sensibilátorem lihový roztok chlorofyllu, katalysátorem kyslíčnick vodičtý. Z rozmanitých barviv osvědčily se erythrosin, uranin a methylenová modř. *Worel* (1912) doporučuje jako sensibilátor anethol; jako barvivo v lihovém roztoku, jež přidává se do kollodu, doporučuje: auramin, thioflavin-*T*, kurkumin, pyronin-*G* a modř methylenovou. Zahřátím obraz zároveň se ustálí, neboť se anethol vypaří.

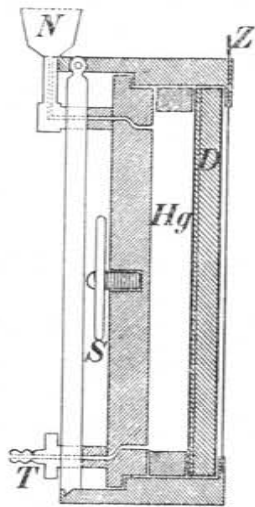
Firma *Smithova* (v Curychu) vyráběla papír »Utocolor« (1911, 1912), který osvětlen byv slunečním světlem pod barevným dia-positivem přijímal barvy diapositivů velmi věrně. Bohužel tyto kopie ustálené pouze vypuzením sensibilátoru (thiosinaminu) nejsou trvanlivé a brzy ztrácejí pěkné barvy původní. Nelze tudíž methodu tělesných barev považovati dodnes za dokonale propracovanou.

Methody interferenční. V pokusech Seebeckových pokračoval *E. Becquerel* (1849—55) a to poněkud jiným směrem nežli *Herschel*. Becquerel pokryl leštěnou desku stříbrnou elektrolyticky chloridem stříbrnatým a tuto vrstvu osvětloval slunečním spektrem. Podobně pracoval *Niepcé de St. Victor* (1851—66); nedodělal se však ani on obrázků trvanlivých. Vznik barev v citlivé vrstvě položené zrcadlicí deskou vysvětlil *W. Zenker* (1900) interferencí světla, která v citlivé vrstvě budí stojaté vlny světelné. V místech největších výchvějů vzniknou vrstvy redukovaného stříbra. Tyto vrstvičky působí jako velmi tenké vrstvy vůbec. Dopadá-li na ně bílé světlo, jeví se podle své tloušťky různě zbarvenými.

Theoretické úvahy Zenkerovy byly potvrzeny četnými pracemi, které vykonal *Wiener*, *Neuhauss*, *Lippmann* a jiní. *Wiener* (1890) na povrchu skleněné deštičky připravil vrstvičku chlorostříbrnatého kollodu, jejíž tloušťka byla asi 15 až 30.10⁻⁶ mm. Je-li tato vrstvička mírně skloněna k rovinné ploše zrcadlicí, vzniknou v ní stojaté vlny světelné. Vyvolá-li se vrstva, objeví se na desce rovnoběžné pruhy. *Neuhauss* kolmo osvětlil vrstvu bromostříbrnatého bílku světlem jednoduchým. Když vyvolanou a ustálenou vrstvu mikrotomem šikmo napříč prořízl a fotografoval řez při 4000násobném zvětšení, ukázaly se zřetelné vrstvičky ve vzdálenostech souhlasných s polovinou vlnové délky dopadajícího světla.

Od roku 1900 jest interferenční methoda přímé fotografie v přirozených barvách úplně propracována. Základní podmínky zdaru jsou především stejnoměrná emulze bromostříbrnatá, mimo to dokonale zrcadlicí plocha rovinná, jež přiléhá k této emulsi.

Emulze má mít zrna velmi jemná, aby interferenční zjevy nerušeny byly ohybem. Výborně se osvědčila emulze bílková, ač v novější době byly uznány za vhodné i některé druhy želatiny. Emulze zcitliví se pro všechny druhy paprsků viditelného světla orthochromem nebo pinachromem. Deska se vkládá do zvláštní kasety tak upravené, že v ní tvoří stěnu ploché nádoby,



Obr. 310. Kassetta pro Lippmannovu metodu.

působí rušivě. Proto se na obrázek lepí skleněná deštička, klínovitě obroušená, jejíž zadní stěna má černý nátěr lakový.

§ 162. B. Methody nepřímé.

Přímé metody fotografie v přirozených barvách se dosud v praxi nerozšířily. Metodě tělesných barviv vadí, že hotové obrazy jsou nestálé; metody interferenční jsou nesnadné a obrazy nelze snadno rozmnožovat. Methody nepřímé nemající z pravidla těchto vad tím spíše razily si cestu i mezi amatéry; mimo to hodí se pro barevný tisk, pro uměleckou reprodukci obrazů atd.

Společným základem nepřímých method je skládání barevných světél z několika jednoduchých světél základních. V odstavci o barvě předmětů vyloženy byly základy tohoto skládání. Tam také bylo ukázáno, že dvě ze tří barev základních skládají se v jedinou barvu sytou, a podobně, že je možno kteroukoliv barvu složit ze

všech tří druhů základních. Způsob, kterým se barvy složí, může býti buď sčítání nebo odčítání barevných světél. V prvním případě nabýváme vněmu složené barvy tím, že oko přijímá najednou paprsky různých základních světél. Ve druhém případě bílé světlo proniká barevnými prostředními, takže do oka přicházejí pouze barevná světla, která zbyla ze světla bílého, když prošlo pohlcujícími látkami.

§ 163. Methody kladné (sčítací).

Myšlenka sčítáním získati diapositivů v přirozených barvách náleží *Maxwellovi* (1861). Barevný předmět měl býti fotografován třemi základními druhy světla, t. j. pokud vysílá paprsky červené, zelené a modré. Negativ červeným, zeleným, modrým světlem vznikne, když světlo vysílané předmětem propustí se červeným, zeleným, modrým filtrem, jenž všechna ostatní světla pohlcuje. Ze tří těchto negativů (stejně velikých) zhotoví se tři šedé diapositivy. Osvětli-li se každý z nich příslušným barevným světlem, vidí pozorovatel všechny tři obrázky najednou a má vněm přirozeného zbarvení. Za dob Maxwellových nebylo možno těmto podmínkám dostáti, poněvadž nebylo fotografických desek citlivých na různá světla barevná. *Maxwell* k důkazu své metody použil obrázků kreslených (alespoň částečně). Když se tři diapositivy, upravené podle hořejší metody, promítly užitím tří filtrů barevných na totéž místo, aby se náležitě kryly, vznikl obraz předmětu v původních barvách. Metodu Maxwellovu zavedl do praxe *Ives* (1888). Sestrojil přístroj, v němž se subjektivně pozorují tři diapositivы příslušnými filtry. Objektívni obraz vznikne, když se tyto tři diapositivы promítnou trojitou lampou s příslušnými filtry na totéž místo.

Joly nahradil trojí expozici metody *Ivesovy* expozicí jedinou a k pozorování sestrojil *chromoskop*. Aby všechny tři obrázky vzniklé základními druhy světelnými mohly býti na jediné desce, bylo jí třeba rozdělití ve tři části. To se stane úpravou trojbarevného filtru na jediné desce. *Joly* sestrojil na skleněné desce pokryté vrstvou želatiny mřížku, složenou z uzounkých proužků zbarvených střídavě červeně, zeleně a modře. Tato mřížka přiloží se k citlivé vrstvě panchromatické desky a vloží se do fotografického přístroje tak, aby světlo prošlo dříve filtrovou mřížkou a pak teprve dopadlo na citlivou vrstvu desky. Poněvadž bylo nutno zmenšiti přílišnou citlivost desky pro paprsky modré a fialové, pro-

pouští se světlo slabě žlutým filtrem nasazeným na objektiv. Z negativu udělá se poté šedý diapositiv, jenž pozorován jsa v bílém světle propuštěném objeví se barevným, jakmile naň přitiskne se barevná mřížka v takové poloze, aby příslušné plošky obrazové byly pod těmi filtry, kterými vznikly. Poněvadž trojbarevný filtr je pravidelný, není tato věc nesnadná, zvláště, když mřížka byla zhotovena strojem. Původní obrázky methodou Jollyovou získané ve všem nevyhovovaly, poněvadž filtrová mřížka nebyla dosti pravidelná a jemná. Mimo to rušila přímá liniatura po všem obraze.

Methodu zdokonalila firma *Pagetova* (r. 1913) ve Watfordu v Anglii. Pro negativ sestaven je trojbarevný filtr (taking screen), složený ze čtverečků modrých, červených a žlutozelených, mezi nimiž není stínících čar. Šedé diapositivy pozorují se jinými filtry, které mají stejné rozměry, ale světlejší barvy, takže obraz je průhlednější (duplicating method). Plošky filtru jsou asi tak veliké jako plošky autotypické mřížky; neruší tudíž ani při subjektivním ani objektivním pozorování (při projekci).

Nejdokonaleji podává přirozené barvy předmětů na diapositivu metoda, kterou zavedli do praxe fotografické *bratři Lumièreové* (1907). Trojbarevný filtr je nepravidelný a proto s citlivou vrstvou desky nerozlučně na témže podkladě spojen. Skládá se ze škrobových zrníček trojí různé barvy, jež mají průměr 0.015 až 0.02 mm. Zrníčka jsou strojem rovnoměrně rozložena po skleněné desce. Tím vzniká trojbarevný filtr, jehož mezery mezi zrnky vyplněny jsou uhlovým práškem. Na této vrstvě je nalita fotografická emulze. Tato *autochromová* úprava desky Lumièreovy vyžaduje ovšem, aby citlivá vrstva byla podrobena processu negativnímu i pozitivnímu.

Fotografie v přirozených barvách na desce autochromové zhotoví se takto: Objektiv fotografického přístroje opatříme žlutým filtrem (přiměřeně zbarveným), kterým se značná citlivost fotografické emulze na fialové a modré paprsky zeslabí. Autochromová deska vloží se, chráněna jsoúe na citlivé vrstvě černým kartonem, do kasetty obráceně, totiž sklem k objektivu. Vzhledem k tomu opraví se poloha obrazové desky o tloušťku skla autochromové desky. Vyvolává se v úplné tmě, po případě při červeném světle, když veliká citlivost desky byla přiměřeně zmenšena, a to normálně exponovaný negativ vývojkou metochinonovou po 2 a $\frac{1}{2}$ minuty. Opláchnutá deska se vloží do kyselého roztoku manganistanu draselnatého (nebo dvojhromanu draselnatého), v němž se rozpustí redukované stříbro negativu. Tím negativ přejde v pozitiv, neboť tmavá místa se promění v průhledná. Když byl poté zbývající bromid osvětlen denním světlem, deska se znovu vyvolává. Po krátkém oprání obrázků ukazuje, proti bílému světlu jsa pozorován,

velmi věrně barvy fotografovaného předmětu. Větší průhlednosti nabývá autochrom, pokryje-li se jeho vrstva lakem z pryskyřice damary, rozpuštěné v benzolu, anebo zaponovým lakem.

Poněvadž autochromový obraz je jedinečný jako daguerreotyp, nutno v případech, kde jde o několik otisků, obrátiti se spíše k methodě Pagetově. Methodu Lumièreovu rozmanitě napodobili. V r. 1916 zavedla společnost »Agfa« desky (Agfa-Farbenplatte), jejichž nepravidelný trojbarevný filtr je podobně zhotoven. Vyvolávají se takřka stejným způsobem. Je to tedy napodobenina, a to dosud velmi nedokonalá, desek francouzských.

Zajímavou methodu trojbarevné fotografie, opírající se o sčítání barev, sestavil *Wood* *) (1900), jenž použil ohybu světla, aby získal tři základních barev. Ohyb děje se třemi mřížkami různé konstanty tak, že při stejné deviaci vznikají tři obrazy v základních barvách. Podrobnosti této metody najde čtenář v pojednáních *V. Nováka* **).

§ 164. Methody odčítací (negativní).

Methoda tříbarevné fotografie užívající pozitivních obrazů ve třech barvách základních, jež kladou se přes sebe (nikoliv vedle sebe) tak, aby bílé světlo procházející obrázkem se pohlcovalo v jednotlivých jeho vrstvách, nejvíce se rozšířila v *trojbarevném tisku*. S počátky tohoto způsobu barevné reprodukce tiskové shledáváme se již v barevných mědirytinách *Christopha Le Blonca* (1667). *Weishaupt* (1835) pokusil se o trojbarevný tisk lithografický.

Methody fotografické, jež opírala se o trojí negativ zhotovený fotografickým přístrojem, použil anglický malíř *Colten* (1865) a *Ransomnet* ve Vídni, který k trojbarevnému tisku připojil ještě tisk barvou černou. Pokusy se nedařily, poněvadž základní negativy byly vadné; tehdejší desky byly totiž necitlivé pro paprsky červené a zelené. Teprve, když poznal *H. W. Vogel* (1873) zcitlivování fotografických desek, počal se trojbarevný tisk skutečně vyvíjeti. *Ducos du Hauron* (1875) otiskl z trojitěho negativu na orthochromatických deskách první pigmentové obrázky trojbarevné. Tuto methodu zdokonalili *J. Albert* a *Obernetter* v Mnichově, jakož i *Ulrich* v Berlíně

*) *V. Novák*: „O fotografii v přirozených barvách“. Čas. p. přst. math. a fys. 32. 161. 1903.

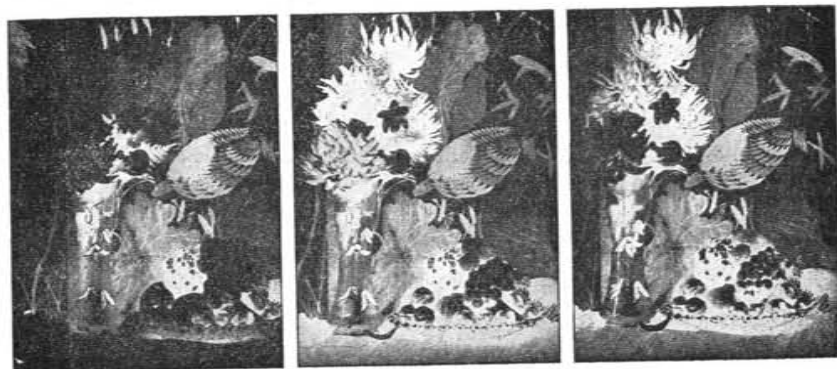
***) *V. Novák*: „Některé novější metody fotografie v přirozených barvách“. Příroda č. 209, 242 a 277; 1907/08.

pro trojbarevný světlotisk, *E. Vogel* spolu s *Ulrichem* pro trojbarevný tisk autotypický. Brzy potom vzniklo několik závodů reprodukčních, které metodou trojbarevného tisku získali velmi věrných reprodukcí barevného originálu. U nás zúčastnil se podivuhodného tohoto vývoje v oboru reprodukčním závod *Husníkuv* a *Häusslerův*, vedle nich i závod *Vilimův* (pozdější »Unie«) a nejnověji reprodukční ústav *Štencův*.

Negativní metody nepřímé rozdělíme podle toho, zda se jimi vyrábějí trojbarevné diapositivы nebo otisky v přirozených barvách na papíře. Kolem r. 1900 vyskytují se skoro současně v Anglii, v Německu a ve Francii tři metody v podstatě shodné a to metoda *Sanger Shepherdova*, *Hesekielova* a *bratři Lumièreů*, jimiž ze tří základních negativů hotoví se trojbarevný diapositiv *). Pro barevnou reprodukci tiskovou užívá se většinou filtrů z barevných roztoků, které se lijí do čtyřbokých hranolů ze skla opticky broušeného a staví před objektiv. Barevné filtry pro zmíněné metody hotoví se tak, že se zrcadlová skla polévají barevnou želatinou a, když oschla, slepují se kanadským balsámem v jedinou desku téže velikosti, jakou má mít negativ. Filtr staví se před desku. Výměna filtrů a desek při trojitě expozici má se dít velmi rychle. Proto kladou se tři filtry vedle sebe tak, aby těsně k nim přilehla kassetta, obsahující tři fotografické desky zcitlivěné pro příslušné paprsky filtru anebo jedna společná deska panchromatická. Kassetta s filtry je v sánkách, jež mají okénko pro obraz utvořený objektivem (obr. 233.). Tři expozice dějí se rychle za sebou na jednu, druhou a třetí třetinu desky, vždy pod příslušným filtrem. Expozice nejsou stejné, poněvadž desky mají různou citlivost pro paprsky červené, zelené a modré. Je tudíž nutno podle emulze desky a filtrů tyto expozice předem zjistiti. Ostatně i potom se mění poměrné expozice podle povahy světla, které bývá různě složeno podle doby denní a různé oblačnosti. Správná expozice jednotlivými filtry se nejlépe vyzkouší fotografií šedého předmětu (na př. sádrové sochy se šedými stíny, smačkaného bílého papíru atd.). Šedé stíny a polostíny mají mít na všech třech negativěch stejnou opacitu. Jsou-li základní tři negativy bez závoje a náležitě měkké, vyhovují-li mimo to hořejší podmínce, je tím zdar obrázku zajištěn, zejména, když při pozitivním procesu pokračuje se pouze fotomechanicky, bez umělých operací.

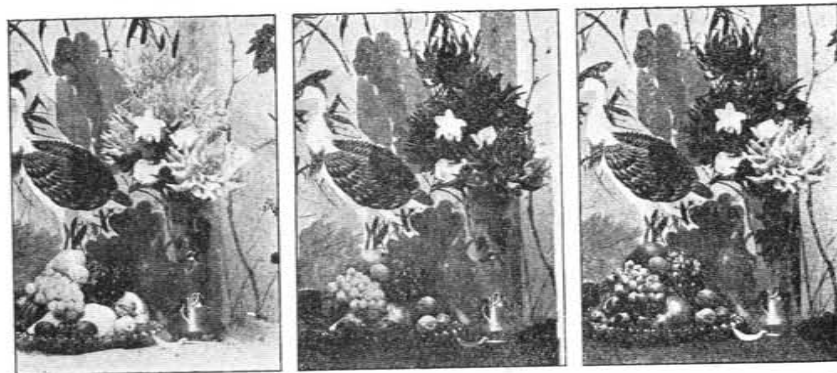
*) První obrázky takové vyrobil a ukázal u nás Dr. *Vlad. Novák* na III. sjezdu českých přírodopysků a lékařů v Praze v r. 1901. Viz *Věstník III. sjezdu česk. přír. a lék. Praha, 1901 str. 167.*

Kopie ze základních negativů při metodě odčítací nutno zbarviti doplňkově k barvě filtru. Pod červeným filtrem vzniká totiž černý negativ v místech, kam dopadaly červené paprsky, a prů-



1 2 3
Obr. 311. Negativy pro trojbarevnou fotografii.

hledný, kam by dopadly paprsky zelené, které filtr však zadržel. Podobně je tomu s ostatními filtry. Kopie z negativů pod červeným filtrem (prvním) je tedy světlá na červených místech. Kdyby se zbarvila jako filtr, byla by červená tam, kde v originále červených



1' 2' 3'
Obr. 312. Positivы pro trojbarevnou fotografii.

paprsků noní. Obrazem 311. je znázorněn negativ na jediné desce. Negativ v první části (1) vzniká za filtrem červeným, ve druhé části (2) za filtrem zeleným a v třetí (3) části za filtrem modrofialovým. Bílý kvítek kameliový je na všech negativěch černý, neboť bílé světlo

obsahuje složky červenou, zelenou a modrofialovou; každá z těchto složek prošla stejně zbarveným filtrem. Naproti tomu červený květ chrysanthemy je pouze na prvním negativu tmavý, poněvadž tyto paprsky prošly jen červeným filtrem, druhými oběma byly pohlceny. Fialový květ vysilající modré i částečně červené paprsky, způsobil částečné ztmavění jak na třetím tak i na prvním negativu. Utvoříme-li z negativů 1, 2, 3, obyčejnou kopii (obr. 312.), takže (1)' je kopii negativu (1) atd., je bílý květ kamelie všude bílý, červený květ chrysanthemy na obraze 1' bílý, na ostatních černý; fialový květ na 1' a 3' šedý, na 2' černý. Z tohoto srovnání pozitivu a negativu vyplývá, že barvy, jimiž mají být jednotlivé pozitivy zbarveny, musí být barvy k příslušným filtrům doplňkové. Pěkně lze tyto doplňkové barvy negativu a diapositivu ukázat na desce autochromové. Když vyvolaný negativ autochromový vložíme do ustalovací lázně jako při obyčejném způsobu vyvolávání, obdržíme negativ s doplňkovými barvami; obloha je žlutá, stromová má listy červené atd.

Positiv 1' nutno tedy zbarvit doplňkově k barvě červeného filtru. Ve známějších metodách děje se tak na obyčejném diapositivu, jehož vyloučené stříbro se promění v pruskou nebo Turnbullovu modř. Ostatní dva negativy kopírují se na film s bromostříbrnatou emulsi, zcitlivěnou dvojjodnanem draselnatým. Kopie udělá se skrze film na citlivou vrstvu, aby bylo lze vyvolávat teplou vodou bez přenašení. Bromid v emulsi je tu jen jako jakýsi pigment, aby vyvolávací postup bylo možno lépe sledovat. Vyvolané obrázky (označené, pod kterým filtrem byl každý zhotoven) vyperou se v ustalovací lázni, takže zbude na celluloidovém podkladu jen čirý relief želatinový. Positiv 2' zbarví se doplňkově k barvě (2) filtru, na př. ponoří se do roztoku vhodného barviva, na př. červeně magdalové nebo erythrosinu-*I*. Podobně zbarví se positiv 3' doplňkově k barvě filtru 3, totiž roztokem metanilové žlutí nebo chrysofenu-*G*. Obě celluloidové kopie, když byly náležitě zbarveny, slepí se s modrým diapositivem v jediný obraz, jehož stejnohlé obrysy se kryjí.

Obraz červený a žlutý 2' a 3' lze také upravit jako společný diapositiv, jenž vzhledem k modrému je převrácen se strany na stranu. Výsledný obraz vznikne, když se modrý diapositiv slepí s tímto dvojitým diapositivem. Při tom třeba vyjít od diapositivů (2' a 3'), které kopírujeme postupně na skleněnou desku s chromovanou želatinou. Obraz se vyvolává studenou vodou a barví v příslušném barvivu. Vhodná jsou tak zv. pinatypická barviva f. Farb-

werke v. Meister Lucius a Brüning v Höchstu n. M. Osušená deska polije se znovu chromovanou želatinou; na ni kopíruje se druhý diapositiv a obarví se druhým barvivem; barviva jsou ovšem doplňková s barvou příslušných filtrů.

§ 165. Trojbarevný tisk fotografický na papíře.

Ze základních tří negativů odčitací metody lze přenéstí příslušné obrázky pozitivní na papír několika způsoby. Může se tak státi složeným gumotiskem nebo uhotiskem, po př. t. zv. *pinatypii*.

O složeném gumotisku byla již řeč; třeba jen přičinití poznámku, jak voliti barviva a jakým pořádkem je na sebe klásti při tisku. Zde platí pravidlo, že vrchní barviva musí být průhledná, pouze první obraz (obyčejně žlutý) může se tisknouti barvivem krycím. K trojbarevnému tisku sestavily některé firmy (Autotype Comp. v Londýně) tři základní papíry pigmentové. Vyvolávají-li se jednotlivé pozitivy na skleněném podkladě (nebo podkladě z průhledného papíru), není přenos na společný podklad nesnadný, protože skrze desku lze vidět obraz na papír přetisknutý. Má-li výsledek být uspokojivý, je potřebí expozici na uhotiskový papír sledovat Vogelovým sensitometrem nebo po předchozích zkouškách osvětlovati papír tímže stálým zdrojem umělým.

Firma N. P. G. (Neue photographische Gesellschaft) zavedla do praxe celluloidové blánky se třemi základními pigmenty, které se prostě v roztoku chromové soli zcitliví a poté kopírují pod příslušnými negativy skrze film; tím se ušetří jeden přenos. Otisky se vyvolávají teplou vodou najednou, zkoušejí se při superposici na mléčném skle, načež se jednotlivě přetiskují na přenašecí papír jako známé obrázky otiskovací.

Úplně bezpečná metoda trojbarevného tisku pigmentového je způsob *ozobromový* firmy *Raydex* v Londýně. Pisatel těchto řádků vyzkoušel vhodné roztoky a uveřejnil, jak jsou složeny*). Na tomto místě stůjž stručný popis této metody. Ze tří základních negativů zhotoví se tři otisky na bromostříbrnatý papír, jež mohou být i zvětšené; v tom je výhoda tohoto způsobu. Jsou-li tyto otisky měkké, ve světlech čisté a vyhovují-li podmínce, že šedý předmět

*) Dr. Vlad. Novák: Fotografování v přirozených barvách. Fot. Obzor 2/172 a 130. 1913.

má na všech třech stejnou opacitu, budou i výsledné barvy správně vystiženy. Papíry uhlotiskové zcitlivují se v lázni obsahující dvojchroman draselnatý, červenou krevní sůl, bromid draselnatý, malíčko kyseliny octové a kamence draselnatého. Poté přitisknou se pod vodou k příslušným kopiím bromostříbrnatým. Místo expozice, kterou lze nesnadno zjistiti, poněvadž jakost pigmentů, teplota i koncentrace lázni se mění, je tu prostý chemický děj, kterým se ve 20 až 25 minutách obrázek kopie vpraví do vrstvy pigmentové. Pigmentové otisky přenesou se pak na skleněný podklad (polity nerozpustnou želatinou) a konečně vyvolávají se teplou vodou. Přenáší se na papír kyselinou fluorovodíkovou jako při tisku pigmentovém.

Pinotypie. Jiný způsob, jak přenést tři barevné pozitivy na papírový podklad, sestavil *König*. Metoda vychází od diapositivů, jež mohou míti i jinou velikost než původní negativy. Diapositivy kopírují se na desky s chromovanou želatinou a vyvolávají se pouze ve studené vodě. Poté namáčejí se do zvláštních barviv (pinatypických), která se snadno přetiskují na želatinovaný papír. Deska ostavená v barvivo po 2 až 3 minuty se opláchně a pod vodou přitiskne k lístku želatinovaného papíru. Papír přilne k desce a celek se mírně zatíží. Tím přejde barvivo z tiskací desky na želatinový papír a jedna barva je otisknuta. Jakmile otisk uschne, může se tisknouti s druhé desky další barva a konečně obraz doplniti tiskem třetím.

V. *Novák* pozměnil pinatypii zjednodušiv výrobu tiskacích desek. Tyto desky mohou se totiž vytvořiti z pigmentových kopií na skleněném podkladě vyvolaných. Vhodným pigmentovým papírem je papír s neutrálně šedým barvivem, který se při spojení všech tří negativů na jedné desce v této velikosti zcitliví a pak po kopii přenesu na sklo opatřené povlakem želatiny. Na tomto podkladě vyvolané obrázky pigmentové rozdělí se na tři tiskací desky; každá z nich se zbarví v příslušném roztoku a z nich se otiskují obrazy pinatypické. Metoda tato je ze všech method, přenášejících trojí tisk barevný na papír, nejlevnější a při větším počtu otisků nejprůměrnější*).

*) Podrobnosti ve článku: Dr. *Vlad. Novák*: „Zjednodušená pinatypie“. Fot. Obzor 22. 99. 1914.

§ 166. Fotografie v praxi a vědě.

V dobách Daguerreových a Niepceových vyvíjela se fotografie v úzkém rámci *fotografie profesionální*. Fotografické metody původní nehodily se hrubě k tomu, aby vnikly i do jiných kruhů. Závody fotografické, řízené fotografy z povolání, omezovaly se takřka výhradně na *výrobu portrétů*. Portrétní fotografie, která do dnešního dne zůstala předním úkolem fotografů z povolání, velmi pokročila, když byla zdokonalena fotografická deska, zařízeny účelné ateliery a rozmnoženy prostředky retušerské. Malířská dovednost fotografova a pokročilé děje kladné učinily z fotografie kvetoucí živnost. Celkový vývoj fotografie byl však rychlejší než postup v konservativních dílnách fotografů z povolání. Brzy se deska i metody fotografické přizpůsobily požadavkům širší veřejnosti. Vedle fotografů z povolání pracovalo také mnoho amatérů. *Amatérská fotografie* zasáhla účinně v rozmanitá odvětví praktická i vědecká, tím zároveň působíc mocně na fotografii profesionální. Kdežto starší ateliery cenily si plné světlo hořejší a postranní, zřizují se nyní arkýřové ateliery, podobné obyčejnému pokoji. Na retuš neklade se už takový důraz jako dříve. Vedle kopií na papírech chlorostříbrnatých nebo bromostříbrnatých a otisků platimotypických objevují se uhlotisky, olejotisky atd.

Fotografie v nynější době stala se nezbytnou pro různá povolání. Je to především výborná pomůcka *ilustrační*. Fotografický přístroj doprovází cestovatele, zejména na výzkumných výpravách v krajích tropických i polárních, při slézání hor nebo propastí, zkoumání jeskyň atd. Momentní přístroj fotografický a bleskové světlo magnesiové zachycují obraz šelmy, vyhledávající v noci kořist. Novinářský zpravodaj navštěvuje místa meštětí, slavností, pohřby atd. s kapesním přístrojem fotografickým. Z jeho negativů vyrobí se v několika hodinách eliche pro noviny i obrázkové časopisy. Časopisy odborné i zábavné, pojednání vědecká, obrazové knihy velikou většinou mají obrazy z fotografií nebo alespoň fotograficky provedené. Ve *vojenství* je fotografie důležitou pomůckou, aby byla zjištěna poloha i povaha opevnění atd. K fotografii stereoskopické (stereokomparátor) přistupuje tu fotografie z balonů a z letadel, fotografie získané poštovními holuby a přístroji vymršťenými raketou do veliké výše atd.

Dr. *Neubronner* sestrojil drobounkou komoru fotografickou vážící 75 gramů, kterou poštovní holub unese na cestě i 100 km dlouhé. Strojek samočinně snímá obrázky z cesty na odvinující se film. A. *Maul*

sestrojil raketu, jež vymrštuje fotografický přístroj se čtyřmi objektivy do výšky několika set metrů. Tam se raketa zastaví, těžkým aparátém obrátí k zemi a když byly učiněny čtyry snímky do čtyř úhlů světových, snáší se zařízení volně na místo, z něhož bylo vypuštěno. Při obléžení Paříže v letech 1870—71 byly svěřeny holubí poště depeše fotograficky zmenšené, které na lístku kolloidia $3 \times 5 \text{ cm}^2$ velikém obsahovaly 3000 slov.

Také v *soudnictví* a *trestním vyšetřování* nabyla fotografie důležité úlohy. Na zvětšováních, pořízených ze snímku rukopisů, poznati lze rasury i padělané podpisy; novější inkoust rozezná se od staršího pokusem Russelovým *). Stačí na podezřelou listinu účinkovati paprsky slunečními a přitisknout ji za úplné tmy k citlivé desce fotografické na delší dobu. Čerstvé písmo redukuje na desce haloid stříbrnatý, kdežto staré písmo tohoto účinku nemá.

Policie fotografuje zločince a uchovává jejich portréty. Vedle tváře zločincovy z předu a z profilu, fotografují se i otisky prstů, které jsou někdy neklamným důkazem totožnosti zločincovy. Místo, kde se zločin udál, fotografuje se přístrojem fotografickým na pevném stojanu vysokém, aby byl možný obraz shora.

Jak užívá se fotografie v *názorném vyučování*, stala se již dříve zmínka. Nejen nástěnné obrazy fotografické razí sobě cestu do škol a vzdělávacích ústavů, ale také diapositiv stává se vítaným průvodcem veřejných přednášek.

Fotografie *kinematografická* se neobyčejně zdokonalila. Vedle zábavných filmů vyskytují se i snímky názorné a poučné, zejména technologické. Spracování surovin, výroba všech možných tovarů, zjevy přírodní, poučné kapitoly lékařské a zdravotnické, stati národopisné, výjevy sportovní atd. jsou ukázky dosud nevyčerpané a bohaté látky, jež se tímto zajímavým způsobem snadno a pohodlně osvětluje a vykládá.

Neméně zhusta obracejí se k fotografii různé vědy, zejména však přírodní. Přírodopisec i přírodopyský stále užívá jak v pracovně tak i na výzkumných cestách přístroje fotografického. Předměty přírodní bývají většinou složité; místo dřívějších namáhavých kreseb zobrazí fotografický přístroj předmět ve všech podrobnostech; změny a životní projevy na něm zachytí se po případě kinematograficky. Pomalý vzrůst a vývoj, zachycený po delších obdobích na jednotlivých obrazech, lze kinematograficky s náležitým zrychlením lépe postřehnouti nežli přímým pozorováním. Před-

měty přírodního badání jsou zhusta drobnohledné. V těchto případech zvláště se hodí *mikrofotografie*. Užívá-li se tu velmi krátkých vln ultrafialových, vznikají obrazy, které vůbec okem přímo pozorovati nelze. Fotografie tudíž rozšiřuje schopnost oka.

Podobně je tomu ve *hvězdářství*. Pro výzkum vzdálených těles nebeských, ať již jsou to slunce a jeho planety i komety nebo stálice a mlhoviny, podává fotografická metoda nejuvěrnější jejich obrazy. Spektrografy, spektroheliografy, veliké zrcadlové dalekohledy podávají ohromný materiál deskový demně se množící, který teprve v budoucnosti bude náležitě využitkován. Fotografii objeveny byly nové stálice, nové družice oběžnic i planety atd. Podrobné fotografie Mléčné dráhy platně přispěly naukám o vývoji všehomíra. Fotografická cesta je podkladem pro nové hvězdné mapy nebývalé přesné.

Geodetovi pomáhá fotografie, když vyměřuje v krajině, aby zhotovil její mapu, zvláště v krajině hornaté. Lékař roentgenograficky zkoumá zlomeniny kostí, vyhledává cizí předměty v těle a zjišťuje některé vnitřní choroby.

Vynález Daguerreův doporučil Arago dne 3. července 1799 stkvělou řečí francouzské akademii. Vývody učencovy zdály se tehdy pohádkovým snem, který ani za staletí nebude splněn. Ve třech čtvrtinách století však se nejen splnilo vše, co prorocky předvídal Arago, ale nad to ještě mnohem více.

*) Viz též B. Machů: „Záření kysličníku vodičitého“. Příroda 3. 97. 1904/05.

IX.

Luminiscence.

§ 167. Různé druhy luminiscence.

Emise světelné energie přirozených a umělých zdrojů souvisí s vysokou teplotou jejich. V odst. o světelné emisi poukázali jsme k tomu, jak souvisí spolu teplota a emise zdroje a vyznačili záření tělesa docela černého. Ve skutečnosti není těles dokonale černých; ale přes to záření zdrojů světelných, jež je podmíněno velikou teplotou zářících látek, není příliš odlišné od ideálního případu. Uvedené zákony lze přiměřeně upravit tak, že se jimi vystihují skutečné vztahy mezi energií vysílanou a teplotou. Vedle tohoto tepelného záření poznány byly světelné úkazy, které nevyžadují značné teploty. Záření v takových případech je způsobeno jinou energií nežli tepelnou. *E. Wiedemann* (1888) nazval všechny tyto zjevy *luminiscence* (světélkování). Podle druhu energie, kterou se světélkování budí, rozeznáváme

- | | |
|--------------------------|-------------------------|
| 1. thermoluminiscenci, | 4. chemiluminiscenci, |
| 2. triboluminiscenci, | 5. elektroluminiscenci, |
| 3. krystaloluminiscenci, | 6. fotoluminiscenci. |

§ 168. 1. Thermoluminiscence.

Některé látky světélkují, když se náhle změní jejich teplota. Konečná teplota není však tak vysoká, aby vzniklo záření tepelné. *Le Bon* (1900) ukázal tento zjev na síranu chininovém, který již nad 100° začíná světélkovat. Krystally síranu chininového zahřátý jsouce na 180° svítí. Ochlazují-li se, ubývá světélkování, až při jakési teplotě se znovu zřetelně zvýší. Podle *Le Bona* vzniká tento zvláštní úkaz proto, že látka zahřátím ztrácí krystalovou svou, kdežto ochlazující se jí znovu přijímá. *Kalähne* (1905) potvrdil tento výklad pokusem. Když chladnoucí síran byl obklopen úplně

suchým vzduchem, luminiscence nenastala. Podobnou thermoluminiscenci ukazuje chlorofán. *Morse* (1905) zahřívaje krystally této látky na 50° až 400° ukázal, že světélkování začínají již při 50°. Luminiscence byla největší při 350°. Spektrum této luminiscence skládá se jednak z ostrých jasných čar, jednak z mlhavých pruhů. Zdá se tedy, že v chlorofánu světélkují dvě látky účinkem zvýšené teploty.

Praeparáty alkalických zemin, zejména sloučeniny vápenaté, které obsahují stopy vismutu a manganu, ukazují zajímavou thermoluminiscenci, jsou-li zahřaty vodíkovým plamenem. Úkazy tyto sledoval *Donau* (1913). Nastávají dříve, než látka počne svítiti červeným žářem. Nezáleží tu na redukci schopnosti vodíkového plamene, neboť v plameni lihovém, benzínovém atd. se neukazují. Podmíněny jsou přimísenými kovy. S vismutem alkalické zeminy světélkují cyanově modře, s manganem žlutě. Po této stránce shodují se tyto zjevy s fotoluminiscencí fosforů (§ 179.).

Mnoho úkazů thermoluminiscenčních souvisí s ostatními druhy světélkování, takže leckdy nelze složitý děj náležitě zařaditi. Bezpečně víme, že všechny ostatní druhy luminiscenční jsou na změnách teploty závislé a že energie tepelná je značně pozměňuje. Změny objemové, způsobené zahřátím nebo ochlazováním, jsou příčinou, že krystalované látky rozpraskávají a se rozpadávají. Při tom vzniká světélkování, jež náleží do třídy krystaloluminiscence a triboluminiscence. Podobně může pohlcená energie tepelná vzbuditi změny chemické. Světélkování takové slove chemiluminiscence.

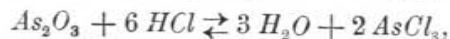
Některé látky vysílají slabá záření světelná i za obvyklé teploty. *Lairdová* (1909) dokázala tuto thermoluminiscenci fotograficky. Se stoupající teplotou látek vzrůstalo i jejich světélkování. *Mejer* (1908) zjistil podobnou luminiscenci na modrém kazivci. Když krystally kazivce přestaly ve tmě svítiti, nepřestal tím fotografický účinek na desku. Ultrafialové záření jevílo se při obyčejné teplotě i po 5 měsících. Čirý kazivec lze uměle zbarviti paprsky katodovými, roentgenovými i zářením látek radioaktivních. *Matout* (1907) zahřívaje takové krystally postřehl luminiscenci, kterou se krystal odbarvoval. V tomto případě souvisí světélkování se změnami chemickými.

Také náhlý pokles teploty způsobuje thermoluminiscenci. *Borisov* (1905) vkládal rozmanité látky organické do tekutého vzduchu. Některé svítily, byly-li náhle ochlazeny; jiné počaly svítiti teprve, když byvše z lázně vyňaty začaly se ohřívati, konečně byly takové, které byvše postaveny na světlo nebo jiné záření, ne-

jevily fotoluminiscence, začaly však svítiti v lázni nízké teploty (-190°). Mnohé látky, které tuhnou v nízkých teplotách, na př. kyselina mléčná, octan amylnatý, některé vodní roztoky atd., světélkují, jsou-li vloženy do lázně nízké teploty. Tento zjev slove *krystalloluminiscence*. Světélkování kyseliny mravenčí, acetonu, fenolu atd. možno považovati za pouhou thermoluminiscenci. Podobně světélkují prudce ochlazená želatina, celluloid, paraffin a slonová kost. Tuhý roztok síranu hořečnatého v síranu vápenatém, ozářený paprsky radiovými, počne světélkovati teprve, když teplota se zvýší (E. Wiedemann, 1901). Podobný úkaz pozoroval Harlow (1913) na drátku platínové spirály pokryté kyslíčnickem vápenatým, který byl ve vyčerpané trubici blízko podobné elektrody pokryté fosforečnanem hlinitým. Byl-li touto elektrodou veden výboj a po tom první elektroda byla zahřáta, počala žlutě svítiti.

§ 169. 2 a 3. Triboluminiscence a krystalloluminiscence.

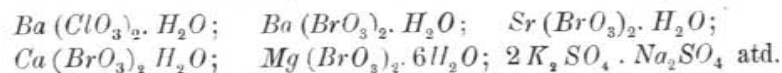
Trou-li se látky, zejména krystallované, vzniká světélkování, které slove *triboluminiscence*, je-li tření způsobeno vnějšími podněty, nebo *krystalloluminiscence*, když vzniká samo sebou při vzniku nebo rozpadu krystallů. Burke (1898) roztíral cukr v třecí mísece za tmy a ukázal, že silně světélkuje. Spektrum této triboluminiscence je spojitě a obsahuje hlavně paprsky fialové, takže na snadě je myšlenka, že záření je původu spíše chemického nežli tepelného. Drtí-li se krystally šesterečné rudy zinkové mezi deskami skleněnými, vzniká triboluminiscence (Becquerel 1904). Při krystallisaci kyslíčnicku arsenového pozoruje se světélkování, které je spíše triboluminiscence než krystalloluminiscence. Gernez (1905) pozoroval totiž, že úkaz nastává, když krystal se dotkne stěny nebo když se dotknou dva různé krystally. Také známá reakce zvrátaná



jak Guinchant (1905) ukázal, jest úkaz triboluminiscenční. Spektrum má spojitý pruh paprsků žlutých a zelených a lze je i fotograficky zachytiti.

Trautz a Čorigin (1905) rozeznávají triboluminiscenci *dočasnou* a *trvalou*. Dočasná triboluminiscence je mocnější; jeví se na př. velmi krásně na čerstvě připravených krystallech As_2O_3 . V 800 cm^3 vroucí kyseliny solné specifické hmoty 1.08 g/cm^3 rozpustí se $100\text{ g } As_2O_3$; roztok zcezený skleněnou vlnou odstává se v klidu

po 4 až 5 hodin. Na stěnách nádoby vzniknou velké krystally osmištěnové kyslíčnicku arsenového As_4O_6 , které dotknouce se tyčinky skleněné nebo jsouce třeny v mísece ukazují luminiscenci i za denního světla patrnou. Krystally ztrácejí tuto dočasnou triboluminiscenci po několika dnech. Vložíme-li je do sušárny, přestanou při vyšší teplotě světélkovati již za půl hodiny. Podobně má $NaBrO_3$ dočasnou triboluminiscenci. Trvalá triboluminiscence, jež byla dříve známa nežli dočasná, není často nic jiného než zvolna mizející luminiscence dočasná. Oba druhy triboluminiscence ukazují na př. látky



Všechny látky, které ukazují krystallovou luminiscenci, světélkují, jsou-li roztírány. Je-li jedna luminiscence mocná, jest i druhá značná, takže se zdá, jako by oba zjevy byly v podstatě těže povahy mechanické. Triboluminiscence některých látek souvisí s přimícháním a je největší pro určitý stupeň znečištění. Adrien Karl (1907—8) pozoroval tuto závislost na sírníku zinečnatém znečištěném jiným kovem. Směs světélkovala nejvíce, když k sírníku ($MnZn$)S bylo přidáno 0.12% *Mn* anebo k sírníku ($BaZn$)S když bylo přidáno 0.14% *Ba*. Barva triboluminiscence záleží na přimíseném kovu i na rozpouštědle, podobně jako závisí fotoluminiscence fosforů na těchto okolnostech. Rozpouštědlem je miněna sírník nebo kyslíčnick zinečnatý, k nimž kov (na př. kyslíčnick) byl přidáván. Tak na př. třeli se látka (TiO_2ZnO), vzniká slabě fialová luminiscence, třeli se látka (TiO_2ZnS), ukáže se luminiscence tmavězelená.

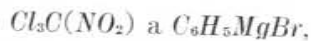
Podle Lindenera (1911) mají minerály trvalou triboluminiscenci. Krystallový tvar nerozhoduje vždy o triboluminiscenci. Naskytá-li se tento zjev na některém členu isomorfni řady, objeví se též na ostatních členech řady. Jsou však řady isomorfni, které triboluminiscence nejeví. Minerály třením světélkující jsou křehké, snadno štípatelné, izolují elektricky a jejich světélkování nezáleží na okolním prostředí. Wernadski (1911) považuje triboluminiscenci za zjev povrchový. Úkaz se vyskytuje hlavně na krystallech, jež mají vlastnosti polární. Každý podnět měnící tyto vlastnosti polární je zároveň podnětem pro světélkování. Na př. vzrůst krystallů, tlak a zahřátí, pokud nepůsobí na krystal všemi směry stejně, budí příslušné luminiscence. Ostromislenski (1910) tvrdí, že lze určití tvar krystallu s polárními vlastnostmi podle povahy a vzniku triboluminiscence.

V předešlém odstavci zmínili jsme se o světélkování, které ukazují mnohé látky prudce ochlazené na př. tekutým vzduchem. Mnohé látky při tom krystallují nebo jejich krystally se drtí. Mnohé takové úkazy jsou tedy spíše krystalloluminiscence a triboluminiscence. Sem náleží pokusy, které konali *Dewar*, *Michelli*, *Precht* a j. Krystalky platnatokyanidu barnatého a dusičnanu uranylového světélkují, ponoří-li se do kapalného vzduchu. Záření toto se liší od úkazu, který za stejných okolností vzniká na látce rozmělněné. Tak lze thermoluminiscenci od triboluminiscence odlišiti.

§ 170. 4. Chemiluminiscence.

Základním příkladem světélkování, jež klademe na vrub energii chemické, je pozvolné okysličování bílého fosforu na vzduchu. *Jungfleisch* (1905) nevysvětluje tuto luminiscenci účinkem kyslíku, nýbrž světélkováním prchavého kysličníku P_2O_2 . Podobně jako fosfor světélkuje také arsen, když volně se okysličuje (*Bloch* 1909). Také světélkování hnojících látek živočišných i rostlinných se vykládá pozvolným okysličováním. *Radziewski* (1877) pozoroval, že látky hnojící ve vodíku nesvětélkují. Světélkování práchnivějícího dřeva a mnohých organických látek způsobeno je často mikroorganismy, které se na povrchu rozbujejí.

Trautz vykládá chemiluminiscenci jako světélkování reakční. Látka světélkuje, když příslušná rychlost reakční vzroste. Všechny podmínky, kterými se zrychluje reakce, způsobily zároveň světélkování látky. Intensita luminiscence jest úměrna rychlosti reakční. Platí tudíž zákony fotochemické také pro tuto obrácenou přeměnu chemické energie na světelnou. *Trautz* a *Čorigin* (1905) zjistili, že velká většina organických látek, které se okysličují za teploty nižší než 400° , současně světélkuje. Podmínkou je vhodná rychlost reakční, různorodá soustava chemická a nadbytek hydroxylových nebo aldehydových skupin. Jakmile nadejde rovnováha nebo ustálený stav chemických dějů, zmizí světélkování. Příkladem velmi mocné chemiluminiscence je světélkování reagujících látek



jež ukázal na sjezdu přírodovědců a lékařů ve Stuttgartě *Wedekind* (1906). Celkem jsou podle *Bancrofta* (1909) tyto příčiny chemického světélkování:

- 1) zvratná adsorpce par na povrchu tělesa;
- 2) zvratná dissociace, když vznikají prchavé složky;
- 3) zvratná dissociace bez těchto složek;
- 4) zvratný vznik allotropických vidů;
- 5) zvratná změna rozpustnosti;
- 6) zvratná ionisace;
- 7) některé nezvratné děje chemické.

§ 171. 5. Elektroluminiscence.

Názvem elektroluminiscence míní se světélkování látek, které nastává elektrickým výbojem obyčejně ve zředěných plynech. R. 1709 vykonal *Hooksby* několik zajímavých pokusů s vyčerpanou koulí skleněnou, na které se zapomnělo. Bylo-li v kouli trochu rtuti, vznikaly jejím pohybem uvnitř elektrické výboje. Ve tmě zředěný plyn a páry rtuťové i po výboji světélkovaly. Úkaz slove *dozařování* = angl. afterglow. Poněvadž dozařování nenastane světelným zářením, liší se od fotoluminiscence. Zjev sledoval v novější době *Geissler* (1860) v trubcích naplněných kysličníkem siričitým. *Sarsin* (1870) vysvětloval dozařování ozonem, který se po výboji slučuje s ostatními plyny. Naproti tomu našel *Lewis* (1904) dozařování ve zředěném čistém dusíku. Zajímavá věc je, že ve spektru tohoto záření ukázala se nejen význačná pásma dusíková, ale i čáry elektrodových kovů. Zejména jasně se jeví čáry hliníkové, které ve spektru plynu při výboji byly jen slabé. *Mosengeil* (1906) potvrdil dozařování zředěného dusíku v trubici nemající elektrod. *Jervis Smith* (1908) opakoval pokus *Hooksby*ův s nádobou křemennou; tu vznikl elektrický výboj indukci. Dozařování trvalo 15 minut. *E. Wiedemann* a *G. C. Schmidt* zjistili dozařování na parách anthracenových, selenových a naftalinových.

Někteří spisovatelé zařazují do elektroluminiscence též zjev fotoluminiscenční způsobené kathedovými, kanálovými a roentgenovými paprsky. Poněvadž tyto druhy elektrického výboje mají ráz záření, které má podobné vlastnosti jako záření látek radioaktivních, pojednáme o nich v kapitole o fotoluminiscenci.

6. Fotoluminiscence.

§ 172. Základní úkazy.

Nejstarší zmínka o úkazech fotoluminiscenčních je *Pliniův* záznam indických a arabských pověstí o svítících drahokamech. V r. 1602 *Casciarolus* vyžihal těživec a osvětlený přenesl do tmy. Tam svítil karyt červenavým světlem. Kámen byl nazván »*boloňský fosfor*« nebo »*bononský kámen svítivý*«. Vynálezu připisován byl veliký význam, jako by to byl kámen mudrců. Podobné světélkování bylo zjištěno později na vyžíhaném dusičnanu vápenatém, jemuž dán název *fosfor Balduinův*. Konečně i světélkování fosforu, objeveného r. 1674 *Brandem*, náleží do této skupiny zjevů luminiscenčních. Později světélkování fosforu a látek, které se na vzduchu okysličují a tím svítí, zařazeno bylo do chemiluminiscence, ale název sám zůstal pro látky, které byvše osvětleny nebo ozářeny a poté do tmy přeneseny, samovolně vysílají pohlcenou energii světelnou. Přesnější výměr těchto fosforů podáme později. Úkaz fosforescenční vyličíme podrobně v odstavci zvláštním.

Vedle thermo'luminiscence ukazuje kazivec ještě jiný druh světélkování. Osvětíme-li krystal kazivce denním světlem nebo jinými druhy záření (na př. paprsky katodovými), pozorujeme, že vysílá na stranu modravé světlo. Shasneme-li zdroj světla, zmizí také světlo minerálu. Poněvadž tento úkaz byl poznán na kazivci neboli fluoritu, nazval jej *Stokes* (1853) *fluorescence*.

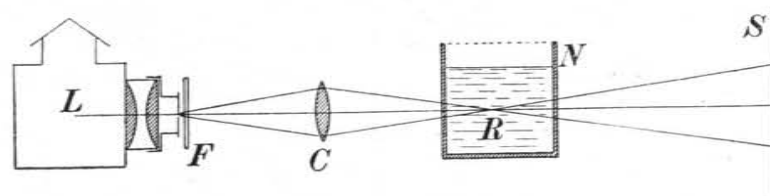
J. Herschel (1845), jenž pozoroval modravou fluorescenci roztoku síranu chininového, osvětleného denním světlem, považoval úkaz za povrchový a nazval jej *epipolická disperse*. Naproti tomu *Brewster* (1846) osvětliv fluorující roztok sbíhavým svazkem slunečních paprsků dokázal, že zjev vzniká pohlcováním uvnitř kapaliny. Odtud název *vnitřní disperse*.

Oba základní úkazy fosforescence i fluorescence jsou si podobny v tom, že vznikají pohlcováním dopadajícího záření. Vnější znak, kterým se obě luminiscence liší, souvisí s dobou úkazu. Tělesa fluorují, jen pokud jsou osvětlena, kdežto fosforují, i když osvětlení přestalo. Jsou příklady látek, jevící obě luminiscence, jež ostatně ukazují na vnitřní souvislost. Je tedy společný název *fotoluminiscence* oprávněn. V dalším pojednáme o obou úkazech odděleně, ke konci uvedeme theorie založené na souvislosti obou zjevů.

Fluorescence*).

§ 173. Methody pozorovací.

Fluorescenci ukázati lze světlem slunečním nebo obloukovým takto: Na lampu *L* (obr. 313.) nasadí se kruhový otvor, který se promítne čočkou *C* na stěnu *S*. V místě, kde se paprsky za čočkou sbíhají, postaví se nádobka *N* spleaná ze zrcadlových skel a naplněná nejprve čistou vodou. Voda není nikdy tak průzračná, aby chod paprsků v kapalině nebylo viděti, hledí-li se se strany. Drobné prášky vznášející se ve vodě způsobí úkaz Tyndallův, o němž na jiném místě (osvětlení tmavým polem v ultramikroskopu) byla učiněna zmínka. Na to vpraví se do vody několik kapek roztoku uraninového. Sotva zratelná stopa paprsků v nádobce okamžitě



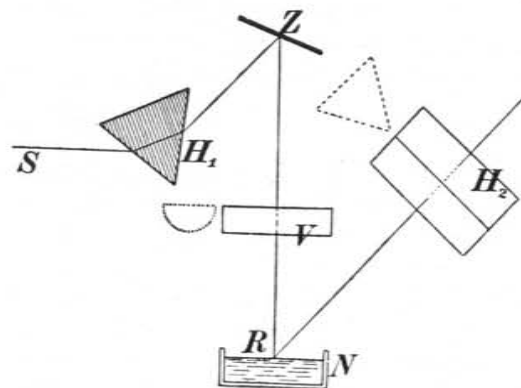
Obr. 313. Jak se ukazuje fluorescence kapaliny.

zazáří krásným zeleným světlem. Světelné pole na promítací stěně *S* má žlutou barvu. Z pokusu soudíme, že roztok uraninový pohlcuje modré paprsky, kdežto stranou vysílá paprsky zelené. Výsledek ukáže se velmi zřetelně, osvětlíme-li roztok v nádobce *N* různými druhy světelnými. Za otvor postavíme jednoduše barevný filtr *F* (skleněnou desku politou barevnou želatinou). Má-li filtr barvu modrou, ukáže se zelená fluorescence, ačkoliv dopadají na kapalinu jen modré paprsky. Slabý obraz na stěně ukazuje zřetelně, že paprsky byly značně pohlceny. Přidává-li se ještě dále po trochách uraninového roztoku, pohltní se konečně kapalinou všechny paprsky modré, takže hlubší vrstvy těchto paprsků už nepropouštějí. Obdobných výsledků se doděláme, zkoušejíce jiné látky fluorující. Zeleně fluoruje lihový roztok magdaly, čpavkový roztok fluoresceinu; modře fluoruje okyselený roztok síranu chininového, petrolej, vodní roztok aeskulinu; červeně fluoruje lihový roztok chlorofyllu atd. Také tuhé látky fluorují, na př. uranové sklo

* Dr. O. Šal: Fluorescence, fosforescence i příbuzné obecnější zjevy fluorescenční. Živa 6. 257. 1896.

(zeleně), papír potřený krystally platnatokyanidu barnatého (žlutozeleně) atd.

Fotoluminiscence jest někdy tak slabá, že zaniká ve světle odraženém na povrchu látky. Tu použijeme metody Stokesovy: Na místě filtru dáme nádobku s rovnoběžnými stěnami a do ní nalijeme trochu roztoku soli mědnatoammonaté, který propouští pouze modré a fialové paprsky a pohlcuje ostatní méně lámavou část spektra. Tímto světlem osvětlíme zkoušcnou látku. Na ni hledíme filtrem, který je podobně upraven jako předešlý, ale naplněn roztokem dvojchromanu draselnatého. Tato kapalina propouští pouze paprsky červené, žluté a zelené; ostatní část spektra pohlcuje. Před-

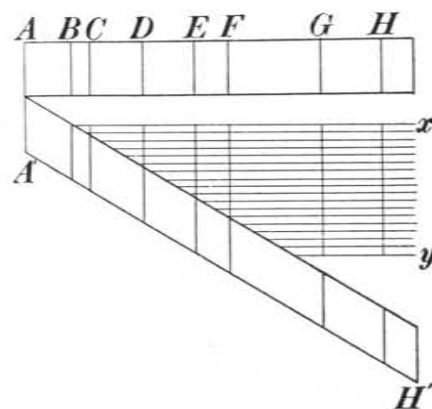


Obr. 314. Zkouška pravidla Stokesova.

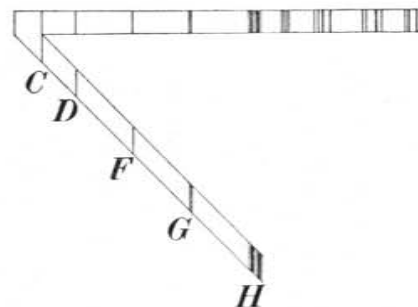
mětů, které neukazují fotoluminiscence, tímto filtrem nevidíme, jsou-li osvětleny zmíněným světlem; látky fluorující (nebo fosforující) se však prozradí světlem, které filtrem dvojchromanovým prochází. Tato metoda opírá se o předpoklad, že při fluorescenci mění se světlo kratší vlny ve světélkování vlnou delší. (Pravidlo Stokesovo.) Předpoklad tento je oprávněn podle tohoto pokusu: Světlo procházející látkou fluorující dopadá znovu na látku fluorescence schopnou. Na ní se fluorescence už neukáže. Podobně v hořejším pokusu s roztokem sehnáním přestává fluorescence tam, kde přestává pohlcování silně zlomených paprsků. Roztoky fluorující ukazují světélkování i tehdy, je-li málo látky rozpuštěno. Je potřeba několik kapek roztoku dát na dno zakulacené zkoumavky a osvětliti ji zdola zdrojem úplně zakrytým až na malý kruhový otvor. Fluorescenci roztoků eosinových na světle slunečním zjistí se tak zředění $2 \cdot 10^{-9} \text{ g/cm}^3$. (Tswett 1901). Spring (1905)

pozoroval podobně fluorescenci roztoku fluoresceinu ve vodě, měl-li koncentraci 10^{-15} g/cm^3 .

Místo abychom zkoušeli látky v určitém osvětlení, můžeme osvětliti látku spektrálním světlem a přesvědčiti se rázem o fluorescenci. K pokusu užijeme lampy, jejíž uhlíky mají jádro hliníkové. Kondenzor se odstraní a spektrum udělá čočkou i hranolem křemenným nebo z kamenné soli. Spektrum zachytí se proužkem papíru, který byl v jedné polovici (t. j. v části, na niž dopadá světlo od jedné polovice šterbiny) potřen tinkturou kurkumovou nebo na němž nalepeny jsou drobné krystalky platnatokyanidu barnatého.



Obr. 315. Fluorescenční spektrum.



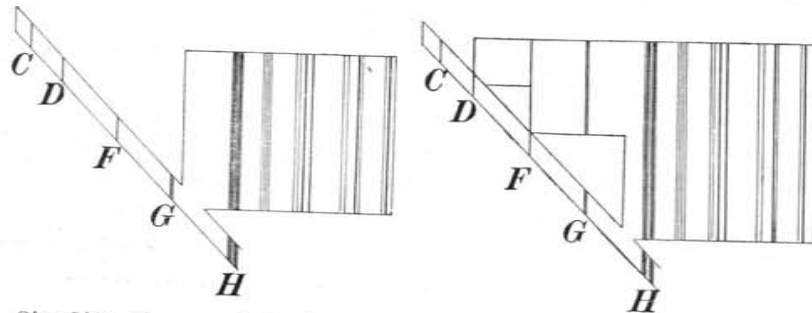
Obr. 316a. Fluorescenční spektrum chlorofyllu.

Na této ploše objeví se dvě spektra pod sebou; na polovici čistého papíru emisní spektrum uhlíkové, protkané jasnými čarami hliníkovými, na dolejší polovici spektrum, které nemá modrých a fialových složek, nýbrž je v této části zelené a obsahuje nad to velmi značný počet zelených čar v ultrafialovém konci, který disperzí několikrát převyšuje disperzi viditelného spektra.

Pravidlo Stokesovo zkouší se spektrální metodou *zkřížených hranolů*, již upravil Pierre (1866). Křišťálovým hranolem H_1 (obr. 314.) vytvoří se spektrum, jež kovovým zrcadlem Z odrazí se na válcovou čočku V. Tak vznikne úzký proužek spektrálních barev na povrchu roztoku R v nádobce N, jenž pozoruje se hranolem H_2 , vzhledem k hranolu H_1 zkříženým. Z původního spektra utvořeného hranolem H_1 a naznačeného na obr. 315. Fraunhoferovými čarami A až H vznikne druhým hranolem spektrum odchý-

lené $A'H'$, neboť část světla se povrchem kapaliny vždy prostě odrazí, ale vedle toho spektrum fluorescenční, vyznačené pruhem ($x y$).

Methodou zkřížených hramolů pozoroval *Lommel* (1871, 76 až 80) fluorescenční spektra různých látek a ukázal na odchylky od pravidla Stokesova. Podle *Lommela* možno rozříditi fluorující látky ve tři skupiny. Látky skupiny *A* poskytují úplně stejnobarevné spektrum fluorescenční, ať jsou vzbuzeny kterýmkoli zdrojem. Látky skupiny *B* dávají luminescenční spektrum, v němž není vln kratších než ve zdroji budícím. Látky skupiny *C* mají fluorescenční spektrum složité, tak jako by byly směsí z látek obou dvou skupin.



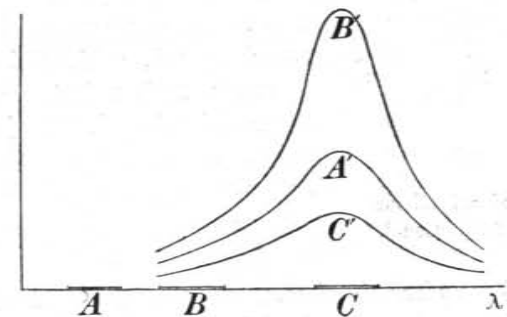
Obr. 316b. Fluorescenční spektrum aeskulinu.

Obr. 316c. Fluorescenční spektrum lakmusu.

Do první skupiny náleží látky živě zbarvené, vynikající četnými pruhy absorpcí; jsou to na př. lihový roztok chlorofyllu, vodní roztoky eosinu, fluoresceínu, uranové sklo atd. Látky druhé skupiny, které se řídí pravidlem Stokesovým, jsou obyčejně bezbarvé nebo jen slabě zbarvené; patří k nim kazivec, kurkuma, sladový cukr, anthracen v lihu rozpuštěný, vodní roztok síranu chininového, aeskulinu, petrolej atd. Příkladem látky třetí skupiny je vodní roztok lakmusový, roztok chameleonové zeleně, modře a červeně, fluoranilinu atd. V obr. 316.abc vyznačena jsou uchýlená i fluorescenční spektra chlorofyllu, aeskulinu a lakmusu jako příklady fluorescence tří jmenovaných skupin *A*, *B*, *C*.

Výsledky prací *Lommelových* potvrzeny byly v novější době přesným měřením, která vykonali *Nichols* a *Merritt* (od r. 1904), kteří proměřili spektrálním fotometrem intenzitu fluorescenčních spekter. Obrželi při tom křivky, upomínající na energetické křivky spektrální (§ 128.). V obr. 317. naznačeny jsou na ose tři druhy

(přibližně) jednoduchého světla *A*, *B*, *C* (s rostoucí délkou vlnovou) a nad tím tři křivky $B'A'C'$, vyznačující intenzitu fluorescenčních spekter fluoresceínu. Z diagramu vysvitá, že poloha největší intenzity ve spektru fluorescenčním nezáleží na vlnové délce budícího záření. Nejsilnější fluorescence nenáleží světlu nejkratší délky vlnové, nýbrž světlu, které souhlasí s krajem luminescenčního



Obr. 317. Intenzita ve fluorescenčním spektru fluoresceínovém.

spektra obráceným k fialovému konci. *Nichols* a *Merritt* zjistili jako nejdelší vlnu světla, které ještě způsobilo patrnou fluorescenci,

$$\lambda = 5429 \overset{\circ}{\text{A}} \text{ pro fluorescein}$$

$$\lambda = 5890 \overset{\circ}{\text{A}} \text{ pro eosin}$$

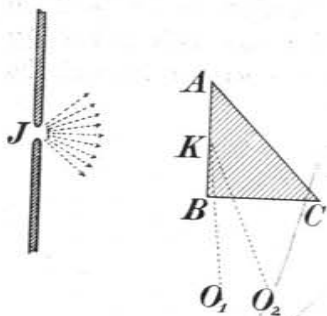
$$\lambda = 6330 \overset{\circ}{\text{A}} \text{ pro naftolovou červeň.}$$

Podle četných měření *Nicholsových* a *Merrittových* se zdá, že počet fluorescenčních pásem shoduje se s počtem složek schopných fluorescence, jež jsou přítomny ve zkoumané látce.

§ 174. Fluorescence a zákon Lambertův. Polarisovaná fluorescence.

Zářivé intenzity světelných zdrojů, v nichž svítí tuhé a kapalné látky ubývá s kosinem emisního úhlu. Tento zákon Lambertův neplatný pro průhledné zdroje, pro záření Roentgenovo atd., neplatí též pro fluorující látky (*Becquerel* 1904). Velmi zřetelně ukazuje se neplatnost zákona Lambertova pokusem *Woodovým* (1906), znázorněným na obr. 318. Mezi kadmiovými elektrodami přeska-kují jasné jiskry *S* ozařující rovinou stěnu *AB* pravouhlého hra-

nolu K z korunového skla. Na ploše AB vzniká modravá fluorescence, již pozorujeme z polohy O_1 nebo O_2 . Intenzita ve směru O_1 je značně větší než ve směru O_2 . Podobný zjev se jeví na hladině fluoresceinového roztoku, nad nímž přeskakují jiskry kadmiového jiskřičště. Diváme-li se na hladinu kapaliny zespoda, spatříme zelenou fluorescenci, která je tím jasnější, čím více se směr pozorování blíží vodorovné rovině, splývající s hladinou. V tomto směru jest intenzita fluorescenční největší. Užiti jiných zdrojů nelze, poněvadž jiné než ultrafialové paprsky se pohlcují teprve ve hlubších vrstvách, takže nelze určití směr světélkujících ploch.

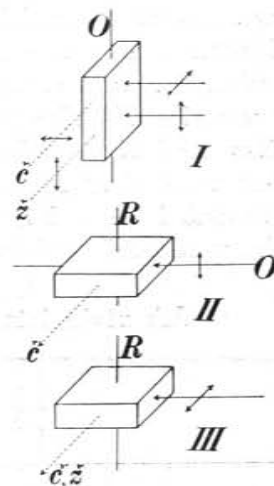


Obr. 318. Neplatnost zákona Lambertova o fluorescenci.

Záření, jež vydávají zahřátá tělesa směrem šikmým k svému povrchu, bývá polarisováno. Podobnou vlastnost má též fluorescenční světlo, neboť přicházejíc z vnitřních vrstev tělesa do jiného prostředí lomem se polarisuje. Od této částečné polarisace nutno odlišiti polarisaci, kterou zejména fluorující roztoky jeví a jež je zaviněna kalným prostředím. *Sohncke* (1896) pozoroval dvě kostky skleněné, z nichž jedna fluorovala zeleně, druhá modře. Kostky byly ozářeny bílým světlem; fluorescence pozorována byla kolmo ke směru buzení. Ve fluorescenčním světle byla část světla bílého, jež analysováno jsouc nikolovým hranolem měnilo intenzitu. Když se polarisační rovina nikolu otočila do polohy kolmé ke směru budícího světla, vymizelo točo bílé světlo a zbyla jen sytá barva fluorescenčního světla. Polarizace bílého světla vzniká v tomto případě kalným prostředím. Fluorescence látek dvojlomných má všeobecně dvě složky kolmo k sobě polarisované.

Velmi zajímavý příklad této polarisované fluorescence uvádí *Wood*. Z vodního roztoku vykrySTALLUJE platnatokyanid hořečnatý v hranolech, které jsou po bocích krásně zelené, na půdicích však tmavofialové (dichroické). Světlo od půdice odražené se polarisuje, i když dopadá kolmo. Fluorescence krystallu pozoruje se nejlépe na slunečním světle, jež bylo soustředěno mocnou čočkou kobaltovou, propouštějící paprsky fialové. Na obr. 319. naznačeny jsou různé zajímavé případy tohoto úkazu. V části I. dopadá světlo vodorovně na krystal, jehož osa je vswislá. Fluorescence pozoruje se na bočních stěnách, kolmo k budícím paprskům a to nikolem, jimž

se otáčí. Je-li budící světlo nepolarisováno, vidí pozorovatel nikolem dvě význačná zbarvení ve fluorescenčním světle. Je-li polarisační rovina nikolu rovnoběžná s osou krystallu, má fluorescence šarlatovou barvu; otočí-li se však nikolem do polohy k ose krystallu kolmé, změní se barva ve žlutočervenou. Je-li světlo budící polarisováno vodorovně, má fluorescence barvu žlutou, která se otočením nikolu o 90° změní na červenou. Na obr. 319. je vyznačeno světlo červené písmenem \check{c} , žluté písmenem \check{z} . Dvojitě šipky značí kmitové směry. Položme krystal tak, aby jeho osa byla vodorovná (obr. II.) a osvětleme jeho základnu obyčejným světlem. Světlo fluorescenční v tomto případě není polarisováno, má však barvu šarlatovou. Osvětíme-li krystal v této poloze světlem vodorovně polarisovaným a otáčíme-li krystallem kolem osy vswislé, nemění barvy; naproti tomu, ozáříme-li krystal světlem vswislé polarisovaným (obr. III.) a otáčíme jim kolem osy vswislé, přejde fluorescenční barva červená ve žlutou.



Obr. 319. Polarisovaná fluorescence.

§ 175. Vztah absorpce k fluorescenci.

Že fluorescence látek souvisí s jejich pohltivostí, vyplývá samozřejmě ze zákona zachování energie a jeví se zajímavými podrobnostmi. Látky schopné fluorescence mění jak barvu tak intenzitu fluorescence, jsou-li rozpuštěny v různých prostředích nebo mají-li různé skupenství. Jak fluorescenční intenzita záleží na povaze rozpuštědla, zkoumal *Knoblauch* (1895). Výsledky jeho sestaveny jsou v tabulce, kterou uvádíme jako vhodnou pomůcku, jde-li o přípravu fluorujících roztoků. Rozpuštědla uvedena jsou ve sloupcích, fluorující látky v řádcích; na průseku obou je poměrná intenzita fluorescenční, vyjádřená stupnicí 1 až 10 od hodnoty nejmenší k největší.

V těchto případech fluorescenční barva se nemění. Naproti tomu některé látky barvu mění. *Kauffmann* a *Beisswenger* (1904) našli příklady takových změn na látkách organických. Zvláště zajímavý je dimethylnafteturhodin, který rozpouštěn jsa v líhu

fluoruje červenooranžově, v roztoku ligroinu však zeleně. Význačné rozdíly ve fluorescenci ukazují látky tuhé a jejich roztoky. Platnatokyandid barnatý, jenž ve žlutých krystallech fluoruje krásně zeleně, ztrácí v roztoku tuto vlastnost docela. Dusičnan uranylový, jako krystal fluorující zelenavě, v roztoku světélkuje jen slabě. Kurkumin, anthracen mocně fluorují jako látky tuhé i rozpuštěné. Aeskulin a siran chinimový fluorují slabě, jsou-li tuhé, silně však v roztocích. Konečně eosin, fluorescein, červeně naftolová atd. jako látky tuhé vůbec nefluorují, zato však v roztocích a to mocně. Rozmanité vlivy rozpouštědel přičítají se jednak jejich mocnosti dissociační (ionisační), jednak jejich různé konstantě dielektrické. Tím se zároveň poukazuje na úzký vztah absorpce k fluorescenci.

Jak závisí intenzita fluorescenční na rozpouštědle.

	Voda	Glycerin	Alkohol methyl.	Alkohol aethyl.	Aceton	Alkohol isobutyl.	Alkohol amyl.	Ether	Zelatina	Xylol	Toluol	Benzol
Červeně magdalová	—	—	4	4	—	—	3	—	—	—	1	1
Eosin	1	2	6	5	—	—	4	—	3	—	—	—
Fenosafranin	1	6	7	9	11	9	10	—	—	4	3	2
Fluorescein lithn.	2	3	5	4	—	—	1	—	—	—	—	—
Chrysolin	2	3	3	3	—	3	1	—	—	—	—	—
Chrysanilin	—	—	1	2	—	—	3	—	—	—	—	—
Kurkumin	—	—	1	2	—	3	4	—	—	—	—	—
Aeskulin	3	3	3	3	1	3	2	—	—	—	—	—
B-fenylnaftylamin	—	—	5	5	3	5	4	2	—	1	1	1
Fenanthren	—	—	—	1	—	—	—	—	—	—	—	2
Anthracen	—	—	—	4	3	5	4	4	—	5	5	5
Petroleum	—	—	—	5	4	—	—	3	—	6	6	6
Fluorescein	—	—	1	2	—	—	3	—	—	—	—	—

Pokud se týká vlivu koncentrace fluorujícího roztoku na fluorescenční intenzitu, zjištěna byla pro fluoresceinové roztoky v mírných zředěních úměrnost obou veličin (*Mecklenburg a Valentiner* 1914). Všeobecně možno říci, že souvislost obou zjevů tam nejvíce bije do očí, kde absorpce omezuje se spektrálně na některé čáry nebo pásma. Jsou-li absorpční pruhy neurčité, je také fluorescenční světlo neurčitě složeno; při tom jeví se rozmanité odchylky v souvislosti obou zjevů. Podobně všechny vlivy, kterými se mění absorpční spektra ve spektra pásmová a čárová, způsobují stejné změny ve spektrech luminiscenčních. Konečně i selektivní absorpce

je příčinou zvláštních zjevů fotoluminiscenčních. Z těchto všeobecných poznámek vysvitá, proč nejjednodušší vztahy jeví fluorescence plynů a par. O důležitém tomto předmětu pojednáme ve zvláštním odstavci. Uváděti podrobně doklady o vztahu absorpce k fluorescenci nemělo by významu. Omezíme se tudíž na případy zvláště důležité a poučné.

Fluorescence a absorpce anthracenu souvisí takto: Absorpční spektrum anthracenu (tuhého) má dvě pásma od $\lambda = 4990$ do 4870 a od $\lambda = 4620$ do 4520 \AA ; mimo to souvislý pruh od $\lambda = 4215$ do ultrafialové části. Těmto pruhům absorpčním jsou přiřazena

fluorující pásma anthracenu	{	tuhého	kolem $\lambda = 4250, 4500$ a 4750 \AA
		kapalného	" $\lambda = 4050, 4275$ a 4750 \AA
		plynného	" $\lambda = 3900, 4150$ a 4320 \AA

Změnou skupenství posouvají se tudíž fluorescenční pásma ke kratším vlnám; v témže smyslu se posouvají i pruhy absorpční. (*L. Sherwoodová, Mc. Dowell* 1908; *Elston* 1906, 07.)

Podle vztahu absorpce s fluorescencí lze souditi, že nejvíce úchylek od Stokesova pravidla jeví fluorující látky se značně nepravidelným rozkladem. Posunou-li se absorpční maxima téže látky změnou rozpouštědla, posunou se v témž smyslu též maxima fluorescenční. Výsledek tento potvrdil *Rohn* (1912). Pozoroval fluorescenci *Na*-fluoresceinu v roztoku vodním i lihovém. Posuv i číselně řídil se pravidlem Kundtovým, podle něhož absorpční maximum látky rozpuštěné v rozpouštědle s větší lomivostí a větší disperzí se posouvá k červenému kraji spektra.

Absorpční křivky, t. j. závislost absorpce na vlnové délce, jsou si pro různou koncentraci fluorujících roztoků podobny. S nimi shodují se křivky vyznačující, jak intenzita fluorescenčního světla závisí na vlnové délce (*Nichols a Merritt* 1910). Zvýšená teplota způsobuje, že absorpce všeobecně vzroste. Absorpční pruhy se s rostoucí teplotou rozšiřují. Sniží-li se teplota, pruhy se zúžují, mění se v pásma a dokonce i v ostré čáry. *Gibbs* zkoušel tento vliv teploty na fluorescenci uranového skla (70% SiO_2 , 24% K_2O a 6% CaO , je muž přimíseno bylo trochu uranenu sodnatého). Ve vyšší teplotě má fluorescenční spektrum tohoto skla dvě pásma, která rostoucí teplotou se posouvají a rozšiřují. Ochladí-li se sklo, mizejí tato pásma a vznikají pásma užší. Zúžením pásem fluorescenční intenzita vzrůstá. K podobným výsledkům došli *Nichols a Merritt* pro fluorescenci solí uranylových. Tu za obyčejné teploty vznikalo ve fluorescenčním spektru 7 pásem. Když se soli s krystalovou vodou

ohřívaly nebo oteplovaly, měnila se jejich fluorescence, jakž patrně bylo i na pásmech, která se posouvala. Příčina je patrně v tom, že krystally pozbývaly, po případě nabývaly krystallové vody. Kazivec obyčejně fluoruje modře; některé krystally z Weardale (v Anglii) však fluorují červeně. *Becquerel* (1910) zjistil, že rubín za nízké teploty (v lázni tekutého dusíku) jeví absorpci i dichroismus. Této látce náleží dvě fluorescenční spektra. Záření fluorescenční bylo polarisováno, ale nezávisle od polarisace dopadajícího světla. Změnilo-li budící světlo kmítový směr, změnila se pouze intenzita v obou spektrech fluorescenčních. *Becquerelovi* se podařilo převrátiti fluorescenční pásma solí uranylových, rubínu i smaragdu a dokázati tak, že centra pohlcující i fluorující jsou pro tyto látky totožná.

Budí-li se fluorescence ultrafialovým světlem, pozorují se ve fluorescenčním spektru ostré čáry. Toto spektrum — na rozdíl od fluorescenčních spekter látek tuhých a kapalných — záleží na vzbuzení. Paprskům různých vlnových délek náleží různé čáry fluorescenční. Úkaz tento, připomínající optickou resonanci, vyskytá se zhusta, fluorují-li plyny a páry, jak na svém místě bude vysáno. Zahřeje-li se kazivec na 300° , přestává červeně fluorovati a zároveň ztrácí krystallovou vodu.

Kdežto paprsky viditelnými vzniká fluorescence, jež intenzitou závisí jen na vlnové délce, změni se vzhled fluorescenčního spektra velmi zřetelně, děje-li se buzení zářením ultrafialovým, po případě katodovým, Roentgenovým a *Becquerelovým*. Zjevy se někdy tak značně liší od úkazů podnícených viditelnými paprsky, že se rozlišují názvy ultrafialová, katodová, Roentgenova a *Becquerelova* fluorescence. Zajímavým příkladem ultrafialové fluorescence je luminescence benzolu a jeho derivátů vzbuzená paprsky ultrafialovými. O těchto látkách platí věta: Všechny látky, které mají absorpční pásmové spektrum v konci ultrafialovém, fluorují podobnými pásmy (*J. Stark* 1907). Tak vznikají význačná pásma fluorescenční

benzolu v části ultrafialové pro $\lambda = 2610, 2540, 2490, 2440 \text{ \AA}$
 naftalinu „ fialové „ $\lambda = 2850, 2720, 2630, 2550 \text{ \AA}$
 páry anthracenové v části modré „ $\lambda = 3800, 3600, 3430, 3280 \text{ \AA}$,

která se podle chemického složení látky posouvají k delším vlnám. Tato ultrafialová fluorescence vyhovuje upravenému pravidlu Stokesovu: Chemicky určité látky, jejichž absorpční pásma mají maximum posunuto k delším vlnám, mají také maximum lumini-

scenění v obdobných pásmech fluorescenčních posunuto k delším vlnám (*Stark a Meyer* 1907).

Až budeme jednatí o fluorescenčních teoriích, shledáme se též s domněnkou o chemické povaze fotoluminiscence. Tato domněnka snažila se naléztí pokusný doklad v tom, že se fluorescencí mění i absorpce látek, t. j. že světelný paprsek jdoucí fluorující látkou kolmo k budicimu záření se jinak pohlcuje nežli budící záření samo. Některé doklady pokusné pro změny v pohlcování, jež uvedli *Burke* (1897), *Nichols a Merritt* (1904) ukázaly se nesprávnými. *Camichel* (1905), *Wood* (1908) a *Becquerel* (1911) — každý na jiném základě — dokázali přesvědčivými pokusy, že absorpce látek se fluorescencí nemění. Zejména pokus *Woodův* nadobro rozhodl tuto otázku. *Wood* fotometricky srovnává fluorescenční intenzitu, zvětšenou o intenzitu světla prošlého látkou, s fluorescenční intenzitou zvětšenou o intenzitu světla procházejícího látkou nefluorující užívaje k tomu přerušovaného zdroje světelného.

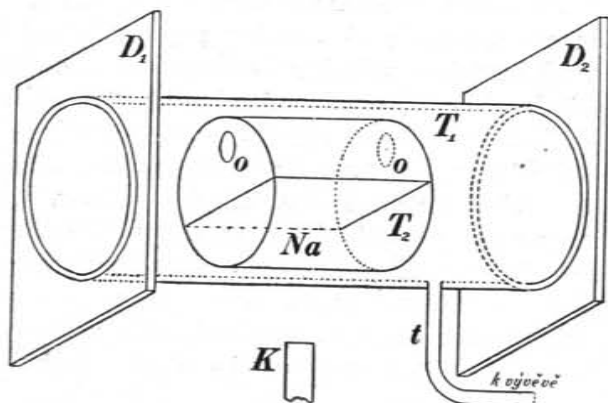
§ 176. Fluorescence plynů a par. Spektra resonanční.

Složitě úkazy fotoluminiscenční látek tuhých a roztoků, které se zjednodušují jen za zvláštních okolností (na př. za velmi nízké teploty), stávají se přehlednějšími, promění-li se fluorující látka v páru nebo je-li vůbec za obyčejných poměrů plynein. Příkladem budiž tento pokus: Ve skleněné kouli průměru 5 až 6 cm je kousek anthracenu. Trubice, k níž je koule přitavena, spojí se s vývěvou, načež se vzduch z koule vyčerpá a trubice zataví. Kouli osvětlíme sebranými paprsky světla obloukového nebo slunečního. Zahřeje-li kouli, promění se anthracen v páry, jež fluorují tmavěfialově. Podobný úkaz jeví páry jodové v obyčejné teplotě. Mají-li větší hustotu (zahřeje-li se koule), vydávají jen slabé světlo fluorescenční. Pokusy vyžadují dobré vzduchoprázdnoty. Vpustí-li se do koule trochu vzduchu, fluorescence přestane, současně pára ztrácí magnetickou otáčivost. Z tohoto souhlasu lze souditi, že nosičem obou zjevů jsou stejné částice hmotné (po příp. elektrické).

Zelenou fluorescencí páry sodíkové v bílém světle pozorovali po prvé *Wiedemann a Schmidt* (1896). Podobně zkoumal *Wood* velmi zajímavý tento úkaz od r. 1903. K těmto pracem záhy se přidružila četná měření, týkající se nejen par sodíkových, ale i jiných prvků plyných.

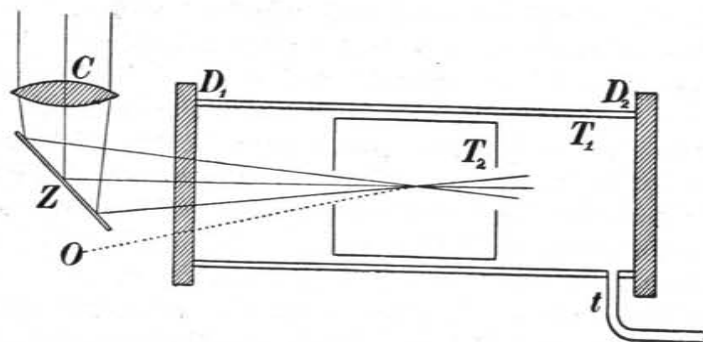
Obr. 320. ukazuje, jak upraven je přístroj pro páry sodíkové. V ocelové trubici T_1 , uzavřené skleněnými deskami D_1, D_2 , věží

druhá trubice ocelová T_2 , jež má okénka o a o v ocelových základnách. Do této trubice dává se sodík. Vnitřek obou trubice souvisí vedením t s vývěvou a lze z něho vzduch vyčerpati. Kahanem K se promění sodík v páry. Jak se pozoruje fluorescence par okem, vy-



Obr. 320. Jak se pozoruje fluorescence sodíkové páry objektivně.

značuje obr. 321. Rovnoběžné paprsky světla slunečního nebo obloukového spojí se čočkou C ve sbíhavý svazek, který odrazí se zrcadlem Z do trubice T_1 a T_2 , takže vrchol kužele vznikne uprostřed trubice T_2 . Oko pozorovatelovo v místě O vidí zelenou fluorescenci. Pásmové



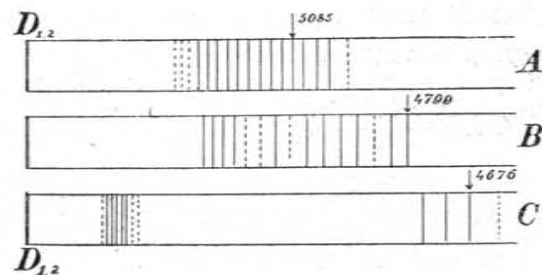
Obr. 321. Jak se pozoruje fluorescence sodíkové páry subjektivně.

spektrum její skládá se ze tří částí:

- ze žluté A , v níž jsou čárová pásma v mezích od $\lambda = 5710$ do 5000 \AA ;
- ze zelené B , v níž jsou čáry v mezích od $\lambda = 5000$ do 4770 \AA ;
- z modré C , v níž jsou dvojité široké čáry v mezích od $\lambda = 4770$ do 4650 \AA .

Složitosť fluorescenčního spektra sodíkových par se vysvětlila,

jakmile použito bylo k buzení světla jednoduchého. Hořejší úprava (obr. 321.) byla změněna tak, že osvětlení se dalo monochromátorem. Fluorescenční paprsky soustředěny byly čočkou na šterbinu spektrografu a spektrum trvale zachyceno fotografickou deskou. Užije-li se světla kadmiových čar 5085 , 4799 a 4676 \AA , je výsledek znázorněn diagramem (obr. 322.), v němž jsou příslušná fluorescenční spektra označena A , B , C pod sebou. Tato spektra jsou čárová a vesměs obsahují vlnovou délku budícího světla (v obr. jsou tyto čáry vyznačeny šipkou). Čáry ve fluorescenčním spektru, pokud je vzbuzeno jednoduchým světlem, jsou pravidelně rozloženy upomínající na čárová spektra řadová. Fluorescenční spektrum, vznikající osvětlením sodíkové páry světlem bílým, je tudíž soubor čítných spekter čárových, která jsou způsobena jednotlivými druhy



Obr. 322. Resonanční spektra.

světelnými, pokud je sodíková pára pohlcuje. Wood nazval tato spektra čárová *spektra resonanční*.

Že způsob buzení a fluorescence spolu souvisí, svědčí také ultrafialová fluorescence par sodíkových. Podle fotogramů fluorescenčních spekter, která obsahovala jednak čáry, jednak pruhy, bylo možno rozmnožití Balmerovu řadu o 50 nových dvojic. Nejpatrnějším důkazem resonance jsou měření, jež vykonali Wood a Dunoyer (1914), budíce fluorescenci sodíkových par jednotlivými čarami sodíkové dvojice D_1 a D_2 . Když byla fluorescence buzena oběma čarami, objevilo se obojí spektrum resonanční. Když však byla buzena fluorescence jednou nebo druhou čarou, jevílo se ve fluorescenci jen příslušné spektrum resonanční. Neplatnost Stokesova pravidla vyplývá částečně již z obr. 322. Zřetelněji však vynikne, užije-li se delších vln světelných, na př. ve žlutozelené čáře spektra. Tu ve fluorescenčním spektru mají největší intenzitu pruhy, položené v delších vlnách světelných.

Luminiscence sodíkových par osvětlených obyčejným světlem je částečně polarisována. Wood proto soudí, že ve sluneční koruně fluorují páry ozářené světlem slunečním. Toto světlo korony, jež na bolometr nepůsobí, má spektrum souvislé a je asi z devítiny polarisováno. Zickendraht (1908) měřil teplotu luminujících par sodíkových a zjistil, že pro vakuum je nejpriznivější teplotou 280 až 290°. Když však k parám bylo vpuštěno trochu vodíku, fluorescence zmizela. Byl-li vpuštěn dusík nebo kyslíčnick uhličitý, fluorescence se znovu ukázala, avšak za teploty vyšší (asi 340°). Z těchto výsledků lze souditi, že fluorescence po příp. resonance sodíkových par způsobena jest ionisací. Podobně zkoumána byla rezonanční spektra par sodíkových, jodových, bromových a rtuťových. Celkem byly potvrzeny výsledky uvedené pro páry sodíkové.

Souvislost absorpce a resonance ukázala se fluorescencí par rtuťových. Malinowski (1914) zjistil, že v rezonanci způsobené čarou 2536,7 Å vyskytují se vlivem magnetického pole tytéž složky ve fluorescenci, jaké jsou v absorpci. Zmíněnou souvislost potvrdil také Paschen (1914) a to v infračervené části rezonančního spektra heliového. Prochází-li trubici Geisslerovu, naplněnou zředěným heliem, slabý proud elektrický, pohlcuje tento plyn záření 10830 a 20582 Å a vysílá v rezonanci záření kratší vlny. Měřením bylo při tom zjištěno, že rezonanci vydává helium všechnu energii zářivou, kterou pohltilo, takže tento zdroj světelný má ráz Planckova elektromagnetického resonátoru.

Fluorescence par sodíkových, drasíkových, rtuťových i jodových se značně zeslabuje, přimísí-li se k parám trochu plynu, který na páry chemicky nepůsobí. Jak dokázal Dunoyer (1912), stačí k tomu v případě sodíku plyn v něm pohlcený. Tento vliv přimíseniny je tím větší, čím je větší elektronegativní molekula přidané látky (Franck a Wood 1911). Přimíseninou promění se rezonanční spektrum čárové ve spektrum pásmové. V nejnovější době zkoumali také fluorescenci par a plynů vzbuzenou zářením fialovým. Při tom se ukázaly výsledky velmi překvapující. Některé plyny fluorují vlivem ultrafialového záření jen tehdy, pohybují-li se příčně ke směru paprsků. Jiné plyny však ozářeny jsou v klidu fluorují, pohybují-li se však, fluorescence pozbývají (Wood a Hemsalech 1914).

§ 177. Fluorescence a chemické složení látek. Názory o fluorescenci.

Dovolují-li úkazy absorpční, na př. spektra a rozdělení světelné intensity v nich, posuzovati, jak je chemicky složena pohlcující látka, poukazují rovněž vztahy mezi absorpcí a fluorescencí k tomu, že i fluorescence závisí na chemické stavbě světélkujícího

prostředí. Zavadou je však okolnost, že nelze pozorovati fluorescenci molekuly, nýbrž jen shluku molekulového, který závisí na skupenství a jiných podmínkách. Pozorovaný zjev je nad to výsledkem dvou účinků, předně emise fluorujících molekul a za druhé absorpce tohoto světla prostředím, kterým tato emise prochází. Vlastní fotoluminiscence je nejmenější v molekulách, které pohltily nejvíce světelné energie. Jsou to *fluorofory* (Meyer 1897), jejichž světlo se ovšem molekulovými shluky pohlcuje a jsouc takto zeslabeno se pozoruje teprve jako *vnější* luminiscence. Stark (1907) zavádí pro fluorescenci fluoroforů název *vnitřní* nebo *latentní* fluorescence a ukazuje, která lze ji optickými sensibilátory zjistiti.

Obyčejná bromostříbrnatá emulze je na světlo červené nebo žluté málo citlivá. Pokryjeme-li však malé částice bromidu stříbrnatého v emulsi erythrosinem nebo cyaninem, vznikne známý fotografický účinek, ozáří-li se deska zmíněnými druhy světelnými. Barviva tato pohlcují totiž mocně světlo žluté a zelené. Tak vzniká jejich fluorescence, jež má spojité spektrum. Z paprsků fluorescenčního spektra prostředí pohlcuje paprsky modré a fialové. Právě tato latentní fluorescence působí fotograficky.

Ze vztahů optické absorpce a chemického složení látky, které jsou zvláště tam patrné, kde je nám známa chemická stavba pohlcující látky, plyne, že takové vztahy lze nejlépe sledovati na látkách organických. Mezi těmito látkami nejprístupnějším příkladem je benzol a jeho deriváty. Benzolové jádro se známými vlastnostmi chemickými poukazuje k tomu, jak určití molekulovou stavbu příznivou pro fluorescenci. Způsob, kterým vznikají benzolové deriváty jest ovšem velmi rozmanitý; počet rozmanitých stavů, v nichž se jeví původní jádro benzolové, jest chromný.

Z těchto stavů lze, jak Kauffmann (1904) ukázal, určití *mezni stavy* (druhého druhu aromatického) jako stavy chemicky i fyzikálně význačné. Tyto mezni stavy dávají molekulám značnou schopnost luminiscenční, zvláště děje-li se buzení paprsky ultrafialovými. Z této podmínky pro luminiscenci je zjevno, proč sloučeniny řady alifatické a alicyklické, v nichž skupiny mastné převládají, neukazují fluorescence (Francesconi a Bargellini 1906). Teorii Kauffmannovu, jejíž podrobnosti nelze na tomto místě uváděti, potvrdila měření Dicksonova (1912), jenž sledoval pásma ve fluorescenčním spektru benzolu a jeho derivátů, způsobená ultrafialovými paprsky. Benzol má ve fluorescenčním spektru pásma $\lambda = 2599$ a 2635 Å. V derivátech benzolových (toluolu, orthoxylole, metaxylole, paraxylole atd.) byla tato pásma posu-

nuta k červenému kraji a to tak, že byla pokračováním pásem absorpčních nebo se částečně s těmito pásmy kryla. Čáry v pásmech řídí se většinou zákonem Deslandresovým (§ 130.), hlavy jejich mají stálý rozdíl kmitočtů.

Fluorescence prvků byla pozorována, jak již z uvedeného patrně, jen ve skupenství plynném a to na několika málo příkladech. Jsou to páry prvků: sodíku, draslíku, rubidia, rtuti, jodu, bromu, thallia, kyslíku, síry, selénu a telluru. Fluorescenční spektra prvků první skupiny (sodíku, draslíku a rubidia) ukazují za určitých podmínek optickou resonanci; fluorescenční spektra prvků druhé a sedmé skupiny jsou jiného rázu. S rostoucí atomovou hmotou posouvá se krajina možné fluorescence k delším vlnám. Ve skupině 6 (periodické soustavy Mendělejevovy) jsou prvky fluorescence schopné: kyslík, síra, selén a tellur. Fluorescenci těchto prvků budí paprsky ultrafialové a fialové. Jsou to

pro kyslík	paprsky vlnové délky	$< 2000 \text{ \AA}$,
pro síru	" " "	2500 až 3200 \AA ,
pro selén	" " "	> 3000 až k viditelnému konci,
pro tellur	" " "	viditelné fialové.

Fluorescence těchto prvků je podmíněna, jak již dříve bylo zmíněno určitou teplotou páry a mění se snadno přimícháními.

Z těchto vztahů mezi chemickou povahou fluorujících látek a spektrem fluorescenčním vyplynula snaha vyložiti theoreticky fluorescenční úkazy. Původní *theorie Stokesova* (1852) považuje fluorescenci za záření vzbuzené vlastním pohybem kmitavým molekul, jež byl vzbuzen dopadajícím zářením. *Lommel* (1877) prohloubil tuto teorii přísoudiv molekulám optickou resonanci. Resonanční teorii vysvětlují se sice snadno úkazy resonančních spekter, avšak nevykládají se složité zjevy fluorescenční jiných plynů, par a látek chemicky složitých. Pro tyto případy vyhovuje *theorie Meyerova a Kauffmannova*, poukazující na to, jak souvisí fluorescence s chemickou stavbou molekul.

Vedle těchto teorií resonančních udržují se chemické teorie, založené *Wiedemannem a Schmidtem* na této myšlence: Dopadající záření působí na látku fotochemicky. Ozářená látka se mění, byť i jen složením a stavbou. Fluorescence je projev opačného děje, kterým se látka vrací do původního stavu. Tuto chemickou teorii vypracovali *Voigt* (1901), *Baly, Hewitt, Armstrong* a j. Kdežto resonanční teorie pátrá po chemickém složení fluoroforu, snaží se

chemická teorie naléztí stopy fotochemického děje, jenž se jeví ve změnách strukturních.

V novější době hledí se obě teorie spojití a to na podkladě, že fluorescence a fotoelektrické citlivosti látek spolu souvisí. Na tuto souvislost, kterou *G. C. Schmidt* (1898) marně hledal, upozornil *Pochettino* (1906), prozkoumaj fluorescence anthracenu a fenanthenu. *Stark a Steubing* (1908) opírajíce se o svá badání, týkající se fluorescence benzolových derivátů — zejména fluorescence ultrafialové, neboť se zjistilo, že benzolové deriváty se silnou fluorescencí budi též mocný fotoelektrický proud — vyslovili tutto domněnku: Centry emise a absorpce pro vlnové délky menší než 0.5μ jsou nenasyčené nebo uvolněné záporné elektrony, jež ze svých míst v atomu jsou vnějším zářením odsunovány a samy se na svá místa vracejí.

Tyto teorie, kterými nikterak není ještě vyčerpán výčet četných snah v tomto směru, vysvětlují obyčejně jenom část fotoluminiscenčních úkazů. Na uvedených ukázkách tím spíše přestáváme, poněvadž mnohé z teorií chemických pokoušejí se vyložiti fotoluminiscenci vůbec, tedy jak fluorescenci tak i fosforescenci. O těchto pracích podáme zprávu ke konci tohoto oddílu.

Zde učiněna budiž alespoň zmínka o teorii jednoduchého zjevu fluorescenčního, totiž *optické resonance*. Některé plyny fluorují, prochází-li jimi elektrický proud a jsou-li při tom buzeny jednobarevným zářením, které pohlcují. Záření těchto plynů upomíná na záření tělesa dokonale černého, třebaže záření není podmíněno energií tepelnou, nýbrž energií světelnou, plynem pohlcenou. *Pringsheim* (1913) dovozuje pro průměrnou emisní energii přímého oscilátoru v rezonujícím plynu výraz

$$V = \frac{h\nu}{e^{f(i)} - 1}$$

V něm $f(i)$ značí funkci dopadajícího záření intenzity i , ν frekvenci rezonujícího kmitu, h konstantu Planckova zákona. Vzniká-li resonance tepelným zářením, jest

$$f(i) = k \cdot T_1 = 1.3 \cdot 10^{-16} T_1.$$

T_1 jest absolutní teplota, příslušná emisní tělesa dokonale černého, kterou by byl podle zákona Kirchhoffova určen poměr

$$e(\lambda, T_1) = \frac{E_\lambda}{A_\lambda}$$

Teplota T_1 , již *Pringsheim* nazývá *specifická*, shoduje se s teplotou

pro obrácení čáry, určenou podle metody Féryovy a Kurlbaumovy. Tato veličina, jde-li na př. o elektrické záření, nerovná se skutečné teplotě látky. Značí totiž t . zv. *černou teplotu*, kterou by mělo těleso dokonale černé zářící stejnou intenzitou. Podle *Paschena* je v příkladě shora uvedeném pro resonanci heliové čáry $\lambda = 10830 \text{ \AA}$ tato černá teplota v mezích od 7900° do 9600° absol., řídící se intenzitou elektrického proudu plynem procházejícího.

Fosforescence.

§ 178. Methody a přístroje pozorovací.

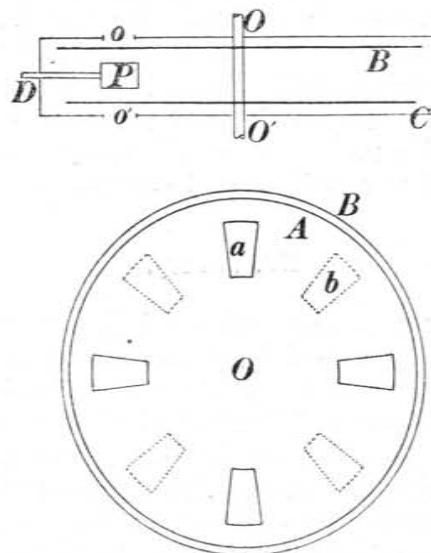
Rozlišující fluorescenci a fosforescenci vyznačili jsme v případě prvním současnost, v případě druhém posloupnost absorpce a luminiscence jako rozdíl obou zjevů. Toto kvalitativní rozlišení není dosti určité. Tuhé látky fluorující září alespoň velmi krátkou dobu po tom, když přestalo jejich ozáření. Oba zjevy fotoluminiscenční tedy splývají. Přesnější rozdělení je možné, omezí-li se název fluorescence na záření látek kapalných a plyných podmíněné vnějším podnětem. Zjevy fosforescenční jsou tudíž složitější nežli fluorescenční, neboť vystupuje tu další činitel, totiž závislost fosforescence na době, po případě i na jiných vlivech.

Fosforescence látek trvá různě dlouhou dobu. Některé světélkují velmi dlouho po tom, když ozáření přestalo; jiné však tak krátkou dobu, že je potřeba zvláštních přístrojů, aby fosforescence byla zjištěna.

V obr. 323. naznačen je schematicky *fosforoskop Becquerelův* (1859). Kolem osy (OO') otáčejí se prudce kotouče A a B nasazené na společné ose. Obě desky mají po čtyřech otvorech (a , b) souměrně rozložených, avšak vzájemně tak posunutých, že světlo dopadající na jednu desku, může projít jen do prostoru mezi oběma deskami. Desky jsou ve válcovém pouzdře C , které na místě D lze otevřít. Tudy vkládá se dovnitř mezi obě desky fosforující látka P . Pouzdro C má otvory oo' . Jedním přichází budící světlo, druhým se zjev pozoruje. Poloha otvorů záleží na tom, zda fosforující látka je průhledná nebo zda vyžaduje postranního osvětlení. Pozorovatel, který se dívá otvorem (o) na látku P , spatří ji jen nakrátko, pokud totiž přebíhá zornou čarou před jedním z okének desky A . Látka je při tom střídavě osvětlována okénkem o' a to v časových dobách, kdy předmět je oku ukryt. Přístroj v místnosti zatemněné se tak postaví, aby nerušilo světlo zdroje. Látku, která nefluoruje,

není vůbec viděti. Trvá-li však luminiscence po osvětlení alespoň tak krátkou dobu, ve které otvor b dosáhne polohy otvoru a (t. j. asi za $\frac{1}{8}$ otočky), látka stane se viditelnou.

Některé novější fosforoskopy osvětlují předmět krátkým výbojem jiskrovým. V *Lenardově fosforoskopu* (1892) odkrývá a zakrývá se praeparát stínítkem upevněným na Foucaultově přerušovači, kterým řízena jest osvětlující jiskra. Ve *fosforoskopu Meyerově* (1908) látka osvětluje se jiskrou a pozoruje stínítkem na mo-



Obr. 323. Becquerelův fosforoskop.

torku. *Kmilarij fosforoskop Posejpalův* *) (1912) je podobně zařízen jako Lenardův.

Fosforoskopem lze zjistiti fosforescenci trvající malý zlomek vteřiny (0.001 *sec.* i méně). Místo, aby se zjev pozoroval přímo okem, připojuje se k spektroskopu, po příp. spektrografu, monochromátor jako illuminátor. Tím se pozorování fosforescence zdokonaluje a prohlubuje. Fotometrická měření konají se zejména tehdy, sleduje-li se, jak ubývá fosforescence s dobou. Jako světelného zdroje užívá *Lehmann* (1911) obloukové lampy pro stálý proud (asi do 5 *amp.*). Její uhlíky železem naplněné jsou kolmo k sobě postaveny tak, aby kladný pól byl vodorovný a osvětloval stejno-

*) Dr. Václav Posejpal: »O fosforoskopu vibračním. Časop. pro pěst. math. a fys. 41. 458. 1912.

měrně křemenný kondenzor, který soustřeďuje paprsky na filtr, propouštějící pouze neviditelné záření ultrafialové. Filtr složen je ze tří různých prostředí. Planparalelní nádobka ze skla uvioletového má na jedné stěně vnější vrstvu želatiny zbarvené nitrosodimethylanilinem. Do ní jako třetí prostředí (pohlcující tepelné paprsky zdroje) nalije se roztok $CuSO_4$, který se občas vyměňuje, neboť se zahřívá, svítí-li lampa, příliš značně. Filtr propouští pouze záření od 4000 do 3000 Å. Možno-li stejnoměrně pokrýt fosforujícími látkami kotouč, který lze motorem roztočiti, doplní se tím hořejší zařízení na fosforoskop. Na tuto desku soustřeďují se ultrafialové paprsky křemennou čočkou. Velmi zřetelně vynikne rozdíl mezi luminiscencí mnohých látek, jež vzniká při ozáření a po něm. Liší se totiž světélkující stopa promítnutých paprsků jak intenzitou tak i barvou od světlého pruhu (otvoru), který na desce vidíme jako kruhově protažený ve smyslu otáčení kotouče.

§ 179. Fosfory.

Zjevy fosforescenční jsou velmi složité. K tomu ukazuje také jejich souvislost s fluorescencí. Bylo třeba mnoha prací pokusných, aby byly seřazeny tyto rozmanité zjevy. V tomto oboru pracovalo mnoho badatelů, z nichž nejvýznačnější budtež uvedeni.

Otázku, jak jsou chemicky složeny fosforující látky neboli krátce *fosfory*, zabývali se zejména *E. Becquerel* (1839—82), *Lecoq de Boisbaudran* (1886—90), *A. Verneuil* (1886—88), *O. de Viesser* (1903), *Lenard a Klatt* (1889, 1904, 1910). Zvláště práce posledních dvou badatelů zjistily vliv jednotlivých součástí na výslednou luminiscenci fosforů.

Podle Lenarda a Klatta obsahuje umělý fosfor tyto tři části:

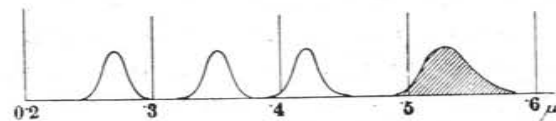
- a) sirník, na př. vápenatý, barnatý, strontnatý nebo zinečnatý;
- b) těžký kov, na př. vismut, měď, olovo, nikl, mangan, stříbro, zinek;
- c) snadno tavitelnou sůl, na př. síran sodnatý, lithnatý, borax, fosforečnan lithnatý atd.

Je tedy fosforem na př. směs látek $CaS + Cu + Na_2SO_4$. První dvě součástky určují ráz fosforescenčního spektra, totiž počet a polohu fosforescenčních pásem; intenzita fosforescenční záleží však na části třetí. Poměrné množství součástí určuje mocnější nebo slabší luminiscenci. Největší dává toto složení:

3 g sirníku + 0.001 až 0.00005 g kovu + 0.1 g přísady.

Úplně čisté sirníky (bez těžkého kovu) nefosforují; podobně se fosforescence jeví jen chabě, je-li přimíšeno více kovu. Příprava fosforu vyžaduje čistých látek, neboť přídavek kovu je velmi malý. Kov se přidává jako roztok dusičnanu příslušného kovu po kapkách. Když látky byly smíšeny a na prášek utřeny, vyžihají se v platinovém kelímku a chovají nejlépe ve vyčerpaných a zatavených trubcích. Starší praeparáty (zejména vápenatý a strontnatý) ztrácejí fosforescenční vlastnosti, zvláště zvlhnou-li. Vlastností však znovu se objeví, vede-li se přes ohřátou látku proud suchého vodíku (*Gernez*, 1910).

Nejen složení, ale i příprava sirníku, t. j. jak dlouho byl žihán a při které teplotě, rozhoduje o výsledné fosforescenci. Jenom pak možno připravit fosfory, které se stejně chovají, t. j. které tímž budícím podnětem vysílají totéž spektrum luminiscenční a jejichž luminiscence za stejných podmínek stejně ubývá.



Obr. 324. Jak je rozdělena intenzita ve fosforescenčním spektru sirníku mědnatého.

Fosfory mají ve fosforescenčním spektru nejvýše čtyři pásma, která se vyskytují nezávisle na sobě. Každé pásmo je vyznačeno polohou ve spektru, záleží na způsobu buzení, konečně závisí také na teplotě a na infračerveném záření. Výsledek přehledně se nejlépe z diagramu. Na př. na obr. 324. značí vyčárkovaná plocha mezi vlnovými délkami 500 až 600 $\mu\mu$ rozdělení intenzity v zelené fosforescenci sirníku mědnatého, kdežto křivkou se třemi maximy od 250 do 500 $\mu\mu$ je znázorněno, jak silná fosforescence se budí paprsky různých délek vlnových. Fosforescenční pásmo je v tomto případě jediné. Ostatní jsou podle množství tavitelného přídavku značně zeslabena. Pravidlo Stokesovo se osvědčuje.

Spektrální rozdělení excitace je málo proměnné, zato však maximum emise se s teplotou posouvá. Závislost emise luminiscenční na teplotě je blíže určena třemi stavy, po případě stadiemi, jež *Lenard a Klatt* nazvali spodní stadium okamžité (stadium mrazové), stadium trvalé a vrchní stadium okamžité (neboli stadium žeravé). V těchto stadiích octne se fosfor podle toho, zda světélkuje za téže teploty, ve které byl vzbuzen nebo za teploty jiné.

V prvním případě shásejí se fosforescenční pásma za určitě teploty nesterjně, některá okamžitě, jiná pomaleji. Změnou teploty stávají se trvalá pásma okamžitými. Okamžitě pásmo snížením teploty buďto se změni v trvalé nebo zůstane okamžitým. V tomto případě s rostoucí teplotou přejde fosforescence v trvalou a teprve za vyšší teploty zase v okamžitou. Změni-li se snížením teploty okamžitě pásmo v trvalé, může státi se znovu okamžitým, ale zvýši-li se teplota, promění se vždy jen v okamžitě.

V druhém případě, t. j. je-li fosfor vzbuzen za nízké teploty, objeví se okamžitá fosforescence tím, že luminiscence náhle shasne. Není-li pásem trvalých, zůstane fosfor i v nízké teplotě tmavý, ale v rostoucí teplotě zasvitnou jednotlivá pásma a to trvalou fosforescenci, vyznačenou příslušným stupněm teploty. Od jakési vysoké teploty mizí všechna fosforescence.

Touto závislostí emise na teplotě lze zmíněná tři stadia blíže vyznačiti. V prvním stadiu (spodním stadiu okamžitým) objevuje se jednak rychle vznikající a zanikající luminiscence, jednak excitace se rozděluje. Pohlcená energie světelná se totiž hromadí, avšak nepotřebuje na luminiscenci. Teprve až se teplota zvýši, ukáže se i luminiscence jako děj trvalý. V některých případech spodního stadia okamžitého zmíněná luminiscence okamžitá chybí, takže fosfor zůstává tmavým a rozsvítí se teprve zvýšením teploty.

V druhém stadiu, trvalém, vedle dvou zmíněných úkazů stadia prvního, objevuje se dlouho trvající luminiscence. Fosfor, jsa buzen, nepodržuje v sobě energii světelnou, kterou pohltí, nýbrž hned ji částečně vydává jako luminiscenci.

Konečně ve třetím stadiu (vrchním stadiu okamžitým) omezuje se luminiscence jen na okamžitou luminiscenci rychle vznikající a rychle zanikající; při tom však nehromadí se pohlcená energie světelná. Fosforescence nad tímto stadiem se neukazuje, jsouc omezena pro daný fosfor určitou nejvyšší teplotou.

Některé fosfory mají teplotu prvního, spodního stadia okamžitého, velmi nízkou. Je však možno všechna pásma fosforů v teplotě tuhnutí vodíku do tohoto stadia dostat. Teplota třetího stadia je pro siričky barnaté asi 170° , pro siričky vápenatý s přídavkem vismutu asi 500° .

Trvání fosforescence lze též pozměnit, ozáří-li se fosfor dodatečně, zejména paprsky infračervenými. Toto tepelné záření účinkuje na různá pásma fosforescenční různě, ale všechna pásma se těmito paprsky rychleji nebo volněji shásejí. *Nichols* a *Merritt* (1907) studovali tento účinek červených a infračervených paprsků

na Balmainovu barvu, což je fosfor siričku zinečnatého. Osvětli-li se tento fosfor dříve, než se vzbudí fosforescence, tmavočervenými paprsky, ubývá fosforescence po excitaci velmi rychle. Tak lze zbavit fosfor luminiscence lépe, než kdyby samovolně ve tmě vyzářil pohlcenou energii, třeba by se tak dalo po několik dní. Na př. vteřinový účinek tmavočervených paprsků má po této stránce mocnější vliv, než kdyby byl fosfor ponechán ve tmě po 45 hodin. Dopadají-li červené a infračervené paprsky na fosfor v době excitace, zeslabují luminiscenční intenzitu na několik málo procent. Podobný jest účinek dlouhovlnných paprsků po excitaci. Luminiscence i tu velmi rychle ubývá.

Tento rušivý účinek infračervených paprsků mají také paprsky jiné délky vlnové. *Fomm* (1890) pozoroval, že fosforescence Balmainovy barvy se zmenší, ozáří-li se fosforující látka světlem tmavě fialovým. Pozorování tato rozšířil *Dahms* (1903—04) na kazipec a fosfor siričku strontnatého s mědí, ukázav, že se neliší podstatně paprsky fosforescenci vybavující, od paprsků fosforescenci zrušujících. Dopadají-li paprsky jakési vlnové délky a intenzity na fosfor, tu záření budící a záření fosforující se vyrovnávají. Tato rovnováha záleží na intenzitě budícího záření; vznikne podle intenzity buď dříve nebo později. Je-li rychlost, se kterou rovnováha obou záření nastává, veliká a mizí-li fosforescence pomalu, může se přihoditi, že paprsky, které samy o sobě by budily silnou fosforescenci, mají účinek zeslabující, po případě docela rušivý.

Účinku infračervených paprsků na fosforescenci Balmainovy barvy užili *Draper*, *Becquerel* a *Lommel*, aby fotografovali infračervený konec spektra. Skleněná deska, potřená zmíněným fosforem, byla nejprve osvětlena slunečními paprsky. Poté bylo zachyceno na ni objektivní spektrum sluneční s infračervenou částí. Na místech ozářených infračervenými paprsky zeslabila se záhy fosforescence. Stykem fosforující desky s deskou fotografickou bylo lze získati obraz Fraunhoferových čar v infračervené části slunečního spektra.

Jinak možno zrušiti nebo značně zeslabiti fosforescenci též tlakem. *Tafel* (1903) pozoroval tuto změnu fosforescence, když roztíral bílý kysličník zinečnatý. Prášek zhnědl, fosforescence přestala. Podobné změny zjistili též *Lenard* a *Klatt* (1903) na svých fosforech. Není tedy věci na prospěch, když se připravované fosfory roztloukají a v misce násilně roztírají. *Waenting* (1903) ukázal, že lze siričkům, které pozbyly fosforescence tlakem, vrátiti tuto vlastnost, zahřeji-li se nejprv na teplotu, ve které byly připraveny, a ochladí-li se poté.

§ 180. Vyznívání fosforescence. Fosforescence ultrafialová a infračervená.

Vyzníváním fosforescence slovou časové změny v intenzitě fosforescenčního záření, které dějí se rychle, bylo-li osvětlení mžikové, kdežto jsou pomalé po buzení trvalém. Vznik a zánik fosforescence jsou tedy zjevy obdobné. Luminiscence pásem okamžitých vzniká rychle, záhy však také hasne. Pásma trvalá sice vyžadují, aby budící paprsky déle působily, zato jejich intenzita také pozvolna slábně, než docela shasne.

Zákon, podle něhož ubývá intenzity J okamžité fosforescence s dobou t , uplynulou od přerušené excitace, shoduje se s absorpčním zákonem Becquerelovým

$$J = J_0 e^{-at}.$$

Intenzita trvalého pásma, jak *Nichols a Merritt* (1905) zjistili, klesá podle theoretického vztahu

$$J = (a + bt)^{-2}.$$

Mimo tyto dva děje, které se zpravidla vyskytují současně, takže fosforescenční intenzita se mění podle zákona vyplývajícího ze superposice obou shora uvedených závislostí, vyskytuje se ještě složitější děj třetí, zvaný *ultrafialový*. Ultrafialovou, t. j. neviditelnou, fosforescencí zjistili *Winkelmann a Straubel* (1896), infračervenou fosforescencí dokázal *Pauli* (1911). Vzniká-li složitým zdrojem světelným vedle viditelné fosforescence též fosforescence neviditelná, mohou se objeviti pásma, která náleží téže spektrální oblasti. Tim výsledná fosforescence stává se někdy složitější. Na př. ultrafialová fosforescence mívá pásmo, které vzbuzuje novou fosforescencí, takže se původní světlo pohlcené postupně dvakrát proměňuje v záření větší délky vlnové. Naopak může infračervená fosforescence vzbuditi účinek, kterým se příslušné pásmo zeslabí nebo docela zruší.

Vyznívání fosforescence záleží na teplotě. Proto *Ives a Luckiesh* (1912) vyjadřují zákon *Nicholsův a Merrittův* obecnějším tvarem

$$J = (a + bt)^{-x},$$

v němž x je funkce teploty. Auktoři pozorovali, že fosforescence sirníku zinečnatého náhle vzplála, byla-li látka ozářena infračervenými paprsky nebo byla-li zahřáta. Toto vzplanutí nastane, když luminiscence po jakousi dobu ubývalo. Intenzita vzplanutí jest úměrna pohlcené energii infračervených paprsků. Vzplanutí se objeví tím dříve, čím kratší je vlna, která fosforescenci ruší.

§ 181. Fosforescence v nízkých teplotách.

Absorpce fosforů za nízkých teplot omezuje se na úzké proužky účinné; s tím se shoduje, že také fosforescence jeví maximum nebo maxima s rychlým spádem po obou stranách. Jiné látky lze podle fotoluminiscence v teplotě -190° rozdělití ve tři třídy: látky v této teplotě *a)* buď jen fosforují, *b)* buď jen fluorují, *c)* konečně fluorují i fosforují.

Některé látky vůbec nejeví luminiscence v této nízké teplotě. Naproti tomu je luminiscence organických látek v nízkých teplotách zjev skoro obecný. Fosforescence látek majících ráz sloučenin, po př. fosforescence látek krystalických, ukazuje v teplotě tekutého vzduchu pásmová spektra, která často se skládají z jemných čar.

Fosforescence velmi značně ochlazených sloučenin organických jeví se ve dvou tvarech, z nichž fosforescence okamžitá, dávající spojitě spektrum, celkem shoduje se s okamžitou luminiscencí fosforů dříve vyličenou. Naproti tomu organické sloučeniny v nízkých teplotách nabývají luminiscence, kterou nazval *Kowalski* fosforescence *postupná* neboli *progressivní*. Tato luminiscence budí se teprve, když dopadající záření působilo delší dobu. V jejím spektru pozorují se pásma z jemných čar. Luminiscence nabývá postupně větší a větší intenzity, až dospěje asymptoticky maxima. Od trvalé luminiscence fosforů se liší tato postupná fosforescence jednak tím, jak jsou pásma ve spektru složena, jednak, jak rychle ubývá intenzity, když podnět se přeruší. Obě fosforescence, okamžitá i postupná, rozeznávají se snadno spektrálním rozborem. Pokud se teploty týče, zdá se býti věc zjištěná, že okamžitá fosforescence vzniká za teploty vyšší nežli fosforescence postupná.

Okamžitou i postupnou fosforescencí anorganických látek za nízkých teplot obírali se *H. a J. Becquerelové* a *Kamerlingh Onnes* (1910), ochlazující uranylové soli až na teplotu 14° absol. V nízké teplotě náleží luminiscenčnímu spektru těchto soli čáry tak jemné, že bylo je možno určití na 0.1 \AA . Rostoucí teplotou se tyto čáry rozšiřují a posouvají k větším délkám vlnovým. Čáry tyto tvoří stejnohlé řady se stálým rozdílem v kmitočtu; v poli magnetickém se však nerozkládají. Poněvadž pro různé soli uranylové byly zjištěny pokaždé tytéž řady, vyplývá odtud, že fosforescence závisí pouze na uranu nebo na jakési příměsině, která k tomuto kovu v různých jeho sloučeninách je přidružena.

Fosforescenci organických látek za teploty kapalného vzduchu poznal již *Dewar* (1895). Z pozdějších pracovníků v tomto zajímavém

oboru uvádíme alespoň jména: *Trowbridge* (1899), *A. a L. Lumièreové* (1899), *Micheli* (1901), několikráté již zmínění *Nichols* a *Merritt* (1904), *Borisov* (1905) a *Kowalski* (1907—12) s mnoha mladšími pracovníky. Při studiu fosforescence benzolových derivátů byly v postupné fosforescenci fotograficky zjištěny stejnohlé řady v pásmových spektrech, které vyznačují se stálým rozdílem kmitočtů.

§ 182. Kathodoluminiscence.

Třídice luminiscenční úkazy uvedli jsme také světélkování, které vzniká pohlcením katodových paprsků v ozářené látce. Látka ozářená těmito tmavými paprsky buď fluoruje, buď fosforuje. Kathodová luminiscence záleží nadmíru na čistotě látky; zejména na fosforescenci mají vliv i stopy příměsí. O katodové luminiscenci látek rozhoduje také, zda katodové záření látku pozměňuje čili nic. *E. Wiedemann* a *G. C. Schmidt* (1895) zjistili, že některé látky jako *NaCl*, *NaBr*, *NaJ*, *KCl*, *KJ*, *KBr*, *LiCl*, *LiBr*, *LiJ*, *NaF*, *KF*, *LiF*, jakož i halové soli stříbra, rtuti a olova mění barvu, jsou-li ozářeny katodovými paprsky. Při tom jejich luminiscenční schopnost slábne. Z látek, které se nemění zářením katodovým, vynikají skvělou luminiscencí síran olovnatý a siriak zinečnatý (Balmainova barva).

Některé látky, jsouce ozářeny katodovými paprsky, fluorují také ve vysokých teplotách; ztrácejí však schopnost fosforovati.

Tak jako vznikem barevné součástky se fosforescence látky leckdy ztlumí, může stejný účinek nastati, přimíchá-li se taková barevná součástka k látce katodicky fosforující. Na tento zjev upozornil *Lecoq de Boisbaudran*, jenž přimísiv černé kysličníky k luminujícími látkám ukázal, že se jejich luminiscence zřetelně oslabila. *Urbain* a *Sealová* (1907) potvrdili toto chování, sledující katodovou luminiscenci na složitých soustavách, dvojitých i trojitých, v nichž k fosforující látce byly přidány bílé a barevné kysličníky vzácných zemin. Barevnými kysličníky se fosforescence látek značně zeslabila. Černý kysličník praseodymu fosforuje, ale i tato fosforescence se zmenšuje bílými kysličníky samaria a dysprosia. Optimum fosforescence záleží podobně jako optimum fosforů Lenardových a Klattových na koncentraci. Jde-li o látky složené ze tří částí, snižuje třetí látka optimum směsi druhých dvou. Bílé soli praseodymu neruší nikterak fosforescenci samaria, terbia a dysprosia v solích vápenatých, síranech a fluoritech. Zato však soli samaria, terbia a dysprosia velmi silně zeslabují fosforescenci vzácných zemin.

Spektrum katodové luminiscence látek, které se katodovým zářením nemění, shoduje se se spektry vzbuzenými jiným zářením, zejména ultrafialovým, když ovšem toto záření látku k luminiscenci podněcuje. Maximum luminiscenční ve všech případech připadá zhruba do téže spektrální části. Toto maximum způsobené paprsky katodovými je však slabší než maximum vzbuzené paprsky viditelnými. S tím se také srovnává zjev, že vliv jiných paprsků, na př. infračervených, je slabší na luminiscenci katodovou než na luminiscenci světelnou. Nízkou teplotou vznikají i v tomto případě pásmová spektra přetržitá.

Goldstein (1904) ochladil síru na -190° a ozařoval ji při tom paprsky katodovými. Síra září za těchto okolností neobyčejně jasnou luminiscencí. Podobně se chová mnoho látek organických, na př. z aromatické řady. Podle fosforescenčních spekter bylo možno rozdělit tyto látky, svítící spojeným spektrem, na látky fluorující spojeným spektrem a na látky, jež mají jak ve fluorescenci tak i ve fosforescenci pásma rozpojitá. Xyloly na př. vysílají krásnou luminiscenci zelenou, jejíž spektrum skládá se z ostrých pásem, začínajících v modré a širících se až do červené části spektrální. Hlava pásem hledí směrem delších vln. V modré části mají všechny naftalénové deriváty tři pásma význačně položená. Pásma tato souvisí se společnou částí molekulovou, která v různých sloučeninách vzhledem k paprskům katodovým je různě stálá. Na př. naftalim byv ozářen katodovými paprsky, napřed světélkuje modře, pak bíle a konečně žlutě; fenanthren naproti tomu světélkuje barvou stálou. (*O. Fischer* 1908).

Ztuhlé sloučeniny aromatické ozářeny byvše katodovými paprsky vysílají tři druhy spekter. *Goldstein* (1910) liší tato spektra názvy: *předběžné*, *hlavní* a *roztokové* spektrum. Spektrum předběžné vzniká jako okamžitá fosforescence po vzbuzení a je spojitě; rychle sice slábne, ale nemizí. Prodloužené buzení způsobuje hlavní spektrum pásmové, jehož intenzita roste s dobou budící. Spektrum třetího druhu (částečně souvislé) jeví sloučeniny v roztoku nebo ve slitině, po př. i ve ztuhlém roztoku. Příkladem spekter roztokových jsou fosforescence benzolových derivátů za nízkých teplot, o kterých dříve byla učiněna zmínka jako o úkazech fosforescence okamžité a postupné. Směsí sloučenin vznikají spektra *indukovaná*. Spektra předběžná vznikají též zářením ultrafialovým, paprsky Becquerelovými i kanálovými. Nejpohodlněji sleduje se buzení ultrafialové; tu lze užiti UV-filtru (viz odstavec o absorpčních spektrech), takže i studium fluorescence je velmi usnadněno.

Kathodovými paprsky vznikne spektrum hlavní, které se skládá z pásem, jež vyznačují látku chemicky. Když se látka ozářená kathodovými paprsky ozáří též paprsky ultrafialovými, objeví se hlavní spektrum též ve viditelné části. Změna, kterou kathodové paprsky v některých látkách způsobí, trvá po dlouhou dobu (několik měsíců). Přetavením nebo sublimací nabude látka obvykle původních vlastností. Kanálové paprsky a β -paprsky radioaktivních látek mají stejné účinky jako paprsky kathodové. Působí-li ultrafialové záření dlouho, objeví se vedle předběžného spektra též spektrum hlavní, takže kathodová luminescence se zamění luminescencí ultrafialovou. Dokonce lze excitaci ultrafialovými paprsky zkrátit, ozářujeme-li látku v roztoku nebo ve vakuu nebo ve velmi nízké teplotě.

Kathodová luminescence par a plynů závisí na rychlosti kathodových paprsků, po případě na změně této rychlosti. Vloží-li se kovové síť záporně elektrovaná do cesty kathodovým paprskům, změní se jejich rychlost a tím také barva lumínujícího plynu v trubici. Zrychlují-li se kathodové paprsky, lumínuje vzduch modře, zvolní-li se však, lumínuje červeně. Dusík a vodík za těchto okolností světélkují trojí různou barvou (Gehrcke a Seeliger 1912).

§ 183. Jak souvisí fosforescence s absorpcí a konstitucí látek fosforujících.

Fosforescence souvisí s absorpcí a konstitucí látky podobnými vztahy jako fluorescence. Otázka sama je velmi obsáhlá a chybí ještě mnoho dat pozorovacích. Omezíme se tedy jen na příklady, které zmíněnou souvislost dokazují, a vybereme z nich pouze význačné, alespoň pro některé skupiny fosforescenčních ukazů.

Zřetelnou souvislost absorpce a fotoluminescence ukazují soli uranylové, rubín a smaragd. Pásmo absorpční a fosforescenční v nízké teplotě (-190°) shodují se tou měrou, že lze dokázat tuto souvislost i obrácením čar, podobně jako při pokusu Kirchhoffově. Rubín ukazuje dichroismus jak v absorpci tak i ve fosforescenci. (J. Becquerel 1910.)

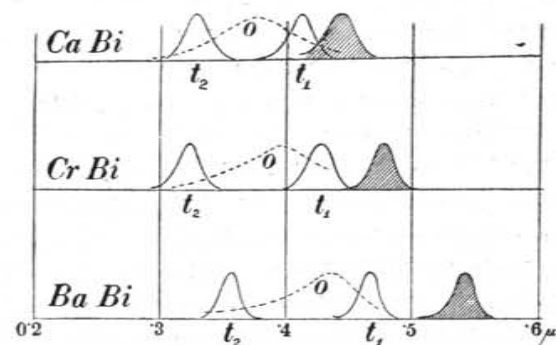
Absorpce fosforů Lenardových a Klattových závisí na alkalické zemině a nikoliv na kovu přimíšeném v malém množství. Z toho následuje, že také rozdělení excitace řídí se touto složkou fosforu. V obr. 325. naznačeno je rozdělení excitace trvalé i okamžité (t, a) pro fosfory ($CaBi$), ($SrBi$) a ($BaBi$), v nichž tavitelná přimíšenina je tak zvolena, aby vzniklo jediné pásmo fosforescenční

(jež v diagr. je označeno čarováním). Absorpční maxima pro kovy Ca , Sr a Ba posouvají se postupně k delším vlnám; podobný postup ukazuje i fosforescence. Mimo to platí vztah

$$\frac{\lambda_m}{\sqrt{D}} = \text{konst.},$$

v němž λ_m značí maximum pásma budícího, D dielektrickou konstantu fosforu.

Optimum fosforescenční, t. j. největší intenzita a nejdéší trvání fosforescence, závisí hlavně na tom, ve kterém poměru je množství těžkého kovu k množství sirniku. Vedle toho však rozhoduje též způsob excitace a poněkud i tavicí sůl přimíšená k fosforu. Kowalski a Garnier (1907) našli na př. pro optimum fosforescence



Obr. 325. Jak je rozdělena excitace trvalá a okamžitá tří různých fosforů.

fosforu: sirník vápenatý + dusičnan samaria + síran sodnatý, jež byla vzbuzena paprsky ultrafialovými, hořejší poměr 1 : 3000, kdežto pro excitaci paprsky kathodovými nejvýhodnější byl poměr 1 : 125 až 1 : 140.

Význačná barva fosforescenční je podmíněna jednak chemickou konstitucí molekuly, v níž těžký kov jest obsažen, jednak též molekulovou hmotou kovu.

Pro souvislost absorpce a fosforescence vyskytují se další významné doklady mezi látkami organickými. Tak na př. shoduje se (přibližně) počet absorpčních pásem alkoholických roztoků anthracenu, benzolu, *p*-xylole, naftalinu a fenantrenu s počtem pásem fosforescenčních. Pásmo fosforescenční jsou ovšem vzhledem k pásmům absorpčním posunuta k větší délce vlnové, jak žádá pravidlo Stokesovo (Bruninghaus 1911).

Maxima absorpčních pásem alkoholického roztoku benzolového (přepočtena na kmitočty) jsou vyjádřena čísla 428, 421, 411, 401, 391, 383, 371. Kmitočty fosforescenčních maxim jsou 291, 282, 272, 261, 250, 241, 231. Posuv jednotlivých pásem určený rozdílem stejnohlých čísel, jeví se býti pro celý rozsah obou spekter téměř stálý, totiž 137, 139, 139, 140, 141, 142, 140. Tento zákon stálého posuvu spektrálních pásem fosforescenčních vzhledem k pásmům absorpčním, potvrzen byl též na toluolu, aethylbenzolu a na alkoholickém roztoku paraxylolu.

Ultrafialová fosforescence podmíněna je selektivní absorpcí v ultrafialové části spektra příslušné sloučeniny. Osvětíme-li na př. alkoholický roztok benzolu, zchlazeného na -190° , ultrafialovým světlem, objeví se sice okamžitá fosforescence, ale fosforescence postupná se neukáže, neboť tento roztok nemá v ultrafialové části selektivní absorpce. Užijeme-li k pokusu (za týchž podmínek) roztoku fenanthrenového nebo anthracenového, objeví se postupná luminescence, neboť tyto látky mají selektivní absorpci v ultrafialové části spektra.

Souvislost fosforescence s chemickou povahou luminující látky stává se někdy i pomůckou pro spektrální analýsi. Poznámka tato platí zejména o fosforescenci vzácných zemin. Tu nízkou teplotou a ultrafialovým nebo katodovým ozářením vznikají význačná pásma luminescenční. Domnělý »prvek« gadolinium za podmínek shora uvedených, je-li rozptýlen v malém množství, na př. ve fluoritu vápenatém jako rozpouštědlo, ukazuje dvě pásma čárová α (3120, 3118, 3115, 3113, 3110, 3108) a β (3147, 3140, 3135 a 3132). Z nich první má mnohem větší intenzitu nežli druhé. Poněvadž se poměr intenzit těchto pásem mění s koncentrací gadolinia v rozpouštědlo, soudí z toho *Urbain* (1907), že se gadolinium skládá ze dvou příbuzných prvků.

Otázku, zda-li existuje europium, rozhodl *Urbain* podle shodné luminescence katodové tohoto vzácného prvku připraveného trojím způsobem, totiž z monazitu, z xenotimu a ze smolince. Přidává prae-paráty získané touto trojí cestou do jiných rozpouštědel, zjistil *Urbain*, že pozorovaná pásma fosforescenční vydávána jsou toutéž látkou.

Podobně význačnou a velmi silnou fosforescencí vysílají siričkatý vápenatý, přidá-li se k němu malé množství praseodymu nebo neodymu, a siričkatý strontnatý, přidá-li se k němu samarium nebo erbium (*Kowalski a Garnier* 1907). Také látky organické, zejména deriváty benzolové, poukazují na význačnou souvislost fluorescence s chemickou konstitucí.

Přihlížíme-li k intenzitě a trvání fosforescence za nízkých teplot, jsou tyto veličiny nejmocnější pro *para*-sloučeniny, menší pro *meta*-sloučeniny, konečně nejslabší pro *ortho*-sloučeniny. Okamžitá fosforescence zesiluje se přidávkem některé ze skupin *OH*, *COOH*, *CH₃* nebo *NO₂* k benzolovému jádru. Chlorem naproti tomu se fosforescence zeslabuje. Přidáme-li k benzolovému jádru více skupin než jednu, zesílí se fosforescence jen tehdy, když skupiny tvoří *para*-sloučeninu. Podobně chlor, byl-li přidán na několik míst benzolového jádra, působí rušivěji na fosforescenci sloučeniny v případě, že vzniká *para*-sloučenina.

Postupná fosforescence benzolových derivátů ukazuje podobnou souvislost s chemickou konstitucí jako fluorescence ultrafialová. Deriváty benzolové s jedinou substitucí posouvají ultrafialový konec benzolového spektra luminescenčního k delším vlnám. Druhý konec (dlouhovlnný) posouvá se někdy k ultrafialové, jindy k červené části spektra. Derivát, který způsobuje posuv těchto delších vln k ultrafialové části, nazývá se *hypsofosforický*, kdežto derivát, jenž způsobuje posuv opačné, k delším vlnám, sluje *bathofosforický*.

Bathofosforické vlastnosti náleží derivátům s jedinou substitucí skupiny *CN*. Pro skupinu aminovou a karboxylovou jsou fosforescenční pásma tak nezřetelná, že nelze pro ně bezpečně zjistiti ráz spektra postupného. Jinak jest účinek těchto skupin bathofosforický. Ostatní deriváty s jedinou substitucí mají ráz hypsofosforický.

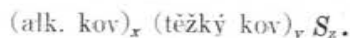
V derivátech benzolových se dvěma substitucemi osvědčuje se pravidlo: Hraniční pásmo na straně delších vln ve spektru postupné fosforescence *ortho*-sloučeniny má vždy kratší vlnu než stejnohlé hraniční pásmo příslušné *para*-sloučeniny. Opačné pravidlo platí pro druhý konec fosforescenčního spektra. Srovnáváme-li účinek derivátů se dvěma substitucemi s účinkem derivátů s jedinou substitucí, řídí se rozdíl ve spektru postupné fosforescence povahou přidané skupiny. Čím je tato skupina zápornější, tím spíše vynikne bathofosforický ráz derivátu. Některé skupiny, zejména aminová, způsobují, že pásma fosforescenční se rozšiřují. Skupiny *CN*, $(CN)_2$ a $(CH_3)_2$ přeměňují původní dvojité pásma na trojitá. Ze dvou řad čar se stálým rozdílem kmitočtů vznikají totiž tři takové řady.

§ 184. Theorie fosforescenční.

Úkazy fosforescenční jsou tak četné a rozmanité, že se dosud nepodařilo vyložiti je ze společného stanoviska. Jež v přehledě ukazů fluorescenčních poukázali jsme na dvojí ráz nyní uznávaných theorii, totiž fysikální a chemický. Tyto theorie hledí novější badání spojití tak, aby nejen zjevy fluorescenční, ale vůbec i zjevy fotoluminiscenční bylo možno jednotně vykládati.

Zjevy fotoluminiscenční nutí předpokládati, že molekula pohlcující zářivou energii se mění. Tyto chemické i fysikální změny mají většinou ráz zvrtný. Přesně odlišiti fosforescenci a fluorescenci není možná, ačkoliv znakem fluorujících látek jest, že nejsou chemicky čisté. Jednotlivé theorie podrobněji vyslovují se o změnách, které budí se fotoluminiscencí v látce. Jako poučný příklad vybereme theorii Lenardovu, jež vykládá fosforescenci fosforů, vzbuzenou viditelným zářením.

Lenardova theorie fosforescenční. *) Podle Lenarda jsou molekulové shluky, které způsobují luminescenci fosforů, složeny podle schematu



Z alkalického kovu, z přimíšeného kovu těžkého a ze síry vznikne složitá molekula, která jest obklopena netečným prostředím. Poněvadž fosfory flakem pozbývají luminescenčních vlastností (§ 179.), záleží patrně na tom, jak jsou prostorově rozděleny působivé shluky v ostatním prostředí netečném. Světélkování fosforů vykládá *Lenard* theorii elektronovou předpokládaje atom za soubor záporných elektronů pohyblivých, které se mohou uvolniti od kladných jader vázaných na hmotu. Jako zjevy fotoelektrické vykládáme tím, že vlivem dopadajících paprsků uvolní se elektrony obsažené v kovu a přejdou do okolí, tak i pro výklad fotoluminiscence můžeme přijmouti stejnou domněnku. Elektrony z nitra kovu uvolněné zadrží se v sousedství kovových molekul nebo vracejí se na původní místa nebo konečně projdou okolím, takže se na původní místo už nevrátí. V prvním případě hromadí se světelná energie v látce. Když vypuzené elektrony se zase do kovu vrátí, vydává látka pohlcenou energii jako světelnou. Ve druhém případě světélkuje látka, sotvaže byla ozářena. Uvolněné elektrony, obdobné elektronům fotoelektrického účinku, nazývá *Lenard fotoelektrické*; odlišuje je od elektronů

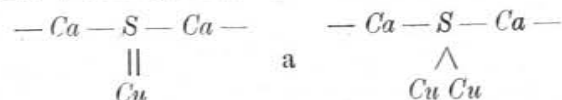
*) Viz přehledný článek Dr. V. *Posejpal*: »Lenardova theorie fosforescence« v Časop. pro pěstování mathem. a fysiky. 40. 457. 1911.

emissních, které nárazem fotoelektrických elektronů se čile rozkmitají a tak stávají se středy světelného záření. Konečně je nutno přiznati, že některé elektrony snadno se připojují k elektronům z jiného atomu. Tím tento atom (dříve neutrální) zelektruje se záporně a přitahuje s atomem původním, který pozbyv záporných elektronů má nadbytek náboje kladného. Přitažlivostí obou atomů vysvětluje se jejich chemická příbuznost (*affinita*), kdežto počet elektronů, které atom opustily, určuje jeho valenci. Aby se rozlišila fosforescence okamžitá a trvalá, nutno předpokládati dvojí různé středy tohoto úkazu.

Větší počet fosforescenčních pásem lze vyložiti chemickou stavbou fosforu. Předpokládáme-li takový střed jako řetězec, na př. pro sírník vápenatý ve tvaru



kruhově uzavřeném, můžeme různá pásma trvalé fosforescence vyložiti, navazující různý počet atomů těžkého kovu na vedlejší valence síry. Vysílá-li tudíž fosfor ($Ca_x Cu_y S_z$) dvě pásma fosforescenční, zelené a modré, lze je vyznačiti strukturou



Tento výsledek shoduje se s pozorováním, které ukazuje, že zjev jednoho nebo druhého pásma fosforescenčního závisí na poměrném množství těžkého kovu. Podle toho počet fosforescenčních pásem daného kovu vyznačuje jeho největší valenci. Poněvadž totéž pásmo fosforescenční může se vzbuditi různým způsobem, na př. dvěma nebo třemi pásmy absorpcí, nutno středy, v něž podnět zasahuje, podle těchto pásem rozrůzniti.

Trojí stupeň tepelného vlivu na fosforescenci lze takto vystihnouti: Pohlcená energie určitého druhu světelného rozkmitá fotoelektrické elektrony, souhlasí-li kmitočet pohlceného záření s kmitočtem elektronů. Resonancí zvýší se rozkmit elektronů, takže opustí vnitřek kovových atomů a vniknou do okolního prostředí. Zachytí-li se tyto elektrony na atomech sírových, nahromadí se tím zářivá energie v látce a fosfor nesvítil. Tento stav podmíněn je nízkou teplotou a způsobuje spodní okamžité stadium. Podnět se skončí, jakmile všechny elektrony fotoelektrické z kovu byly uvolněny. Zvýšená teplota zesílí kmitavé pohyby molekulové, takže se elektrony snáze od síry oddělují a, jsouce přitahovány kladně elektrickým atomem-kovovým, k němu se vracejí. Nárazy vzájem-

nými i nárazy s netečnými atomy je pohyb elektronů tlumen; zároveň vyskytnou se kmitavé pohyby, jejichž perioda se přizpůsobí periodě emisních elektronů. Resonancí vzbudí se kmitavý pohyb těchto elektronů, jež jsou pak příčinou fosforescence. Tato fosforescence ubývá podle toho, jak se fotoelektrické elektrony vrací na původní místa. Když tento návrat je skončen, fosforescence přestává. Je-li fosfor osvětlen za teploty trvalého stadia, počne fosfor hned svítiti. Elektrony sírou zachycené se totiž živým pohybem molekulovým okamžitě uvolní. Počáteční luminiscence je ovšem slabá, poněvadž zatím jen některé atomy sírové pustily přichycené elektrony. Ustálený proud zpětný těchto elektronů nastane však teprve tehdy, když větší počet sírových atomů přitáhl k sobě uvolněné elektrony.

K výkladu mžikové fosforescence přibírá *Lenard* středy, v nichž atomy těžkého kovu jsou vázány na jiné atomy nežli atomy síry. Ve fosforu ($Ca_x Cu_y S_z$) mohou to býti molekuly CaO nebo $CaCO_3$, při čemž vedlejší valence atomu O poutány jsou na atomy Cu . Domněnka tato souhlasí s pokusem o fosforescenci kysličníků a uhlíčanů alkalických kovů, k nimž bylo přimíšeno malé množství těžkého kovu. Tato fosforescence je okamžitá a shoduje se s podobnou fosforescencí fosforu obsahujícího týž těžký kov.

Ve svrchním stadiu okamžitým vysokou teplotou rozrušují se sírníky ve fosforu a proto středy trvalé fosforescence jsou nemožné. Za to stálejší kysličníky alkalických kovů ještě trvají a způsobují okamžitou fosforescenci. Teprve, když teplota stoupne, takže i tyto středy se zruší, přestává luminiscence vůbec.

Theorie *Lenardova*, pokud byla vyličená, vykládá fosforescenční zjevy kvalitativně; je možno ji však prohloubiti i kvantitativně, jak ukážeme pro tři zákonitosti, jež byly pokusně zjištěny.

a) *Pravidlo Stokesovo*: Buzení fluorescence závisí v tom, že kmitočet fotoelektrických elektronů shoduje se s kmitočtem pohlceného záření. Je-li tento kmitočet ν_0 , je kmitočet ν_1 elektronů vracících se do původních drah značně menší, takže $\nu_1 < \nu_0$. Útlumem tohoto pohybu klesá jeho rozkmit, ale za to zvyšuje se kmitočet, až konečně nabude původní hodnoty ν_0 . Emise fluorescenční záleží v tom, že při tomto přechodu z ν_1 na ν_0 , vyskytne se kmitavý pohyb kmitočtu ν , který shoduje se s vlastním kmitočtem emisních elektronů. Je tedy $\nu_1 < \nu < \nu_0$. Fluorescenční světlo má proto menší kmitočet neboli větší délku vlnovou než světlo pohlcené.

b) *Pravidlo stálého poměru* $\lambda_m : \sqrt{D}$. Jak poloha pohlcených pásem závisí na dielektrické konstantě prostředí, lze dovoditi

z obecného vzorce Thomsonova $T = 2\pi\sqrt{LC}$ pro kmitovou dobu T elektrického kruhu, jež má samoindukci L a kapacitu C . Perioda pohlcených kmitů, má-li míti účinek fosforescenční, shoduje se s periodou fotoelektrických elektronů; záleží tudíž vlnová délka — při stálé samoindukci — na kapacitě oscilátoru. Samoindukci oscilátoru, jež je vytvořen elektronem v různém prostředí, můžeme považovati za stálou; kapacitu jeho však — ježto rozměry se nemění — možno míti za veličinu úměrnou dielektrické konstantě D . Je tudíž podle hořejšího vzorce vzhledem k úměrnosti T a λ_m

$$\lambda_m = \text{konst} \sqrt{D}.$$

Na př. pro fosfory ($CaCu$), ($SrCu$) a ($BaCu$) vyskytuje se maximum absorpce v pásmech nejdelší vlny λ_m

($CaCu$)	$\lambda_m = 515$	konst = 181
($SrCu$)	535	181
($BaCu$)	600	186.

c) *Vyznívání fosforescence*. Ve spodním stadiu okamžitým dokoná se excitace tím, že se uvolní všechny fotoelektrické elektrony, jež se přichytí na blízkých atomech sírových. Každý střed trvalé fosforescence, kterou zahrátím podnítime, má náboj úměrný počtu elektronů n . Luminiscenční intenzitu lze vyjádřiti rychlostí, kterou se elektrony spojují, tedy výrazem

$$J = -\frac{dn}{dt}.$$

Podle rekombinačního zákona, jež tvarově se shoduje se zákonem *Guldbergovým* a *Waageovým*, jest

$$-\frac{dn}{dt} = cn^2,$$

z čehož integrací plyne,

$$n = \frac{1}{ct + d},$$

takže

$$J = \frac{c}{(ct + d)^2}.$$

Tento výsledek až na konstanty shoduje se s výrazem, který *Nichols* a *Merritt* (1905) zjistili (§ 180.). Odchyly v některých případech možno vyložiti nestejnorodostí fosforů. *Kennard* (1914) dokázal, že podobné a velmi zřetelné odchyly vyskytují se i na stejnorodých látkách, jako na paraffinu, kerosinu atd. Aby je vy-

světíl, předpokládá volné elektrony ve střezech fluorescenčních. Je-li počet těchto volných elektronů m , má základní rovnice tvar

$$\frac{dn}{dt} = -c_1 n^2 - c_2 mn.$$

Pro zákon, podle něhož se mění trvalá fosforescence, plyne odtud

$$J = J_0 \left\{ 1 + \frac{\alpha}{\beta} (1 - e^{\beta t}) \right\}^{-2}$$

Pro změnu okamžité fosforescence jsou rozhodující středy okamžité fosforescence. Intenzita luminescenční je jako dříve úměrna rychlosti, kterou se mění počet vracejících se elektronů. Tato veličina však závisí nyní na tom, kolikrát se srazí elektrony se středem. Tuto okolnost vyjadřuje rovnice

$$- \frac{dn}{dt} = an,$$

ze které se dovodí, že

$$J = J_0 e^{-at}.$$

Pozoruhodně doplnili Lenardovu práci *Kowalski a Butman* (1912), *Stephenson* (1907, 08) pokusil se o fosforescenční teorii na základě mechanickém.

X.

Interference světla.

§ 185. Historický rozvoj theorie vlnivé.

Studující vznik a rozvoj kterékoli theorie fyzikální shledáme, že žádná nebyla stvořena najednou. Když je již hotova a když pátráme, jdouce časově zpět, jak vznikla a jak se rozvíjela, shledáme, že ten neb onen badatel již v dobách dřívějších vyslovil základní myšlenky, třebaš ne způsobem dosti výstižným, že pak pozdější badatelé podobné myšlenky již určitěji, jasněji pronášeli, z nich i důsledky dovozovali, až se našel veleduch, který s plným již vědomím theorii soustavně promyslel, opracoval a tím ustálil. Tak je tomu i s theorií světla, kterou zoveme *vlnivou* (undulační, v-
brační). Filozofové starého věku (*Demokritos, Epikuros* a j.) pokládali oheň za látku. *Aristoteles* měl světlo za pohyb. *Descartes* (1596—1650) přijímá názor, že molekuly svítícího tělesa se pohybují, tímto pohybem pak že na jakési prostředí, vyplňující celý prostor světový, působí tlakem, který se okamžitě šíří. On vykládá i teplo vnitřním pohybem hmotných částecek (*une agitation interne des particules des corps*) tak, jak to v podstatě činíme dosud. Ale jeho myšlenka, že tento tlak se šíří okamžitě, byla pochybená. Určitěji vystihl podstatu světla *Hooke* *), jenž definuje světlo jako rychlý pohyb kmítavý s kratinkou amplitudou (*a quick vibratile movement of extreme shortness*), který se v prostředí, vyplňujícím celý prostor světový, šíří jako vlnivý pohyb, příčný ke směru postupu. Je věc velmi zajímavá, že zde příčnost vlnivého pohybu — patrně podle obdoby vodních vln — byla ponejprv vyslovena, ale zůstala nepovšimnuta. Rychlost toho šíření měl — jako Des-

*) *Robert Hooke* (1635—1703) vrstevník a v mnohých otázkách vědeckých, zejména optických, odpůrce Newtonův, byl zprvu assistentem Boyleovým, pak experimentátorem pro nově založenou Královskou Společnost (*Royal Society*) v Londýně, později jejím řádným členem a tajemníkem. Vědecký jeho význam se vzhledem k Newtonovi mnohdy podceňuje.

cartes — za nekonečnou a neuznával důsledků, jež dovodil *Olaf Römer* (1676) ze svých pozorování týkajících se rychlosti světla. Také jesuita *Ignace G. Pardies* (1636—1673), professor matematiky v Clermontu, měl již jasné představy o periodické povaze světla; jeho názory uveřejnil (1682) jesuita *Ango*. To vše byly jakési předběžné myšlenky základní více méně jasné. První, jež teorii vlnivou soustavně i ve všech důsledcích pojal a propracoval, byl *Huygens* *); jeho spis »*Traité de la lumière*« (1690) pokládá se právem za základní spis undulační teorie světla.

Plný titul vystihující zároveň obsah zní: *Traité de la lumière où sont expliquées les causes de ce qui arrive dans la réflexion et dans la réfraction et particulièrement dans l'étrange réfraction du Cristal d'Islande avec un discours de la cause de la pesanteur*. Spis má datum: Leyde 1690. Vzhledem však k otázkám prioritním, zejména proti jesuitovi Angovi (1682) dlužno konstatovati, že vlastní datum spisu jest již rok 1678. V předmluvě píše Huygens: *J'escrivis ce Traité pendant mon séjour en France, il y a 12 ans; et je le communiquay en l'année 1678 aux personnes sçavantes, qui composoient alors l'Académie Royal des Sciences, à la quelle le Roy m'avoit fait l'honneur de m'appeller.*

Huygens předpokládá, že prostor světový je vyplněn nesmírně jemným a pružným prostředím, které nazývá aether. Každý rozruch světelný šíří se v tomto prostředí vlnou, všestranně postupující, podobně jako postupuje vlna ve vzduchu zvukovým rozruchem. Tento předpoklad stačí, pokud se vlna šíří nerušeně. Aby pak objasnil, proč otvorem projde světlo přímočaře, a zejména aby vysvětlil odraz a lom, vymyslel princip elementárních vlnek. Tímto principem podařilo se mu však vysvětliti i úkaz nový, který objevil *Erasmus Bartholinus* (1669) na islandském vápenci, ale jehož vysvětliti nedovedl, totiž *dvojlom světla*, a to nejen kvalitativně, ale i kvantitativně. Vápence jevil se mu jako prostředí nikoliv isotropní, nýbrž anisotropní; jeho povahu hledí Huygens objasniti tím, že nejmenším částčkám vápence dává tvar rotačních elipsoidů, čímž dospívá k vlnám, které mají kulový tvar pro paprsek

*) *Christian Huyghens* (lat. Hugenius, Zulichemius, v české transkripci Huygens), geniální matematik i fyzik, narodil se 14. dubna 1629 v Haagu, studoval práva na universitě v Leydenu, zanášeje se při tom matematikou i astronomií (sestrojil sám dalekohled, kterým objevil Saturnovy kruhy); konal vědecké cesty do Paříže i Londýna, stal se 1663 členem Královské Společnosti londýnské a 1666 členem akademie pařížské, obdržev tím plat i stálý byt v královské bibliotece v Paříži. Avšak z politických důvodů, jsa protestant a chtěje ujití pronásledování jež později (1685) zrušením nantes-ského ediktu vskutku se začalo, vzdal se svého, postavení, opustil Paříž (1681) a usídlil se v rodném Haagu. Zde zanášel se opět problémy astronomickými i fyzikálními. Zemřel 8. června 1695.

řádný, kdežto pro mimořádný mají tvar rotačního elipsoidu. Shoda mezi jeho teorií a měřeními byla největším úspěchem nových názorů.

Huygens, opíraje svou teorii o analogie zvukové, předpokládal *podélné* vlnění aetheru. Kdyby byl přijal myšlenku Hookeovu, že kmity jsou příčné — jak později učinil *Fresnel* samostatně — byl by vysvětlil též polarizační úkazy, kteréž na dvou vápencích na sebe položených pozoroval, ale kteréž mu zůstaly záhadnými.

Přes veškeré úspěchy nové teorie, zejména pokud dvojlomu se týče, neučinil spis Huygensův ve světě vědeckém dojmu téměř žádného. Odmitavě choval se zejména Newton, jehož *Optika* vyšla 14 let po vydání spisu Huygensova. Vskutku měla nová teorie též slabé stránky, jež sám Huygens dobře vycítil, které však minul poznámkou: »*Ceci ne doit pas être recherché avec trop de soin ni de subtilité.*« Obdoba s akustikou jí spíše vadila; neboť zvuk šíří se nejen přímočaře, ale též kolem rohu; úkaz zvukového stínu není tak význačný jako světelného. Novou teorii nedovedl Newton vysvětliti úkazy barevných kroužků, jež *Hooke* objevil a jimiž se *Newton* zanášel podrobněji; vysvětlení, kteréž sobě upravil podle teorie výronové (emanační, emissní), zdálo se mu býti dostatečné. A tak auktoritou Newtonovou upadl spis Huygensův téměř v zapomnutí, a ani slavný *Euler* (1707—1783), jež byl přívržencem Huygensovým, nemohl jeho názory náležitě uplatniti.

Teprve počátkem století 19tého ujal se teorie vlnivé Newtonův krajan *Young* *). Vystihl dobře slabé stránky teorie výronové, které vlnivá teorie odstraňuje, nad to pak studiem, jak se kříží zvukové vlny, kteréžto studie rozšířil též na úkazy optické, stal se objevitelem *důležitého principu interference* *). Tímto principem podařilo se mu úplně vysvětliti barvy tenkých vrstev, čímž, jak sám doznává, »záliba pro teorii vlnivou přešla v hluboké přesvědčení o její pravdivosti a závažné působnosti«. Avšak názory Youngovy nebyly jeho vrstevníky nikterak oceněny (jediného Wol-

*) *Thomas Young*, narozen r. 1773, studoval původně lékařství v Londýně, Edinburku a v Göttingách, byl v letech 1801—1804 professorem na Royal Institution; vzdav se svého místa působil jako lékař, od r. 1811 v nemocnici svatojirské v Londýně. Od r. 1818 byl sekretářem ústavu Board of Longitude a vydával *Nautical almanac*. Vynikl pracemi nejen v oboru lékařství, ale též matematiky a fyziky. Pěstoval též hudbu i malířství; byl gentleman v pravém slova smyslu. Zemřel 1829 v Londýně.

**) Příslušné pojednání má název: *On the theory of Light and Colours*, a druhé: *An account of some case of the production of colours not hitherto described*. *Phil. Trans.* 1802. V tomto užívá ponejprv slova *interference*.

lastona vyjímaje); ba zdá se, že Young sám v posledních letech svého života vzhledem k novým a závažným objevům polarisace ztrácel důvěru v theorii, které hájil.

§ 186. Pokračování; doba nová.

Počátkem století 19tého nastala doba nových a překvapujících objevů optických, jejichž vysvětlení činilo obtíže, jak theorii výronové tak i vlnivé. Té doby známost dvojlomu a jeho vysvětlení nepokročila dále, než kam ji byl přivedl Huygens. Proto vypsala počátkem roku 1808 pařížská akademie cennou úlohu vztahující se k tomuto předmětu*). Tím dán byl podnět, že *Malus* se zanašel pozorováním dvojlomu světla na islandském vápenci a že tak byl veden k objevu polarisace světla odrazem. On a *Biot* objevili též polarisaci lomem. Souvislost s dvojlomem byla již patrna. Krátce po tom následovaly nové objevy polarisace chromatické a rotační. Ještě jednou vyvstal theorii emanační obránce velmi účinný, sám *Biot*, avšak k vysvětlení dvojlomu bylo třeba připojit k theorii tolik dodatků a tolik podmínek, že se celá theorie stávala čím dále tím těžkopádnější. Tím již bylo vítězství theorie vlnivé naznačeno. Dověršíl je *Fresnel* (1788—1827). Badání jeho brala se podobným směrem jako práce Youngovy. Začal ohybem světla, pokročil však dále nežli Young; památným pokusem zrcadlovým upevnil názory o interferenci světla a dovršíl své theoretické předpoklady myšlenkou, že světelné kmity jsou příčné, čímž podařilo se mu vysvětliti i velice složité úkazy polarisace vůbec a chromatické i rotační zvlášť. Bohužel zemřel *Fresnel* pro vědu příliš záhy, maje věku teprve 39 let, takže se nedočkal úplného vítězství theorie, kterou hájil a pěstoval. Tento zápas obou teorií, vědecky velmi zajímavý a plodný, rozhodnut byl teprve památným pokusem *Foucaultovým* (1850), kterým bylo přímo dokázáno, že světlo v prostředí opticky hustším se šíří rychlostí menší, jak plynulo z vlnivé theorie, a nikoli rychlostí větší, jak vykládala theorie výronová.

Do nové fáse vstoupila vlnivá theorie, když *Maxwell* (1862), uživ názorů *Faradayových* na mathematickou theorii elektřiny a magnetismu, dospěl k výsledku, že elektromagnetické rozruchy šíří se vakuem stejnou rychlostí jako rozruchy světelné, a že vlny elektromagnetické jsou příčné tak jako vlny optické. Z toho usoudil *Maxwell*, že mezi oběma není podstatného rozdílu, takže vlny op-

*) Stanoviti mathematickou a zkušeností potvrzenou theorii dvojlomu, který nastává, prochází-li světlo rozmanitými látkami krystalickými.

tické jsou jen zvláštní případ vln elektromagnetických. Dříve totiž byly světelné vlny pokládány za elastické vlny v aetheru, vznikající tím, že jednotlivé částice svítícího zdroje vykonávají velmi rychlý pohyb kmitavý, který se sděluje okolnímu aetheru. Vlnivá theorie světla v tomto tvaru nazývá se *theorie elastická*. Optické zjevy a jejich zákony byly v ní vykládány z pružnosti aetheru, optika byla tedy nauka o pružnosti aetheru a tudíž část mechaniky.

V rukou Youngových, *Fresnelových* a jejich bezprostředních pokračovatelů vykonala theorie elastická optice služby velmi platné. Když však později nastala úloha vytvořiti z jejich představ jednotnou a důslednou theorii optických zjevů, vznikly obtíže téměř nepřekonatelné, jež způsobily, že elastická theorie světla se v konečném tvaru neustálila nikdy. Všechny tyto nesnáze odstranila *Maxwellova elektromagnetická theorie světla* takorůzka rázem. Optické vlny jsou podle ní vlny elektromagnetické s velmi krátkou periodou. Vznikají tím, že molekuly svítícího zdroje obsahují částice elektricky nabitě (elektrony), jež rychle kmitající vzbuzují v okolí elektrickou a magnetickou sílu periodicky proměnnou čili, jak říkáme, vzbuzují elektromagnetické kmity. Optika je tedy podle této představy část nauky o elektromagnetickém poli. Názory *Maxwellovy* byly pozdějšími pokusy (*Hertz*, 1887) skvěle potvrzeny. Jejich správnosti nasvědčuje ostatně také úzká souvislost mezi zjevy optickými a zjevy elektrickými i magnetickými (effekt *Faradayův*, *Zeemanův*, *Starkův* atd.).

Podle toho, co zde bylo podáno, lze v rozvoji vlnivé theorie rozeznávati pět hlavních období, jež jsou vyznačena jmény: *Huygens*, *Young*, *Fresnel*, *Foucault* a *Maxwell*. Prvý položil základy theorie, druhý ji doplnil principem interference, třetí ji dovršíl názorem, že kmity jsou příčné, čtvrtý podal přímý důkaz pokusný v otázce, která byla pro obě theorie rozhodující, poslední konečně sloučil optiku s naukou o elektromagnetickém poli.

Myšlenka, že optické kmity jsou příčné, byla od dob *Huygensových* největším pokrokem v undulační theorii. Po *Hookeovi* vyslovil myšlenku tuto *Young* (1817) v dopise *Aragovi*, důvěrnému příteli *Fresnelova*, jak již svrchu bylo předběžně vyličené, a téhož roku vystoupil s ní i na veřejnost v dodatku k »Encyclopaedia Britannica« pod heslem »Chromatics«. Je možno, že *Arago* upozornil *Fresnela* na tuto novou představu. Mimo to našel *Fresnel* obíraje se studiem zákonů o chromatické polarisaci v rovnoběžném světle, že dva paprsky, polarisované k sobě kolmo, neinterferují, nýbrž dávají vždy intensitu rovnou součtu jednotlivých intenzit nezávisle na tom, jaký mají fázový rozdíl. Tuto věc, jak *Fresnel* dobře věděl a jak v oddílu o chromatické polarisaci bude obšírněji vyloženo, lze z undulační theorie vyložiti jen

představou, že světelné kmity jsou příčné; vskutku i dnes se pokládá za přímý důkaz této představy. Přes to Fresnel dlouho se neodhodlal, aby ji uznal za správnou; tak veliké zdály se mu obtíže z ní plynoucí. Příčné kmity mohou totiž vznikati jen v látkách, jež odporují tvarovým změnám, tedy v látkách skupenství pevného, kdežto v kapalinách a v plynech vznikají jen kmity podélné. Věta, že optické vlny jsou příčné, neznamená tedy nic jiného, než že aether je látka pevná. To však se velmi neshodlo s obvyklou představou, že aether je jakýsi velmi řídký plyn, jakož i s výsledkem plynoucím z pozorování astronomických, že aether neodporuje pohybu těles nebeských, ačkoli při tom tvarové změny vznikají. Východisko z této nesnáze hledalo se (Stokes, Kelvin) v okolnosti, že optické kmity mají velmi kratinkou periodu, že tedy tvarové změny s nimi spojené se dějí velmi rychle. Je totiž věc myslitelná, že aether se brání takovým rychlým změnám, kdežto poměrně volným změnám, jaké jsou způsobeny pohybem nebeských těles, odporuje mnohem méně. Příkladem uvádějí se některé druhy pryskyřic. Možno z nich na př. zhotoviti ladičku, jež vydává tón, což značí, že tato látka reaguje proti změnám tvaru, dějí-li se v periodě, jakou se vyznačují tóny akustické. Na druhé straně však jsou tyto látky plastické; vložíme-li je do nálevky, vytekou, ovšem po době velmi dlouhé, a to silou tak malou, jako je jejich váha. Výkladem takovým se nesnáze sice zmírňuje, avšak ne zcela odstraňuje. Alespoň na tělesích tak řídkých, jako jsou vlasatice, měl by se ukázati vliv aetheru; ale ani v tomto případě není známo nic, co by takovému vlivu nasvědčovalo. Proto Kelvin pokládá aether za látku »sui generis«, zcela zvláštní, pro kterou sice zákony mechaniky platí, která se však od látek obyčejných naprosto liší. Neplatí pro ni zákon, že hmota je neprostupná; aether totiž může zaujímati též prostor současně s važitelnou hmotou, vyplňuje tedy celý vesmír bez mezer. Pohybuje-li se jím hmota, nemění své polohy ani tvaru, proto také pohybu tomu nebrání.

Ale u těles pevných vznikají nejen kmity příčné, nýbrž i podélné. Nastává tudíž otázka, jaký význam mají tyto podélné kmity aetheru. Nejjednodušší věc by bylo říci, že sice takové kmity v aetheru vznikají, ale že nemají účinků optických a že neznáme dosud prostředků, jak se přesvědčiti o jejich jsoucnosti. Ale to se nesnáší s experimentálními fakty v teorii odrazu a lomu. Fresnel sám pokládal aether za nestlačitelný, rychlost podélných vln tudíž za nekonečně velikou, takže unikají pozorování. Později Kelvin se rozhodl pro předpoklad jiný. Klade, že rychlost podélných vln je rovna nulle. To znamená, jak ukazuje theorie, že stlačitelnost aetheru je negativní, že tedy aether je látka, jež má snahu sama se stáhnouti, asi jako mydlinová bublinka *). Jisto je, že se elastické teorii světla nepodařilo úplně tyto obtíže odstraniti, takže obraz aetheru v této teorii nikdy nenabyl definitivního tvaru **).

*) Mechanika I. vyd. pag. 627, II. vyd. pag. 720.

**) Obšírně a důkladně jedná o všech těchto otázkách Dr. Frant. Závistka v článkách „O aetheru“ v Časopise pro pěstování matematiky a fysiky 47. 32, 163, 294, 1918.

§ 187. O pohybu kmitavém.

1. Jak v Akustice bylo vyloženo *), lze jednoduchý pohyb kmitavý čili vibrační (sinový, harmonický) pokládati za pravouhlý průmět rovnoměrného pohybu kruhového na průměr kruhu. Konstanty tohoto pohybu kruhového jsou poloměr r a perioda T anebo místo ní frekvence N , při čemž jest $N \cdot T = 1$. Z těchto konstant počítáme úhlovou rychlost původního pohybu kruhového ω podle vzorců

$$\omega = \frac{2\pi}{T} \text{ nebo } \omega = 2\pi N$$

a z této pak rychlost délkovou c podle vzorce $c = \omega r$. Značí-li t proměnný čas, který zde bez újmy všeobecnosti začínáme okamžikem, kdy kmitající bod projde rovnovážnou polohou, a je-li y příslušná elongace, t. j. odlehlost bodového průmětu od polohy rovnovážné po době t , označíme-li dále v jeho rychlost, a zrychlení, platí soustava rovnic:

$$\begin{aligned} y &= r \sin \omega t \\ v &= \omega r \cos \omega t \\ a &= -\omega^2 r \sin \omega t \end{aligned}$$

čili

$$a = -\omega^2 y.$$

Značí tedy ω^2 zrychlení a_1 pro elongaci $y = 1$, ze kterého lze počítati periodu pohybu T podle vzorce

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{1}{a_1}}$$

2. Je-li m hmota kmitajícího bodu, dává výraz $\frac{1}{2}mv^2$ jeho kinetickou energii; její maximum rovná se $\frac{1}{2}mc^2$, minimum 0, hodnota průměrná tedy

$$\frac{0 + \frac{1}{2}mc^2}{2} = \frac{1}{4}mc^2.$$

Přesný výraz pro tuto průměrnou hodnotu dává integrál

$$\frac{1}{T} \int_0^T \frac{1}{2}mv^2 dt,$$

pro který, dosadíce příslušné vzorce, obdržíme výrazy

$$\frac{mr^2\omega^2}{4T} \int_0^T (1 + \cos 2\omega t) dt = \frac{mr^2\omega^2}{4T} \left(t + \frac{1}{2\omega} \sin 2\omega t \right) = \frac{mr^2\omega^2}{4} = \frac{1}{4}mc^2$$

*) Akustika, § 2. a násl. (1902).

§ 188. Skládání jednoduchých pohybů kmitavých.

Stává se, že k původní harmonické vibraci daného bodu přistupují další harmonické kmity stejnosměrné a stejnodobé, kteréž mají jinou amplitudu (rozkmit) r a jsou proti danému pohybu kmitavému rozdílny ve fási, majíce na př. stálé zpoždění o úhel ϵ . Takovéo rozdíly *) fázové ϵ vznikají z rozdílu dráhových δ a způsobují zpoždění časové τ , jež z rychlosti světla V vypočteme vzorcem $\tau = \delta/V$. Nové kmity jsou tedy dány rovnicí

$$y = r \sin \omega (t - \tau) = r \sin (\omega t - \omega \tau).$$

Podle toho jest

$$\epsilon = \omega \tau = \frac{2\pi}{T} \cdot \frac{\delta}{V}.$$

Zde však znamená $VT = \lambda$ délku světelné vlny. Je tudíž

$$\epsilon = \frac{2\pi}{\lambda} \delta.$$

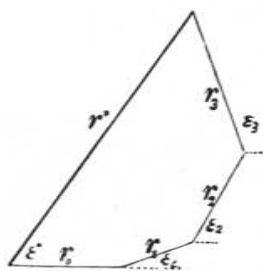
Z rozdílu dráhových δ vypočítáme tedy rozdíly fázové ϵ násobíce je součinitelem $2\pi/\lambda$.

Budiž dána tato úloha: K původní základní vibraci s amplitudou r_0 přistupují stejnosměrné a stejnodobé vibrace vesměs harmonické s amplitudami a rozdíly fázovými

$$(r_1 \epsilon_1), (r_2 \epsilon_2), (r_3 \epsilon_3), \dots (r_n \epsilon_n).$$

Má se stanoviti vibrace výsledná. Je samozřejmo, že vibrace tato bude s danými stejnosměrná a stejnodobá. Jde tedy jen o její amplitudu r^* a fázový rozdíl ϵ^* vzhledem k vibraci základní.

1. Úkol řešíme především graficky *). K amplitudě r_0 připojíme geometricky amplitudy $r_1, r_2, r_3 \dots$ hledíce k fázovým úhlům $\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3 \dots$ (obr. 326.). Obdržíme otevřený mnohoúhelník amplitud. Strana uzavírající tento mnohoúhelník určuje amplitudu výslednou r^* ; úhel pak, který příčka r^* svírá s amplitudou základní, jest fázový rozdíl ϵ^* vibrace výsledné vzhledem k vibraci základní.



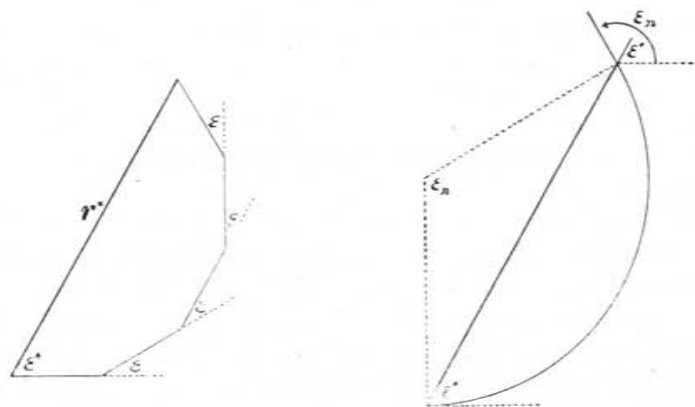
Obr. 326. Mnohoúhelník amplitud.

*) Také v dalších výkladech budeme důsledně označovati dráhový rozdíl δ a fázový ϵ .

**) Akustika, § 10. (1902).

Zajímavý případ nastane, jsou-li amplitudy r vesměs stejné a rostou-li fázové rozdíly ϵ vzhledem k základní vibraci rovnoměrně — jsou-li arithmetičtější —, takže tvoří arithmetickou řadu $0, \epsilon, 2\epsilon, 3\epsilon \dots$. Mnohoúhelník amplitudový nabude tím určité pravidelnosti (obr. 327.) upomínající na mnohoúhelník pravidelný, kterým se též stane, je-li ϵ alikvotní díl plného úhlu 2π nebo jeho násobku (mnohoúhelníky vyšších řádů). Výsledný rozdíl fázový ϵ^* rovná se pak průměrnému rozdílu fázovému mezi 0 a ϵ_n , takže jest $\epsilon^* = \frac{1}{2} \epsilon_n$.

Jsou-li konečně amplitudy r stále menší a menší až nekonečně malé a rostou-li jejich počet neomezeně, při čemž jejich



Obr. 327. Mnohoúhelník stejných amplitud, rostou-li fázové rozdíly rovnoměrně.

Obr. 328. Mnohoúhelník nekonečně malých amplitud, jsou-li fázové rozdíly nekonečně malé a rostou-li rovnoměrně.

arithmetický součet zůstává konečný, rostou-li mimo to rozdíly fázové ϵ od kmity ke kmity následujícímu nejen rovnoměrně, ale i spojitě, vždy o nekonečně málo, pak přejde onen pravidelný mnohoúhelník patrně v kruhový oblouk (obr. 328.). Výslednou amplitudu r^* vyznačuje tětiva tohoto oblouku, výsledný rozdíl fázový ϵ^* má jako dříve hodnotu $= \frac{1}{2} \epsilon_n$, při čemž jest ϵ_n úhel, který poslední oblouček (aneb tečna k oblouku kruhovému) svírá s prvním, čili je středovým úhlem oblouku, jemuž ϵ^* náleží jako úhel obvodový.

2. Analyticky vystihneme pravidlo o mnohoúhelníku amplitudovém promítající mnohoúhelník jednak na osu r_0 , jednak na

osu k ní kolmou; tak obdržíme rovnice

$$\begin{aligned} r^* \cos \varepsilon^* &= \Sigma r \cos \varepsilon \text{ zkráceně } r^* \cos \varepsilon^* = A \\ r^* \sin \varepsilon^* &= \Sigma r \sin \varepsilon \quad \text{„} \quad r^* \sin \varepsilon^* = B, \end{aligned}$$

z nichž plyne

$$r^* = \sqrt{A^2 + B^2}, \quad \text{tg } \varepsilon^* = \frac{B}{A}.$$

V mezním případě shora zmíněném přejde r v diferenciál dr a summace zároveň v integraci, takže lze psáti

$$A = \int dr \cdot \cos \varepsilon, \quad B = \int dr \cdot \sin \varepsilon.$$

Všeobecně jest ε jakási funkce argumentu r . Pro případ kruhový má dr hodnotu stálou a ε jeví se úměrnou součtu $\int dr = r$ elementárních amplitud.

§ 189. Interference světla; výklad úvodní.

Za přímý důkaz toho, že světelný děj má periodickou povahu, pokládáme zjevy, jež shrnujeme názvem *interference* a *ohyb* světla. Setkají-li se totiž dva rovnoběžné anebo téměř rovnoběžné svazky paprskové (aneb i několik jich), pozorujeme za podmínek, jež v dalším budou vyloženy, že se ve svých účincích vždy nezesilují, nýbrž někdy zeslabují, ba i ruší. Říkáme pak, že paprsky interferují. Přesně řečeno vzniká interferencí jednotlivých paprsků také ohyb čili difrakce světla; je však zvykem rozlišovati zjevy interferenční v užším slova smyslu a zjevy difrakční. O zjevích interferenčních mluvíme, když podél celé dráhy interferujících paprsků nenastane nikde úchylka od přímočarého šíření světla nebo od zákonů pravidelného odrazu a lomu; zjevy ostatní čítáme mezi ohybové.

V tomto oddílu pojednáme o interferenčních zjevích v užším slova smyslu, při čemž se ještě omezíme na interferenci *světla přirozeného*; zákony interference světla polarisovaného budou vyloženy později (v oddíle o polarisaci chromatické ve světle rovnoběžném).

Předpokládejme tedy, že v bodě m se setkají dva stejnodobé rozruhy optické, jichž stejnošměrné elongace jsou dány rovnicemi

$$\begin{aligned} y_1 &= r_1 \sin \omega t, \\ y_2 &= r_2 \sin(\omega t - \varepsilon); \end{aligned}$$

má tedy druhý vzhledem k prvnímu zpoždění fázové ε . Elongace výsledná y stanoví se podle Youngova principu interference jejich součtem, takže je

$$\begin{aligned} y &= r_1 \sin \omega t + r_2 \sin(\omega t - \varepsilon) \\ &= (r_1 + r_2 \cos \varepsilon) \sin \omega t - r_2 \sin \varepsilon \cos \omega t. \end{aligned}$$

Substitucí

$$r_1 + r_2 \cos \varepsilon = r^* \cos \varepsilon^*, \quad r_2 \sin \varepsilon = r^* \sin \varepsilon^*$$

uvedeme y na tvar

$$y = r^* \sin(\omega t - \varepsilon^*),$$

takže r^* je amplituda výsledného kmětu, ε^* jeho fázový rozdíl vzhledem ke kmětu prvnímu. Máme pak

$$r^{*2} = (r_1 + r_2 \cos \varepsilon)^2 + (r_2 \sin \varepsilon)^2 = r_1^2 + r_2^2 + 2r_1 r_2 \cos \varepsilon.$$

Téhož výsledku došli bychom i konstrukcí právě vyloženou; mnohoúhelník amplitud přechází tu v trojúhelník.

Měřiti možno světelnou intenzitu způsobenou výsledným rozruchem. Obě theorie optické, jak theorie elastická, jež příčinu světelného rozruchu hledá ve kmětech částic aetherových, tak theorie elektromagnetická, jež kmity aetherových částic nahrazuje periodickými změnami elektrické a magnetické síly, tedy kmity elektromagnetickými, vedou k výsledku, že intenzita světelná je úměrná čtverci kmitové amplitudy. Konstanta úměrnosti závisí na látce; pokud tedy konáme pozorování v témž prostředí (vzduch), možno prostě říci, že intenzita se rovná dvojnásobku amplitudy.

Je tedy podle toho výsledná intenzita I dána čtvercem amplitudy r^* , kdežto čtverci amplitud r_1 a r_2 měří se intenzity I_1 a I_2 jednotlivých paprsků interferujících. Poslední rovnici možno pak psáti ve tvaru

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \varepsilon.$$

Nechť se fázový rozdíl ε mění s polohou pozorovacího místa; naproti tomu amplitudy a tedy i intenzity jednotlivých paprsků interferujících necht' se buď vůbec nemění, nebo aspoň velmi málo. Pak možno říci, že výsledná intenzita I dosahuje v těch místech

$$\begin{aligned} \text{maxima, kde } \cos \varepsilon &= 1 \quad \text{čili } \varepsilon = 2k\pi, \\ \text{minima, kde } \cos \varepsilon &= -1 \quad \text{čili } \varepsilon = (2k - 1)\pi, \end{aligned}$$

značí-li k libovolné číslo celé i nullu. Je pak

$$I_{\max} = (\sqrt{I_1} + \sqrt{I_2})^2, \quad I_{\min} = (\sqrt{I_1} - \sqrt{I_2})^2.$$

Je-li tedy intenzita obou interferujících paprsků táž ($I_1 = I_2$), máme

$$I_{\max} = 4I_1, \quad I_{\min} = 0;$$

v maximech jeví se tedy intenzita čtyřikrát větší než intenzita kteréhokoliv z interferujících paprsků, v minimech stává se intenzita nullou, účinek obou paprsků se ruší.

Rozdíl fázový ε bývá způsoben dráhovým rozdílem δ . Ze vztahu

$$\varepsilon = \frac{2\pi}{\lambda} \delta$$

plyne, že se vytvoří

$$\text{maxima, kde } \delta = 2k \frac{\lambda}{2},$$

$$\text{minima, kde } \delta = (2k - 1) \frac{\lambda}{2},$$

při čemž $k = 0, 1, 2, 3 \dots$. Záleží tedy na tom, zda dráhový rozdíl obou interferujících paprsků se rovná sudému nebo lichému počtu polovln. Číslo k se nazývá *řád příslušného maxima*; vyznačuje dráhový rozdíl obou interferujících paprsků ve vlnových délkách.

Interference však nevznikne, setkají-li se dva paprsky, které vyšly z *různých zdrojů* nebo i jen z *různých míst téhož zdroje*. V tom případě obdržíme vždy intenzitu, která se rovná prostě součtu jednotlivých intenzit. Máme za to, že fázový rozdíl ε v pozorovacím místě nemá hodnoty stálé, nýbrž že mění se nepravidelně, takže i v nejkratší době pozorování přístupné nabývá nejrozmanitějších hodnot. Uvážíme-li totiž, že na př. v plameni svítí nějaká částice jen po dobu spalovacího děje, vidíme, že světelné kmity vzbuzené zdrojem v libovolném místě pocházejí neustále od jiných a jiných částic svítících, nemohou tedy probíhat docela pravidelně. Z pozorování, o něž v dalším bude řeč, soudíme sice, že počet pravidelných kmitů je velmi veliký (několik millionů), že však přece má určitou mez; řada pravidelných kmitů se přeruší náhlou změnou fáse a následuje nová řada pravidelných kmitů atd. Mohli bychom tedy světelné kmity vystihnouti vzorcem

$$y = r \sin(\omega t + \bar{\varepsilon}),$$

kdež $\bar{\varepsilon}$ má stálou hodnotu po dobu obsahující značný počet kmitových period, načež náhle nabude hodnoty zcela jiné. Totéž platí pak patrně i o fázovém rozdílu ε dvou paprsků, které byly vyslány *různými* svítícími částicemi; takové paprsky nazýváme *inkohaerentní*. Podle toho měla by se ovšem intenzita I vznikající v místě, kde se dva inkohaerentní paprsky setkávají, nepravidelně měniti. Ale tyto změny se dějí velmi rychle, neboť kmitová perioda viditelného světla je velmi krátká (pro žluté světlo na př. trvá million

kmitů jen asi $2 \cdot 10^{-9}$ sec). Co tedy pozorujeme, je *střední hodnota* intenzity I . Tu obdržíme, dosadíme-li do vzorce pro I průměrnou hodnotu pro $\cos \varepsilon$. Ta však je nullou, neboť, mění-li se ε naprosto nepravidelně, nabývá $\cos \varepsilon$ stejně často všech hodnot kladných jako záporných. Máme tedy

$$I = I_1 + I_2.$$

v souhlasu s pozorováním.

Aby tudíž interferenční zjev vznikl, dlužno přivést k interferenci paprsky *kohaerentní*, jež byly vyslány *toutéž* svítící částicí. Pak se sice fáse v každém jednotlivém paprsku rovněž mění nepravidelně, ale zcela *souhlasně*, takže *fázový rozdíl* ε zůstává stálý. Proto při všech pokusech interferenčních postupujeme tak, že svazek paprsků vysílaných svítící částicí rozdělíme na př. odrazem nebo lomem na dva nebo i několik svazků; když pak tyto proběhly různými drahami, setkávají se znova a interferují.

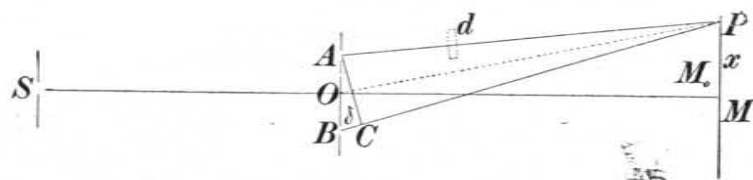
Nazvali jsme větu Youngovu, dle níž je výsledný optický kmit způsobený interferencí několika kmitů roven jich součtu, *principem*. Platnost její není však samozřejmá, jak by se snad na první pohled zdálo. Young sám měl asi na mysli kmity podélné, jež se dějí ve směru paprsku; setkají-li se v tom případě dva paprsky téměř rovnoběžné, pak ovšem možno očekávati, že výsledný kmit je roven součtu kmitů jednotlivých, neboť oba mají stejný směr. Ale optické kmity jsou *příčné*, dějí se kolmo k paprsku, mimo to v přirozeném světle se mění jejich směr naprosto nepravidelně z týchž příčin, jako jejich fáse. Setkají-li se tedy dva téměř rovnoběžné paprsky, nejsou jejich kmity stejnosměrné; jediné, co můžeme říci, jest, že leží v téže rovině. Ale směry kmitů v obou paprscích se mění naprosto nepravidelně, žádný směr není nijak vyznačen před jiným. Tato úplná nepravidelnost a nahodilost dává nám právo očekávati, že výsledný kmit bude takový, jako kdyby oba kmity byly stejnosměrné. Ovšem směr jeho bude se také měniti úplně nahodile. Z toho je patrné dále, že pro interferenci světla polarisovaného, v němž směr kmitů se řídí nějakým zákonem, Youngův interferenční princip obecně neplatí.

§ 190. Pokus Youngův.

Historicky první a pro všechny pozdější pokusy interferenční typický byl pokus, který vykonal *Young* *). Světlem slunečním nebo rovnoběžným elektrickým, kteráž prochází malinkým otvorem S , jsou osvětleny další dva malinké otvory A a B (obr. 329.) sobě velmi blízké, jimiž světlo se šíří dále. Zachytí-li se toto světlo na bílé stěně dostatečně vzdálené, lze pozorovati po obou stranách středního bí-

*) Young, Lectures on Natural philosophy. London 1807.

lého proužku ještě úzké barevné proužky, jichž světlost poněmhu se umenšuje. Young vyložil zjev svým novým principem interference. Světlo, oběma otvory procházející, v dalším postupu se kříží, interferuje, a tím střídavě zeslabuje a zesiluje. Zdrojem světelným je otvor S ; svazek paprsků vycházející z něho dělí se otvory A a B na dva svazky koherentní, jež tedy mohou vytvořiti interferenční zjev. Mají-li však paprsky obou těchto svazků v dalším postupu někde se setkat, musí, jak z připojeného obrazce přímo patrně, se odchýliti od přímého směru. Pokus Youngův není tedy čistě interferenční, je to vlastně zjev difrakční. Zařazujeme jej sem pro jeho historický význam; v dalším pak, kdy budeme jednati o Fraunhoferových zjevech ohybových, ukážeme aspoň ve zvlášť-



Obr. 329. Pokus Youngův.

ním případě přesněji, kdy možno zjev vytvořený Youngovými štěrbinami pokládati za interferenční.

Interference předpokládá rozdíly fázové; tyto zase vznikají z rozdílů dráhových. Leží-li otvor S souměrně k otvorům A a B , pak se dějí optické kmity v obou těchto otvorech patrně vždy *e téže fási*; stačí tedy od nich počítati dráhové rozdíly. Do bodu M , jenž leží na stěně PM v rovině souměrnosti obou otvorů, dojde vlnění podle principu Huygensova *) od obou otvorů současně; zde tedy se kmity zesilují. Do bodu P , jenž má souřadnice $MP = x$, $OM = y$, dojdou vlny s jakýmsi dráhovým rozdílem δ , z něhož vzniká fázový rozdíl ϵ podle vzorců

$$\delta = BP - AP, \quad \epsilon = \frac{2\pi}{\lambda} \delta.$$

Kmity se tedy buď zesilují nebo ruší, takže vzniknou proužky světlé nebo tmavé, a to

$$\text{světlé pro } \delta = 0, \quad 2 \frac{\lambda}{2}, \quad 4 \frac{\lambda}{2} \dots \quad 2k \frac{\lambda}{2},$$

$$\text{tmavé pro } \delta = \frac{\lambda}{2}, \quad 3 \frac{\lambda}{2} \dots \quad (2k - 1) \frac{\lambda}{2}.$$

*) O principu tomto se jedná v oddílu následujícím.

Rozdíl dráhový δ obdržíme, sestrojíme-li poloměrem AP oblouček AC , který ostatně — poněvadž odlehlost AB je vzhledem k odlehlosti y velmi malá — můžeme pokládati za přímkou. Pak je $BC = \delta$. Poloha proužků, t. j. odlehlost x pro dané $OM = y$, určí se z podobnosti trojúhelníků ABC a OMP . Z ní plyne:

$$\frac{\delta}{e} = \frac{x}{\sqrt{y^2 + x^2}}.$$

Pozorujeme-li ve veliké odlehlosti y proužky blízké proužku středovému, takže je x vzhledem k y velmi malé, můžeme psáti přibližně

$$\frac{\delta}{e} = \frac{x}{y}, \quad \text{čili} \quad x = \frac{y}{e} \delta,$$

kdež je $e = AB$. Máme tudíž pro proužky

$$\text{světlé} \quad x = \frac{y}{e} 2k \frac{\lambda}{2},$$

$$\text{tmavé} \quad x = \frac{y}{e} (2k - 1) \frac{\lambda}{2}.$$

Odlehlost Δx proužků buď světlých nebo tmavých je tudíž

$$\Delta x = \frac{y}{e} \lambda.$$

Z důležitého tohoto vzorce vychází především, že proužky jsou stejně odlehle neboli aequidistantní, že jejich odlehlost je tolikrát větší, kolikrát je menší e a větší y , a že konečně odlehlost tato se mění úměrně s vlnovou délkou λ . Proužky červené jsou tedy asi dvakrát od sebe vzdálenější než fialové. Užije-li se bílého světla slunečního, jest prostřední proužek M bílý, k němu druží se nejdříve jasný proužek fialový, pak modrý, zelený, ... až červený. Proužky se částečně kryjí, proto jsou jejich kraje zabarvené. Když se otvory A a B pokryjí střídavě sklem modrým a pak červeným, lze dobře viděti, že různobarevné proužky mají nestejnou vzdálenost.

Jinak je patrné, že geometrické místo bodů P se stálým rozdílem dráhovým δ neboli se stálým zpožděním je v nákrese rovině hyperbola; její ohniska připadají do bodů A a B , její poloosu hlavní a a vedlejší b stanoví vzorec

$$a = \frac{1}{2} \delta, \quad b = \frac{1}{2} \sqrt{e^2 - \delta^2},$$

jakož obyčejným výpočtem můžeme zjistiti.

Pro střední část spektra, pro světlo zelené, jest $\lambda = 0.5 \mu$. Kdybychom v tomto případě chtěli míti sousední proužky 1 mm odlehle, mұ-

silo by býti $y/e = 2000 \text{ mm}$, tedy pro $e = 2 \text{ mm}$, $y = 4000 \text{ mm}$ čili 4 m . Jest viděti z tohoto příkladu, že proužky vystupují zřetelně až teprve na velmi vzdálené stěně. V tom případě splní se také podmínka, že interferující paprsky mají býti téměř rovnoběžné.

Aby úkaz se jevil skvěleji, užíváme k pokusu nikoli malinkých otvorů, nýbrž uzounkých štěrbin, z pravidla svislých, jež se do vodorovné roviny nákresné promítají (téměř) body S , A , B (obr. 329.); vzorce dříve odvozené zůstávají v platnosti.

Pokus Youngův má zvláštní půvab nejen svým základním významem, ale i jednoduchostí pokusných prostředků, kterými se dá vykonati, a jistotou, s jakou se dojde pěkného výsledku. Slunečním světlem se experimentuje nejvýhodněji, rovněž tak světlem elektrickým, jež kollimátorem se učini rovnoběžné. Procházejíc úzkou štěrbinou světlo dopadá na př. na zrcadlové sklo se stříbrnou folií, do níž se nožem vryjí dvě štěrbinu asi $1\frac{1}{2}$ až 2 mm od sebe odlehle a ne příliš úzké. Úkaz zachytí se bílou stěnou, asi 4 metry vzdálenou. Čistota celého zjevu vyžaduje, aby štěrbinu A , B byly přesně rovnoběžné navzájem a hlavně se štěrbinou S , čehož se pokusně snadno dovede. Úkaz lze výhodně zachytiti též průsvitnou deskou z mléčného skla a pozorovati ve světle propuštěném. Když se oko přikreje střídavě modrým a červeným sklem, vidí se pěkně, jak jsou červené proužky odlehlejší než modré.

Velmi pěkně a jednoduše lze proužky Youngovy pozorovati spektrálním přístrojem. Jeho štěrbinu, jež kollimující čočkou byla opticky posunuta do nekonečné dálky, osvětlí se světlem na př. natriovým; před dalekohled, zařízený na štěrbinu, postaví se přesně rovnoběžně se štěrbinou kollimátoru obě dvě uzounké štěrbinu udělané do stříbrné folie anebo do stanniolu. Počet jasných a tmavých proužků, jež tímto způsobem lze viděti, je značný. Právě pro tento jednoduchý případ podáme v oddílu věnovaném úkazům Fraunhoferovým přesnou teorii Youngova pokusu. Pohodlně lze studovati, jak se zjev mění, když osvětlující štěrbinu spektrálního přístroje se nenáhle rozšiřuje. Ukazuje se, že poloha proužků periodicky se mění a že jejich ostrost klesá.*)

Pokus Youngův býval často uváděn proti teorii emanační; pravilo se, že nelze sobě mysliti, aby světelné částčky ve tmavých proužcích se vzájemně rušily. Zde však nelze říci, že by se světlo a světlo rušilo; oč jsou totiž tmavé proužky temnější, o to jsou světlé jasnější, takže celkem zůstává světelná intensita taková, jako jedním i druhým zdrojem dohromady. Světlo se tedy neruší, nýbrž jen jinak prostorově rozděluje. Také při obrazech Chladniho na rozechvěné desce hromadí se písek na některých místech více, na jiných méně, ale celkové jeho množství zůstává stejné, jako bylo, než se deska rozechvěla.

*) Řešení těchto problémů podali *W. Feussner* 1890 (ve Winkelmannově Optice), dále *A. A. Michelson* (Phil. Mag. (5), 30, 1. 1890) a *Ch. Fabry* (C. R. 111, 600 a 788. 1890), konečně *James Walker* (Phil. Mag. (5) 46. 472. 1898.) Podrobněji zkoumal otázku tuto *Boh. Kutera* (1915); viz Svazek pojednání k 70. narozeninám dv. rady *K. Frýbý*. Tamtéž zajímavé podrobnosti, jak se dvojitá štěrbinu připraví

Interferenční zjev jako celek se posune, když se do cesty paprsku AP vloží teninká planoparalelní deštička na př. skleněná; budiž její tloušťka d a exponent lomu n . Vedle rozdílu dráhového $BP-AP$ nutno pak přihlížeti ještě k rozdílu $nd-d$ mezi drahou d , jaká by byla vzduchem, a mezi drahou nd , jaká je deštičkou, když se přepočte na vzduch. O tento rozdíl $(n-1)d$ stává se dráhový rozdíl δ^* proti dřívějšímu δ menší, takže je

$$\delta^* = \delta - (n-1)d \text{ anebo } \delta^* = e \frac{x}{y} - (n-1)d.$$

Bodu P náleží tudíž takové δ^* , jaké by bylo v některém bodě mezi M a P , t. j. v bodě P jsou ty proužky, jež by byly v některém bodě mezi M a P ; pošinou se tedy proužky směrem od M ku P .

Pro $\delta^* = 0$ plyne $\delta = (n-1)d$ čili

$$x_0 = (n-1)y \cdot \frac{d}{e},$$

kdež značí x_0 posuv středního proužku M do nové polohy M_0 a tudíž i posuv proužků všech. Zde však poloha M_0 není pro všechny barvy stejná, poněvadž x_0 závisí na n a tím i na λ ; proužek bílý tedy vzniknouti nemůže. Poměr mezi posuvem x_0 a šířkou proužků Δx je dán jednoduchým výrazem

$$\frac{x_0}{\Delta x} = (n-1) \frac{d}{\lambda}.$$

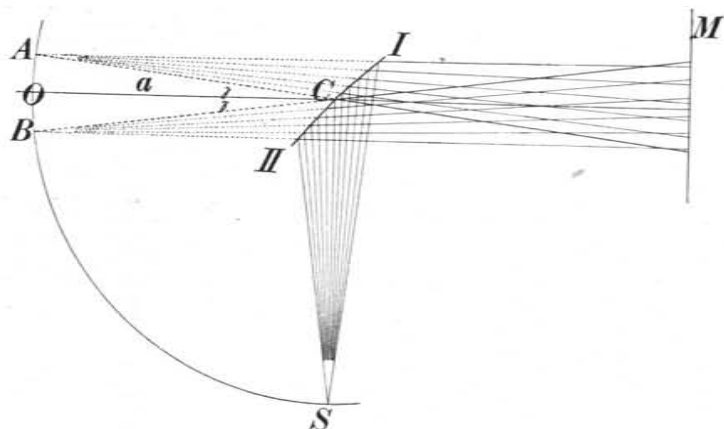
Z posuvu x_0 proužků vůbec a středního zvlášť možno vypočítati tloušťku d deštičky. Jak přesný je výpočet, o tom poučuje příklad dříve zvolený. Je-li $e = 2 \text{ mm}$, $y = 4 \text{ m}$, $n = 3/2$, $\lambda = 0.5 \mu$, vychází posuv $x_0 = 10 \text{ mm}$ pro tloušťku $d = 0.01 \text{ mm}$. Mohl by tedy výpočet tloušťky snadno jíti do tisíců mm . Dříve jsme vypočítali, že pro onen příklad mají proužky odlehlost 1 mm . Posuv x_0 pro tloušťku 0.01 mm činí tedy 10 proužků. Totéž vychází přímo ze vzorce pro $x_0/\Delta x$. Je-li d známo, lze z posuvu x_0 počítati $n-1$, t. j. stanoviti, oč je vložená prostředí lámavější nežli okolní vzduch. Tímto způsobem posouvají se nejen proužky Youngovy, ale i jiné interferenční proužky, o nichž dále budeme jednati. Výpočty hodnot d nebo n z tohoto posuvu plynoucí platí obecně.

§ 191. Fresnelův pokus zrcátkový.

Jak dříve bylo uvedeno, není pokus Youngův ryze interferenční, poněvadž paprsky do pole interferenčního přicházejí ohybem. Proto vymyslel *Fresnel* (1816) pokus, v němž vyloučil ohyb a přivedl paprsky do prostoru interferenčního jediné odrazem.

Ovšem i zde bylo pamatovati, aby interferující paprsky byly koherentní.

Dvě malá přesně rovinná zrcátka I. a II. (na zadní ploše začerněná) stýkají se těsně hranou C (obr. 330.) a svírají úhel $180^\circ - \gamma$, kdež je γ úhel velice malý; (ve výkresu pro zřetelnost kreslen ovšem větší). Hrana C stojí svisle a promítá se do vodorovné roviny nákresné bodem C . Před zrcátka v mírné vzdálenosti a jest úzká štěrbiná, přímá a svislá, s hranou C rovnoběžná, jež se do roviny nákresné promítá bodem S . Štěrbinou prochází světlo, na př. rovnoběžné elektrické, a dopadá na obě zrcátka. Těmito



Obr. 330. Zrcátkový pokus Fresnelův.

vzniknou zdánlivé obrazy štěrbin S a to zrcadlem I. v A , zrcadlem II. v B ; vzdálenost $AB = e$ těchto obrazů je velice malá, tím menší, čím je menší úhel γ . Odrážejí se tedy paprsky světelné oběma zrcátka tak, jako by vycházely od koherentních zdrojů A a B , zcela podobně, jako u pokusu Youngova. Mají tudíž vzorce tam odvozené s malými změnami platnost i zde. Dlužno do nich dosaditi

$$y = a + b,$$

kdež b je dostatečně veliká vzdálenost hrany C od stěny, na níž proužky zachycujeme. Dále jest

$$e = 2a \sin \gamma.$$

Vzhledem k malému úhlu γ , můžeme též psáti

$$e = 2a\gamma.$$

Vznikají tedy na promítací stěně proužky

$$\text{světlé pro } x = \frac{a + b}{2a\gamma} 2k \frac{\lambda}{2},$$

$$\text{tmavé pro } x = \frac{a + b}{2a\gamma} (2k - 1) \frac{\lambda}{2}.$$

Ke studiu všech těch četných podrobností, jež se při pokusu Fresnelově mohou vyskytnouti, je třeba přístroje mechanicky dokonalého a pro různé jemné pohyby zrcátek zařízeního. Přístroj takový (od firmy Duboscq v Paříži) ukazuje obr. 331. Zrcátka, na zadní ploše začerněná, jsou montována na čtverečné mosazné desce, 3 mm silné, jejíž strana má $10\frac{1}{2}$ cm. Tato deska je svislá, dá se šroubem poněkud skláněti a ve stojaně s trojnožkou a stavěcími šrouby kolem svislé osy otáčeti a v určité poloze upevniti. První zrcátko jest upevněno svisle na velkém mikrometrickém šroubu (v obrazi na levo patrném), kterým se vpřed i nazad rovnoběžně posínuje; toto posínutí, od jisté nullové polohy vycházejíc, lze na mikrometrickém šroubu velmi přesně — až na tisíceiny mm — měřiti. Druhé zrcátko i se svislou osou, kolem které jest otáčivé, dá se třemi šrouby tak zařídit, aby jeho rovina splynula s rovinou prvního zrcátka v jeho nullové poloze. Když se tato úprava co možná zdařila, pak lze tomuto zrcátku dáti vzhledem k zrcátku prvnímu libovolně malý odklon γ a to šroubem čtvrtým. (Tyto tři stavěcí šrouby se čtvrtým skláněcím zakrývá v obrazi 331. zmíněná čtvereční deska, takže je není viděti.) Cizí světlo zamezuje malá clonka, posuvná v rámečku, který je postaven k zrcátkům napříč a směřuje k jejich společné hraně. V obrazi 331. vidíme rámeček tento s clonkou nahoře napravo; má ostatně význam podřízený.

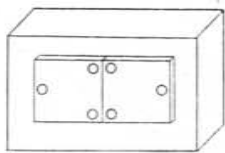


Obr. 331. Zrcátkový přístroj Fresnelův.

Abyste roviny obou zrcátek splynuly a tvořily jakoby jediné zrcátko, snadno dovedeme. Zíráme šikmo přes obě zrcátka na vhodný vzdálený předmět, na př. na hromosvodnou tyč nebo na kříž věžní anebo na malou baň, jež bývá pod věžním křížem. Při zírání přes hrany obou zrcátek nesmí takový předmět v obou zrcátkách se zrcadlící ukazovati žádného posínutí nebo přerušení, ať zrcátka jakkoli proti oku stavíme. Když toho zmíněnými čtyřmi stavěcími šrouby dosáhneme, pak za-

čneme šroubovati znenáhla jen šroubem čtvrtým; tu je pěkně viděti, jak se obrázky oběma zrcátky vytvořené a dotud splývající rozestupují; velikost rozchodu naznačuje úhel γ , určující odklon zrcátek.

Když se přístrojem takto dokonale upraveným vytvoří interferenční zjev, lze studovati, jak se tento zjev mění s úhlem γ ; jak se mění, není-li štěrbinu se společnou hranou obou zrcátek rovnoběžná, zejména jak se mění, když prvé zrcátko mikrometricky rovnoběžně posouváme vpřed neb nazad — čímž se rovnoběžně pošine rovina souměrnosti a tím i celý úkaz interferenční — ale také jaký účinek má, když (jedním ze zmíněných tří šroubů) porušíme rovnoběžnost rovin obou zrcátek a j.



Obr. 332. Jednoduchá úprava zrcátek Fresnelových.

Nejde-li o studium všech těchto podrobností, nýbrž jen o to, aby se vůbec interferenční zjev ukázal, lze velmi dobře užiti přístroje laciného a jednoduchého, který se snadno upraví. Na dřevěný špalík přilepí se třemi kousky měkkého vosku jedno i druhé zrcátko těsně k sobě (obr. 332.), špalík se pak obrátí, položí na silnou zrcadlovou desku skleněnou a zatíží přes noc závažím 5 až 10 kg. Tímto tlakem, stejnoměrně a dlouho působícím, srovnají se obě zrcátka velmi přesně do jediné roviny, což lze zkoumati způsobem dříve vylíčeným. Jde ještě o to, dáti jim malinký odklon. Proto položí se na společnou hranu válec, na př. mosazný, a mírně se přitlačí. Přístroj takto jednou upravený zůstane vždy k pokusu pohotov.

Pokus se děje buď světlem elektrickým nebo lépe slunečním. Za heliostat postaví se úzká svislá štěrbinu, kterou dopadá světlo na zrcátka, od štěrbinu 30 až 40 cm vzdálená. Poněvadž však na zrcátka dopadá světlo uzounkým proužkem, je nutno postavit je ke světlu velice šikmo, tedy ne tak, jak v obr. 330. kresleno, nýbrž tak, aby světlo postupovalo po plochách obou zrcátek. Tím se bod S přiblíží k bodům A a B tak, že jsou skoro ve společné rovině zrcátek.

Interferenční úkaz vzniká jen v tom prostoru, v němž se paprsky na zrcadlech odražené setkávají; je tedy prostor interferenční omezen, ale v tomto omezení není úkaz vázán na určitou vzdálenost promítací stěny. Čím dále od zrcátek se zjev zachytí, tím jsou proužky dále od sebe a zřetelnější. Úkaz lze (ovšem na úkor jasnosti) zvětšiti čočkou spojnou anebo též rozptylnou; ale není toho potřeby, když se stěna dá do značnější odlehlosti; na př. 8 až 10 metrů. Stěna může být průsvitná, ba nemusí ani být a úkaz interferenční lze pozorovati přímo lupou — zvláště, jde-li o měření — nebo i pouhým okem. Vidíme pak úkaz, který vzniká v ohniskové rovině lupy, po případě v rovině, na níž je oko akko-

modováno. Stejnodobými drahami od těchto rovin až k sítnici oka se fázové rozdíly nemění. Jinak zůstává v platnosti vše, co jsme již o proužcích Youngových uvedli.

Ohybové zjevy — vznikající na hranách zrcátek, kde jsou k sobě přistaveny — nejsou ani zde zcela vyloučeny, ale úkaz interferenční vyznačuje se při superposici obou zjevů tím, že proužky interferenční jsou aequidistantní.

Kvantitativní význam zrcátkového pokusu Fresnelova spočívá ve vzorcích

$$\Delta x = \frac{a+b}{2a\gamma} \lambda \quad \text{nebo} \quad \lambda = \frac{2a\gamma}{a+b} \Delta x.$$

První vzorec stanoví odlehlost proužků pro danou délku vlnovou, druhý udává, jak se tato délka vlnová počítá, když se odlehlost proužků přesně určí. Fresnel upravil k účelu tomu zvláštní mikrometrický okulár, obsahující vláknový kříž, který se jemným šroubem dá pošínovati. Změří se odlehlost několika proužků, z níž se odlehlost Δx dvou sousedních vypočítá. Malý úhel γ měří se spektrometrem, jehož dělení dovoluje stanovit úhly alespoň na $10''$. Jinak značí $2a\gamma = e$ vzdálenost obou zdánlivých obrazů a zlomek $2a\gamma/(a+b)$ značí úhel, v němž oba obrazy vidíme z místa, kde pozorujeme interferenční zjev. Stačí tedy měřiti tento úhel.

Je zajímavo uvědomiti sobě, jak malý musí být úhel γ , aby se vyhovělo určitým požadavkům. Stanovme tyto požadavky tak, jako při pokusu Youngově. Pro vlnovou délku $\lambda = 0.5 \mu$ žádejme, aby proužky měly odlehlost $\Delta x = 1 \text{ mm}$, když se zrcátka postaví do vzdálenosti $a = 30 \text{ cm}$ od štěrbinu a když se průmětná stěna dá do vzdálenosti $b = 4 \text{ m}$ od zrcátek. Výpočtem plyne $\gamma = 0.00358$ v míře obloukové, čili $\gamma = 0^\circ 12' 19''$ v míře úhlové. Sklon zrcátek by tedy činil zhruba pětinu stupně.

§ 192. Fresnelův pokus dvojhranolkem.

Fresnelův pokus, jsou-li zrcátka jednou pro vždy správně zařízena, nečiní pokusných obtíží. Nicméně ještě pohodlnější jest jeho pokus dvojhranolkem. Tu oba kohaerentní zdroje světelné se zjednají lomem ve dvou hranolech s velmi malým úhlem lámavým φ . Oba hranolky, tvoříce celek, mají společnou stěnu, kdežto druhými stěnami stýkají se v hraně C (obr. 333.) svírající úhel $180 - 2\varphi$ velmi blízký 180° , když úhel φ je velmi malý.

Úchylka, způsobená hranolem s velmi malým úhlem lámavým φ je stanovena (§ 74.) výrazem $(n-1)\varphi$. Postavíme-li tedy dvojhranol souměrně ke štěrbině S , jak obrazec znázorňuje, lámou

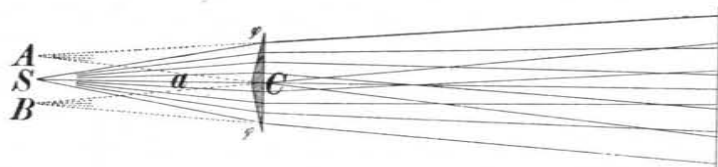
se světelné paprsky jedním i druhým hranolkem tak, jako by vycházely od zdánlivých štěrbin A a B posunutých od štěrbin S o úhel $(n - 1)\varphi$; proto jest úhlová odlehlost obou štěrbin A a B dána výrazem $2(n - 1)\varphi$ a tudíž odlehlost délková

$$e = 2a(n - 1)\varphi.$$

Pro zrcátka Fresnelova jsme měli

$$e = 2a\gamma.$$

Biprisma působí tedy tak, jako zrcátka, jejichž odklon se od 180° liší o úhel $\gamma = (n - 1)\varphi$. Přibližně je $n = \frac{3}{2}$, tudíž φ asi $= 2\gamma$. Úhel hranolový na dvojhranolku může tedy být asi dvakrát tak veliký jako sklon γ zrcátek, aby interferenční zjev byl stejný. Avšak důležitý rozdíl vězí v tom, že n se podle barvy dopadajícího světla mění a že tudíž odlehlost e pro různé barvy je různá — tím liší se



Obr. 333. Pokus Fresnelův dvojhranolkem.

pokus biprismatem podstatně od pokusu zrcátkového. Tam jsme měli

$$\Delta x = \frac{y}{e} \lambda.$$

Formálně jest vzorec i zde v platnosti, ale poněvadž je e podle barvy různé, větší pro paprsky fialové, menší pro červené, stojí proužky fialové ještě hustěji k sobě než proužky červené. To způsobuje komplikaci, které u zrcátek nebylo.

Experimentování biprismatem je velmi pohodlné. Podle odražených obrázků štěrbin S postaví se biprisma velmi rychle souměrně; zbývá pak jen štěrbinu S co možná přesně rovnoběžně zařídit s tupou hranou dvojhranolu. Úkaz jest velmi jasný, poněvadž může na hranol mnoho světla dopadati. Ohybové zjevy vystupují také zde vedle interferenčních. Lámací úhel φ obou hranolků může být, jak *Abbe* ukázal, i větší, když se dvojhranolek vloží do kapaliny, jejíž exponent lomu n_k je velmi blízký exponentu lomu n dvojhranolku. Platí tu vztah

$$e = 2a(n - n_k)\varphi.$$

Je-li dvojhranolek ze skla korúnového, tudíž n pro čáru D málo větší než 1.51, užívá se benzolu, jenž má index lomu při 20° pro čáru D 1.50054, takže rozdíl obou indexů je velmi malý.

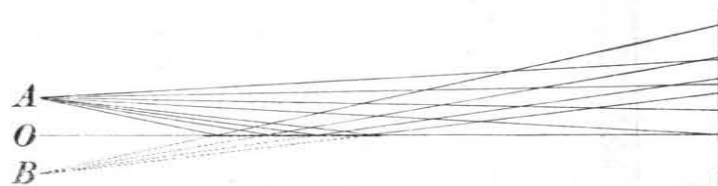
Ve vzorci pro Δx značí y délku $a + b$, takže je celkem

$$\Delta x = \frac{a + b}{2a(n - 1)\varphi} \lambda.$$

Chceme-li býti zcela přesní, přičiníme k hodnotě y dvojnásobnou opravu. Předně přidáme tloušťku d dvojhranolku přepočtenou na vzduch nd . Za druhé pamatujeme, že zdánlivé obrázky A a B jsou lomem poněkud blíže posunuty k dvojhranolku, než je štěrbin S . Kdyby úhel φ se rovnal nulle, takže by dvojhranolek se stal planoparalelní deštičkou tloušťky d , činil by (§ 35.) posuv $d(n - 1)/n$. Pro zcelamalý úhel φ možno tuto hodnotu velice přibližně přijmouti. Účinek tohoto úhlu jeví se pak v tom, že se obrázky štěrbin S vyšinou z osy SC stranou do pólů A a B , kteréž jsou o něco málo blíže k dvojhranolku než štěrbin S . Obě opravy mají znamení opačné a tudíž se částečně vyrovnávají. Při malé tloušťce d jsou nepatrné.

§ 193. Pokus Lloydův jediným zrcátkem.

Lloyd (1837) pozměnil pokus Fresnelův užív k odrazu jen jednoho zrcátka, takže paprsky odražené interferovaly s paprsky původními (obr. 334.). Aby zdánlivý obraz B štěrbin S se přiblížil

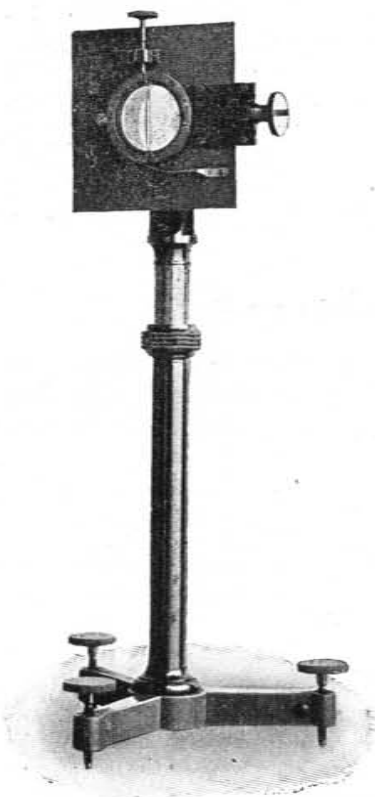


Obr. 334. Pokus Lloydův.

k originálu A co možná blízko, bylo nutno dopad paprsků na zrcátko učiniti velmi šikmým. Při tomto pokusu nebyla interference účelem, nýbrž jen prostředkem k jinému cíli. *Lloyd* chtěl totiž zkoumati, jaký fázový rozdíl vzniká, když se světlo odráží od skla nebo kovu a jaká je intenzita světla odraženého při takovém velmi šikmém dopadu. Pokusy o těchto otázkách konal později též *Quincke* (1871). Úkaz *Lloydem* pozorovaný jest jenom polovice úkazu, který vzniká zrcátky Fresnelovými. Lze jej pozorovati i zblízka lupou, zařízenou na ten kraj zrcadla, který jest od zdroje světla odvrácen. Úkaz se stává složitějším proto, že paprsky na skle odražené změně odrazem fází v opačnou, což odpovídá rozdílu dráhovému o $\lambda/2$ interferujících paprsků. Proto jeví se proužky posunuty podobným způsobem jako v pokusu *Youngově*, když se vloží do cesty jednomu svazku paprskovému tenká skleněná deštička.

§ 194. Pokus Billetův a Meslinův dvěma poločočkami.

Billet (1862) rozpůlil podél průměru spojnou čočku a upravil obě polovice tak, aby řezné plochy mohly mikrometrickým šroubem být od sebe poněkud oddalovány (obr. 335.). Světla úzká štěrбина



Obr. 335. Billetova dvojčočka.

S zobrazí se reálně jednou polovicí čočky v místě *A*, druhou v místě *B* (obr. 336.); i jest pak další postup světla takový, jako by vycházelo od svítících přímek *A* a *B*. Vznikne opět interferenční prostor podobně jako dvojitým hranolkem Fresnelovým; odlehlost *AB* mění se též poněkud s barvou světla. Přímé světlo, jež by prošlo mezerou mezi čočkami, dlužno zastíniti.

Billetova metoda vyniká nad předešlé — zejména pro vyučování — po stránce, že experimentátor může reálným zobrazením přímo ukázati oba dva kohaerentní zdroje světelné, jež spolu interferují.

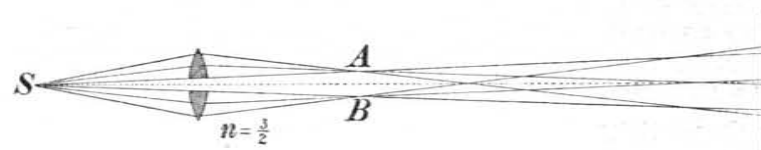
Šroubem pošinovacím (v obrázci 335. napravo) a stáčecím (v obrázci 335. nahoře) snadno zařídí pokus, aby na reálné obrázky z počátku téměř splývaly; když poté oddaluje (šroubem napravo) pravou poločočku od levé, rozcházejí se oba skutečné obrázky více nebo méně. Zvolí se odlehlost malá, ucpe se vatou mezera, aby přímé světlo

nepronikalo, štěrбина se zúží, načež na stěně as 5 metrů nebo i více vzdálené se interferenční proužky pěkně objeví. Může se pak ukázati, jak se odlehlost proužků mění, když se obrázky *A*, *B* více od sebe pošinou nebo naopak.

Zajímavým způsobem pozměnil tento pokus *G. Meslin* (1893). Postavil totiž obě poločočky za sebou (obr. 337.) tak, aby řezné plochy byly se svítícím bodem v téže rovině, jakož i aby bod *S* se oběma polovicema zobrazil reálně v *A* a *B*. Ale tyto reálné obrazy padnou zde za sebou a interferenční prostor, kde se prostupují

paprsky od *A* vycházející a paprsky ku *B* směřující, vznikne mezi nimi. V tom je podstatný rozdíl pokusu. Na průhledné stěně postavené mezi body *A* a *B* objeví se interferenční jasné a tmavé proužky polokruhové.

Důkaz spočívá na větě (Malusově), že při zobrazování čočkami optická dráha všech v obrazu se soustřeďujících paprsků je stejná.



Obr. 336. Pokus Billetův.

Pro bod *P* stěny jsou optické dráhy — od bodu *S* počítajíc —

$$\text{pro poločočku I} \dots SA + AP,$$

$$\text{„ „ II} \dots SB + BP,$$

tudíž rozdíl

$$\delta = SA - SB + AP - BP,$$

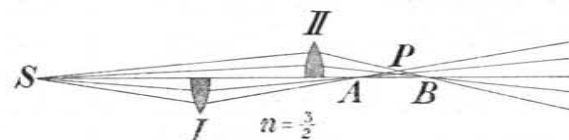
čili

$$\delta = -AB + AP + BP.$$

Poněvadž jest *AB* stálé, platí pro body *P* stejné zpoždění

$$AP + BP = \text{const.}$$

Geometrické místo bodů *P* je tedy nikoli hyperbola, nýbrž ellipsa,



Obr. 337. Pokus Meslinův.

tudíž v prostoru rotační ellipsoid, jehož průřez rovinou stínítka je kruh. Poněvadž však interferenční pole jest jenom na jedné straně společné osy (v obrázci na hořejší), vzniknou nanejvýše jen interferenční polokruhy.

§ 195. Spektrální rozbor úkazů interferenčních.

Interferenční úkazy, vyličené v předešlých odstavcích, stávají se zvláště zřetelné, když se užívá světla monochromatického, jež při objektivních pokusech slunečním nebo elektrickým světlem si zjednáme barevnými skly nebo želatinovými listky, jež po případě jsou spojené s barevnými skly. Užívá-li se světla bílého, pak ty zjev, jež by dávaly jednotlivé barvy v bílém světle obsažené, kladou se přes sebe. Takový zjev složitý rozložíme na jednoduché rozbořem spektrálním, který platně přispívá k hlubšímu porozumění zjevů interferenčních.

Spektrální rozbor lze zaříditi způsobem dvojím, podle toho, zdali se lámavá hrana analyzujícího hranolu k příslušné štěrbíně postaví *napříč* anebo *podél* proužků interferenčních. Předpokládejme, jako jsme dříve činili, že se interferenční čáry promítají na svislé stěně a že na ni probíhají též svisle, totiž shora dolů.

1. Při postavení příčném vidíme ve spektru tmavé čáry, jež se sbíhají od barvy červené k barvě fialové. Pokus lze učiniti buď subjektivně, nebo objektivně. Když se pozoruje subjektivně, není třeba bílé stěny, na níž se obyčejně celý zjev promítá. Interferenční čáry svisle pokračující vrhnou se přímo na vodorovnou štěrbínu spektroskopu, nejlépe přímohledného. Podle toho, zdali se pozoruje hned na začátku interferenčního pole (t. j. blízko středního proužku) nebo až ve větší vzdálenosti, ukazují se ve spektru interferenční čáry řidší a při tom poněkud širší, anebo hustější a při tom ostřejší. Lze však zjev ukázati též objektivně; pak se užije stěny s vodorovnou štěrbínou, přes níž se interferenční zjev rozestře. Tato štěrbína promítne se spojnou čočkou na jinou bílou stěnu a za čočku položí se přímohledný hranol, s vodorovnou hranou lámavou. Spektrum, jež na stěně vznikne, rozestírá se shora dolů, na př. s částí červenou nahoře, fialovou dole, tmavé pak čáry se sbíhají shora dolů. Je-li stěna průsvitná, lze úkaz ještě lépe pozorovati ve světle propuštěném.

2. Při postavení podélném je viděti spektrum, do něhož vstupují tmavé čáry rozestřené napříč spektra. Je to tak, jako bychom zjev, který v případě 1. přehlédneme najednou, viděli vznikati postupně. Pozoruje-li se subjektivně, netřeba stěny; interferenční zjev zachytí se svislou štěrbínou spektroskopu. Začne se středním pruhem bílým; spektrum je spojitě. Nato se spektroskop rovnoběžně posouvá tak, aby na štěrbínu dopadly části interferenčního zjevu od střední jasné čáry vzdálenější. Je pak viděti, jak do spektra vstu-

puje se strany fialové čára tmavá, jak projde spektrem a vystoupí na konci červeném, co zase jiné čáry nastoupí na její místo. Zde lze pozorování rozšířiti až na samý kraj interferenčního prostoru a obdržeti způsobem tím veliký počet (Fizeau a Foucault 4000) tmavých čar. Pošívání spektroskopu je ovšem poněkud nepohodlné. Proto jest na Fresnelově přístroji zrcadlovém (obr. 331.), jak dříve bylo vyloženo, opatření, aby se prvé z obou zrcátek mohlo pošívati mikrometrickým šroubem kupředu neb nazad (tedy kolmo k vlastní rovině). Tím se pošívá rovina souměrnosti obou zrcátek a s ní také interferenční zjev na př. od levé k pravé a přechází přes štěrbínu spektroskopu, který při tom zůstává na místě. V této úpravě lze zjev ukázati též objektivně způsobem podobným jako v případě 1.

§ 196. Proužky Talbotovy.

Příčné proužky interferenční ve spektru lze též obdržeti způsobem, který udal *Talbot* (1837). Pozoruje-li se obyčejné spektrum spojitě přístrojem spektrálním, postačí vložiti na straně fialové tenkou skleněnou nebo slidovou deštičku buď před oko tak, aby zakrylo polovici oční zornice, nebo též před dalekohledový objektiv anebo za objektiv kollimátoru; vždy tak, aby polovice čočky byla zakryta. Ve všech třech případech vidí pozorovatel spektrum prostoupené tmavými čarami. Vznikají interferenci paprsků prošlých deštičkou a vzduchem, jež se v oku soustřeďují.

Je-li d tloušťka deštičky, n její exponent lomu, značí nd dráhu deštičkou na vzduch přepočtenou a $(n-1)d = \delta$ dráhový rozdíl paprsků prošlých vzduchem a deskou. Tmavé pruhy vzniknou pro

$$(n-1)d = (2k-1)\frac{\lambda}{2} \text{ čili } \frac{n-1}{\lambda} = \frac{2k-1}{2d},$$

a pro jinou barvu

$$(n'-1)d = (2k'-1)\frac{\lambda'}{2} \text{ čili } \frac{n'-1}{\lambda'} = \frac{2k'-1}{2d}.$$

Odečtouce obdržíme

$$\frac{n'-1}{\lambda'} - \frac{n-1}{\lambda} = \frac{k'-k}{d}.$$

Zde značí $k'-k$ počet tmavých pruhů mezi místy λ' a λ . Je-li tento počet určen, lze stanoviti d .

Tento výklad je však jen přibližný; nevysvětluje na př., proč proužky nevzniknou, když deštičku vložíme na straně červené. Také se ukazuje, že proužky jsou nejostřejší pro určitou tloušťku deštičky. Jak

Airy (1840) ukázal, souvisí to s ohybem způsobeným oční zornicí. Přesnou teorii Talbotových proužků podal *Kirchhoff* (1891).

Interferenční zjevy možno obdržeti ještě jinými způsoby (*Jamin* deskami nakloněnými, podobně jako Billetovými poločkami, *Michelson* zrcadly k sobě téměř kolnými, *Powell* podobně jako Talbot deštičkou vloženou do dutého hranolu s kapalinou), na něž zde pouze upozorníme, poněvadž jsou méně důležité.

§ 197. Barvy tenkých vrstev.

Tenké vrstvy průhledných látek, jako na př. vrstvy oleje na vodě, jemné lístky skleněné, mydlinové bubliny, tenké vrstvy vzduchu uzavřeného v trhlinách krystallů, vrstvy kyslíčniku na povrchu kalené a pak napouštěné oceli nebo mědi, a jiné podobné ukazují ve světle odraženém i propuštěném barvy mnohdy velmi skvělé, kteréž neujdou ani povrchní pozornosti. Nicméně vědecky zkoumány byly až teprve ve století 17tém. *R. Boyle* (1627—1691) pozoroval barvy, jež vznikají, když třepáme lín, olej terpentínový, mydlinovou kapalinu, až vzniknou bubliny, podobně barvy na tenkých koulích ze skla vyfouknutých, a správně poznal, že barvy vznikají jakousi přeměnou bílého světla. Podrobněji zanašel se těmito barvami jeho vrstevník *R. Hooke* (1635—1703), jenž zkoumal barvy na tenkých vrstvách vzduchových, které obdržel, když slabě zakřivené čočky vypuklé položil na sebe. On tedy objevil kroužky tak zvané Newtonovy; on vysvětlil též tyto barvy, jež v duchu vlnové theorie vykládal spolupůsobením paprsků dílem na vzduchové vrstvě hned odražených, dílem vrstvou prostředních a pak odražených, v podstatě tedy tak, jak činíme i dnes. *I. Newton* (1643 až 1727) zkoumal úkazy tyto podrobněji po stránce kvantitativní a přes to, že je vykládal podle theorie výronové, přece rozpoznal správně periodickou povahu celého zjevu a zjednal číselná data, kterých lze užití i pro theorii vlnivou. Správné řešení podali *Young* a *Fresnel* na základě principu interference.

Vzhledem k výkladům, jež dále podáme, budiž předeslána tato poznámka. Podmínkou interference je fázový rozdíl ε , jenž v míře obloukové se počítá z dráhového rozdílu δ podle vzorce již dříve užívaného

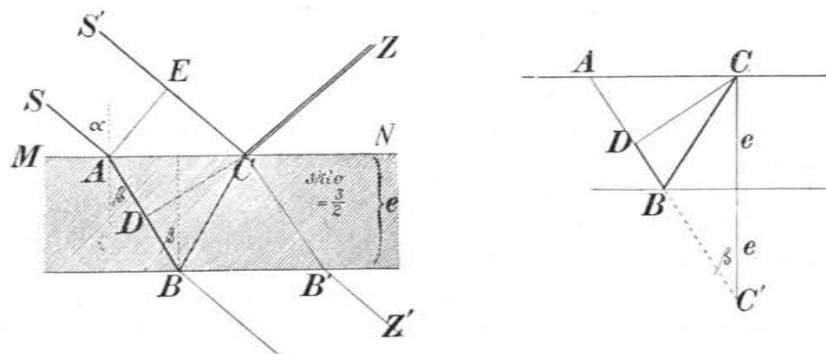
$$\varepsilon = \frac{2\pi}{\lambda} \delta.$$

V dosavadních výkladech zjevů interferenčních znamenal δ rozdíl drah ve vzduchu, a podle toho byla i λ vlnová délka ve vzduchu. Může však δ také znamenati dráhový rozdíl v jiném prostředí,

na př. ve skle nebo v kapalině a pod. Pak nutno pro λ vzítí též hodnotu platnou pro toto prostředí. Anebo se raději podrží λ pro vzduch a δ se přepočítá též na vzduch, když se totiž násobí *relativním* indexem lomu n . Tak činíme vždy. Jíti dále a přepočítávati vše na *vakuum*, což by znamenalo násobiti *absolutním* exponentem lomu, a počítati tak optickou dráhu, a ovšem též pro λ bráti hodnoty pro *vakuum* platné, není třeba, poněvadž by se tím věc zbytečně ztížila.

§ 198. Tenké deštičky.

Budiž dána tenká planoparalelní deštička MN (obr. 338.) opticky hustší než vzduch, na př. skleněná, mající tloušťku e a relativní index lomu n . Na deštičku nechť dopadá rovinná vlna



Obr. 338. Barvy tenkých vrstev.

Obr. 339. Vztah $\delta = 2e \cos \beta$.

délky vlnové λ . Pozorujme nejprve zjevy ve světle odraženém. Paprsek SA v úhlu α dopadající částečně se odráží, částečně se láme v úhlu β směrem AB . V bodě B se úkaz opakuje; část světla se odráží směrem BC , zde pak opět část lomem přechází do vzduchu směrem CZ . Touže drahou probíhá po odraze v bodě C paprsek $S'C$ vyšlý z téhož bodového zdroje $S \equiv S'$, který je (opticky) v nekonečné vzdálenosti. Paprsky SA a $S'C$ jsou tedy koherentní a mohou vésti k interferenci. Proti paprsku $S'CZ$ má paprsek $SABCZ$ dráhové zpoždění, kteréž způsobuje fázový rozdíl. Proto oba paprsky interferují, buď se vzájemně zesilují nebo zeslabují.

V rovinné vlně, jež vzniká, je-li bodový zdroj v nekonečné vzdálenosti, jsou místa stejné fáse určena rovinami kolnými k paprskům, jež jsou rovnoběžné. (Vychází to z principu Huygensova, o němž bude v následujícím oddíle jednáno.) Stojí-li tedy AE kolmo

k oběma paprskům, dějí se kmity v A a v E neustále v téže fási. Rozdíl fázový, který mají oba paprsky, když se setkají v bodě C , souvisí s tím, že první paprsek proběhl dráhu $ADBC$ v deštičce, druhý dráhu EC ve vzduchu. Jeho výpočet se značně zjednoduší touto úvahou. Vlna zlomená do deštičky je také rovinná. Stojí-li tedy CD kolmo k AB , dějí se kmity v C a D opět v téže fási. Zbývá pak zpoždění způsobené po dráze $DB + BC$, kterou první paprsek proběhl v deštičce. Přeložíme-li BC do směru DB , obdržíme (obr. 339.) ihned

$$DB + BC = DC' = CC' \cos \beta = 2e \cos \beta.$$

Na vzduch přepočteme toto dráhové zpoždění, násobíme poměrným indexem lomu n ; obdržíme

$$\delta = 2en \cos \beta,$$

anebo též, ač ve tvaru méně jednoduchém,

$$\delta = 2e \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}$$

vzhledem k tomu, že je $n = \sin \alpha / \sin \beta$. Soudili bychom, že interference nastává zesílení nebo zeslabení světelné intenzity podle toho, je-li δ rovno sudému nebo lichému počtu polovln.

Při pokusu Youngově dříve popsaném srovnávali jsme dráhy paprsků postupujících vzduchem nerušeně, přímočaře. Zde světlo nepostupuje přímo, nýbrž se odráží. Není však jednostejno, děje-li se odraz na prostředí řidším nebo hustším*). Vlna, odrážejíc se na prostředí řidším, vrací se s touže fási, v jaké právě dopadla; naproti tomu vlna odražená na prostředí hustším vrací se s fási opačnou tak, jako by prostorově byla o $\lambda/2$ posunuta. Podle obdoby mechanické soudíme, že se vlna v tomto případě ve fási o π předbíhá. Lomem se fáse nemění, ať světlo přechází z prostředí řidšího do hustšího nebo naopak. Podobně má se věc i zde, jak již Young správně poznal. Paprsek $SABCZ$ odráží se na prostředí řidším, avšak paprsek $S'CBZ$ na prostředí hustším než vzduch, proto se ve fási o π předbíhá, tak jako by dráhově byl o $\lambda/2$ napřed; proto se rozdíl dráhový δ dříve vypočtený o $\lambda/2$ zvětší. Nastane tedy — naopak než jak nahoře bylo řečeno —

$$\text{maximum pro } 2en \cos \beta = (2k + 1) \frac{\lambda}{2},$$

$$\text{minimum pro } 2en \cos \beta = 2k \frac{\lambda}{2}.$$

*) Akustika § 28, 1902.

Tento výklad, který, jak řečeno, podal Young, souhlasí s Fresnelovou teorií odrazu a lomu. Jiné theorie (F. Neumann, Mac Cullagh) vedly však k výsledku opačnému; podle nich mění se fáse odrazem na prostředí řidším, kdežto odrazem na prostředí hustším změna fáse nastává. Jednoduchou úvahou nalezneme, že vzorec pro polohu maxim a minim zůstávají stejné.

Pro určitý dopad (β) a určitý druh světla (λ) rozhoduje tedy tloušťka e o tom, v jaké intenzitě světelné se deštička na tom místě jeví. Když je tato tloušťka na různých místech různá, když je na př. deštička poněkud klínovitá, vznikají pro některá e maxima, pro jiná e minima; na deštičce pozorujeme tmavé čáry, jež průběhem svým naznačují, kde deštička má stejnou tloušťku; proto se nazývají *čáry stejné tloušťky*.

Osvětíme-li deštičku bílým světlem, které obsahuje barvy různého λ , tu při určitém dopadu (β) na místě, jež má tloušťku e , pro některá λ nastane minimum, — ty barvy tedy vymizí — a pro jiná λ maximum. Na tom místě jeví se tedy deštička barevná; tato barva je směsí všech barev λ , které zůstaly v intenzitě maximální nebo maximum blízké. A když se e mění od místa k místu, mění se i tato barevná směs; čáry na deštičce jsou tedy barevné; ve stejné barvě jsou to opět čáry stejné tloušťky.

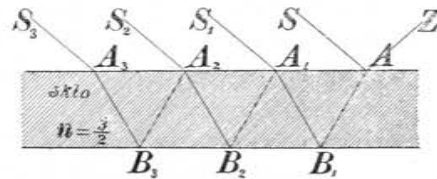
Interference jeví se též ve světle propuštěném. Interferují tu paprsky (obr. 338.) $SABCB'Z'$ a $S'CB'Z'$. Dráhový rozdíl δ je týž jako dříve; ale zde odpadá additivní $\lambda/2$, poněvadž se zde dějí oba dva odrazy na prostředí řidším. Proto v místě, kde má odražené světlo maximum, jeví světlo propuštěné minimum; úkaz jest k předešlému *doplňkový* (komplementární).

Kdybychom předpokládali, že se fáse odrazem na prostředí řidším mění, pak k dráhovému rozdílu δ by bylo nutno připojiti dvakrát $\lambda/2$, tedy λ a výsledek by byl týž.

Ve světle propuštěném jsou však barvy mdlé, neboť interference není úplná. V předešlém případě interferovaly paprsky, jež oba jedním odrazem byly téměř stejně zeslabeny; měly tedy stejnou intenzitu, proto se rušily. V tomto případě interferuje paprsek $SABCB'Z'$, jenž je dvojným odrazem zeslaben, s paprskem $S'CB'Z'$, jenž se neodrazil a má tedy intenzitu značně větší; proto se oba nemohou rušiti úplně, nýbrž jen částečně, proto rozdílnosti v intenzitě a v barvách jsou značně menší a úkaz sám méně skvělý než ve světle odraženém.

Přesnější úvahy vedou k tomu, že popsaný zjev je složitější, než jak dosud bylo vyloženo. Uvnitř deštičky neděje se totiž pouze jediný

odraz na druhé ploše, nýbrž k němu přistupuje následující odraz na ploše hořejší, opětný odraz na ploše dolejší atd., takže může na př. interferovati odražený paprsek SAZ (obr. 340.) s paprskem $S_1A_1B_1AZ$ nebo $S_2A_2B_2A_1B_1AZ$ atd. Nevystihuje tedy předešlý případ skutečnost než jen přibližně; neboť směrem AZ vychází množství paprsků, které interferují se zpožděním $\delta, 2\delta, 3\delta \dots$, ovšem že paprsky vzdálenější od místa A mají pro četnější vnitřní odrazy menší a menší světelnou intenzitu. Pro podrobnější rozbor je nutno znáti vztahy mezi intenzitou světla dopadajícího, zlomeného a odraženého, i relace mezi koefi-

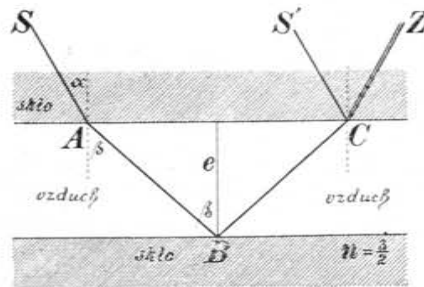


Obr. 340. Odrazy mnohonásobné.

cienty reflexe a refrakce. Mnohonásobné odrazy způsobují v odraženém světle velmi ostrá minima, úplně tmavá na jasné půdě, ve světle zlomeném pak ostrá maxima na temné půdě. Jsou tím ostřejší, čím větší je počet odrazů a čím více světla se odráží. Poloha minim v odraženém světle je též jako v případě předešlém; jsou však značně ostřejší, což se ukázalo velmi důležitým pro některé aplikace interferenčních zjevů, o nichž dále bude řeč. Vliv mnohonásobných odrazů vyšetřil již *Fresnel* (1823).

§ 199. Vzduchové vrstvy.

Jako na tenkých deštičkách, jež jsou ve vzduchu, lze i na tenkých vrstvách vzduchových, uzavřených mezi jinými tělesy průhlednými (obyčejně sklem), pozorovati úkazy interferenční.



Obr. 341. Tenké vrstvy vzduchové.

Odvození v předešlém odstavci podané zůstává v platnosti. Dráhový rozdíl δ je (obr. 341.) jako tam

$$\delta = 2e \cos \beta.$$

Tento rozdíl nepřepočítáme na vzduch, ježto pro vzduch již platí; netřeba tedy násobiti exponentem n . Poněvadž se interferující paprsky odrážejí (obr. 341.), jeden na vzduchu, kde (podle Younga a Fresnela) není fázové změny, a druhý na př. na

skle, kde fáze přejde v opačnou, zvětší se i zde zpoždění o $\lambda/2$. Nastává tedy

$$\text{maximum pro } 2e \cos \beta = (2k + 1) \frac{\lambda}{2},$$

$$\text{minimum pro } 2e \cos \beta = 2k \frac{\lambda}{2}.$$

Dostáváme tytéž rovnice jako pro tenké deštičky, neboť pro vzduch máme $n = 1$. Je tedy jednostejno, zdali tenká vrstva je opticky hustší nebo řidší než prostředí ji obklopující, jen když po obou její stranách stýká se s tímž prostředím.

Tenké vrstvy vzduchové vznikají zejména mezi skleněnými deskami, které na sebe položíme. Kdyby obě mezní rozhraní byly roviny v nejpřísnějším slova smyslu a kdyby jejich přiložením na sebe vznikla tenká vrstva vzduchová *konstantní* tloušťky e , jevila by se celá hořejší plocha skla v osvětlení homogenním v *téže* intenzitě světelné a v osvětlení bílém v témže zabarvení. Je-li však, jakož téměř vždy bývá, e místně proměnné, ukáží se čáry stejné tloušťky velice pěkně a zřetelně; nepatrné přitisknutí jedné desky na druhou jeví se pošinutím čar velice citlivě*). Vložíme-li na jedné straně mezi desky tenký podlouhlý proužek jemného papíru, utvoří se klínovitá vrstva vzduchu; čáry stejné tloušťky probíhají rovnoběžně s hranou tohoto klínu.

§ 200. Newtonovy kroužky.

Tenkou vrstvou vzduchovou, jejíž tloušťka e se mění *pravidelně*, obdržel *Hooke* a *Newton* tím, že položili na rovinnou skleněnou desku slabý objektiv velikého poloměru křivosti R . Interferenční čáry jsou kruhy; jejich poloměr ρ souvisí s tloušťkou vrstvy e vztahem (obr. 342.)

$$\rho^2 = e(2R - e) \quad \text{nebo též} \quad \rho^2 = 2Re,$$

vzhledem k tomu, že e proti $2R$ mizí. Je tedy tloušťka vrstvy e úměrná čtverci poloměru kroužků ρ . Podle výkladů v předešlém

*) Měření sférometrem stane se velice přesným, když se dotek hrotu na dolejší desce skleněné konstatuje posuvem těchto interferenčních čar. Rovněž tak lze methodou interferenční studovati a měřiti i nejmenší prodloužení tepelné daných těles. Viz *Thermika* pag. 64. 1908., kde popsán je interferenční přístroj *Fizeau-Pflurichův* ke studiu roztažnosti délkové.

odstavci nastane interferenční

maximum pro $2e \cos \beta = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}$ čili $e^2 \cos \beta = R(2k + 1) \frac{\lambda}{2}$,

minimum pro $2e \cos \beta = 2k \frac{\lambda}{2}$ čili $e^2 \cos \beta = R 2k \frac{\lambda}{2}$.

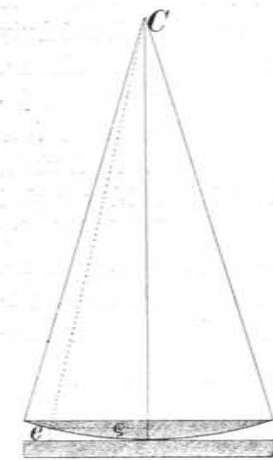
Ze vzorců je především patrné, že poloměr e kroužků závisí na úhlu lomovém β , tudíž i na úhlu dopadovém α ; při dopadu šikmém rozšiřují se kroužky, při kolmém se zužují. Pokud jest úhel α — a tím více úhel β — malý, je změna v poloměru kroužkovém nepatrná, možno klásti $\cos \beta = 1$.

Jednobarevným osvětlením vznikají kroužky světlé a tmavé. Poloměry e lze měřiti a tak snadno zjistiti, že se mají k sobě pro kroužky

světlé jako $e = \sqrt{1}, \sqrt{3}, \sqrt{5}, \dots$

tmavé „ $e = \sqrt{0}, \sqrt{2}, \sqrt{4}, \dots$

Z poloměrů lze pak — pro známý úhel dopadový α , po případě lomový β — počítati vlnovou délku λ toho druhu světla, kterým se sklička osvětlí. V bílém světle vznikají kroužky barevné; ale barvy nejsou čisté, nýbrž smíšené; kroužek fialový nebo červený je takový, v němž tato barva převládá; ale mimo ni jsou též barvy jiné, při čemž jejich poměrné zastoupení se mění, jakož dále ještě bude vyloženo. Měříce tedy poloměr e pro barvu fialovou



Obr. 342. Sklička Newtonova.

nebo červenou obdržíme pro λ hodnoty nikoli přesné, nýbrž jen přibližné.

Taková měření konal po prvé *I. Newton* pro dopadový úhel α asi $= 4^\circ$, takže bylo velmi blízce $\cos \beta = 1$. Poznal, že šířka kroužků mění se nepatrně, když úhel α zůstává malý. Dále našel, že čtverce průměrů rostou pro kroužky světlé jako lichá čísla 1, 3, 5, ... pro tmavé jako sudá čísla 0, 2, 4, 6... Podle toho má plocha, jež jest obsažená mezi dvěma kroužky po sobě následujícími, velikost stálou. Ohnisková dálka jeho objektivu činila 40 angl. stop; pro čočku dvojnásobnou rovná se ohnisková dálka téměř poloměru křivosti R ; přepočte-li se na metry, vyjde $R = 12.2 \text{ m}$ *). *Newton* měřil

*) Čočka *Newtonova* přístroje, který je ve sbírkách fysik. ústavu, má $R = 20 \text{ m}$. Za to byl průměr objektivu *Newtonova* velký.

též poloměry e . Jeho výsledky, vyjádřené v millimetrech, dávají

pro světlo červené $\lambda = 0.00064 \text{ mm}$,

„ „ fialové $\lambda = 0.00041 \text{ mm}$.

Pro barvy kroužků určil *Newton* tuto stupnici (zde zkrácené podanou) 1. černá, modrá, bílá, žlutá, červená; 2. fialová, modrá, zelená, žlutá, červená; 3. purpurová, modrá, zelená, žlutá, červená; 4. zelená, červená; 5. zelenomodrá, červená; 6. zelenomodrá, červená; 7. zelenomodrá, červenobílá. Podobnou stupnici (doplňkovou) určil *Newton* též pro kroužky ve světle propuštěném. Příčina, proč kroužky větší mají zabarvení neurčité, které konečně mizí, vysvitne z úvah pozdějších.

Newton učinil ještě pokus velice významný; nahradil vzduch mezi skličky vrstvou vody a shledal, že kroužky se smrštily. Vlnivá theorie vykládá tento zjev tím, že světlo ve vodě se šíří volněji než ve vzduchu, proto vlnová délka λ je menší a tím i poloměr e .

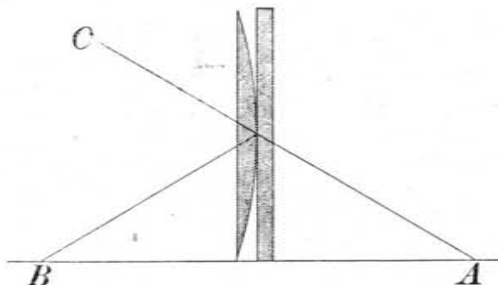
Newton hleděl kroužkový zjev též vysvětliti, ovšem na základě theorie emanační. Světelné částice, vyniknouce lomem do vzduchové vrstvy, nabývají nálady *) — periodicky se měnící — buď pro odraz nebo pro lom; perioda však závisí na barvě. Poněvadž se nálada periodicky mění, závisí na tloušťce vrstvy, zdali částice, dopadnouc na druhé rozhraní, má náladu spíše se odraziti než projíti. Poněvadž však se úkaz jeví jen na velmi tenkých vrstvách, předpokládal *Newton*, že tento stav světelných částic rychle pomijí, takže na vrstvách větších mizí. Kroužky tmavé vznikají na místech, kde částice v malém počtu se odrážejí a ve velkém projdou; světlé pak tam, kde se odrážejí ve větším počtu, jsouce zesíleny těmi, které se i od dolejší strany odrážejí. Ovšem pak, když se nahoře v malém počtu odrážejí a ve velkém projdou, musí tmavému kroužku nahoře odpovídati světlý, t. j. doplňkový kroužek dole ve světle propuštěném. Příčinou pak těchto nálad je aether rozvlněný nárazy světelných částic.

Bylo řečeno, že úkazy ve světle odraženém a propuštěném jsou doplňkové. Pozorujeme-li tudíž kruhy jedny i druhé zároveň, musí se celé sklo jeviti jedinstevně osvětleno. Myšlenku tuto uskutečnil *Arago* pokusem. *Newtonova* skla stojí svisle na vodorovném prkénku, jež je polepeno bílým papírem, který se intenzivně osvětlí. Pozorovatel v místě *O* (obr. 343.) vidí zároveň úkaz způsobený odrazem světla z *B* vycházejícího, ale i úkaz způsobený světlem z *A* vycházejícím a skly *Newtonovými* procházejícím. Oba úkazy, jsouce doplňkové, spojí se tak, že pozorovatel spatřuje stejnou plochu bílou. Přikryje-li však černým plechem buď stranu *A* nebo

*) Užívá slova fits of easy Reflexion or of easy Transmission; slovo fit znamená popud, náladu, rozmar, zde přízpůsobení k snadnému odrazu nebo průchodu.

B, objeví se úkaz způsobený světlem odraženým nebo světlem propuštěným.

Z rovnice pro polohu minim je patrné, že střed kroužků Newtonových, t. j. místo, kde se obě skla dotýkají, je tmavý, neboť pro $k = 0$ je vždy $\varphi = 0$, ať je λ jakékoliv. To je ostatně pochopitelné bezprostředně. I když čočka leží přímo na desce, není mezi nimi optický kontakt; zůstává totiž v místě, kde se stýkají, za každého tlaku velmi tenká vrstva vzduchová, jejíž tloušťka je značně menší než vlnová délka viditelného světla. Pak paprsek, který se odráží na horní straně této vrstvy, odráží se podle Younga bez fázové změny, kdežto druhý paprsek, který vniká do ní a odráží se na straně dolní, tedy na skle, odrazem mění fázi v opačnou. Poněvadž dráhy obou paprsků se liší velmi málo, setkávají se s opačnou fází a proto se interferencí ruší. To platí patrně, i když mezi skly není vzduch, nýbrž jakákoliv látka opticky řidší, po případě i hustší, neboť v tomto případě se mění odrazem fáze prvního



Obr. 343. Sklíčka Newtonova pro světlo odražené i propuštěné.

paprsku, fáze druhého se však nemění, oba paprsky se tudíž opět setkávají s fází opačnou.

Střed Newtonových kroužků je tedy vždy tmavý, ovšem předpokládáme-li — jakož jsme mlčky učinili, — že čočka i deska jsou z téže látky (z téhož druhu skla). Dejme tomu, že by byla čočka z látky opticky řidší (na př. z korunného skla) než deska (ze skla flintového). Pak je střed Newtonových kruhů tmavý, když prostředí mezi nimi je buď opticky řidší nebo opticky hustší než obě skla. Je-li však toto prostředí opticky hustší než čočka, ale opticky řidší než deska, leží-li tedy jeho index lomu mezi indexem lomu čočky a desky, pak se poměry změní. Neboť oba paprsky se odrážejí na prostředí opticky hustším, fáze obou se změní v opačnou, takže se scházejí s fází stejnou a zesilují se. Vznikne tedy maximum a proto střed Newtonových kruhů je světlý.

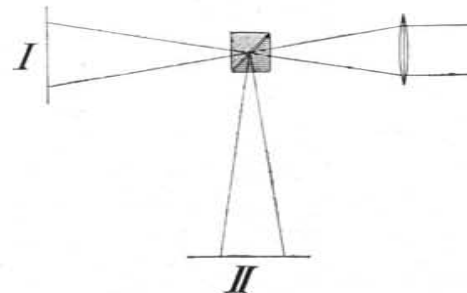
Tento pokus vykonal po prvé Young, aby potvrdil správnost svého předpokladu, že fáze se odrazem mění. Vloživ mezi čočku ze skla korunného a desku ze skla flintového kassiový olej, jehož index lomu pro čáru *D* při 20° je 1.586, obdržel skutečně kroužky se středem jasným a v bílém světle se středem také bílým. Stejně dobře dal by se ovšem

i tento pokus vyložiti, když bychom naopak předpokládali, že nastává změna fáze odrazem na prostředí řidším, kdežto odrazem na prostředí hustším se fáze nemění.

§ 201. Jak se ukazují barvy tenkých vrstev v projekci.

Krásné a zajímavé úkazy, které pozorujeme na tenkých vrstvách mocně osvětlených, stávají se více přístupnými a srozumitelnými, když se ukazují v projekci světlem elektrickým nebo slunečním. Buďtež zde některé příklady uvedeny.

1. Vyjděme od základního a velmi jednoduchého pokusu. Dva stejné hranoly korunné, jejichž hlavní řezy jsou pravoúhlé trojúhelníky rovnoramenné (obr. 344.), postaví se na vodorovný stolek přeponovými stěnami k sobě tak, že tvoří krychli, rozřiz-



Obr. 344. Proužky Herschelovy.

nutou svislým řezem úhlopříčným. Nazveme ji krychle *Talbotova*, poněvadž Talbot ji ponejprv užil chtěje studovati barvy tenkých vrstev vzduchových. Na přední stěnu krychle vrhne se spojnou čočkou (asi 2 dioptrií) kolmo světelný kužel. Světlo postupující až k vrstvě vzduchové dílem jí projde, dílem se odráží. Na dvou papírových stěnách I. a II. vidíme veliké světlé pole paprsků prošlých a odražených. Jakmile se přitisknutím hranolu vzduchová vrstva ztenčí, ihned objeví se v obou polích interferenční pruhy barevné (*Herschelovy*), jež se rozšíří, když se hranoly více přitisknou; komplementárnost obou zjevů jest ihned patrna. Otáčejíce krychli můžeme sledovati, jak v jistém postavení nastává úplný odraz; pole propuštěného světla se s jedné strany zužuje, kdežto v části pole, jež odpovídá světlu odraženému, se zesiluje. Užíváme v tomto pokusu světla rozbihavého, abychom na stěnách I. a II. obdrželi velké pole světelné. Mohli bychom užívati též světla rovno-

Pokus bylo by možná obrátit. Kdyby I. nebo II. byly světelné zdroje, pak bychom se strany čočky pozorovali interferenční pruhy a to od I. ve světle propuštěném, od II. ve světle odraženém. Kdybychom současně oba zdroje I. a II. nechali působiti, pak by se oba interferenční zjevy kryly a, poněvadž jsou doplňkové, by zmizely, kdyby zdroje I. a II. měly stejnou svítivost. Na základě této myšlenky užívá se krychle Talbotovy ve fotometrii.

2. Překrásně lze barvy tenkých vrstev v projekci studovati na mydlinové blance, napiaté po čtvercovém rámečku s ostrou hranou. Rámeček postavíme svisle do světla elektrického nebo slunečního a promítneme dosti silnou čočkou na bílou stěnu. V úzké pravoúhlé nádobě skleněné máme pohotově mydlinovou kapalinu (Terquemovu *), rámeček jest upevněn shora dolů, aby tato nádoba se mohla zdola podstrčiti a celý rámeček pojmouti. Tím se vytvoří blanka a není třeba rámeček vyndavati; to jest věc důležitá, poněvadž mydlinová blanka snadno praskne, zejména sálavým teplem světla, jež na ni vrháme, takže je nutno ji častěji obnovovati. Když se blanka čerstvě vytvoří, jeví se v projekci bělavá; ale za krátko začínají se zdola nahoru (na blance, jejíž skutečný obraz je obrácený, ovšem naopak shora dolů) jeviti nádherné proužky barevné, z počátku úzké a četné, pak širší a v počtu menším, až se rozšíří jen málo barev po celé blance; konečně dole ukáže se tmavé pole a blanka praskne. Tyto změny, jimiž význam tloušťky pěkně vyniká, způsobeny jsou tím, že kapalina na rámečku stéká dolů, takže se blanka stává tenčí a tenčí. Praskne-li, můžeme ihned podšinou nádobu s kapalinou a vytvořiti novou blanku, neměníce nijak úpravy pokusné. Barevné proužky vytvoří se za klidu vodorovně; způsobí-li se však mírný pohyb vzduchu mávnutím rukou nebo lístkem papíru, ukazují se ihned vířivé pohyby vrstev na blance. Barvy dříve oddělené se rozmanitě mísí, ale nastane-li klid, zase se rozestrou vodorovně **).

3. Postaví-li se na místo, kde byla mydlinová blanka, přístroj Newtonův, objeví se na projekční stěně barevné kroužky. Ale barvy nejsou tak nádherné jako na mydlinové blance. Příčinou jest, že bílé světlo, které na přístroj dopadá, se na přední stěně jeho částečně odráží dříve, než přijde na rozhraní vzduchové vrstvy. Tímto odrazem vzniká na projekční stěně bílé pole, na němž se promí-

*) Mechanika pag. 714.

***) Srovnej, jak se užívá takové blanky k účelům akustickým, Akustika § 113. Ne méně zajímavě k účelům elektrickým, na př. lze ukázati proudění elektriny z hrotu, elektrickou indukcí a pod.

tají barevné kroužky, takže barva jejich se patrně tlumí. Věc lze přímo ukázati, když se na přístroj vrhne nikoli plně, nýbrž zúžené světlo, šterbinou mírně širokou; pak se odražené světlo rozdělí, proužek od první plochy, bez barev, zvlášť, pak druhý proužek s vlastními barvami a vedle něho i třetí a čtvrtý s barvami, který vzniká několikanásobným odrazem ve vrstvě vzduchové.

Monochromaticky osvětlí se přístroj Newtonův, když se bílé světlo propustí barevnými skly. Počet kroužků se při tom zvětší. Daleko lépe je však vrhnouti na přístroj spektrum, vytvořené zejména hranolem sirouhlíkovým, a vysoké jen tak, jako je přístroj Newtonův, aby barvy byly syté. Když pak pomalu hranolem otáčíme, aby na přístroj Newtonův dopadaly po sobě různé barvy, jest na projekční stěně viděti, jak změnou dopadajícího barevného světla se kroužky roztahují (směrem k barvě červené) anebo smršťují (směrem k barvě fialové). Ale i zde vadí odraz na první stěně přístroje, že tmavé kroužky nemohou plně vyniknouti.

§ 202. Jak se studují barvy tenkých vrstev spektrálním rozborem.

Jako zjevům interferenčním vůbec, tak zejména barvám tenkých vrstev porozumíme lépe spektrálním rozborem. Pojďme o tom, jak se tento rozbor děje objektivně, projekcí. Předmětem může býti, jako v předešlém odstavci, buď Talbotova krychle nebo mydlinová blanka nebo Newtonův přístroj. V hlavní věci počínáme si souhlasně. Na předmět vrhne spojnu čočkou skutečný a zaostrěný obraz světlé šterbiny, která stojí svisle buď na elektrické lampě nebo na heliostatu. Aby obraz čočkou vytvořený byl co možná jasný, nebudiž vyšší než předmět. Světlo se od předmětu odráží. Vytvoříme tedy na projekční stěně druhou projekční čočkou skutečný obraz téže šterbiny na onen předmět vržené a dáme za tuto promítací čočku hranol buď sirouhlíkový nebo přímohledný, na př. ten, který sestrojil Wernicke. Vznikne spektrum.

1. Experimentujme Talbotovou krychlí na odraz. Jakmile úhlopříčné stěny k sobě přitiskneme, takže se vytvoří tenká klínovitá vrstva vzduchová, objeví se ve spektru tmavé pruhy, prostupující spektrum podél nebo i šikmo podle toho, jak je klínovitá vrstva orientována. Tmavé čáry jsou ostřejší a v počtu hojném, nebo jeví se jako širší pruhy v počtu menším, podle toho, jak hranoly méně nebo více vzájemně přitiskujeme; každá taková manipulace s těmi hranoly hned se ukáže na tvárnosti spektra,

2. Zvláště nádherný zjev vznikne, užije-li se mydlinové blanky. V první chvíli — kdy se blanka jeví bělavá — je počet pruhů prostupujících spektrem velmi veliký. Jak kapalina stéká a bublina se stává klínovitě tenčí, zmenšuje se počet pruhů, které jsou širší a to od jedné (hořejší) strany počínajíc. Malinké zavnutí a pruhy se pohnou, avšak brzy se uklidní a urovnají způsobem neobyčejně poutavým.

3. U přístroje Newtonova dlužno dobře pamatovati, aby se odraz od první stěny odstranil. Vrhne-li se tedy na přístroj ostrý obraz šterbiny, pozoruje se, že odrazem vznikne několik obrazů šterbiny. Jeden, na první ploše, bílý; ten se musí stínítkem zachytiti. Druhý barevně proužkovaný; jenom tento se propustí na promítací čočku a na hranol. Pak ještě další obrazy, vzniklé několikerým odrazem; také tyto se zachytí stínítkem. Takto si vedouce obdržíme krásné spektrum pravidelně prostoupené čarami ke straně fialové sbíhavými, uprostřed (kde je tloušťka vrstvy nullová) širokými, ke kraji se zužujícími, ve množství velmi velikém. Abychom porozuměli, jaké povahy je barevné světlo na určitém místě, vedeme tímto místem ve spektru podélnou přímku; ta protne jednak barvy, které ve směsi jsou obsaženy, jednak tmavé čáry těch barev, které na tom místě interferencí se ruší. Lépe porozumí se této věci, znázorníme-li ji konstrukcí.

§ 203. Barvy tenkých vrstev v grafickém znázornění.

Jak z dřívějších výkladů je patrné, nastávají na tenkých vrstvách vzduchových osvětlením monochromatickým interferenční čáry

$$\text{světlé pro } e \cos \beta = (2k + 1) \frac{\lambda}{4},$$

$$\text{tmavé pro } e \cos \beta = 2k \frac{\lambda}{4}.$$

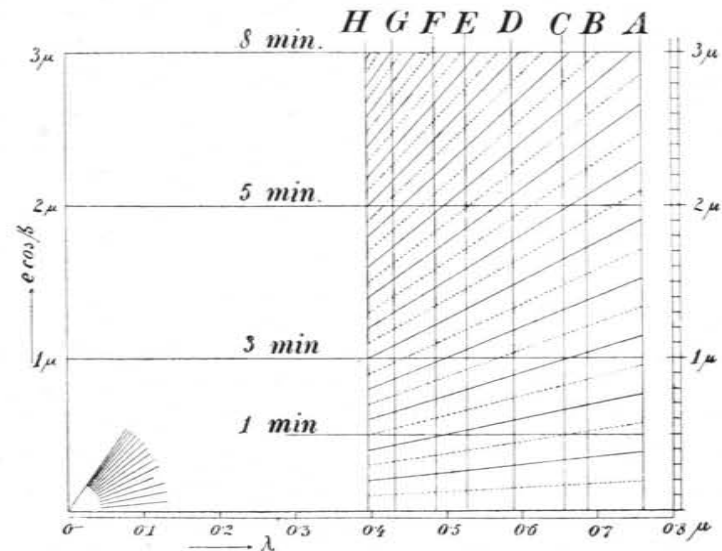
V bílém osvětlení mění se poloha těchto čar jednak podle vlnové délky, jednak podle tloušťky vrstvy e a úhlu β . Chtějíce rychle a přehledně rozhodnouti, které barvy pro určitou hodnotu součinu $e \cos \beta$ mají maximum a které minimum, užijeme následující konstrukce.

Viditelné spektrum bílého světla rozestírá se od Fraunhoferovy čáry A až k čáře H . Vlnové délky těchto čar jsou (v mikronech):

$$A) \lambda = 0.760, H) \lambda = 0.397,$$

Veďme tedy z bodu O vodorovnou osu a manesme na ni v měřítku vhodně zvětšeném vlnové délky těchto krajních čar a také ostatních čar Fraunhoferových. V obrazi je mikron (μ) znázorněn délkou 100 mm , takže $OA = 76.0 \text{ mm}$, $OH = 39.7 \text{ mm}$; mezi nimi leží též čáry ostatní. Tímto rozestavením čar, pokračujícím podle vlnové délky, je tedy znázorněno *normální spektrum* (§ 77. a § 128.).

K bodům A až H jakožto úsečkovým nanášeje pak ve vhodném měřítku jako pořadnice násobky vlnové délky $\lambda/4$, která té



Obr. 345. Interference na tenkých vrstvách v grafickém znázornění.

čáře přísluší. V obr. 345. je pro směr pořadnicový měřítko 5krát menší než pro směr úsečkový, takže μ má délku 20 mm . Nato veďme přímky »jasné« (tečkované), jež příslušejí násobkům lichým $(2k + 1)\lambda/4$, a podobně přímky »tmavé« (vytažené), jež příslušejí násobkům sudým $2k\lambda/4$. Přímky ty se sbíhají do bodu nulového. Tím je výkres připraven. Jeví se jako svazek přímek vždy příkřeji a příkřeji stoupajících.

Abychom stanovili, které barvy mají maximum a které minimum pro určitou hodnotu součinu $e \cos \beta$ — nebo pro určitou tloušťku e , když $\beta = 0$ —, vedeme v odlehlosti $e \cos \beta$ rovnoběžnou přímku k ose úseček. Ta protne přímky »jasné« i »tmavé«. Podle Fraunhoferových čar vidíme ihned, které barvy budou na tom místě nejjasnější a které budou úplně chyběti; podle toho posou-

díme zabarvení výsledné. Zvětšuje-li se hodnota $e \cos \beta$, je to tak, jako by zmíněná rovnoběžka se posouvala výše. Tu pak je patrné, že počet průseků se svazkem při tom stoupá, že tudíž na místě, součinem $e \cos \beta$ určeném, vždy více a více barev bude zastoupeno v intenzitě největší i v nejmenší. Tak na př. pro $e \cos \beta = 0.5 \mu$ máme jen jediné minimum, chybí barva zelená; proto vše ostatní dává výslednou barvu červenou. Pro $e \cos \beta = 1\mu, 2\mu, 3\mu \dots$ máme maxima počtem 3, 5, 8...; směr ostatních barev dává čím dále tím více zabarvení mdlé, neurčité, ačkoliv stále ještě jest e (pro $\beta = 0$) velice malé, totiž 3μ . Pro tloušťky větší mizí zabarvení úplně, pole má barvu šedobílavou. To jest příčina, že vždy mluvíme o *barvách tenkých* vrstev; vskutku tlustší vrstvy nejeví barev; ale není tím řečeno, že by nebylo vůbec interference. Neboť rovnice platné pro interferenci neomezují nijak tloušťky e ; pro tloušťku značnější jest přiměřeně k větší; platnost rovnice trvá, interference nepřestává; lze ji ovšem pozorovati jenom ve světle zcela homogenním. Tloušťka e mohla by ovšem býti omezena *porahou* světla, jak hned vyložíme.

Že tomu tak, lze zkoumati způsobem, kterého ponejprv užil Fizeau (1862). Newtonova skla položí se vodorovně a učiní opatření, aby se dolejší sklo mikrometricky dalo jemně spouštěti. Stranou postaví se široký plameník na světlo natriové. Nad skly umístí se v úhlu 45° tenká deska z dobrého skla zrcadlového, kterou se světlo natriové odráží kolmo dolů na Newtonova skla. Nad deskou a skrze ni pozorovatel zírání kolmo na interferenční proužky. Poněvadž při tom je $\beta = 0$, jsou v platnosti vzorce

$$\text{pro maxima} \quad e = (2k + 1) \frac{\lambda}{4},$$

$$\text{pro minima} \quad e = 2k \frac{\lambda}{4}.$$

Interferenční kroužky jeví se velmi ostře a velkým počtem až ke kraji skel. Když se začne mikrometrickým šroubem dolejší sklo od hořejšího spouštěti, roste e , kroužky se smršťují postupující od kraje ke středu, kde se ztrácejí. Když se oko upře na nějaké určité místo hořejšího skla, lze počítati, kolik kroužků jím přejde. Zvětšuje-li se mikrometricky e stále, jest jich na sta. Přejde-li *jeden* kroužek, t. j. přijde-li na místo, kde byl dříve jiný kroužek, změní se k o jedničku a tudíž e o $\lambda/2$.

Zvětšujíce neustále vzdálenost e vidíme velice zajímavý zjev *optických záchvějů*, úplné to obdoby záchvějů zvukových. Natriové

světlo je dichromatické; jsou v něm dva tóny světelné vlnové délky (v mikronech)

$$\lambda_1 = 0.58962, \quad \lambda_2 = 0.58902.$$

Jak maxima tak i minima příslušná těmto dvěma tónům z počátku splývají; ale, jak mezera mezi skly se zvětšuje, začnou se rozcházeti, takže konečně na minima příslušná vlnové délce λ_1 padnou maxima příslušná vlnové délce λ_2 . To se stane, když

$$2k \frac{\lambda_1}{4} = (2k + 1) \frac{\lambda_2}{4}$$

neboli

$$k = \frac{1}{2} \frac{\lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2}.$$

Z hořejších hodnot pro λ_1 a λ_2 vychází $k = 491$; odtud se vypočítá, že tloušťka vrstvy se změnila o

$$\Delta e = k \frac{\lambda}{2} = 0.145 \text{ mm}.$$

Případnou-li maxima na minima, stanou se kroužky nejasnými, téměř mizejí; ale po dalších $k = 491$ přechodech se opět maxima a minima od λ_1 a λ_2 sejdou, k -té maximum vlny λ_1 splyne s $(k + 1)$ -ním maximum vlny λ_2 , kroužky se jeví opět ostře jako na počátku. Celá perioda obsahuje tudíž číslo $k = 982$ a příslušná k ni změna Δe činí 0.290 mm .

Takových period čili optických záchvějů zjistil Fizeau až 52, takže změna odlehlosti e činila $0.290 \times 52 = 15 \text{ mm}$. Dále však úkazu nepozoroval, interference konečně přestala. Zjev vysvětlil K. Exner. Oko zírající na určité místo vrstvy, v níž interference vzniká, obsáhne zornici paprsky, jež tuto vrstvu prostupují směry poněkud různými. Tím vznikají též fázové rozdíly, kteréž na silných vrstvách se stanou značnější a interferenci ruší.

Příčinu, proč interferenční zjev konečně zmizí, hledal Fizeau v tom, že oba interferující paprsky, třeba byly po jakousi dobu kohaerentní, tuto vlastnost ztrácejí. Jak bylo řečeno (§ 189.) představujeme si, že světelné kmity nejsou přesně pravidelné, nýbrž že skládají se z jednotlivých řad pravidelných kmitů, oddělených od sebe náhlou a nepravidelnou změnou fáse. Tyto řady spolu nijak nesouvisí, jsou inkohaerentní. Všimněme si obr. 338. Bylo vyloženo, že kmity v bodech C a D se dějí vždy souhlasně, tedy i právě zmíněná náhlá změna fáse vzniká současně; kmity jsou kohaerentní. Než však nastane interference obou paprsků v C , musí paprsek $SADC$ proběhnouti ještě dráhu DBC . A tu se může státi, že v té době, které světlo potřebuje,

aby vykonalo dráhu DBC , se kmitová fáse paprsku $S' CZ$ v bodě C náhle změnila. Pak se setkají v C paprsky inkohaerentní, takže interference nevzniká. Doba, jež uplyne mezi dvěma po sobě jdoucími náhlými změnami fáse, není ovšem stálá, ale kolísá se kol jakési hodnoty průměrné. Pokud tedy tloušťka vrstvy e je malá, nastane celkem zřídka uvedený případ; interferenční zjev se tudíž nezeslabuje. Ale, jakmile e nabývá hodnot větších, opakuje se častěji případ, že se v bodě C setkají vlny inkohaerentní, interferenční zjev slábne, až na konec zmizí.

Tak si vykládal Fizeau uvedená pozorování. Interference zmizela, když vzdálenost obou skel byla $e = 15 \text{ mm}$, dráhový rozdíl obou paprsků byl tedy (při kolmém dopadu) $2e = 30 \text{ mm}$. Poněvadž vlnová délka natriového světla, s nímž Fizeau pozorování konal, je přibližně 0.6μ , připadá na dráhu 30 mm celkem 50.000 kmitů. Z toho usoudil Fizeau, že v natriovém světle asi po 50.000 pravidelných kmitech se fáse náhle mění. Ale výklad Fizeau-ův není přesný; správný výklad podal Exner, jak shora bylo uvedeno. Vskutku se interference ve vrstvách, které nejsou přesně planparalelní, k tomuto účelu nehodí i z jiného důvodu; interferenční zjev by totiž s rostoucí tloušťkou vrstvy slábl i tehdy, kdyby takových náhlých změn ve fási nebylo. Proto nutno měřiti na vrstvách přesně paralelních.

Také je nezbytno, aby světlo bylo co možná homogenní, aby dávalo ostrou čáru ve spektru. Těto podmínce však natriové čáry nevyhovují. Pozdějšími pokusy se vskutku podařilo mez Fizeau-ovu značně rozšířiti. Michelson, jenž konal taková pozorování svým interferometrem, zjistil pro červenou čáru kadmiovou, která má zvláště jednoduchý ráz, interference ještě po 300.000 kmitech, pro zelenou čáru rtuťovou po 540.000 kmitech. Pro tutéž čáru zvýšili toto číslo Fabry a Perot na 790.000, Lummer a Gehrcke na 2.500.000. Tato již velmi značná hodnota přísluší dráhovému rozdílu 144 cm . Ovšem doba, které tento počet kmitů vyžaduje, je menší než 10^{-8} sec . Můžeme tedy přes to říci, že během každé i nejkratší pozorovatelné doby je počet změn ve fási velmi značný. Zároveň je viděti, že ve vrstvách přesně planparalelních může interference vzniknouti i při tloušťce 72 cm (přepočítáno na vzduch). K tomu ještě se vrátíme.

§ 204. Jaminův interferenční refraktometr.

Při interferenci světla odraženého na skleněných deskách mají interferující paprsky (§ 198.) dráhový rozdíl $\delta = 2en \cos \beta$. Je-li tloušťka e desky značná a tím také dráhový rozdíl δ , stává se interference méně znatelnou z důvodů, jež ke konci odstavce předešlého byly vyloženy. Když však paprsek, jenž je vzhledem ke druhému o δ napřed, poněvadž deskou neprošel, procházejí jinou deskou, se opozdí o $\delta' = 2e'n' \cos \beta'$, zmenší se dráhový rozdíl paprsků na $\delta' - \delta$ a stává se tedy po případě tak malý, že interference se jeví velice zřetelně. Úkazy tohoto druhu pozoroval již

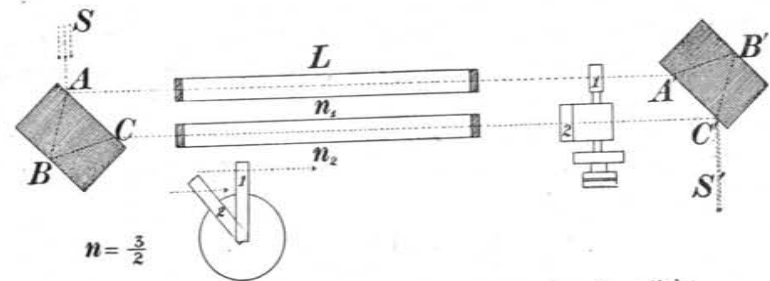
Brewster (1815), a to na planparalelních deskách stejně tlustých ($e' = e$) a stejně lámavých ($n' = n$), jež byly k sobě málo skloněny, takže úhly β a β' byly poněkud různé. Dráhový rozdíl (na vzduch přepočítaný) interferujících paprsků jest tu dán výrazem

$$2en (\cos \beta' - \cos \beta),$$

čili

$$2e (\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha'} - \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}).$$

Později (1856) uplatnil tyto zjevy Jamin^{*}), sestrojiv přístroj, *interferenční refraktometr*, kterým lze velmi jemně měřiti malé rozdíly exponentů lomu, tedy *refraktometr diferenciální*. Obr. 346.



Obr. 346. Jaminův interferenční refraktometr schematicky.

ukazuje tento aparát schematicky, jak jej sestrojila firma Adam Hilger v Londýně.

Podstatnou částí refraktometru jsou dvě planparalelní silně skleněné desky, na zadní ploše postříbřené, z téhož kusu skla odříznuté, mající tedy stejnou tloušťku e a stejný index lomu n . Jejich rozměry v milimetrech jsou: tloušťka $e = 48$, délka 74, šířka 25. Desky jsou upevněny svisle na těžkém podstavci, vespolek rovnoběžné, v úhlu 45° k podélnému rozměru aparátu; obě dají se mikrometrickými šrouby jemně otáčeti kolem osy vodorovné i svislé a tím ve svém postavení korigovati. Paprsek S světla dopadajícího vodorovně na prvou desku dělí se ve dvě složky $ABCC'S'$ a $AA'B'C'S'$, jež jsou opticky stejně dlouhé, když desky stojí přesně rovnoběžně. Pozmění-li se však nepatrně tato rovnoběžnost, vznikají dráhové rozdíly, jež způsobují interferenční zjevy. Tyto se po-

^{*}) Jules Célestin Jamin (1818—1886), professor fysiky na polytechnické škole v Paříži, proslul četnými pracemi optickými; příslušné pojednání má název: Description d'un nouveau appareil de recherche, fondé sur les interférences, Compt rend. 42. 482 1856. Sepsal obšírnou učebnici «Cours de physique de l'école polytechnique».

zorují buď subjektivně pouhým okem neb účelněji dalekohledem, anebo, užívá-li se světla slunečního neb elektrického, též objektivně, projekci na bílou stěnu. Vzniknou barevné proužky, jež kolem prostředního bílého jsou dosti souměrně rozloženy*). Malou změnou dráhových rozdílů se proužky ty pošinou. Poněvadž interferující paprsky AA' a CC' jsou od sebe dosti odlehle, lze do cesty jednoho nebo druhého neb i obou vkládati prostředí různě lomná, jimiž takové zpoždění dráhové se způsobuje. Vkládati lze na př. trubice skleněné, deskami planparalelními a zcela stejnými uzavřené (obr. 346.), z nichž jedna obsahuje na př. plyn ve stavu obyčejném, druhá též plyn ve stavu poněkud změněném, buď teplotou nebo tlakem nebo přimíšeninami (vlhkostí) a pod. Jindy obsahuje jedna trubice vodu čistou, druhá vodu, v níž jest rozpuštěno trochu nějaké soli. Značí-li L délku trubice (Jamin až 3 m), n_1 a n_2 indexy obou těchto prostředí pro určitý druh světla vlnové délky λ , jsou optické dráhy přepočtené na vzduch n_1L a n_2L , takže dráhový rozdíl se rovná $(n_2 - n_1)L$. Posuv o jeden proužek náleží dráhovému rozdílu λ ; činí-li tedy posuv k proužků, jest

$$(n_2 - n_1)L = k\lambda.$$

Někdy bývá však výhodnější držeti interferenční proužky na témže místě, t. j. rozdíly dráhové zase jinak vyrovnati. Jamin sestrojil proto *kompensátor*. Skládá se ze dvou planparalelních deštiček stejně tlustých a upevněných v jakémsi sklonu na společné ose, ale nikoli vedle sebe, nýbrž za sebou. Tyto desky postaví se do cesty paprskům AA' a CC' tak, aby AA' procházel jen deštičkou 1 a CC' deštičkou 2 (obr. 346.). Jsou-li desky kompensátoru k oběma paprskům postaveny souměrně, nepůsobí dráhového rozdílu, poněvadž světelné dráhy v obou deštičkách jsou stejné. Věc však se změní, když kompensátorem poněkud pootočíme. Otočení lze na rozděleném kruhu změřiti. Tak vznikne tedy rozdíl, kterým se vyrovnává dráhový rozdíl, způsobený průchodem skrze dvojí poněkud různé prostředí. Kompensátor lze zkusmo graduovati tak, aby se z jeho otočení hned obdržel rozdíl dráhový.

Pozorování stane se přesnějším, když se pole barevných proužků zúží šterbinou a rozloží spektrálně. Stojí-li šterbina napříč proužků, probíhají ve spektru tmavé pruhy po délce, začínající v části červené a vybíhající v části fialové šikmo ze spektra. Je-li šterbina

*) Celkový obraz interferenční jest složitý; po obou stranách přímočarého pruhu středního druží se ostatní celkem dosti rovnoběžně, pokud jsou blízko, ale v dalších částech zahýbají se v křivky, jež se podobají ellipsám k sobě stlačeným.

postavena podél proužků, vzniknou ve spektru tmavé pruhy příčné, rovnoběžné s čarami Fraunhoferovými; lze pak posuvy těchto pruhů podle některé čáry Fraunhoferovy dobře pozorovati a počítati.

Jaminovým refraktometrem bylo vykonáno mnoho cenných prací, zejména, jak se mění exponent lomu různých prostředí. Jamin na př. zkoumal, jak závisí exponent lomu vody na teplotě a odvodil vzorec

$$n_t = n_0 - 0.000012573 t - 0.000001929 t^2.$$

Podobné práce vykonány s plyny, roztoky a pod. Ke zvláštním účelům byl refraktometr často pozměněn.

Pokusy s Jaminovým refraktometrem, i když se konají jen kvalitativně, poskytují velikého půvabu. Upraví-li se desky co možná rovnoběžně, lze obdržeti dosti rozsáhlé interferenční zorné pole, stejnoměrně jasné, v němž krásně lze pozorovati zjevy, jež jinak též methodou zákalovou možno ukázati, na př. jak proudí neviditelný plyn z úzké trubičky, jak vystupuje vzduch od horkého drátu, od malého plaménku a pod., když se vloží do cesty jednoho z interferujících paprsků. Podobně krásné zjevy interferenční ukazují tenké deštičky skleněné, slídové, sádrovcové, blánky mydlinové a j. *)

§ 205. Kroužky stejného sklonu.

Jednajíce o interferenci světla odraženého na tenké vrstvě odvodili jsme (§ 197.) vzorec pro proužky

$$\text{světlé} \quad 2en \cos \beta = (2k + 1) \frac{\lambda}{2},$$

$$\text{tmavé} \quad 2en \cos \beta = 2k \frac{\lambda}{2},$$

kdež lze dosaditi

$$n \cos \beta = \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}.$$

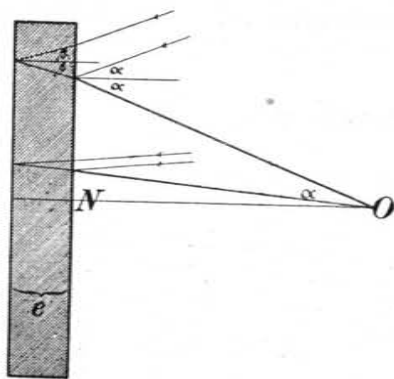
Studující tyto proužky užívali jsme světla rovnoběžného (slunečního neb elektrického), pro které tudíž bylo α a β stálé; změna fázového rozdílu byla způsobena jenom změnou tloušťky e . Odtud název »proužky stejné tloušťky«.

*) Pokusy tohoto druhu jakož i některé jiné práce vykonal refraktometrem fysikálního ústavu V. Posejpal; viz Rozpravy čes. Akademie roč. 22, čís. 28. 1913; roč. 24, čís. 24. 1915; roč. 26, čís. 53. 1917. Ann. d. Phys. IV. Bd. 49, pag. 419. 1916; Bd. 53, pag. 629. 1917.

Pravda, že někdy, zejména při subjektivním pozorování, nebývá α a β zcela stálé; pak proužky příslušejí nikoli stejnému e , nýbrž stejnému součinu $e \cos \beta$, takže název »proužky stejné tloušťky« dlužno bráti nikoli zcela doslovně. Při kolmém zírání, kde je $\alpha = \beta = 0$, ovšem název je správný.

Budíž však e stálé, na př. budíž dána skleněná deska velmi přesně planparalelní; pak mohou přece vzniknouti změny v rozdílu fázovém, tudíž také interferenční proužky, a to změnou úhlů α a β , t. j. změnou dopadu světelných paprsků. Proužky naznačují, kde světlo prochází deskou ve stejném sklonu; odtud název »proužky stejného sklonu«.

Proužky tyto pozoroval po prvé W. Haidinger (1849) na deštičkách slídových, po něm E. Mascart (1871) a zejména Otto Lummer, jenž o nich pojednal ve své inaugurační dissertaci (1884) nezraje oněch pozorování starších. Jisto je, že Lummer význam těchto proužků více ocenil a thema více propracoval; proto se proužky často zovou Haidingerovy-Lummerovy. Lummer zavedl též pojmenování »proužky stejné tloušťky a stejného sklonu«.



Obr. 347. Kroužky stejného sklonu.

Avšak je při tom ještě další podmínka. Otvor zornice má jakousi velikost; oko, zírající na desku přijalo by svazeček paprsků různých sklonů, jejichž interference by se vzájemně rušila. Opakovalo by se zde, co bylo řečeno poznámkou v odstavci 203. Proto musí zírání tak, aby v určitém směru přijalo paprsky jen tohoto směru, t. j. oko musí zírati do nekonečna, musí se přizpůsobiti paprskům rovnoběžným a, není-li emmetropické, musí si brejlemi pomoci. Ale pak je též patrné, že pošinováním planparalelní desky ve vlastních rovinách (tedy na př. v obraze shora dolů) změna

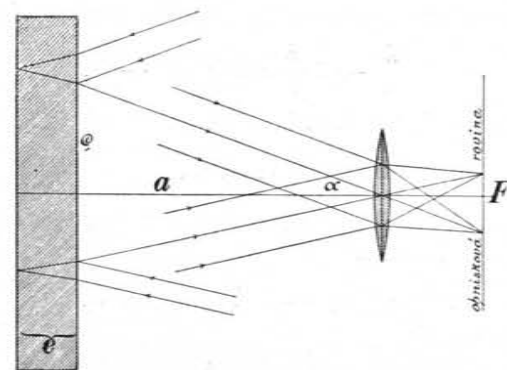
Vysvětlení podává obr. 347. Oko, zírající na planparalelní desku, přijímá odražené paprsky, jež deskou prostupují v různém sklonu; proto vznikají střídavě maxima a minima. Jejich průběh nemůže být jiný než kruhový, poněvadž, co platí o rovině nákresné, totéž platí o každé jiné rovině vedené normálou ON . Pata N této kolmice je tedy společným středem kroužků stejného sklonu.

Avšak je při tom ještě další podmínka. Otvor zornice má ja-

v úkazu nenastane — ač-li ovšem je deska přesně planparalelní. Jinak vzniknou nikoli kroužky, nýbrž vůbec proužky.

Místo oka může rovnoběžné paprsky pojmouti též spojná čočka, jež je soustřeďuje v ohniskové rovině, ovšem podle směru v jiném a jiném bodě této roviny. Vznikne tedy skutečný obraz interferenčních kroužků (obr. 348.). Čočka může být objektivem dalekohledu na nekonečno zařízeného, takže skutečný obraz kroužků lze okulárem zvětšiti.

Také ve světle propuštěném pozoruje se úkaz, který jest komplementární, ale méně zřetelně z týchž důvodů, jaké byly uvedeny v § 198.



Obr. 348. Reálné zobrazení kroužků stejného sklonu.

Aby deska byla osvětlena odraženým světlem od homogenního zdroje světelného, užívá se zrcadla dutého nebo i rovinného, v němž pro oko jest folie na vhodném místě odstraněna. Je-li světelný zdroj dostatečně silný, lze nejlépe užívati skleněné desky zrcadlové, ale bez folie; oko může pak být jakkoli daleko před deskou. Pozorování se usnadní diafragmatem s malým kruhovým otvorem, ale nutně potřebí diafragmatu není.

Kruhový průběh kroužků Haidingerových připomíná podobné kroužky Newtonovy. Vskutku jsou mezi oběma pozoruhodné analogie. Aby tyto více vynikly, předpokládejme, že by »nulltý« kroužek — t. j. střed kroužků N (obr. 347.) byl tmavý. Pro něj jest $\alpha = 0$, $\beta = 0$. Tloušťka e skla je určena rovnicí

$$2en = 2k \frac{\lambda}{2}$$

Rozdíly fázové byly by pak pro kroužek

$$\begin{array}{ll}
 1. \text{ světlý} & 2k \frac{\lambda}{2} - \frac{\lambda}{2} \\
 & 2. \text{ tmavý} \quad 2k \frac{\lambda}{2} - 2 \frac{\lambda}{2} \\
 3. \text{ světlý} & 2k \frac{\lambda}{2} - 3 \frac{\lambda}{2} \\
 & 4. \text{ tmavý} \quad 2k \frac{\lambda}{2} - 4 \frac{\lambda}{2} \\
 5. \text{ světlý} & 2k \frac{\lambda}{2} - 5 \frac{\lambda}{2} \text{ atd.}
 \end{array}$$

všeobecně pro i -tý kroužek

$$2k \frac{\lambda}{2} - i \frac{\lambda}{2},$$

kdež kroužek světlý náleží i lichému, tmavý i sudému.

Je-li α zorný úhel příslušný tomuto i -tému kroužku, platí vztah

$$2k \frac{\lambda}{2} - i \frac{\lambda}{2} = 2e \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}.$$

Pro nulový kroužek byl dráhový rozdíl

$$2k \frac{\lambda}{2} = 2en.$$

Odečtouce obdržíme úbytek dráhového rozdílu způsobený přechodem od nultého k i -tému kroužku

$$\begin{aligned}
 i \frac{\lambda}{2} &= 2en - 2e \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}, \\
 i \frac{\lambda}{2} &= 2en \left(1 - \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \alpha}{n^2}} \right).
 \end{aligned}$$

Je-li α (pro první počet kroužků) úhel velmi malý, lze psáti přibližně

$$\sqrt{1 - \frac{\sin^2 \alpha}{n^2}} = 1 - \frac{\sin^2 \alpha}{2n^2},$$

tedy dosazením

$$i \frac{\lambda}{2} = \frac{e}{n} \sin^2 \alpha$$

a z toho konečně

$$\sin^2 \alpha = i \cdot \frac{n\lambda}{2e}.$$

Sinus-kvadráty distančních úhlů α jsou tedy úměrný pro kroužky světlé číslům i lichým, pro kroužky tmavé číslům i sudým. Je-li dále ρ poloměr kroužků, jak se jeví ze vzdálenosti a , platí (obr. 348.)

$$\rho = a \operatorname{tg} \alpha.$$

Pro malé úhly lze klásti $\sin \alpha = \operatorname{tg} \alpha$; obdržíme tudíž dosazením

$$\rho^2 = i \cdot a^2 \frac{n\lambda}{2e}.$$

Pro kroužky Newtonovy bylo

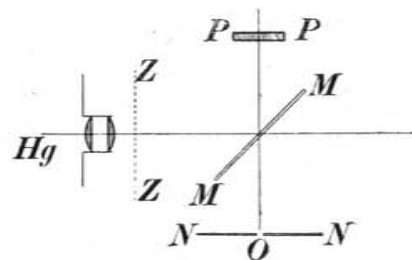
$$\rho^2 = i \cdot R \frac{\lambda}{2 \cos \beta}.$$

Vidíme úplnou analogii. Jako tam, tak i zde mají se poloměry ρ k sobě pro kroužky

$$\begin{array}{ll}
 \text{světlé jako} & \sqrt{1} \quad \sqrt{3} \quad \sqrt{5} \dots \\
 \text{tmavé jako} & \sqrt{0} \quad \sqrt{2} \quad \sqrt{4} \dots
 \end{array}$$

Pro pozorování kroužků stejného sklonu hodí se — lépe než světlo natriové — světlo rtuťové a to jeho složka zelená, jejíž vlnová délka činí 0.54608μ . Lampa rtuťová postaví se do laterny všestranně uzavřené a kollimujícími čočkami opatřené (obr. 349., Hg); ostatní složky rtuťového světla pohltní se zeleným sklem ZZ, jež působí jako filtr, propouštějící jenom světlo zelené. Toto dopadá na tenkou zrcadlovou desku (bez folie)

MM v úhlu 45° ; odrážejíc se, dopadne na danou planparalelní desku PP, postavenou kolmo k ose paprsků, odtud pak se odrazem vracejíc projde deskou MM až k černému stínítku NN, jež v ose paprsků má malý otvor O. Oko, tímto otvorem na planparalelní desku zírajíc, vidí soustavu tmavých a světlých kroužků rozestírajících se kolem střediska N,



Obr. 349. Pokusná úprava pro Haidingerovy proužky.

jež zcela jako kroužky Newtonovy od středu ke kraji stále hustnou. Pošinuje-li se otvor O z osy stranou, mění se souměrná rozloha středná kroužků v jednostrannou, střed jich ustoupí stranou, až konečně z desky ven, takže proužky mají tvar obloučků hustě po desce se rozprostírajících; jejich zakřivení se umenšuje s rostoucím číslem řadovým i . Jak se jeví úkaz číselně, objasňuje následující tabulka.

Z tabulky vidíme, že by jednomilimetrová deska měla mít průměr decimetrový, abychom ze vzdálenosti $\frac{1}{2}$ metru viděli deset tmavých kroužků. Tak velké ovšem desky planparalelní nebývají. Třeba tedy pozorovati z odlehlosti a menší. Úhel α pro desátý kroužek přesahuje jen málo 5° . Je-li tloušťka desky e větší, jsou úhly α ještě menší. Výsledek takovýchto počtů lze kontrolovati pozorováním a měřením.

V jakém úhlu α jeví se kroužky stejného sklonu na desce tloušťky e a v jakém poloměru ϱ je vidíme, zirájíce na desku centrálně malým otvorem ve stínítku zé vzdálenosti a .

i	α°	$\Delta\alpha^{\circ}$	ϱ mm	$\Delta\varrho$ mm	
0	0·00	1·64	0·0	14·3	$\sin^2 \alpha = i \frac{n\lambda}{2e}$ $n = 3/2$ $e = 1$ mm $\lambda = 0\cdot54608 \mu$ $\varrho = a \operatorname{tg} \alpha$ $a = 500$ mm
2	1·64	0·68	14·3	6·0	
4	2·32	0·52	20·3	4·5	
6	2·84	0·44	24·8	3·9	
8	3·28	0·39	28·7	3·4	
10	3·67	0·35	32·1	3·0	
12	4·02	0·32	35·1	2·9	
14	4·34	0·30	38·0	2·6	
16	4·64	0·28	40·6	2·5	
18	4·92	0·27	43·1	2·3	
20	5·19		45·4		

Pro planparalelní desku fysik. ústavu $e = 3\cdot14$ mm, dává počet pro prvních pět kroužků z odlehlosti $a = 207$ mm výsledky v milimetrech $\varrho = 3\cdot34, 4\cdot73, 5\cdot79, 6\cdot69$. Z odlehlosti $a = 307$ mm vychází počtem $\varrho = 4\cdot96, 7\cdot01, 8\cdot59, 9\cdot92$. Čísła tato byla ověřena přímým měřením na skleněném měřítku položeném na desku (poněkud pod střed kroužků); výpočet souhlasil s pozorováním zcela uspokojivě.

Dlužno však i zde toho pamatovati, že kroužky náleží vlastně stálému součinu $e \cos \beta$ a že jen tehda mají tvar přesně kruhový, je-li e zcela stálé. Není-li tomu tak, stává-li se na př. k jedné straně deštička poněkud malinko slabší, t. j. e menší, vyrovnává se to větším $\cos \beta$, t. j. menším β , tedy i menším α , t. j. kruhy začnou se deformovati a to dovnitř, směrem ke středu. Je tudíž tato deformace velice citlivý znak, jímž lze zkoušeti, jak dokonale jsou desky planparalelní.

Ale také ve středové části kroužků máme zkušební znak velice citlivý. Tato část je totiž světlá neb tmavá, a to

$$\text{světlá, je-li} \quad 2en = (2k + 1) \frac{\lambda}{2},$$

$$\text{tmavá, je-li} \quad 2en = 2k \frac{\lambda}{2}.$$

Změny Δe tloušťky od vyjasnění k zatmění neb naopak čini

$$2 \cdot \Delta e \cdot n = \frac{\lambda}{2}.$$

Pro $n = 3/2$ vychází $\Delta e = \lambda/6$; pro natriové světlo $\lambda = 0\cdot5893 \mu$ jest $\Delta e = 0\cdot0982 \mu$ tedy okrouhle desetina mikronu. Když tedy deštičku položíme vodorovně a zirájíce na střed kroužků deštičkou podélně pošinužeme, můžeme podle změny světlosti zkoumati planparallellost na část desetiiny mikronu. Pro tento účel upravil E. Abbe (1885) zvláštní přístroj.

§ 206. Interferenční spektroskopie.

Pokus, který Fizeau vykonal se skličky Newtonovými (§ 203.), ukazuje, že interference, pokud se týče kroužků stálé tloušťky, trvá i tehda, když dráhové rozdíly se stávají dosti značnými, ale že konečně přestává, z důvodů na svém místě uvedených. V těch mezích však, kdy trvá, ukazuje, že interferenční zjev může prozraditi, jak je složen zdroj světelný. Pro kroužky stálého sklonu není toho omezení; zde interferenční zjev trvá, i když dráhové rozdíly se stanou velmi značnými. Tím spíše může tento interferenční zjev ukázati, zdali světelný zdroj jest jednoduchý anebo složený, po případě může zdroj ten rozložiti, jako to čini spektroskop na základě lomu nebo ohybu. Zde rozhoduje interference, a proto mluvíme o *interferenční spektroskopii*.

Opakujme, jaký jest základ úkazu *Newtonova-Fizeauova*. Natriové světlo obsahuje dvě složky s vlnovými délkami (v mikronech)

$$\lambda_1 = 0\cdot58962, \quad \lambda_2 = 0\cdot58902,$$

$$\lambda_1 - \lambda_2 = 0\cdot00060.$$

Liší se tedy vlnové délky zhruba o 0·1%. Každá z těchto složek dává svou soustavu světlých a tmavých kroužků. Vznikají pak (ve světle odraženém) kroužky

$$\text{světlé, je-li} \quad \delta = 2e \cos \beta = (2k + 1) \frac{\lambda}{2},$$

$$\text{tmavé, je-li} \quad \delta = 2e \cos \beta = 2k \frac{\lambda}{2}.$$

Pro malé dráhové rozdíly δ splývají jak maxima tak minima obou soustav; nastává *konsonance*. Když však dráhové rozdíly rostou, začínají se od proužků jasných prvé soustavy odlučovati proužky jasné soustavy druhé, které se více a více kladou na tmavé proužky soustavy prvé. Poněvadž pak na Newtonových sklech jsou jasné

proužky poměrně široké, počnou se obě soustavy překrývat; interferenční zjev stává se poněkud nezřetelný, až se ztratí úplně; nastává *dissonance*, pro kterou platí vztah

$$2k \frac{\lambda_1}{2} = (2k + 1) \frac{\lambda_2}{2} \quad \text{čili} \quad k = \frac{1}{2} \frac{\lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2}.$$

Pro hořejší hodnoty vychází $k = 491$. Oddalují-li se sklička dále, rostou také zároveň dráhové rozdíly. Jasně kroužky obou soustav se odlučují, až konečně nastane případ, kdy k -tý jasný proužek první soustavy padne na $(k + 1)$ -ní jasný proužek soustavy druhé. Jasně proužky tedy zase splývají, interferenční zjev znova se objeví, nastává opět *konsonance*. Podmínkou je, aby

$$(2k + 1) \frac{\lambda_1}{2} = (2k + 3) \frac{\lambda_2}{2},$$

z čehož

$$k = \frac{3\lambda_2 - \lambda_1}{2(\lambda_1 - \lambda_2)}.$$

Když tedy se λ_1 a λ_2 jen málo od sebe liší, je téměř $3\lambda_2 - \lambda_1 = 2\lambda_2$ tudíž

$$k = \frac{\lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2},$$

tedy hodnota dvakrát větší než pro *dissonanci*. Perioda zjevu je dovršena. Jde-li se v témže smyslu dále, lze nové a nové periody pozorovati — Fizeau jich napočítal až 52 —. Změna tloušťky Δe pro každou periodu, kolmý dopad paprsků ($\beta = 0$) předpokládajíc, činí

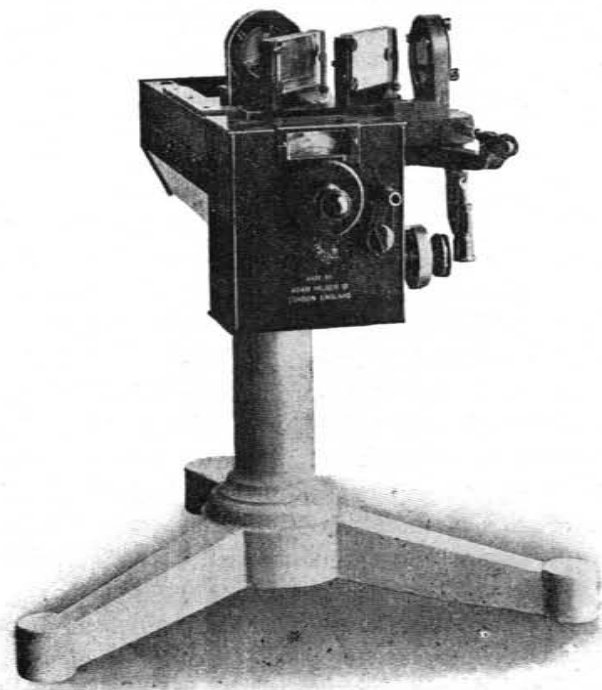
$$\Delta e = k \frac{\lambda}{2} \text{ t. j. } 982 \cdot 0\cdot295 = 0\cdot290 \text{ mm.}$$

Při tom bylo λ_2 vzhledem k λ_1 menší o 0·1%. Kdyby rozdíl činil jen 0·01%, bylo by k desetkrát větší a rovněž tak změna tloušťky e . Pro rozdílnosti ještě menší by však konečně metoda nestačila, poněvadž interferenční zjev pro kroužky stejné tloušťky konečně mizí.

Důvod tento však přestává, jde-li o *kroužky stejného sklonu*. Zde má e hodnotu stálou, kroužky vznikají různým dopadem α a trvají i při tloušťkách e velmi značných. První, kdož touto metodou konal četná pozorování a měření, byl *Michelson* *). Sestrojil

*) *Albert Abraham Michelson* narodil se r. 1852 ve Strelnu v Poznaňsku, vstoupil jako poddůstojník k námořnictvu do služeb Spojených Států severoamerických, byl poté učitelem fyziky na různých ústavech, posledně od r. 1893 na universitě v Chicagu. Roku 1907 obdržel Nobelovu cenu pro fyziku.

zvláštní přístroj, zvaný *interferometr* (obr. 350.). Zde vzniká interference ve vzduchové vrstvě ohraničené dvěma rovnoběžnými planparalelními deskami skleněnými, jejichž odlehlost lze měřiti. Princip pozorovací metody je týž jako při měření Fizeauových; sleduje se, jak se mění ostrost, čili jak *Michelson* říká, »viditelnost« (visibility) interferenčních proužků, zmenšuje-li se tloušťka vzduchové vrstvy, a z toho lze pak posouditi stavbu spektrálních čar.



Obr. 350. Interferometr Michelsonův.

Je-li spektrální čára jednoduchá, viditelnost interferenčních proužků pravidelně klesá, zvyšujeme-li tloušťku vzduchové vrstvy. Příklad podává červená čára kadmiová. Klesání souvisí s tím, že každá spektrální čára má určitou šířku, při čemž intenzita její je ve středu největší a směrem ke krajům klesá. Nemáme tedy světla přesně homogenního s *jedinou* délkou vlnovou; i nejjednodušší čára spektrální obsahuje plynulou řadu vln. To je příčinou, že interferenční zjev postupně slábne, až konečně zmizí. Kdyby spektrální čára se redukovala na matematickou linii, kdyby tedy jí náležela

jediná vlnová délka, pak by *jedinou* příčinou, proč interferenční zjev slábně, až konečně zmizí, bylo, že pro velmi silné vrstvy vzduchové interferující paprsky přestávají býti kohaerentními. Ale z pozorování, o nichž již byla řeč (§ 203.), vysvítá, že tato mez leží velmi vysoko; mnohem dříve počne interferenční zjev slábnouti proto, že světlo není dosti homogenní.

Skládá-li se spektrální čára ze dvou složek stejně silných (obě čáry natriové), pak se viditelnost interferenčních proužků mění periodicky, jak vyloženo již při pokusu Fizeauově. Ovšem i tu rozdíl mezi maximem a minimem viditelnosti postupně slábně, až na konec zjev zmizí. Příčinou je, že šířka obou čar není konečně malá. Tímto způsobem možno snadno vyšetřiti, jak se mění viditelnost interferenčních proužků i v případech složitějších. Známe-li složení spektrální čáry a relativní intenzity jednotlivých složek, jest úloha vyšetřiti průběh viditelnosti interferenčního zjevu jednoznačně řešitelná. Ale úloha opačná, stanoviti složení spektrální čáry, známe-li průběh viditelnosti interferenčního zjevu, není jednoznačně řešitelná. Aby se jí stala, nutno učiniti ještě některé předpoklady, na př. předpokládati, že složení spektrální čáry je souměrné. Je patrné, že pro čáry složitější, jimž náleží zjev interferenční rovněž dosti složitý, jsou závěry, týkající se stavby čar, dosti neurčité a nespolehlivé. Vskutku také nebyly všechny výsledky Michelsonovy potvrzeny pozdějšími badateli, kteří užili jiných, dokonalejších metod. Ale Michelson (spolu s jinými) vykonal svým interferometrem i jiná měření, jež dnes pokládáme za klassická. Vyjádřil na př. pařížský normál metrový vlnovými délkami tří čar kadmiových (červené, zelené a modré). Měření konal v místnostech «Bureau international» v Sèvres společně s Benoitem. Také důležitý pokus, jak se mění rychlost světla na zemi zemským pohybem, byl proveden tímto přístrojem *).

Úspěchy, jichž se dodělal Michelson svým interferometrem, byly pohnutkou pracovati o zdokonalení metody, což se podařilo měrou netušnou. Právili jsme, že superposicí interferenčních zjevů pochodicích ode dvou složek se zjev ztrácí, poněvadž maxima a minima se vzájemně ruší. To se stává tehda, když přechod světlosti od maxima k minimu se děje pozvolna, nenáhle, jako by tomu bylo,

*) O všech těchto měřeních vykonaných s interferometrem pojednává Michelson velmi pěkně v knize: *Light Waves and their Uses*. Chicago, 1907, 166 str. Do němčiny přeložil M. Iklé, *Lichtwellen und ihre Anwendung*. Lipsko, 1911, 236 str.

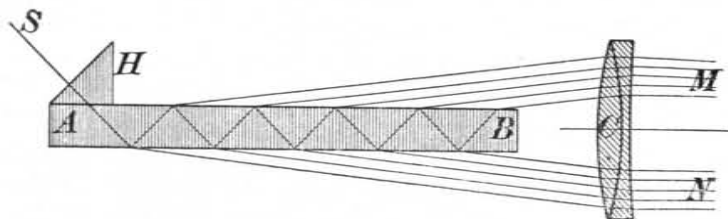
kdyby se světlost měnila na př. podle zákona sinového. Je však možno způsobiti, že změna ta je náhlejší, prudší, takže proužky jasně jsou ostřejší a, když se kladou na tmavé, že jich neruší, nýbrž vznikají mezi původními proužky jasnými ostře jakožto proužky nové. Tím průběh zjevu se stane výraznější. Od původních proužků jasných a ostrých odlučují se pohnáhlu nové proužky jasné a ostré, vkládajíce se mezi ně, takže jejich počet se zdvojnásobí. Dissonance nejeví se tu tedy zánikem interferenčního zjevu, nýbrž zdvojnásobněním počtu proužků, při čemž proužky jedné soustavy leží uprostřed proužků soustavy druhé. Kdyby nadto v daném světelném zdroji bylo několik složek, objevují se několikeré soustavy těchto ostrých proužků. Takovým způsobem lze složení zdroje světelného posuzovati a zkoumati. Vidíme tedy přímo, jak je pozorovaná čára složena, což vzhledem k nepřímé metodě Michelsonově je značný pokrok. Pozorovati nutno ve světle zlomeném, kde, jak dříve bylo vyloženo (§ 198.) mnohonásobnými odrazy vznikají jasné interferenční proužky na tmavé půdě. Podmínkou je však, aby se světlo na obou stěnách, jež ohraničují planparalelní vrstvu, silně odrazilo; neboť čím více odrazů vzniká, tím ostřejší jsou maxima. Uvedeme zde dva způsoby, jak této podmínce bylo vyhověno.

A. Fabry a Ch. Perot ohraničili (v letech 1897—1902) vrstvu vzduchovou dvěma přesně rovnoběžnými, planparalelními *) deskami skleněnými, na vnitřních stranách k sobě obrácených postříbřenými, ale tak řídce, aby světlo vrstvou stříbrnou mohlo pronikati. Ze zdroje světelného dostatečně silného lze takto obdržeti až 90% světla ponejprv odraženého, kteréž se pak odráží opětovaně sem tam. Optická část přístroje je zcela jednoduchá. Za to velmi složitá je část mechanická, sloužící k tomu, aby obě postříbřené desky se postavily dokonale rovnoběžně, a mimo to, aby bylo možno obě desky velmi jemně posouvatí kolmo k jejich rovině, čímž tloušťka *e* vrstvy vzduchové se mění. Dvěma mikrometrickými šrouby lze zjistiti posuv až na desetinu mikronu.

O. Lummer a E. Gehrke (1901) nabyli vydatného a opětovaného odrazu tím, že dali světlu se odrážeti na rozhraní mezi sklem a vzduchem v úhlu, jenž je blízký meznímu úhlu úplného odrazu. Užívají tedy planparalelní desky skleněné, jež má určitou tloušťku *e* a značnější délku (obr. 351.). Světlo, jež se zavede do desky malým

*) Z praktických příčin jsou poněkud malinko klínovité, aby se ze zorného pole odstranila interference mezi plochami desk samotnými. Vrstva vzduchová má býti přesně planparalelní, desky ji ohraničující mají mítí stěny přesně rovinné,

pravoúhlým hranolkem, projde deskou a dopadajíc stále šikmo na stěny desky jednak se láme, jednak skoro úplně se odráží. Z jedné i druhé strany desky vystupuje svazek rovnoběžných paprsků. Svazek svrchní náleží světlu odraženému, avšak chybí v něm první odražený paprsek. Svazek spodní náleží světlu zlomenému. Zachycen spojnou čočkou dává v jejím ohnisku každý z obou svazků svůj interferenční zjev, svazek svrchní ostrá minima na světlé půdě, svazek spodní ostrá maxima na tmavé půdě. Pro svou neúčelnost k rozborům spektroskopickým se v přístrojích nejnovějších svazek světla odraženého vhodně zachytí a absorbuje, takže do pozorovacího dalekohledu přijde pouze svazek světla zlomeného. Při pokusné úpravě užívá se spektroskopu (kollimátoru, hranolu);



Obr. 351. Interferenční deska, jak ji upravili Lummer a Gehrcke.

před jeho pozorovací dalekohled položí se ona skleněná deska. Ke studiu polarisace vkládá se po případě před desku ještě nikol*).

Složení spektrálních čar možno také studovati mřížkou Fraunhoferovou s velikým počtem čar nebo stupňovou mřížkou Michelsonovou. Oba přístroje jsou založeny na ohybu světla a pojednáme o nich na svém místě. Tam také promluvíme o rozlišovací schopnosti všech těchto přístrojů, veličině, jež vyznačuje jejich výkonnost.

§ 207. Výsledky.

Theoreticky bylo by možno popsányi přístroji rozlišiti ve spektru čáry, jejichž vlnové délky se liší libovolně málo; ve skutečnosti však je tu, jak jsme již vyložili, mez, daná tím, že pro veliké dráhové rozdíly interferenční zjev mizí, i když vrstva je přesně planoparalelní. Má totiž spektrální čára, i nejjednodušší,

*) Rozměry desky (od firmy A. Hilger, Londýn), která jest majetkem fysik. ústavu jsou: délka 130 mm, šířka 15 mm, tloušťka $4\frac{1}{2}$ mm. Podrobnosti viz O. Lummer a E. Gehrcke, Ann. d. Phys. (P. Drude), (4) 10. 457, 1903. Theorii značně zdokonalil F. Kolářek.

určitou šířku, není v ní zastoupena jediná vlnová délka, ale obor vln, třeba velmi úzký. Pak ovšem i maxima mají jakousi šířku, tím větší, čím je větší jejich řád k , až na konec sousední maxima splynou, a interferenční zjev zmizí. Vypočteme, kdy to nastane.

Nechť sahá obor vln ve spektrální čáře od λ_1 do λ_2 . Pozorujme zjev v propuštěném světle, kde poloha maxim je dána touž podmínkou jako poloha minim ve světle odraženém. Pro maxima řádu k příslušná oběma krajním vlnám platí:

$$2en \cos \beta_1 = 2k \frac{\lambda_1}{2}, \quad 2en \cos \beta_2 = 2k \frac{\lambda_2}{2}.$$

Rozdil $\beta_1 - \beta_2$ měří šířku k -tého maxima. Pro maximum sousední řádu $(k+1)$ -ního, platí patrně

$$2en \cos \beta'_1 = 2(k+1) \frac{\lambda_1}{2}, \quad 2en \cos \beta'_2 = 2(k+1) \frac{\lambda_2}{2}.$$

Obě maxima právě splynou, je-li $\beta_2 = \beta'_1$, čili

$$2k \frac{\lambda_2}{2} = 2(k+1) \frac{\lambda_1}{2}.$$

Odtud plyne pro řád k , pro který interferenční zjev přestává,

$$k = \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1}.$$

Jako příklad uvedeno budiž toto: Michelson zjistil, že šířka červené čáry vodíkové ($\lambda = 0.6563 \mu$) vysílané Geisslerovou trubicí naplněnou vodíkem za tlaku 0.5 až 3 mm Hg činí asi 0.00001 μ (tedy šedesátkrát méně než rozdíl vlnových délek obou natriových čar). Podle toho jest $\lambda_2 - \lambda_1 = 0.00001$ a $k = 65630$. Jakou musí mítí tloušťku vrstva, aby v ní vznikala interferenční maxima tohoto řádu, plyne ze vzorců právě uvedených. Jde-li na př. o interferometr Fabry-Perotův, je $n = 1$; dále možno položití $\cos \beta_1 = 1$, poněvadž při daném e přísluší úhlu $\beta_1 = 0^\circ$ maximum nejvyššího řádu, tudíž naopak při daném řádu má e při tomto úhlu nejmenší hodnotu; je tedy

$$2e = k\lambda_1 \doteq 44 \text{ mm}, \quad \text{čili } e = 22 \text{ mm}.$$

Pro tuto vzdálenost desk tedy jednotlivá maxima splynou a interferenční zjev vymizí. Ve skutečnosti to nastane dříve, neboť v předešlých úvahách jsme mlčky předpokládali, že intenzita po obou stranách maxima klesá náhle k nulle. Tomu ovšem tak není; i když intenzita klesá rychle, neklesne k nulle náhle. Šířka maxim je tedy poněkud větší, než jsme našli, takže sousední maxima splynou pro menší e .

S tímto výsledkem dobře souhlasí měření Michelsonovo, podle něhož viditelnost interferenčních proužků klesne pro červenou čáru vodíkovou na polovici, je-li $k = 30.000$. Jiné čáry jsou užší; tak na př. zjistil Michelson pro žluté čáry natriové $k = 133.000$; pro červenou čáru kadmiíovou ($\lambda = 0.6438 \mu$) $k = 215.000$, pro zelenou čáru thalliovou ($\lambda = 0.5351 \mu$) $k = 400.000$ a pro zelenou čáru rtuťovou ($\lambda = 0.5461 \mu$) dokonce $k = 420.000$. Všechny čáry byly vzbuzeny výbojem v Geisslerově trubici; v plameni Bunsenově je čára natriová i thalliová desetkrátě širší.

Průběh interferenčního zjevu závisí ovšem podstatně i na tom, jak přesně je splněna podmínka, aby vrstva, v níž interference vzniká, byla planoparalelní. Podmínka ta je velmi důležitá a nutno jí vyhovět tak přesně, že úchytky od rovinnosti stěn nesmí přesahovati malou část (asi desetinu) vlnové délky viditelného světla. Jinak snadno vzniknou vedlejší maxima, jež budí zdání, že čára spektrální je složitější než ve skutečnosti. Hlavně první měření vykonaná deskou Lummerovou-Gehrckeovou jsou ztížena touto vadou; aby ji odstranil, navrhuje Gehrcke užívati dvou desk k sobě kolmých.

Z výsledků interferenční spektroskopie buďtež především ty uvedeny, jež mají význam metronomický. *Michelson, Morley a Benoit, Fabry, Perot* určili velice přesně vlnovou délku tří jasných čar kadmiíových, červené, zelené a modré, a tím také naopak vyjádřili metr ve vlnových délkách kadmiíových čar. Zdrojem světla je rozžhavená Geisslerova trubice s kadmiíovou parou. O výsledcích těchto základních prací bylo již na svém místě referováno (pag. 422 a násl.). Těmito pracemi podařilo se základní jednotku soustavy metrické, totiž metr, vyjádřiti absolutně délkami, jež podle své povahy jsou neproměnné (pokud světový aether zůstane neproměnným). Výsledek tento jest velmi zajímavý, třebaž že praktické důležitosti nemá; neboť komparátorem lze různé normální metry srovnávati ještě přesněji než určovati délky světelných vln.

Je věc zajímavá, jak se změnil názor o neproměnlivosti metru jakožto jednotky délkové. Mužové vědy, zvučného jména, kteří budovali základy metrické soustavy, viděli tuto neproměnlivost metru v jeho definici, na rozměrech naší země založené. Tato myšlenka, že metr je zaručen přímo zemí, nejvíce okouzlovala tehdejší vědecký svět francouzský. Za dnů našich vidíme přednost metru nikoli v jeho definici, nýbrž v jeho realisaci — tyčí platinoiridiovou — a to v realisaci mnohánásobné. Jeho výměr má hodnotu málo cennou a to tím méně, poněvadž spočívá na setiném rozdělení pravého úhlu tehda nově zavedeném, jež nelze zváti šťastným; neboť tímto dělením, jež diktováno bylo jakýmsi

fanatismem decimálním, byla dosavadní jednotka všech věků a národů zcela zbytečně porušena a zaveden dualismus 90 a 100 stupňový, jenž vědě málo prospívá.

Kadmiíové čáry, jichž vlnové délky byly stanoveny s tak velikou přesností, jsou nyní normály pro měření vlnových délek jiných čar; hlavně to platí o červené čáře kadmiíové, jež se ukázala jednoduchou a jež je normálem prvního řádu. Měření se děje tak, že vlnovou délku čáry, již máme stanoviti, *srovnáváme* s vlnovou délkou čáry kadmiíové nebo některé jiné čáry, jež s čarou kadmiíovou byla již srovnána. Měření taková vykonali *Fabry a Perot* přístrojem právě popsaným; hodnoty takto získané jsou přesnější a spolehlivější než čísla stanovená velkými mřížkami Rowlandovými.

Stručně možno popsati jejich metodu takto: Vytvoříme proužky stejného sklonu světlem obsahujícím dvě vlny, jichž délky jsou λ a λ' . Jejich rozdíl nechť není příliš veliký; jednu z nich pokládáme za známou, druhá se má stanoviti. Budiž dále $\lambda' > \lambda$; pak jsou proužky příslušející vlně λ hustší. Pokud je tloušťka vzduchové vrstvy v přístroji *Fabry-Perotově* velmi malá, jsou maxima obou vln stejného řádu velmi blízko u sebe, téměř splývají. Zvyšujeme-li tloušťku, začnou se maxima rozcházeti, ale zpočátku pořád ještě po maximum vlny λ' následuje maximum vlny λ ; jasné proužky odpovídající jednotlivým vlnám se tedy střídají. Poněvadž však maxima vlny λ jsou hustší, nastane konečně případ, kdy v určitém místě zorného pole padne mezi dva po sobě jdoucí proužky vlny λ' nikoliv jeden proužek vlny λ , nýbrž *dva*. Říkáme, že nastala *koincidence*. To se opakuje periodicky, když tloušťku vzduchové vrstvy zvyšujeme dále, a lze ukázati, že koincidence nastane, kdykoli dráhový rozdíl interferujících paprsků se zvětší o

$$d = \frac{\lambda\lambda'}{\lambda' - \lambda}.$$

Tuto veličinu, jež se zove perioda koincidenční, lze velmi přesně zjistiti; známe-li ji a jednu z obou vlnových délek, možno druhou vypočísti. Tak stanovili *Fabry a Perot* vlnové délky četných čar velmi přesně. Z jejich výsledků platných pro tlak jedné atmosféry a teplotu 15° , uvádíme aspoň tyto: Vlnové délky (v jednotce mikron μ) obou natriíových čar (v plameni) jsou: 0.5895932 a 0.5889965, vlnová délka červené čáry lithiové (v plameni) je 0.6707846. Pro vlnové délky význačnějších čar rtuťových vytvořených obloukem ve vakuu našli čísla: 0.57906593, 0.57695984 (obě čáry žluté, jsou blízko u sebe), 0.54607424 (čára zelená) a

0.4358343 (modrá). Dále zkoumány byly četné jasné čáry pozemských zdrojů světelných, zdali jsou stejnorodé. Červená čára *kadmiová* jest, jak již bylo řečeno, jednoduchá. Zelená čára *thalliová*, jejíž vlnová délka je $\lambda_1 = 0.5351$, má dva trabynty λ_2 a λ_3 , jež však jsou hlavní čáře velice blízké, neboť jest

$$\lambda_2 - \lambda_1 = 21 \cdot 10^{-6}, \quad \lambda_3 - \lambda_1 = 3 \cdot 10^{-6} \cdot \lambda_1;$$

rozdíly jdou tedy do milliontin původní hodnoty. Zelená čára rtuťová, jejíž délka vlnová jest $\lambda_1 = 0.5461$, má bezpečně dva trabynty (Fabry a Perot), spíše však ještě více, snad osm (Lummer-Gehrcke); rozhoduje tu konstrukce rtuťové lampy a zejména intenzita proudu, kterým lampa svítí. Také zde jdou rozdíly do milliontin původní hodnoty. To jsou jen některé příklady.

Chtějíce posouditi, o jak jemné rozdíly tu jde, vzpomeňme, že obě čáry natriové se liší (okrouhle) o 0.1%, t. j. 1000 milliontin vlastní hodnoty 0.589. Vystihnouti rozdílnosti, jež jdou jen do několika málo milliontin, znamená bez odporu vrchol, jehož interferenční spektroskopii dospěla jemnost optických měření.

§ 208. Stojaté vlny světelné.

Zajímavý případ interference nastává, dopadá-li světelná vlna kolmo na rozhraní dvou prostředí. Vzniká tu vlna odražená, jež jsou s vlnou dopadající kohaerentní, může s ní interferovati. Shoduje-li se amplituda vln odražených a dopadajících, vzniknou stojaté vlny*). Vyznačují se tím, že v uzlech, od sebe o $\lambda/2$ vzdálených, je optický klid, kdežto uprostřed mezi uzly, ve vrcholech vlny, jsou místa největšího pohybu. Poloha uzlů závisí na tom, vrací-li se odražená vlna s fází stejnou nebo opačnou. V prvním případě, který podle Younga a Fresnela nastává, když se odraz děje na prostředí opticky řidším, je první uzel vzdálen od rozhraní o $\lambda/4$, další tedy o $3\lambda/4$, $5\lambda/4$, atd.; v případě druhém, kdy se odraz děje na prostředí opticky hustším nebo na kovu, leží první uzel v rozhraní, další jsou od něho vzdáleny o $\lambda/2$, $2\lambda/2$, atd.

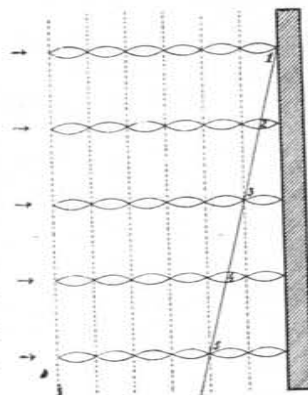
Dokázati tyto světelné vlny stojaté není úloha snadná; neboť vzdálenost uzlových ploch je velmi nepatrná. Podařilo se to *Wienerovi**). Aby amplituda odražené vlny se nelišila od amplitudy vlny dopadající, aby tedy byl odraz co možná úplný, dál se na

*) Akustika (1902), str. 81. a násl.

***) O. Wiener, Wied. Ann. 40, 203, 1890. Otto H. Wiener, narozen 1862, je od roku 1899 ř. profesorem fyziky na universitě lipské.

kovovém zrcadle (obr. 352.). Před tímto zrcadlem byl velmi tenký film fotografický připevněný na skle. Měl tloušťku jen asi $1/30$ vlnové délky viditelného světla čili 20 milliontin *mm*. Film svíral se zrcadlem velmi malý úhel; zrcadlo ozářeno bylo silným světlem monochromatickým. Z připojeného obrazce je přímo viděti, co nastane. Tam, kde film protíná uzly (čísla lichá), je optický klid, není tedy fotografického účinku, tam, kde film prochází vrcholy vlny (čísla sudá) dosahuje fotografický účinek maxima. Po vyvolání mají tedy

vzniknouti na filmu aequidistantní proužky, střídavě světlé a tmavé, jejichž vzdálenost je tím větší, čím menší úhel svírá zrcadlo s filmem. To také bylo zjištěno. Zjev podává nejkrásnější důkaz, že podstatou světla je děj periodický. Ze vzdálenosti jednotlivých minim a z úhlu mezi zrcadlem a filmem možno vypočísti vlnovou délku světla; čísla tak získaná dobře se shodovala s čísly odjinud známými. Později opakovali *Wienerův* pokus *Drude* a *Nernst**), nahradivše fotografický film tenkou vrstvou želatiny nasycené fluoresceinem; vrcholy vln prozradí se tu silnou fluorescencí. V této úpravě hodí se *Wienerův* pokus i k demonstraci.



Obr. 352. Jak vznikají stojaté vlny světelné.

Proti tomuto výkladu bylo namítáno, že pozorovaná maxima a minima mohla vzniknouti také interferencí v tenké vrstvě mezi zrcadlem a deskou skleněnou, na níž byl film. Vskutku lze snadno ukázati, že poloha maxim a minim byla by stejná. Má-li však interference v této vrstvě vzniknouti, musí se světlo odrážeti nejen na zrcadle, ale i na desce. Aby tedy odstranil zmíněnou námitku, vpravil *Wiener* mezi zrcadlo a film benzol, jehož index lomu je téměř stejný jako index lomu skla (korunového). Tím odraz na skleněné desce byl odstraněn, ale jasné a tmavé čáry na filmu se vytvořily opět, což dokazuje, že souvisí vskutku se stojatými vlnami.

Z měření *Wienerových* plynou však ještě jiné výsledky, stejně zajímavé. Bylo již řečeno, že jednotlivé theorie optické vedly k různým předpokladům o tom, kdy je s odrazem spojena změna fáse a kdy není. *Young* a *Fresnel* měli za to, že nastává změna fáse v opačnou, děje-li se odraz na prostředí opticky hustším; naproti

*) P. Drude a W. Nernst, Wied. Ann. 45, 460, 1892.

tomu Neumann a Mac Cullagh, že se mění fáze odrazem na prostředí opticky řidším. Kovy chovají se při kolmém dopadu jako látky opticky hustší. Ukázali jsme také, vykládajíc interferenční zjevy v tenkých vrstvách, že vedou oba předpoklady k výsledkům týmž. Vskutku v elastické theorii světla bylo marně hledáno řešení tohoto sporu obou theorií, s nimž ostatně souvisí i jiná sporná otázka, je-li totiž v lineárně polarisovaném světle kmitová rovina k rovině polarisační kolmá (Young a Fresnel) nebo s ní rovnoběžná (F. Neumann a Mac Cullagh). Elektromagnetická theorie světla nechává otázku nerozřešenu, podle ní jsou oba předpoklady stejně správný. Předpoklad Young-Fresnelův obdržíme, pokládáme-li za světelný vektor sílu elektrickou; k předpokladu Neumann-Mac Cullaghově přijdeme, zvolíme-li si magnetickou sílu za vektor světelný. Zato však pokus Wienerův podává možnost mezi nimi rozhodnouti. Podle Younga a Fresnela má totiž první uzel ležeti v rovině zrcadla, podle Neumanna a Mac Cullagha má býti od ní vzdálen o $\lambda/4$. Polohu prvního uzlu lze snadno vypočísti z polohy minim na filmu a z úhlu mezi filmem a zrcadlem; ukázalo se, že první uzel leží v rovině zrcadla, že tedy je splněn předpoklad Youngův-Fresnelův. Totéž zjistili Drude a Nernst. Ovšem přesně řečeno, je tím dokázáno jen, že fotografické a fluorescenční účinky souvisí s elektrickou silou, a není tím vyloučeno, že jiné účinky světla by mohly býti podmíněny silou magnetickou. Podle dnešních představ o povaze síly elektrické a magnetické zdá se to ovšem pravděpodobné.

Se stojatým vlněním souvisí i vznik barevných fotografií Lippmannových (str. 505.).

§ 209. Závěrek.

Při všech dosavadních výkladech o interferenci předpokládali jsme, že interferující paprsky jsou téže barvy, majíce tutéž délku vlnovou λ , a že fázové rozdíly vznikají z rozdílů dráhových. Zbývá ještě uvažovati o otázce, zdali mohou interferovati paprsky různé barvy čili různé délky vlnové λ_1 a λ_2 . Fázové rozdíly vznikaly by pak růzností doby kmitové čili růzností kmitočtů N_1 a N_2 . Úkaz by měl svou akustickou obdobu v rázech. Znějí-li dva tóny kmitočtů N_1 a N_2 sobě velmi blízkých, vznikají interferenci vln střídavě maxima a minima v počtu $N_2 - N_1$ za vteřinu. Avšak jednoduchá úvaha ukazuje, že v optice podobný zjev vzniknouti nemůže, poněvadž rozdíl $N_2 - N_1$ jest ohromně veliký i pro pa-

prsky, jejichž vlnové délky se velmi málo od sebe liší. Tak na př. oba hlavní světelné tóny zastoupené v čáře natriové mají vlnové délky (§ 203.) v mikronech $\lambda_1 = 0.58962$, $\lambda_2 = 0.58902$, tudíž kmitočty v billionech za sekundu $N_1 = 508.812$, $N_2 = 509.321$, takže jest $N_2 - N_1 = 0.509$, t. j. počet rázů — akusticky řečeno — byl by za sekundu přes půl billionu — číslo ohromné, kteréž jakékoli pozorování okem vylučuje. A to jsou paprsky sobě tak blízké, že je v barvě ani nerozeznáváme. Tím spíše by to platilo o paprscích, které by se barevně více lišily. Ale také úkaz obdobný diferenčnímu tónu nelze pozorovati. Pro nejkrajnější barvy spektrální, vyznačené čarami A a H , máme (§ 77.) $N_1 = 394.7$, $N_2 = 756.1$, tudíž $N_2 - N_1 = 361.4$, což by vedlo k barevnému tónu hlubšímu než je nejzazší červený. V těchto otázkách tudíž optická obdoba s akustikou přestává.

XI.

Ohyb světla.

§ 210. Úvod.

Optické úkazy vykládáme vlnivým pohybem aetheru podobně jako úkazy akustické vlnivým pohybem vzduchu. Zdá se však na první pohled, že obdoba přestává, když světlo nebo zvuk procházejí otvorem v neprostupné stěně; světlo šíří se tu jen přímočaře, zvuk však šíří se za otvorem všemi směry. Slyšíme na př. oknem hlas člověka venku mluvícího, i když ho nevidíme. Poznáme však, že přímočaré šíření světla souvisí s velmi nepatrnou délkou světelné vlny. Osvětlené předměty vrhají stíny, poněvadž jejich rozměry jsou obyčejně značné vzhledem k světelné délce vlnové. Světlo postupuje i za otvorem v původním směru, dokud rozměry otvoru jsou vzhledem k vlnové délce veliké. Z toho následuje obdobně, že by se vlna zvuková šířila také přímočaře, kdyby otvor, kterým má postupovati, byl vzhledem k její délce dostatečně veliký*). Také naopak vzniká velmi určitý stín akustický za předmětem velkých rozměrů. Teče-li údolím na jedné straně horského hřbetu bystřina, slyšíme její hukot tak dlouho, pokud ji vidíme; jakmile však sestoupíme na druhé straně hřbetu jen tolik, že nám bystřina zmizí s očí, utichne i její hluk.

V tomto oddílu poznáme četné případy, kdy světlo se od přímočarého postupu uchyluje šíříc se jako zvuk. Úkazy mají základ v ohybu (difrakci) a zovou se *ohybové*. První pokusy o tomto

*) Před mnoha lety vybuchla na řece Mersey (v Anglii, blíže Liverpoolu) loď vezoucí náklad stělného prachu. Stalo se to naproti místu, které ve vysokém břehu tvoří velký otvor. Tímto otvorem šířila se zvuková vlna docela přímočaře, takže místa ležící mimo směr, jimž postupovala, nebyla vlnivým pohybem a jeho účinky ztižena. Obyvatelé tam neslyšeli vůbec výbuchu, který ve směru přímém byl na mnoho mil slyšán, způsobiv vedle toho svou prudkostí mnoho škod.

předmětu konal a popsal *Grimaldi* *); od něho je též název difrakce. Do zatemněné síně vpouštěl malým otvorem kruhovým sluneční světlo, takže na protější bílé stěně se objevilo kruhové místo osvětlené. Když do světelného kužele postavil malý předmět stínící, ukázal se na stěně jeho stín, jenž byl však větší než stín geometrický. Nebyl určitě ohraničen; kolem jeho hranic bylo viděti několik barevných proužků. Také uvnitř stínu ukazovaly se jemné proužky.

Další pokusy konali *Hooke*, *Newton*, zejména pak *Young*, jenž první hleděl úkazy ohybové vysvětliti z vlnivé theorie, opíraje se o princip interference. Vnější proužky ohybové vykládal *Young* interferencí světla přímého a světla na hranách stínícího tělesa odraženého (reflektovaného); vnitřní pak proužky vysvětloval interferencí světla přímého a světla na hranách při tečném dopadu ohnutého (inflexovaného); nedovedl však podstatu inflexe blíže naznačiti. Názory jeho přejal zprvu *Fresnel* a právě tím byl přiveden ke studiu vlivu, jaký na odrazení a ohýbání světla má jakost hran. Ukázalo se však, že vlivu takového vůbec není; ostré hrany dávaly též výsledek jako tupé; břitva na broušené straně též jako na straně tupé. *Fresnel* sestrojil pak štěrbinu ze dvou desk ocelových, které do polovice byly vybroušeny v ostrou hranu, v druhé pak polovici měly hranu zaoblenou. Ohybové proužky objevily se jako nerušené přímky. *Fresnel* vysvětlil ohybový zjev interferencí sekundárních vln šířících se od míst, kde primární vlna naráží na malé těleso nebo na úzkou štěrbinu. Řešil tedy *Fresnel* difrakční problém spojuje Huygensův princip s Youngovým principem interference světla. V jeho smyslu pracoval dále *Schwerd*, jenž studium ohybu rozšířil na případy nejvšeobecnější.

Úkazy ohybové zkoumal po *Fresnelovi* podrobně *Fraunhofer* a to pro zvláštní případ, kdy vznikaly rovnoběžným světlem. Užíval tudíž při studiu těch úkazů dalekohledu, kterým zíral na velmi vzdálený zdroj světelný a před jehož objektiv kladl předměty ohyb způsobující. Proto se jeho metoda zove *teleskopická* na rozdíl od *Fresnelovy*, jež se nazývá *mikroskopická*.

*) *Francesco Maria Grimaldi* narodil se r. 1618 v Bologni; vstoupiv ve 14. letech do řádu jezuitského věnoval se studiím hlavně mathematickým a astronomickým; zemřel r. 1663 jako učitel matematiky na jezuitské koleji v rodném městě. Dílo, v němž jeho pokusy jsou popsány, má název: *Physico-mathesis de lumine, coloribus et iride aliusque annexis*, libri II; vydal je dvě leta po jeho smrti jezuita *Riccioli*.

Při Fresnelových úkazech je dána kulová vlna světelná, jejíž střed splývá se zdrojem světelným (svíticím bodem nebo řadou takových bodů, na př. šterbinou). Počítá se účinek části této vlny, na př. té, která prochází otvorem nebo kolem ostré hrany, drátu a pod., a to na bod ležící v blízkosti. Podrobné studium těchto zjevů vyžaduje obtížných počtů, opírajících se o integrály t. zv. Fresnelovy. Přístupnější pro výklad jsou zjevy Fraunhoferovy, zvláště krásné úkazy spekter mřížkových, k nimž jsou přípravou ohybové zjevy vznikající jednou nebo několika šterbinami. Poněvadž světelný zdroj předpokládáme velmi daleko, lze světelnou vlnu dopadající na ohybové předměty pokládati za rovinnou. Pozorování upravujeme buď subjektivně, užívající optických kollimátorů a dalekohledů, anebo objektivně, kdy pracujeme ve vzdálenostech dostatečně velikých vzhledem k rozměrům ohybových předmětů.

Základem pro vysvětlení zjevů ohybových je *princip Huygensův*. Vylóžíme jej nejprve v původním tvaru Huygensově; poté ukážeme, jak princip doplnil *Fresnel*.

§ 211. Princip Huygensův.

Světelný rozruch vycházející z bodového zdroje a postupující homogenním, isotropním prostředím, šíří se patrně na všechny strany rychlostí stejnou. Postupuje tedy po *koulích*, jejichž středem je svítící bod; na kterékoliv kouli děje se kmitavý pohyb v téže fázi. Geometrické místo bodů, jež kmitají současně ve stejné fázi, nazývá se *vlnoplocha*; v tomto případě jsou tedy vlnoplochami soustředné koule. Jejich poloměry určují směr, jímž se vlnění šíří; jsou to *paprsky*.

Kulová vlna, šířící se prostorem, stává se méně zakřivenou, a to tím méně, čím více její poloměr roste; proto ve velké vzdálenosti od zdroje lze malou její část pokládati za rovinu a příslušné paprsky za rovnoběžné. Tím způsobem vzniká představa *rovinné vlny*. Takovou rovinnou vlnu možno vytvořiti i jinak; kdykoliv totiž na př. čočkou přeměníme rozbíhavý svazek paprsků, vycházejících z jednoho bodu, ve svazek rovnoběžný, měníme vlastně vlnu kulovou ve vlnu rovinnou. Útvar tento vyznačuje se jednoduchostí a proto ve výkladech optických zjevů často se ho užívá.

Vzniká otázka, co se stane, když světelná vlna narazí na překážku, jako jsou neprůhledná tělesa nebo rozhraní dvou různých prostředí. Odpověď dává nejjednodušší pozorování. Dopadá-li

světlo na neprůhledná tělesa, vzniká stín, který nasvědčuje, že světlo se šíří přímočaře; na rozhraní dvou prostředí vzniká odraz a lom. Tyto vlastnosti byly za dob Huygensových pokládány za základní. Vskutku také byla výronová theorie světla sestrojena tak, aby podávala nejjednodušší jejich výklad. Pro vlnivou theorii bylo odvození těchto zákonů úloha daleko obtížnější; pokusil se o ni sám Huygens, jenž je založil na větě, kterou dnes nazýváme *princip Huygensův*.

Šíří-li se vlnění jakýmkoli prostředím, sděluje se patrně rozruch od částice k částici. Můžeme tedy podle Huygensa pokládati každou částici za středisko vln, t. zv. *elementárních*, jež se od ní šíří na všechny strany. Zvolme si částice ležící na uzavřené ploše, která obklopuje světelný zdroj. Budeme ji nazývati *plocha Huygensova*. Může to býti některá vlnoplocha, což je nejjednodušší, neboť pak dorazí vlnění do každého bodu plochy Huygensovy současně, ale nutné to není. Jakmile tedy rozruch dospěje do některého bodu Huygensovy plochy, počnou se z něho šířiti elementární vlnky. Účinek *jednotlivých* těchto vlnek je podle Huygensa velmi slabý; lze jej pozorovati jen tam, kde se všechny elementární vlnky zesilují. To je na *obalující jejich ploše*, která zároveň naznačuje, kam až dospělo vlnění po určité době. Je tedy také vlnoplochou.

Elementární vlnky mají ovšem *dvě* plochy obalující, jedna leží mimo plochu Huygensovu, druhá uvnitř. Huygens předpokládá, že se účinek elementárních vlnek zesiluje jen na první z obou ploch, která leží ve směru, jímž vlna postupuje. K tomu se ještě vrátíme.

Princip svůj vyjadřuje Huygens těmito slovy*): Il y a encore à considérer dans l'émanation de ces ondes, que chaque particule de la matière, dans laquelle une onde s'étend, ne doit pas communiquer son mouvement seulement à la particule prochaine, qui est dans la ligne droite tirée du point lumineux; mais qu'elle en donne aussi nécessairement à toutes les autres qui la touchent et qui s'opposent à son mouvement. De sorte qu'il faut, qu'autour de chaque particule il se fasse une onde dont cette particule soit le centre. Mais chacune de ces ondes ne peut être qu'infiniment faible comparée à l'onde... à la composition de laquelle toutes les autres contribuent par la partie de leur surface, qui est la plus éloignée du centre.**)

*) Srovnej Akustika, § 36. a násl.; zde též zajímavé obdoby s vlnami vodními.

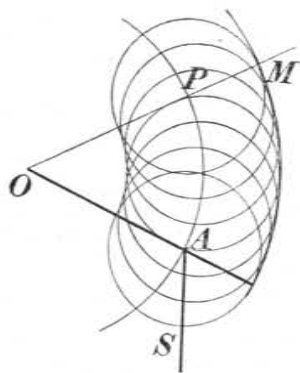
**) „Dlužno ještě při šíření těchto vln uvážit, že každá částice hmoty (= prostředí), ve které se vlna šíří, nesdílí pohyb toliko s částičkou sousední, která leží na přímce vedené z bodu svítícího, nýbrž že udílí jej nutně i všem ostatním, které se jí dotýkají a které brání jejímu pohybu. Proto je nutno, že kolem každé částice vznikne vlna, jejíž jest tato částice střediskem... Avšak

Ukážeme nyní, jak Huygens vykládal svým principem přímočaré šíření světla, jakož i odraz a lom.

§ 212. Výklad přímočarého šíření světla.

Vznik stínu pokládá se za důkaz, že světlo se šíří přímočaře. Přechod ze světla do stínu je tím náhlejší, čím menší jsou rozměry svítícího tělesa. Z toho se soudilo, že by byl úplně náhlý, kdyby svítelný zdroj se stal pouhým bodem. Hranice světla a stínu souhlasí pak s předpokladem, že světlo postupuje v přímé dráze. Jak Huygens vykládal svým principem vznik stínu, vysvětlíme na jednoduchém příkladě.

Budiž dán svítelný zdroj bodový O (obr. 353.); světlo nechť šíří se až k neprůhlednému stínítku AS . Úlohou je stanovití optický pohyb v libovolném místě za stínítkem. Podle Huygensa postupujeme takto. Svítící bod O obklopíme se všech stran uzavřenou plochou. Jednotlivé její body lze pokládati za střediska elementárních vlnek, které se šíří na všechny strany, jakmile vlnění z bodu O



Obr. 353. Přímocharé šíření světla podle principu Huygensova.

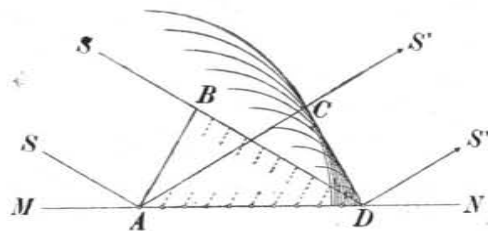
vycházející do nich dospěje. Tyto elementární vlnky dají pozorovatelný účinek jen na *vnější* ploše je obalující; všude jinde se jejich účinek navzájem ruší. Sestrojíme-li tedy tuto obálku v libovolném čase t , obdržíme geometrické místo bodů, k nimž vlnění vycházející z bodu O dospělo v čase t , čili vlnoplochu příslušnou k okamžiku t . V našem případě si zvolíme za Huygensovu plochu kouli opsanou kolem O poloměrem OA . Vlnění z bodu O přijde do všech bodů této koule současně; mají tedy elementární vlnky z nich vycházející stejný poloměr. Vlnky vycházející z bodů, jež leží pod krajem A , jsou stínítkem pohlcovány, kdekoli na ně dopadnou, nemají tedy vlivu na optický po-

každá z těchto vlnek nemůže být leč nekonečně slabá, srovnáme-li ji s vlnou, k jejíž složení všechny ostatní přispívají tou částí svého povrchu, která jest nejvíce vzdálena od středu.“ Poslední větou poukazuje Huygens na plochu obalující, v níž se děje spolupůsobení elementárních vlnek — nevšimá si tedy ostatních částí těchto vlnek, Pravda jest, že se tyto interferenci vzájemně ruší,

hyb za stínítkem. Ostatní vlnky patrně obalují kouli, která má střed v O a je ohraničena půlrovinou položenou bodem O a hranou stínítka. Tato půlrovina je tedy *rozhraní mezi optickým rozruchem a klidem* čili mezi světlem a tmou; je to hranice geometrického stínu. V ní nastává náhlý, rozpojitý přechod ze světla do tmy; světlo se šíří přímočaře.

§ 213. Výklad odrazu a lomu světla.

Budiž MN (obr. 354.) rovinné rozhraní dvou opticky různých prostředí I. a II.; na toto rozhraní nechť dopadají rovnoběžné paprsky směrem SA . Vlnoplocha je zde *rovina* na směr paprsků *kolmá*; lze ji považovati za část koule, jejíž střed je v nekonečné

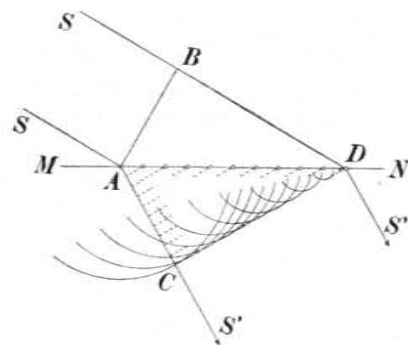


Obr. 354. Odraz světla podle principu Huygensova.

dálce. Studující průběh úkazu v rovině nákresné — při němž prozatím nepřihlížíme k významu prostorovému — rýsujeme dva paprsky rovnoběžné a mezi nimi kolmou přímkou jakožto přímkovou vlnu. Tato postupuje určitou rychlostí, až v jakémsi okamžiku dojde první její bod A na rozhraní MN obou prostředí. Toto rozhraní zvolíme za plochu Huygensovu a ve smyslu jeho principu myslíme si, že bod A v témže okamžiku se stane střediskem elementární vlnky, po něm na přímce MN bod sousední a pak následující atd., každý ovšem poněkud později, až totiž pohybující se úsečka AB jím projde; naposled stane se bod D střediskem elementární vlnky. Uvažme, jak se právě v tomto okamžiku věc utváří, tedy za tu dobu, za kterou vlnění původní proběhne dráhu BD . Od jednotlivých bodů přímky AD postoupily elementární vlnky jak do prostředí prvního (odraz), tak i do prostředí druhého (lom), ale do prostředí druhého s jinou rychlostí — na př. s rychlostí menší. K snazšímu přehledu rozdělme úvahu:

1. Hledme nejprve k prostředí prvému, původnímu. Za ten čas, kdy vlnění původní proběhne dráhu BD , rozšíří se vlnění od středu A na (neúplný) kruh téhož poloměru $AC = BD$; od jiných středisk mezi A a D budou tyto poloměry přiměřeně menší; pro bod uprostřed mezi A a D bude na př. činití též polovičku, pro bod jiný bude poloměr podle polohy bodu mezi A a D úměrně menší. Nakreslíme-li všechny tyto kruhy, seznáme, že do některých bodů dospěje vlnění současně ze všech středisk v téže fási; jsou to body na přímce CD , která je všech těch kruhů společnou tečnou, zde se tedy vibrační pohyby zesilují; jinač dospěje s různými fázemi a ruší se interferencí. Výsledek bude tedy, že přímka AB , jak byla před odrazem, se ukáže v nové poloze CD . Jinak řečeno: vlnoplocha znázorněná touto přímkou AB objeví se v nové poloze znázorněná přímkou CD , ke kteréž jest paprsek AS' kolmo; a to jest paprsek odražený. Poněvadž jest $BD = AC$, plyne ihned $\alpha = \alpha'$, kdež jest $DAB = \alpha$ úhel dopadový, $ADC = \alpha'$ úhel odrazový.

2. Hledme nyní k prostředí druhému (obr. 355.). Za tu dobu, ve které původní vlnění proběhne drahou BD , rozšíří se vlnění, ze střediska A vycházející, do prostředí druhého na (neúplný) kruh nikoliv téhož poloměru $= BD$, nýbrž poloměru na př. menšího AC ; i jest pak patrně $\frac{BD}{AC} = \frac{v_1}{v_2}$, kdež značí v rychlost, jakou se vlnění



Obr. 355. Lom světla podle principu Huygensova.

šíří v jednom nebo v druhém prostředí, neboť dráhy BD a AC jsou stejnodobé. Od ostatních bodů mezi A a D rozšíří se elementární vlnky na kruhy, jejichž poloměry jsou přiměřeně menší než AC podle polohy těchto bodů mezi A a D . V okamžiku, kdy právě bod D se má stát střediskem elementární vlnky, dospějí vlnky od jednotlivých středisk mezi A a D současně a ve stejné fási do bodů, kteréž leží na přímce CD , jež je tečnou všech těch kruhů; do jiných

Znamenejme úhel dopadu $\alpha = DAB$, úhel lomu $\beta = ADC$; pak jest

$$AD \cdot \sin \alpha = BD, \\ AD \cdot \sin \beta = AC,$$

tudíž

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{BD}{AC}.$$

Dráhy BD a AC jsou isochronní a úměrné příslušným rychlostem v_1 a v_2 ; znamená-li n jejich poměr, obdržíme

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{v_1}{v_2} \quad \text{čili} \quad \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n.$$

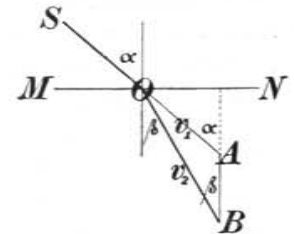
Úvahy tyto vedou tedy ke známému zákonu Descartesovu-Snellovu o lomu světla, ale ukazují též, jaký význam má index lomu. Lom ke kolmici, t. j. $\beta < \alpha$, vyžaduje $v_2 < v_1$. Vysvětlení lomu světla podle theorie výronové vyžadovalo naopak $v_2 > v_1$.

Theorie výronová vykládala lom světla hypotézou velmi pravděpodobnou, že totiž částičky hmotné působí na částičky světelné. Proto při přechodu do prostředí opticky hustšího přistupuje k rychlosti OA částičky světelné složka AB ve směru kolmice dopadové (obr. 356.). Tím se původní rychlost $OA = v_1$ změní v rychlost $OB = v_2$, na směru postupu nezávislou. Je pak

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{\text{cosec } \beta}{\text{cosec } \alpha} = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n.$$

Zajímavé je, že Descartes úvahou zcela podobnou došel správného zákona o lomu světla. Srovnával průchod světelných částiček nějakým prostředím s průchodem projektilu a předpokládal, že lom ke kolmici vzniká, když odpor, který tomuto průchodu klade prostředí, je menší, pročť také rychlost větší. Proti tomu namítl Fermat, že by podle toho v prostředí hustším byl onen odpor menší, což je vše pravděpodobná. Descartes odpověděl poukázav na rozdíl mezi hustotou mechanickou a optickou, ač námitku plně vyvrátiti nemohl.

Podle vlnivé theorie jest, jak z uvedených výkladů patrné, přímočaré šíření světla i odraz i lom úkaz dosti složitý.

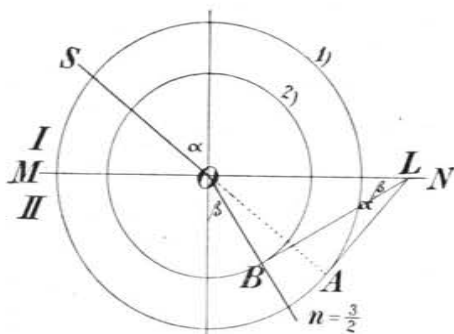


Obr. 356. Lom světla podle theorie výronové.

§ 214. Konstrukce Huygensova.

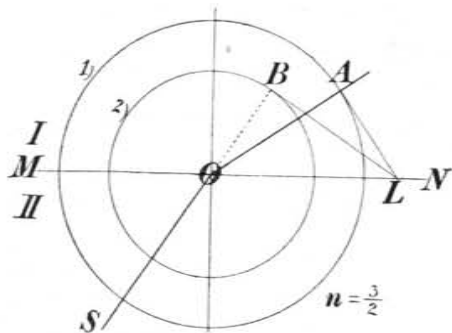
V duchu výkladů předešlého odstavce a se zřetelem na výsledky závěrečné lze pro lom světla podati tuto konstrukci (srovn. § 31.). V nákrese rovině budiž MN rovinné rozhraní dvou pro-

středí I. a II. (na př. vzduchu a korunového skla). Sestrojíme (obr. 357. a 358.) soustředné kruhy 1. a 2. kolem bodu dopadového O poloměry, jež jsou rychlostem v_1 a v_2 úměrné. Jde-li o přechod z prostředí I. řidšího do prostředí II. hustšího (obr. 357.), prodlou-



Obr. 357. Konstrukce Huygensova; lom ke kolmici.

žíme dopadající paprsek SO až ke kruhu 1. do bodu A ; zde položíme tečnou AL ke kruhu, jež protíná rozhraní MN v bodě L , a kolem tohoto bodu stočíme tečnou tak, aby se dotýkala kruhu 2. v bodě B ; pak je OB paprsek zlomený. Podobně, jde-li o postup



Obr. 358. Konstrukce Huygensova; lom od kolmice.

opačný z prostředí II. hustšího do prostředí I. řidšího (obr. 358.), prodloužíme dopadající paprsek až ke kruhu 2. do bodu B ; v něm položíme tečnou BL ke kruhu 2., jež protíná rozhraní MN v bodě L ; kolem tohoto bodu stočíme tečnou tak, aby se dotýkala kruhu 1. v bodě A ; pak je OA paprsek zlomený. Obrazce 357. a 358. jsou rýsovány pro $n = 3/2$ (sklo korunové),

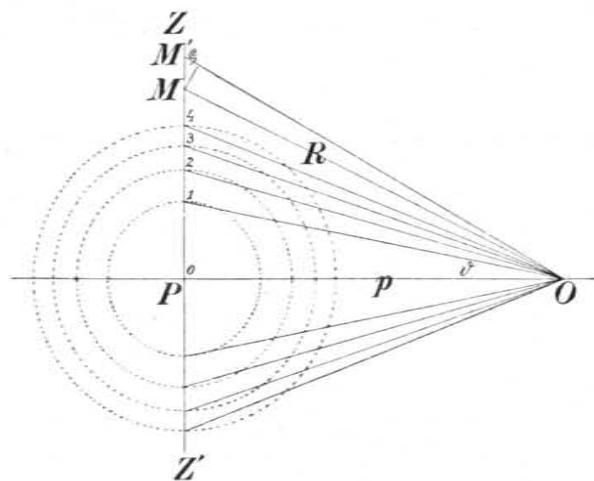
Co zde bylo v rovině nákresné čili dopadové rýsováno, dlužno pojmouti prostorově. Kruhy 1. a 2. značí pak elementární kulové vlnoplochy, přímky AL a BL jsou rovinné vlny; tyto protínají se s rovinou hraniční v ose L , jež je na rovině nákresné kolmá. Lom znamená tedy změnu fronty původní vlnoplochy AL stočené kol osy L do plochy BL nebo naopak.

Významná věc je však, že konstrukce prostorové podrží platnost také tehdy, když elementární vlnoplochy 1. a 2. nejsou koule, nýbrž plochy jiné, zejména elipsoidy. Tento případ nastává při dvojlomu, o němž dále jednáme obšírně.

§ 215. Doplnění principu Huygensova Fresnelem; vlna rovinná.

Ukázali jsme, jak Huygens vykládal svým principem přímočaré šíření světla, odraz a lom. Je však jisto, že jeho výklad není úplně správný. Princip Huygensův má totiž platiti pro *každý* pohyb vlnivý; mělo by se tedy *každé* vlnění šířiti přímočaře a na rozhraní dvou prostředí odrážeti a lámati podle zákonů odvozených. Že tomu tak není pro vlny akustické, bylo již v úvodě vyloženo, ale i v optice je těmto zákonům vyhověno jen přibližně, jak ukazují zjevy ohybové. Bylo tedy nutno princip Huygensův, v podstatě zajiště správný, doplniti tak, aby se shodoval s výsledky pozorování. To učinil *Fresnel*, nahradiv Huygensův *princip obalující plochy* Youngovým *principem interferenčním*. Představa Huygensova, že vlnivý pohyb v každém bodu ležícím vně plochy Huygensovy je právě takový, jako kdyby byl způsoben vlněním vycházejícím z jednotlivých bodů oné plochy, je podle Fresnela správná. Nelze však obecně říci, že výsledný rozruch, způsobený těmito elementárními vlnkami, je pozorovatelný jen na ploše obalující, nýbrž nutno jej vyšetřiti i na ostatních místech prostoru tím, že jednotlivé rozruchy sčítáme, jak vyžaduje princip interferenční. Lze ovšem očekávati, že na ploše obalující bude účinek největší, poněvadž tam přicházejí jednotlivé rozruchy téměř ve stejné fázi, zesilují se tedy, ale proto ještě nemusí býti výsledný pohyb všude mimo obalující plochu nullový. Je-li to splněno velmi přibližně pro optické vlny, platí-li tedy pro ně zákon o přímočarém šíření a o pravidelném odrazu a lomu daleko přesněji než na př. pro vlny akustické, je příčinou toho velmi krátká délka optických vln. Ale také optické vlny uchylují se od uvedených zákonů, vzniká ohyb. Fresnel ukázal, jak je možno z Huygensova principu jím přiměřeně upraveného vyložiti souhlasně s pozorováním optické zjevy ohybové.

Vyložíme nyní, jak Fresnel sčítal rozruhy způsobené elementárními vlnami. Budiž dána rovinná vlna $Z'Z$ (kolmá k rovině nákresné), postupující na př. od levé k pravé. Máme stanovit pohyb jí způsobený v bodě O (obr. 359.), který se nazývá také *oční bod*. Spustíme s tohoto bodu O na rovinu $Z'Z$ kolmici $OP = p$; pata P této kolmice je bod, jenž jest ze všech bodů dané vlny bodu O nejbliže; zove se *pól vlny*.



Obr. 359. Účinek vlny rovinné.

Ve smyslu předešlých výkladů můžeme si mysliti, jako by v určitém okamžiku vlna $Z'Z$, jejíž rovinu zvolíme za plochu Huygensovu, postupující směrem PO se zastavila a jako by místo toho ze všech jejích bodů M vyšly v témže okamžiku elementární vlnky, jež dojdou do bodu O a zde interferují. Tu pak je patrné, že účinek všech bodů M , které jsou v prostoru rozloženy souměrně kolem osy OP , je stejný. Proto můžeme rovinnou vlnu rozdělit v kruhová pásma kolem pólu P rozložená; vedeme totiž z bodu O kruhy a to stranami R , jež rovnoměrně rostou, hodnotou p počínajíc *). Účelně volíme přírůstek tento $= \lambda/2$, čímž obdržíme elementární pásma půlvlnová, příslušná hodnotám

$$R = p, \quad p + \frac{\lambda}{2}, \quad p + 2 \frac{\lambda}{2}, \quad p + 3 \frac{\lambda}{2}, \dots$$

*) V obrazci jsou tyto kruhy vytečkovány, aby se upozornilo, že nepadnou do roviny nákresné, nýbrž do roviny ZZ' , jež jest k nákresné kolmá. Délky R jsou strany kolmých kuželů, jichž vrchol je O a jichž podstavy jsou tyto kruhy.

Je-li vlnová délka λ malá, jsou jednotlivá elementární pásma úzká; můžeme tedy předpokládati, že účinek každého pásma na bod O je úměrný přímo ploše pásma, nepřímě jeho vzdálenosti R , a že závisí též na sklonu pásma ke směru R . Při tom je účinek od pásma k pásmu střídavě kladný a záporný vzhledem k tomu, že při postupu o $\lambda/2$ elongace mění znamení.

Lze ukázati, že plocha pásma rovná se $\pi\lambda R$. Je-li tedy účinek úměrný přímo této ploše a nepřímě vzdálenosti R , pak byl by úměrný výrazu $\pi\lambda$, tudíž, nehledíc k šikmosti pásma a k znamení, byl by stálý.

Utvořme pásmo stranami (obr. 359.)

$$OM = R \text{ a } OM' = R + \varrho,$$

kdež budiž ϱ velmi malý přírůstek. Plochu pásma určuje výraz $2\pi \cdot PM \cdot MM'$. Je však

$$\frac{PM}{R} = \frac{\varrho}{MM'}, \text{ tudíž } PM \cdot MM' = \varrho R.$$

Proto stanoví plochu pásma součin $2\pi\varrho R$, jenž roste, je-li ϱ stálé, úměrně s odlehlostí R . V našem případě je $\varrho = \lambda/2$, plocha pásma tudíž $\pi\lambda \cdot R$.

Zbývá však přihlédnouti, jaký účinek má šikmost pásem. Tento bude všeobecně funkcí úhlu ϑ . Předpokládejme funkci

$$\cos \vartheta = \frac{p}{R}.$$

Pokud úhel ϑ je velmi malý, t. j. pokud hledíme k elementárním pásmům poblíže pólu, lze účinek šikmosti pásma zanedbávati. Ve větší odlehlosti od pólu bude účinek dvou pásem sousedních úměrný výrazům

$$\frac{p}{R} \text{ a } \frac{p}{R + \frac{\lambda}{2}}.$$

Poněvadž pak sousední pásma působí opačně, bude rozhodovati rozdíl těchto výrazů, který se rovná

$$\frac{p \frac{\lambda}{2}}{R \left(R + \frac{\lambda}{2} \right)} \text{ čili přibližně } \frac{p}{R^2} \cdot \frac{\lambda}{2}.$$

Účinek šikmosti pásem klesá tudíž se čtvercem jejich odlehlosti R od bodu O . Označíme-li tedy písmeny $m_1, m_2, m_3 \dots$ působení jednotlivých pásem půlvlnových na bod O , obdržíme celkový účinek

součtem

$$m_1 - m_2 + m_3 - m_4 + \dots$$

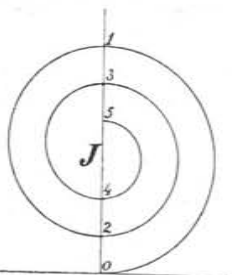
Pišme řadu tuto tvarem

$$\frac{1}{2}m_1 + (\frac{1}{2}m_1 - \frac{1}{2}m_2) - (\frac{1}{2}m_2 - \frac{1}{2}m_3) + (\frac{1}{2}m_3 - \frac{1}{2}m_4) - \dots$$

Je patrné — z toho, co bylo řečeno, — že členy v závorkách jsou vzhledem k prvému členu $\frac{1}{2}m_1$ velmi malé. Poněvadž se znamení střídá, předpokládal Fresnel, že se řada omezí na $\frac{1}{2}m_1$. Účinek rovinné vlny na bod O je tedy takový jako poloviční účinek prvního pásma, rozloženého kolem pólu P .

Tento výsledek lze velmi dobře ověřiti konstrukcí. Bylo nahoře (§ 188.) vyloženo, jak skládáme kmity s nesmírně malými amplitudami, je-li jich značný počet a rostou-li jejich fázové rozdíly spojitě. Abychom mohli mluvit o takových kmitech elementárních, rozdělme každé z oněch pásem půlvlnových na veliký počet elementárních prstěnců, opisujících z bodu O na vlnoploše kruhy se stranami $R + \delta$, kdež δ spojitě v každém pásmu roste od začáteční hodnoty R toho pásma k hodnotě

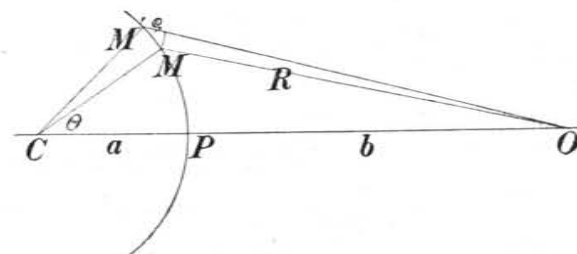
konečné. Amplitudy těchto kmitů řadí se k sobě v křivky, jež jsou téměř polokruhy, od pásma k pásmu stále menší. Kmity prvního pásma dávají (obr. 360.) amplitudu 0, 1, kmity druhého amplitudu 1, 2, třetího amplitudu 2, 3, čtvrtého amplitudu 3, 4 atd. Tyto amplitudy, sčítajíc se algebraicky, dávají výslednou OJ , která je velice blízké polovici amplitudy $O1$ prvního pásma. Je tedy účinek všech pásem takový, jako účinek polovičního pásma prvního.



Obr. 360. Jak se geometricky skládají pásma.

Vyšetřme nyní, jak se změní optický pohyb v bodě O , zakryjeme-li část vlny stínítkem. Pro jednoduchost předpokládáme, že kraj stínítka je rovný. Pokud stínítka leží stranou, takže zakryje jen ta pásma, jež leží daleko od pólu P a jejichž účinek na pohyb v bodě O je velmi nepatrný, zůstává v bodě O takový pohyb a takové osvětlení, jako kdyby stínítka nebylo. Teprve, když se kraj stínítka blíží k pólu P a stínítka počíná zakrývat i části účinných pásem, počne se pohyb v bodě O měnit. Vliv stínítka se tedy prozrazuje, ačkoliv O leží ještě mimo obor geometrického stínu. Podle zákona o přímočarém šíření světla mělo by totiž osvětlení v O zůstatí ještě nezměněno. Prochází-li kraj stínítka právě pólem P ,

zakryje polovici všech pásem, amplituda pohybu způsobeného v O je tedy také polovici amplitudy toho pohybu, který by v O byl bez stínítka, a intenzita je rovna čtvrtině intenzity, jež by byla bez stínítka. Zakryjeme-li stínítkem ještě další část vlnoplochy, takže kraj jeho přijde za pól P , leží bod O v geometrickém stínu, ale optický pohyb v něm není nullový, nýbrž mění se spojitě způsobem, který ještě vyšetříme. Je však patrné, že klesne k nulle, když budou účinná pásma ležící kol pólu P zakryta. Není tedy náhlého a rozpojitého přechodu ze světla do stínu, a proto zákon



Obr. 361. Účinek vlny kulové.

o přímočarém šíření světla neplatí přesně. Přechod ten je ovšem rychlý; neboť vlnová délka světla je velmi malá, poloperiodová pásma leží hustě vedle sebe a o účinku v bodě O rozhodují jen pásma, která leží velmi blízko pólu P .

§ 216. Pokračování; vlny kulové.

Budiž dána kulová plocha, se středem C , která se blíží k bodu O (obr. 361.). Bod P , v němž vlna protíná spojnicí CO , jest pól vlny. Majíce vyšetřiti vliv této vlny na bod O , myslíme sobě, jako by vlna v některém okamžiku se zastavila a jako by v témže okamžiku od ní vyšly vlnky elementární. Tyto nechť vycházejí, podobně jako v případě předešlém, z půlvlnových pásem, jež vytvoříme opisující z bodu O kruhy na dané vlnoploše, jež mají strany R od hodnoty b po $\lambda/2$ rostoucí, tedy stranami

$$R = b, b + \frac{\lambda}{2}, b + 2\frac{\lambda}{2}, b + 3\frac{\lambda}{2}, \dots$$

O účinku každého pásma učiníme stejné předpoklady jako u vlny rovinné. Plocha každého pásma je stanovena výrazem

$$\pi\lambda \frac{a}{a+b} R.$$

Pro plochu pásma, jež se vytne z dané kulové vlnoplochy, když na ní opišeme kruhy stranami

$$OM = R \quad \text{a} \quad OM' = R + \varrho,$$

obdržíme pro ϱ velice malé $2\pi \cdot a \sin \Theta \cdot MN'$, kdež je Θ úhel OCM . Je však

$$\frac{\varrho}{MM'} = \cos MM'O = \sin CM'O$$

a podle věty sinové

$$\frac{\sin CM'O}{\sin \Theta} = \frac{a + b}{R}.$$

Tím vyjde pro plochu pásma výraz

$$2\pi\varrho \frac{a}{a + b} R.$$

Je-li $\varrho = \frac{\lambda}{2}$, vyjde $\pi\lambda \frac{a}{a + b} R$.

Stává-li se a nekonečně veliké, t. j. přechází-li vlna kulová v rovinnou, je v limitě zlomek $\frac{a}{a + b} = 1$ a plocha pásma $= \pi\lambda R$, jak dříve bylo nalezeno.

Je-li tedy účinek pásma úměrný přímo jeho ploše a nepřímo odlehlosti R , dostáváme účinek stejný pro všechna pásma, totiž úměrný výrazu $\pi\lambda a/(a + b)$. Opakující vzhledem k šikmosti pásem všechny úvahy, jež byly při vlně rovinné učiněny, dojdeme opět výsledku, že účinek úhrnný se rovná účinku polovičního prvního pásma, jehož plocha ($R = b$) jest $= \pi\lambda ab/(a + b)$. Výsledek lze rozšířiti na vlnoplochu jakéhokoli tvaru.

§ 217. Úvahy závěrečné.

Ani Fresnelova formulace Huygensova principu není ještě úplně přesná. Fresnel totiž nedokázal, že se účinek elementárních vln ruší ve všech bodech *uvnitř* Huygensovy plochy. Ale ani pro body ležící *mimo* plochu Huygensovu nevede počet Fresnelův k správnému výrazu pro optický pohyb. Obdržíme sice správný výraz pro amplitudu, ale ne pro fázi. Přesně vyjádřil Huygensův princip teprve Kirchhoff (1882). Ukazuje se, že pohyb vyslaný jednotlivými body (lépe: plošnými elementy) plochy Huygensovy je daleko složitější, než předpokládal Fresnel. Řeší-li se otázky optického ohybu, nutno zavésti zjednodušení — souvisící s tím, že délka světelné vlny je velmi malá —; pak i tato přesná formulace principu Huygensova vede k týmž výsledkům jako jednodušší theorie Fresnelova.

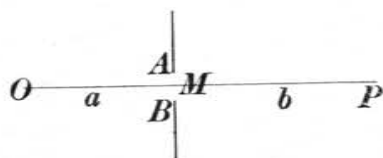
Celkem lze říci, že Fresnelova theorie podává správné rozdělení *intensity* na různých místech ohybového zjevu; četná měření to také potvrdila. Později však se ukázalo, že s diffrakcí je někdy spojena i *polarisace*. Při ohybu přirozeného (nepolarisovaného) světla na rovné, ostré hraně lesklého stínítka (ostří břitvy) nalezl Gouy (1883), že světlo vnikající do geometrického stínu je částečně polarisováno *rovnoběžně* s hranou, a to tím více, čím více se vzdalujeme od hranice geometrického stínu. Mimo obor geometrického stínu je světlo částečně polarisováno *kolmo* k hraně. Byla-li hrana pokryta sazemí, aby dopadající světlo pohlcovaly, polarisace nevznikala. Na výklad těchto pozorování nestačí již Fresnelova theorie, založená na principu Huygensově, který platí pro *každý* pohyb vlnivý. Tu nutno přihlížeti ku zvláštním vlastnostem, jimiž se optický pohyb liší od jiných pohybů vlnivých. Proto přesné řešení problémů diffrakčních v optice vychází od diferenciálních rovnic, jímž pohyb světelný vyhovuje (rovnice elektromagnetické theorie světla), jež nutno integrovati tak, aby na povrchu stínítek byly splněny podmínky plynoucí z theorie. Je to úloha mathematicky nesmírně obtížná; řešení se podařilo pro ohyb na ostrém, rovném kraji stínítka (Sommerfeld 1895) a pro ohyb rovnou šterbinou (Schwarzschild 1902). Tato přesná theorie vede, pokud se týče rozdělení *intensity*, při malých úhlech ohybových k týmž výsledkům jako theorie Fresnelova, při velkých úhlech (hloub v geometrickém stínu) vznikají úchytky od Fresnelovy theorie, jež nejsou značné a jež lze nesnadno pozorovati. Konečně vykládá přesná theorie polarisaci v dobrém souhlasu s výsledky Gouyovými.

Ohybové úkazy Fresnelovy.

§ 218. Kruhový otvor.

Zdrojem světla budiž svítící bod O (obr. 362.); od něho ve vzdálenosti a budiž stínítka s malým kruhovým otvorem AB , který obdržíme propíchnouce na př. staniol jehlou. Vzniká pak krásný úkaz ohybový podél osy položené světlym bodem O a středem M kruhového otvoru. Úkaz ten pozorujeme, zírajíce proti dopadajícím paprskům spojnou čočkou, lupou nebo mikroskopem slabě zvětšujícím, jehož osa splývá s osou OMP . Ohybový úkaz jeví se v rovině, na kterou zařídíme lupu nebo mikroskop. Měníce vzdálenost $MP = b$ této roviny od otvoru můžeme pozorovati úkaz

v různých rovinách. V homogenním světle vidíme temné soustředné kruhy, jejichž středy leží na ose. Blížíme-li se otvoru ohyb působícímu, vystupují ze středu nové kruhy. Je tedy střed střídavě světlý a tmavý. Současně kruhy houstnou a vystupují ze středu rychleji a rychleji, rozdíl mezi maximy a minimy slábne, až konečně ohyb přestává, když se přiblížíme tak, že lupa nebo mikro-



Obr. 362. Ohyb kruhovým otvorem.

skop je zařízen na rovinu otvoru samého. V bílém světle jeví kruhy i jejich střed zbarvení.

Velmi pohodlně lze pozorovati tento úkaz ohybový, když odstraníme objektiv dalekohledu a nahradíme jej stínítkem, v jehož středu je malý kruhový otvor; okulár dalekohledu zastupuje lupu. Dalekohled má mít velký výtah. Otvor má být přesně kruhový.

Majíce vyložiti tento úkaz zvolme rovinu stínítka za plochu Huygensovu; elementární vlnky mohou vysílati jen body otvoru AB . Tento rozdělme na půlvlnová pásma, z nichž dvě sousední, jak v odstavci 215. bylo vyloženo, se téměř ruší. Když tedy otvor AB propouští takových pásem sudý počet, bude světlost v P nepatrná; když však propouští lichý počet, bude světlost značná.

Označme $OM = a$, $MP = b$. Plochu půlperiodového pásma poblíže pólu, kterým je střed otvoru M , stanoví (§ 216.) výraz

$$\frac{\pi ab \lambda}{a + b}$$

Označíme-li r poloměr kruhového otvoru, má otvor plochu πr^2 . Bude tedy intenzita světelná v P

$$\text{maximum, je-li } \pi r^2 = (2k + 1) \frac{\pi ab \lambda}{a + b}$$

$$\text{minimum, je-li } \pi r^2 = 2k \frac{\pi ab \lambda}{a + b}$$

Z toho lze b počítati. Obdržíme pro

$$\text{maximum: } \frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{r^2} (2k + 1) \lambda,$$

$$\text{minimum } \frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{r^2} 2k \lambda.$$

Záleží tedy odlehlost kteréhokoliv jasného bodu na ose OM od bodu M na vlnové délce λ . Užívá-li se světla bílého, budou maxima různých

barev v různých od M vzdálenostech, pro světlo červené blíže, pro světlo fialové dále. Nevznikne tudíž nikde úplná tma, nýbrž střed úkazu bude jeviti vždy živé zbarvení duhové.

Rozbor odvozených vzorců se zjednoduší, volíme-li a velmi veliké, takže je téměř $a = \infty$. Pak vychází pro

$$\text{maximum vzdálenost } b = \frac{r^2}{(2k + 1) \lambda},$$

$$\text{minimum vzdálenost } b = \frac{r^2}{2k \lambda}.$$

Vznikají tedy minima pro $k = 1, 2, 3 \dots$ v odlehlostech

$$b_1 = \frac{r^2}{2\lambda}, \quad b_2 = \frac{r^2}{4\lambda} = \frac{b_1}{2}, \quad b_3 = \frac{r^2}{6\lambda} = \frac{b_1}{3}, \quad \dots$$

z čehož je patrné, že čím blíže k rovině stínítka, tím hustěji vedle sebe leží minima. Ale jen první minima jsou tmavá; neboť čím více se blížíme k rovině otvoru, tím více půlperiodových pásem obsáhne otvor a , i když počet pásem je sudý, zeslabuje se jejich vzájemný účinek vždy méně a méně.

Pro $r = 1 \text{ mm}$ a světlo natriové $\lambda = 0.589 \mu$ vychází na př. v centimetrech $b = 84.9, 42.5, 28.3, 21.2, 17.0$ atd.

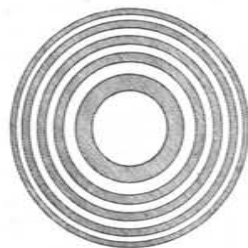
§ 219. Kruhové stínítko.

Ohyb způsobený kruhovým stínítkem podobá se ohybu kruhovým otvorem, ač pokus nelze tak snadno vykonati. Podle *Powella* doporučuje se nejlépe kápnouti kapičku hustého inkoustu na tenkou, vyčištěnou a suchou deštičku skleněnou. Podél osy ukazuje se — pokud se nepřiblížíme příliš k stínící deštičce — všude *stejněměrné osvětlení*, neboť paprsky, kolem okrajů kruhového stínítka se ohýbající, docházejí ke kterémukoliv bodu na ose se stejnou fází. Úkaz ve světle monochromatickém záleží v temných a jasných kruzích interferenčních soustředně osu obklopujících; ve světle bílém jsou kruhy duhově zbarveny. Na ose je tedy stejnoměrné osvětlení právě tak, jako by deštičky se stínící ploškou tam nebylo.

Na tento důsledek ohybové theorie Fresnelovy, že totiž na ose kruhového stínítka je vždy světlo, upozornil po prvé slavný matematik *Poisson*, odpůrce vlnivé theorie; pokládal jej za tak protismyslný, že tím nesprávnost Fresnelových úvah se přímo dokazuje. Ale *Arago* pokus vykonal a ukázal, že i tu theorie Fresnelova se shoduje s pokusnými výsledky.

§ 220. Deštičky s půlvlnovými pásmy.

Sousední pásma půlvlnová ruší se téměř ve svém účinku. Kdybychom tedy střídavě vždy jedno pásmo nechali působiti, druhé však vyloučili zakrývající je stínítkem, spojila by se všechna na př. lichá pásma působivá v bodě P v jeden mocný účinek. Takovou deštičku s pásmy půlvlnovými lze si zjednatí *fotograficky*. Nakreslíme na bílý kartonový papír soustředné kruhy s poloměry $\sqrt{1}, \sqrt{2}, \sqrt{3}, \sqrt{4}, \sqrt{5}, \dots$ a vyplníme všechna sudá pásma černě. Výkres takový pak fotografujeme na tenkou deštičku vhodně jej



Obr. 363. Pásma půlvlnová.

zmenšice. Deštička tato účinkuje podobně jako *čočka*. Sbirá také světlo do určitého bodu P na ose se nalézajícího, až na to, že paprsky sem soustředěné nescházejí se současně jako u čočky spojné, ale od jednotlivých pásem vždy o jednu celou periodu opožděně. Vedle toho jest »ohnisko« této deštičky pro paprsky červené blízko, pro fialové dále od deštičky, opačně než je tomu pro čočku spojnou. V obr. 363. je výkres takový znázorněn, při čemž polo-

měr začáteční, totiž prvního pásma, jest = 5 mm.

Budiž všeobecně tento poloměr = r . Plocha πr^2 příslušného kruhu má býti první pásmo půlvlnové, rovná se tudíž ploše tohoto pásma (§ 216.). To vede k rovnici

$$\pi r^2 = \pi \frac{ab}{a+b} \lambda$$

čili

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{\lambda}{r^2}.$$

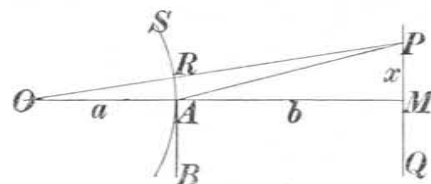
Zde značí a vzdálenost svítícího bodu, b vzdálenost jeho »obrazu«. Rovnice se tvarem svým shoduje s rovnicí čočkovou. Ohnisková dálka deštičky je určena vzorcem

$$f = \frac{r^2}{\lambda},$$

je tedy nepřímo úměrná vlnové délce. Chromatická disperze v ohniskové dálce převyšuje velice chromatickou disperzi obyčejných čoček.

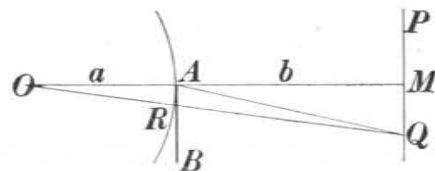
§ 221. Rovný kraj stínítka.

Budiž O svítící bod, od něhož se světlo šíří rozbíhavě. Postavme světlu v cestu stínítko AB (obr. 364. a 365.) s rovným krajem A a pozorujme ohybový úkaz na vzdálenější stěně PQ rovnoběžné se stínítkem AB ; obě stínítka rýsujeme kolmo na rovinu nákresem. Kdyby se světlo šířilo přímočaře, vzniklo by nad hranicí M geometrického stínu — směrem k P — stejnoměrné osvětlení,



Obr. 364. Ohyb rovným krajem stínítka v části světlé.

pod touto hranicí pak — směrem ke Q — úplná temnota. Ve skutečnosti se ukazuje, že intenzita osvětlení pod M neklesne na nulovou hodnotu náhle, nýbrž že zmenšuje se plynule, ačkoli prudce, takže již v malé vzdálenosti od M se stane nulovou. Podobně nad bodem M není pole stejnoměrné, nýbrž jsou tu plochy s největším a



Obr. 365. Ohyb rovným krajem stínítka v části tmavé.

nejmenším osvětlením, takže nad hranicí M objevují se při osvětlení homogenním jasné a tmavé proužky. Rozdíly ve světlosti těchto proužků zmenšují se však vždy více, takže v malé vzdálenosti od M nastává osvětlení stejnoměrné. Ve světle bílém jsou proužky barevné.

Mathematicky lze o úkazu jednati methodou Youngovou, jenž vykládal vznik ohybových maxim a minim interferencí světla přímého a světla ohnutého na hraně stínítka. Methoda nevede k výsledkům správným. Elementární výklad je velmi nesnadný. Uvedeme proto v následujícím jen výsledky počtu přesného.

Označme x vzdálenost bodu P od hranice geometrického stínu, majíce ji za kladnou, je-li bod v části osvětlené, za zápornou však, je-li

v geometrickém stínu. Pro světelnou intenzitu v bodě P dovedil Fresnel výraz

$$J = \frac{1}{2} (K_1^2 + K_2^2). \quad (1)$$

Jednotkou je intenzita v bodě P , kdyby nebylo stínitka. Veličiny K jsou integrály

$$K_1 = \int_s^\infty \cos \frac{\pi}{2} u^2 du, \quad K_2 = \int_s^\infty \sin \frac{\pi}{2} u^2 du, \quad (2)$$

kdež značí

$$s = -x \sqrt{\frac{2a}{\lambda b (a + b)}}. \quad (2')$$

Integrály tyto zovou se *Fresnelovy*. Jsou patrně funkcemi dolní meze s ; nelze je však vyjádřití konečným tvarem. Je-li $s = 0$, platí

$$\int_0^\infty \cos \frac{\pi}{2} u^2 du = \int_0^\infty \sin \frac{\pi}{2} u^2 du = \frac{1}{2}, \quad (3)$$

mimo to

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^\infty \cos \frac{\pi}{2} u^2 du &= 2 \int_0^\infty \cos \frac{\pi}{2} u^2 du = 1, \\ \int_{-\infty}^\infty \sin \frac{\pi}{2} u^2 du &= 2 \int_0^\infty \sin \frac{\pi}{2} u^2 du = 1, \end{aligned} \quad (3')$$

neboť funkce za integračním znaméním je sudá. Jak závisí Fresnelovy integrály na proměnné s , možno nejnázne přehlédnouti ze znázornění geometrického. Položíme proto

$$X(s) = \int_0^s \cos \frac{\pi}{2} u^2 du, \quad Y(s) = \int_0^s \sin \frac{\pi}{2} u^2 du, \quad (4)$$

a pokládáme veličiny X a Y , jež jsou patrně zase funkce s , za souřadnice bodu v pravouhlé soustavě. Nabývá-li s všech reálných hodnot od $-\infty$ do ∞ , opisuje zmíněný bod křivku, jejíž průběh vyšetříme. Patrně je $X(0) = 0$, $Y(0) = 0$; křivka tedy probíhá počátkem soustavy souřadnicové. Dále je $X(-s) = -X(s)$, $Y(-s) = -Y(s)$, křivka je tedy souměrná vzhledem k počátku soustavy. Lze také dokázat, že pro kladná s je X i Y kladné, takže ta část křivky, jež náleží kladným s , leží v prvním kvadrantu, část druhá je v kvadrantu třetím. Poněvadž křivka je souměrná, omezíme se při rozboru na první její část, tedy na kladná s . Derivujíc rovnice (4) obdržíme

$$\frac{dX}{ds} = \cos \frac{\pi}{2} s^2, \quad \frac{dY}{ds} = \sin \frac{\pi}{2} s^2.$$

Z toho plyne nejdříve

$$dX^2 + dY^2 = ds^2;$$

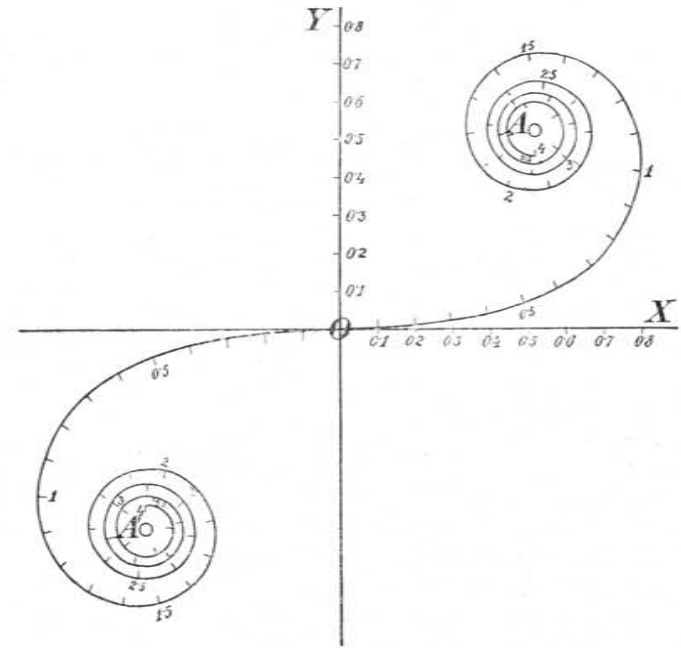
značí tedy parametr s jednoduše délku oblouku kladné části křivky počítanou od počátku soustavy. Dále je, značí-li α úhel tečny s osou X -ovou,

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{dY}{dX} = \operatorname{tg} \frac{\pi}{2} s^2$$

čili

$$\alpha = \frac{\pi}{2} s^2. \quad (5)$$

Pro $s = 0$ je $\alpha = 0$; v počátku soustavy se tedy křivka dotýká osy



Obr. 366. Spirála Cornuova.

X -ové. S rostoucím s roste i α , které z počátku leží v prvním kvadrantu, roste tedy i X i Y . Pro $s = 1$ je $\alpha = \pi/2$, tečna stojí kolmo k ose X -ové. Roste-li s dále, je $\alpha > \pi/2$; to znamená, že X klesá, Y roste. Pro $s = \sqrt{2}$ je $\alpha = \pi$, t. j. tečna je rovnoběžná s osou X -ovou. Pro další hodnoty s je $\alpha > \pi$, s rostoucím s tedy X i Y klesá, až pro $s = \sqrt{3}$ stane se $\alpha = 3\pi/2$, tečna stojí kolmo k ose X -ové. Odtud počínajíc roste X a Y klesá atd. Patrně skládá se křivka z nekonečného množství závitů, jež konvergují k bodu se souřadnicemi $X = \frac{1}{2}$, $Y = \frac{1}{2}$, neboť pro $s = \infty$ obdrží se podle rovnic (3)

$$X(\infty) = \frac{1}{2}, \quad Y(\infty) = \frac{1}{2}.$$

Tyto závitky se neprotínají, neboť poloměr křivosti ρ určuje výraz

$$\rho = \frac{ds}{d\epsilon} = \frac{1}{\pi s},$$

jak snadno dovodíme z rovnice (5). Klesá tedy s rostoucím s až k nulle. Závitky jsou čím dále tím hustší; pro poněkud větší hodnoty s možno je pokládati za kruhy poloměru ρ . Křivka, jež se nazývá *spirála Cornuova*, je nakreslena v obr. 366. Číslo k jednotlivým bodům křivky připojená značí délku oblouku s , A a A' jsou asymptotické body křivky; první má souřadnice $(\frac{1}{2}, \frac{1}{2})$, druhý $(-\frac{1}{2}, -\frac{1}{2})$.

Podle této křivky možno velmi snadno přehlédnouti průběh intensity I dané rovnicí (1). Jest patrné

$$K_1 = \int_0^{\infty} \cos \frac{\pi}{2} u^2 du - \int_0^s \cos \frac{\pi}{2} u^2 du,$$

čili

$$K_1 = \frac{1}{2} - X,$$

a podobně

$$K_2 = \frac{1}{2} - Y.$$

Mimo to je také

$$K_1^2 + K_2^2 = (\frac{1}{2} - X)^2 + (\frac{1}{2} - Y)^2;$$

tento výraz značí čtverec vzdálenosti libovolného bodu na křivce (X, Y) od asymptotického bodu A . Podle rovnice (1) rovná se intenzita I , polovici tohoto čtverce.

Poloha bodu (X, Y) na křivce je dána parametrem s , jež zase souvisí se souřadnicí x , určující polohu bodu P , v němž intenzitu hledáme, rovnicí (2'). Z ní vysvítá, že při stálém a a b jest, nehlédíme-li ke znamení, s přímo úměrno x . V geometrickém stínu je x záporné, s tedy kladné, v geometrickém světle je x kladné a s záporné, konečně v rozhraní mezi geometrickým stínem a světlem je $x = 0$ i $s = 0$.

Nechť bod P postupuje z rozhraní do geometrického stínu. Parametr s nabývá hodnot kladných nullou počínajíc; bod (X, Y) pohybuje se tedy z počátku souřadnic po kladné části křivky. Z průběhu křivky je přímo viděti, že jeho vzdálenost od A při tom neustále klesá; to znamená, že s rostoucí vzdáleností od rozhraní intenzity neustále ubývá bez maxim a minim. Klesání je z počátku velmi rychlé, pak volnější. Přesně v rozhraní je čtverec vzdálenosti roven $\frac{1}{2}$: intenzita rovná se tedy čtvrtině intenzity, jež by byla bez stínitka, jak jsme již našli úvahami jinými (§ 215.).

Postupuje-li bod P z rozhraní do geometrického světla, je s záporné, bod (X, Y) pohybuje se tedy po záporné části spirály směrem k A' . Tu je přímo viděti, že vzdálenost jeho od A nemění se neustále v témže směru, nýbrž nabývá maxim a minim. V geometrickém světle vzniknou tedy maxima a minima intenzity, avšak minima nejsou nullová a rozdíl mezi nimi a maximy rychle klesá, vzdalujeme-li se od rozhraní.

Poloha maxim a minim dá se snadno stanovit. Jak z obrazce patrné, leží maxima a minima vzdálenosti bodu (X, Y) od bodu A

přibližně na symmetrále os X a Y . Platilo by tak přesně, kdyby jednotlivé závitky spirály bylo možno pokládati za soustředné kruhy. Nastanou tedy maxima pro $\alpha = \frac{3\pi}{4}, \frac{3\pi}{4} + 2\pi, \frac{3\pi}{4} + 4\pi$, atd. obecně pro $\alpha = \frac{3\pi}{4} + 2k\pi$, minima pro $\alpha = \frac{7\pi}{4} + 2k\pi$. Z rovnice (5) nalezneme příslušné s , které nutno vzíti se znaméním záporným, z rovnice (2') pak x . Obdržíme pro

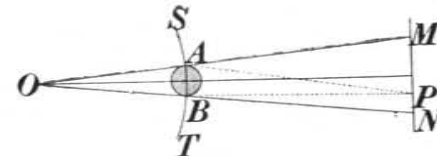
$$\text{maxima} \quad x = \sqrt{\left(4k + \frac{3}{2}\right) \frac{\lambda b (a + b)}{2a}},$$

$$\text{minima} \quad x = \sqrt{\left(4k + \frac{7}{2}\right) \frac{\lambda b (a + b)}{2a}},$$

při čemž $k = 0, 1, 2 \dots$

§ 222. Úzký drát.

Velmi jednoduchý pokus ohybový provedeme, postavíme rovnoběžně proti svislé šterbině O ne příliš tenký drát AB (obr. 367.).



Obr. 367. Ohyb úzkým drátem.

Při homogenním osvětlení vznikne mimo geometrický stín po obou stranách soustava maxim a minim, podobně jako při ohybu na rovném kraji stínitka. V geometrickém stínu vzniknou tmavé a světlé pruhy souměrně kol osy rozložené, jež lze snadno pozorovati. Tyto pruhy se nazývají také někdy *interferenční*, poněvadž jejich poloha je právě taková, jako kdyby vznikly interferencí světla ohnutého při krajích drátu A a B . Podobně jako při pokusu Youngově vzniknou tu proužky

$$\text{světlé, je-li} \quad AP - BP = 2k \cdot \frac{\lambda}{2},$$

$$\text{tmavé, je-li} \quad AP - BP = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}.$$

Označme x vzdálenost bodu P od osy, d tloušťku drátu, b vzdálenost stínitka MN od drátu. Pak jest

$$AP^2 = b^2 + \left(x + \frac{d}{2}\right)^2,$$

z čehož

$$AP = b \left[1 + \frac{1}{b^2} \left(x + \frac{d}{2} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}},$$

aneb podle binomické věty, uvážíme-li současně, že $x + \frac{d}{2}$ je malé proti b ,

$$AP = b + \frac{\left(x + \frac{d}{2} \right)^2}{2b}.$$

Stejně nalezneme

$$BP = b + \frac{\left(x - \frac{d}{2} \right)^2}{2b},$$

takže

$$AP - BP = \frac{xd}{b}.$$

Nastane tedy

$$\text{maximum, je-li } \frac{xd}{b} = 2k \frac{\lambda}{2} \quad \text{čili } x = \frac{b}{d} \cdot 2k \frac{\lambda}{2},$$

$$\text{minimum, je-li } \frac{xd}{b} = (2k + 1) \frac{\lambda}{2} \quad \text{čili } x = \frac{b}{d} (2k + 1) \frac{\lambda}{2},$$

kdež značí $k = 0, 1, 2, 3 \dots$ jako dříve. Maxima a minima jsou aequidistantní a nezávislá na poloze zdroje. V tomto případě vede tedy Youngův výklad difrakce zmíněný v úvodu k výsledkům správným. Na ose drátu ($x = 0$) vzniká vždy maximum odpovídající $k = 0$, tam tedy je vždy světlo podobně jako na ose kruhového stínítka.

§ 223. Úzká štěrbinu.

Ohybový zjev vytvořený úzkou štěrbinou je dosti složitý a lze jej takto vylíčit. Je-li štěrbinu *velmi úzká* (šířka asi 0.1 mm nebo méně), obdržíme objektivně na stínítku nebo při subjektivním pozorování lupou bez stínítka jen značně rozšířený obraz štěrbinu. Hranice mezi světlem a stínem úplně mizí, maxim a minim není, nanejvýš snad hluboko v geometrickém stínu; nastává *diffuse světla*. Rozšiřujeme-li štěrbinu, počnou se objevovati maxima a minima v geometrickém stínu. Značí-li zase d šířku štěrbinu, b vzdálenost stínítka od roviny štěrbinu, x vzdálenost maxima nebo

minima od osy, platí

$$\text{pro maximum} \quad x = \frac{b}{d} (2k + 1) \frac{\lambda}{2},$$

$$\text{pro minimum} \quad x = \frac{b}{d} 2k \frac{\lambda}{2}.$$

Ovšem nutno k voliti tak, aby x odpovídalo bodu ležícímu v geometrickém stínu; proto v posledním případě vylučujeme $k = 0$. Pruhu jsou opět *aequidistantní*, nezávisí na poloze zdroje, ale, srovnáme-li jejich polohu s polohou sinterferenčních maxim a minim způsobených úzkým drátem, vidíme, že jsou *přehozeny*. Kdybychom je tedy vykládali, jak činil Young, interferencí světla ohnutého na krajích štěrbinu A a B , dostali bychom minimum, kde je maximum a naopak.

V *geometrickém světle* zpočátku není pruhů. Ty se objevují teprve tehdy, když se štěrbinu dále rozšiřuje, při čemž jejich počet stále roste. Současně pruhu v geometrickém stínu se stávají řidšími a slábnou. Na konec, je-li štěrbinu velmi široká, vzniká při každé její hraně též difrakční zjev jako na rovném okraji stínítka.

Cornu-ova spirála umožňuje přehlédnouti průběh difrakce i na drátu i na štěrbině; příslušné úvahy jsou však poněkud složitější.

Pojednání A. Fresnelovo o úkazech ohybových podle něho zvaných, jež bylo počteno cenou Akademie pařížské, je obsaženo v jeho Sebraných spisech (Oeuvres compl.) 1. 1866.

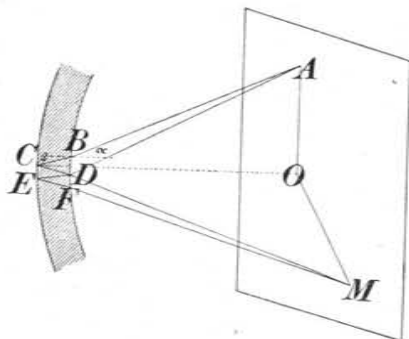
Krásné fotografické snímky Fresnelových zjevů ohybových podal A. Berkman, E. Taranov a N. Jakovlev, jež ukazoval V. Arkadjev v didaktické sekci II. Mendělejevského kongressu v Petrohradu 22. prosince 1911. Viz Physik. Zeit. 14. 832. 1913.

§ 224. Newtonovy kruhy dutým zrcadlem.

K úkazům ohybovým náleží též pokus, který na dutém zrcadle vykonal a ve své Optice popsal I. Newton a který po něm opakovali W. Herschel, Pouillet, Lommel a j. Postavme proti dutému zrcadlu v jeho geometrickém středu kolmo na jeho osu bílou stěnu, která má tam, kde je střed zrcadla, malý otvor. Tímto otvorem nechť dopadá na zrcadlo rozbíhavé světlo, na př. elektrické. Paprsky zrcadlem odražené protínají se ve středu, kde vznikne skutečný obraz otvoru. Je-li zrcadlo skleněné, se stříbrnou folií na zadní ploše, a učiní-li se přední plocha poněkud drsnou, na př. tím, že se popráší plavuní, nebo rýžovou moučkou, nebo že se na ni dýchne

nebo že se pokreje vrstvou mléka vodou zředěného a pak vyschlého, objeví se kolem středu soustředné kruhy barevné. Postavíme-li do středu zrcadla plamen svíčky, uvidíme jej rovněž obklopený barevnými kruhy. Úkaz mizí, když se vrstva plavuně nebo rýžové moučky odfoukne. Z toho lze již souditi, že podmínkou úkazu je rozptýlené světlo a že úkaz vzniká interferencí světla odraženého jednak pravidelně, jednak diffusně, t. j. ohybem.

Budiž $CO = R$ poloměr zrcadla (obr. 368.), e jeho tloušťka. Světlo nechť vychází z bodu A vzdáleného od středu O na stínítku o délku $OA = a$.



Obr. 368. Newtonovy kruhy dutým zrcadlem.

Paprsek AB lomí se směrem BC , odráží do D a v bodu D se rozptyluje, na př. směrem DM . Do bodu M , který neleží v rovině nákrese, přijde však též paprsek FM , jenž pravidelným lomem a odrazem prošel dráhu $DEFM$, avšak do směru DE přišel rozptýlen z paprsku AD . Tyto dva paprsky $ABCDM$ a $ADEFM$ jsou interference schopné. Majíce vypočítati dráhový rozdíl, pamatujme, že dráhy AB a DM jsou vykonány vzduchem, dráhy BC a CD však sklem; tyto přepočítáme na vzduch násobíce je poměrným indexem lomu n . Máme tedy:

$$ABCDM = AB + n(BC + CD) + DM.$$

$$AB = \sqrt{R^2 + a^2} \quad DM = \sqrt{R^2 + r^2}$$

$$n(BC + CD) = 2n \frac{e}{\cos \beta} = 2n \frac{e}{\sqrt{1 - \sin^2 \beta}} = 2ne \left(1 - \frac{\sin^2 \alpha}{n^2}\right)^{-\frac{1}{2}}$$

$$\doteq 2ne \left(1 + \frac{\sin^2 \alpha}{2n^2}\right) \doteq 2ne \left(1 + \frac{a^2}{2n^2 R^2}\right).$$

Poslední dva výrazy jsou velmi přibližně správné, pokud α je malý

úhel. Proto máme:

$$ABCDM = \sqrt{R^2 + a^2} + \sqrt{R^2 + r^2} + 2ne \left(1 + \frac{a^2}{2n^2 R^2}\right),$$

obdobně pak

$$ADEFM = \sqrt{R^2 + r^2} + \sqrt{R^2 + a^2} + 2ne \left(1 + \frac{r^2}{2n^2 R^2}\right),$$

z čehož plyne pro rozdíl dráhový δ jednoduše

$$\delta = \frac{e}{n} \frac{r^2 - a^2}{R^2}.$$

Že lze obdobou z dráhy $ABCDM$ souditi na dráhu $ADEFM$, při čemž se jednoduše zamění poloha bodů A a M , t. j. veličiny a a r , má základ svůj v tom, že dráha prvá $ABCDM$ odpovídá zpětné dráze druhé $MFEDA$. Jako onde $ABCD$ je část pravidelně zlomená a odražená, tak i zde část $MFED$; toliko směr DM přísluší světlu rozptýlenému, podobně také směr DA , když se vztahuje na směr DE . Vskutku je síce DE světlo diffusní vzhledem k AD dopadajícímu, ale relativně, matematicky, kdy dráha pravidelná $MFED$ se bere za danou, je DA jakoby paprsek diffusní. Z hořejšího výrazu pro dráhový rozdíl δ soudíme, že vznikají kruhy

$$\text{světlé, když } \delta = 2k \frac{\lambda}{2} \text{ čili když } r^2 = a^2 + n \frac{R^2}{e} 2k \frac{\lambda}{2},$$

$$\text{tmavé, když } \delta = (2k + 1) \frac{\lambda}{2} \text{ čili když } r^2 = a^2 + n \frac{R^2}{e} (2k + 1) \frac{\lambda}{2}.$$

Značí-li r' a r'' poloměry dvou kruhů buď jasných nebo tmavých, je patrně

$$r''^2 - r'^2 = n \frac{R^2}{e} \lambda,$$

tudíž také

$$\pi r''^2 - \pi r'^2 = \pi R^2 \frac{n\lambda}{e}.$$

Plocha mezikruží omezeného dvěma sousedními kruhy buď světlými nebo tmavými je tedy stálá právě tak, jako pro kroužky Newtonovy v § 200. popsané. Z toho následuje, že kruhy od středu vzdálenější jsou blíže a blíže k sobě, takže již v nevelké vzdálenosti jsou tak husté, že jich oko ztěžá rozeznává. Úkaz se tedy omezuje obyčejně na malou plochu.

Je-li $a = r$, pak se zpoždění δ rovná nulle, t. j. kruh, který prochází svítícím otvorem, je bílý — na jednom konci jeho průměru jest svítící otvor, na druhém jeho obraz. Tento kruh světla bílého jeví se býti obklopen barevnými kruhy s červeným okrajem vnějším a fialovým vnitřním.

Ohybové úkazy Fraunhoferovy.

§ 225. Přehled úkazů.

Význačnou zvláštností ohybových zjevů, kteréž zoveme Fraunhoferovy, je rovnoběžnost paprsků světelných jednak dopadajících na ohybové předměty, jednak ohybem odchýlených. Světelná vlna je zde tedy rovinná. Tim se vše theoreticky velice zjednodušuje.

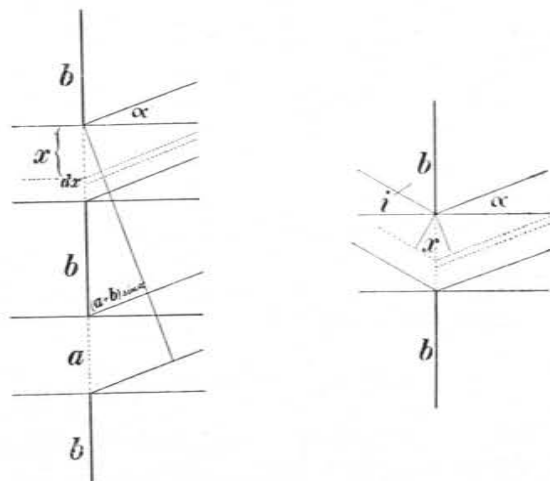
Pozorujice *subjektivně* doděláme se této rovnoběžnosti nejlepší optickými prostředky, totiž kollimujícími čočkami. Světelným zdrojem bývá zde nejjednodušejí úzká štěrbinina svislá, jež stojí v ohniskové rovině kollimující spojné čočky, tudíž opticky jako v dálce nekonečné. Předměty ohyb způsobující, jako podobná štěrbinina svislá nebo soustava takových štěrbin nebo svislý drátek po případě soustava takových drátků, kladou se před objektiv astronomického dalekohledu zařízeného na nekonečnou dálku. Poněvadž kollimátor se štěrbinou a pozorovací dalekohled astronomický tvoří hlavní části spektrálního přístroje nebo spektrometru, hodí se oba tyto stroje velmi dobře k subjektivnímu pozorování ohybových zjevů Fraunhoferových.

Při demonstrování *objektivním* užívá se nejvýhodněji slunečních paprsků vstupujících svislou štěrbinou na heliostatu do optické síně. Slabou čočkou spojnou svisle postavenou promítne se štěrbinina do dálky na bílou stěnu. Předměty ohyb způsobující kladou se buď přímo před tuto čočku nebo též za ni, na př. tam, kde paprsky sluneční jsou lomem zúženy, čímž zjev získá na intenzitě. Nejjednodušším z předmětů ohyb způsobujících je i zde úzká svislá štěrbinina podobná té, kterou světlo vstupuje.

Štěrbinový úkaz ve světle homogenním je velice přehledný, dá se velmi poučně znázorniti graficky a dá se též kvantitativně vystihnouti velmi jednoduchým výrazem. Rozšíření na případ, kdy se užívá světla bílého, je velmi snadné zejména, když se užije rozboru spektrálního. Je-li štěrbin několik, na př. dvě, tři, atd., stává se zjev poněkud složitější, tou měrou, jak štěrbin přibývá. Překvapuje však, když se počet štěrbin značně zvětší, že se úkaz opět zjednodušuje a že se stává zcela jednoduchým, když je počet štěrbin velmi veliký. Soustava štěrbin v takovém velkém počtu dává optickou mřížku, kterou vznikají ve světle bílém spektra docela podobně jako hranolem, ale na základě podstatně jiném. Objev těchto spekter je nejkrásnější objev optiky fyzikální. Když užilo se dokonalých mřížek optických k rozboru světla, podařilo se dojiti velmi cenných výsledků týkajících se měření vlnové délky světelné.

§ 226. Výklad předběžný.

Výklad ohybových zjevů spočívá na jisté základní myšlence, která se stále opakuje. Mějmež soustavu úzkých štěrbin (v obr. 369. na př. dvě). Šířka štěrbin budiž stejná = a , šířka mezer rovněž stejná budiž = b . (V obr. zvětšeně, na př. $a = 1 \text{ cm}$, $b = 1.5 \text{ cm}$.) Rozdělme si každou štěrbinu v myšlenkách na elementární štěrbiniky nekonečně uzounké. Každá z nich je jakoby zdrojem světelným. Dopadá-li světlo kolmo na štěrbinu, jsou všechny současně opticky vzrušeny a od nich vyjdou světelné paprsky současně. Postupují-li směrem k štěrbině opět kolmým, dojdou současně na



Obr. 369. Ohyb štěrbinami; dopad kolmý.

Obr. 370. Ohyb štěrbinou; dopad šikmý.

určité místo, kdež je čočkou soustředíme, na př. na projekční stěnu, a zesilují se. V tomto místě vznikne *maximum* světelné intenzity.

Avšak při postupu šikmém vznikají dráhové rozdíly, kteréž způsobují rozdíly fázové. Tyto dráhové rozdíly vztahujeme k nullovému paprsku, jenž probíhá podél kraje první štěrbinu. Patrně rostou úměrně s odlehlostí x a jsou pro každou elementární štěrbinu šířky dx dány výrazem

$$\delta = x \sin \alpha,$$

kdež je α úhel ohybový určující směr paprsků ohybových, které byvše čočkou soustředěny, stanoví na promítací stěně určité místo. Rozdíl dráhový převede se na rozdíl fázový ϵ koeficientem $2\pi/\lambda$

takže

$$\varepsilon = \frac{2\pi}{\lambda} x \sin \alpha.$$

Abychom zřejmě označili úměrnost fázového rozdílu ε s odlehlostí x , píšeme krátce

$$\varepsilon = \varrho x, \text{ kdež } \varrho = \frac{2\pi}{\lambda} \sin \alpha.$$

Činitel úměrnosti ϱ je stálý jen vzhledem k odlehlosti x ; jinak — pro určité světlo λ — mění se s ohybovým úhlem α .

Zavedouce činitel úměrnosti ϱ nabýváme zjednodušení formálního, kteréž vynikne zvláště v případě všeobecnějším. Mohou totiž světelné paprsky dopadati na štěrbinu také *šikmo*, uchylující se od kolmého dopadu o dopadový úhel i (obr. 370.). Dráhové zpoždění vzhledem k nullovému paprsku se patrně šikmým dopadem zvýší o $x \sin i$, a je celkem

$$\delta = x \sin i + x \sin \alpha,$$

tudíž

$$\varepsilon = \frac{2\pi}{\lambda} (\sin i + \sin \alpha) x.$$

Avšak i zde vyniká úměrnost fázového rozdílu ε s odlehlostí x , takže můžeme psáti všeobecně

$$\varepsilon = \varrho x, \text{ kdež } \varrho = \frac{2\pi}{\lambda} (\sin i + \sin \alpha).$$

Ačkoli tedy všeobecný případ šikmého dopadu v podstatě není obtížnější než případ dopadu kolmého, přece v dalších výkladech budeme k němu jen někdy v poznámce přihlížeti, a to proto, poněvadž při ohybových pokusech se vždy užívá jen dopadu kolmého. Tím z úvah vymizí úhel i ; úvahy se zároveň zjednoduší a těsněji přimknou k pokusům. Jen u mřížek na odraz uplatní se dopad šikmý.

§ 227. Ohyb jedinou štěrbinou; řešení geometrické.

Budiž dána jediná štěrbinu, na př. svislá, šířky a , na niž kolmo dopadá světlo vodorovné a rovnoběžné. Rozdělme v myšlenkách tuto štěrbinu na uzounké elementární štěrbinčky, šířky dx (obr. 369.). Každá z nich vysílá světlo o amplitudě, která jest její šířce úměrná čili, jak se vyjádříme, která je touto šířkou dána. Tyto amplitudy dlužno složití, abychom obdrželi amplitudu výslednou.

Ve směru paprsků kolmo dopadajících není fázových rozdílů. Zde tedy skládati amplitudy znamená je arithmeticky sčísti; výsledkem je součet všech šířek dx , t. j. šířka a štěrbinu. Ve směru o úhel α odchýleném vznikají fázové rozdíly x , jež rostou od 0 do ϱa . Skládati amplitudy znamená zde geometricky je sčítati vzhledem k fázovým rozdílům. Poněvadž rozdíly tyto rostou spojitě, obdržíme na místě mnohoúhelníku amplitud kruhový oblouk, jehož délka jest $= a$ a jehož poslední prvek svírá se směrem základním, t. j. se směrem nullové amplitudy, úhel ϱa (obr. 371.). Středový úhel, příslušný tomuto kruhovému oblouku, je rovněž ϱa ; jeho tětiva r vyznačuje výslednou amplitudu. Znamená-li R poloměr oblouku, obdržíme jednoduché vztahy

$$R \cdot \varrho a = a, \quad 2R \sin \frac{1}{2} \varrho a = r$$

čili

$$R\varrho = 1, \quad r = a \frac{\sin \frac{1}{2} \varrho a}{\frac{1}{2} \varrho a}.$$

Má tedy $\varrho = 1/R$ význam zakřivení kruhového oblouku. Položíme-li ještě zkrátka $\frac{1}{2} \varrho a = \varphi$, kdež φ značí obvodový úhel, který svírá tětiva r se směrem základním (obr. 371.), obdržíme

$$r = a \frac{\sin \varphi}{\varphi}$$

a z toho pro intenzitu světla, která jest úměrná čtverci výsledné amplitudy,

$$I = a^2 \left(\frac{\sin \varphi}{\varphi} \right)^2.$$

V obr. 371. je sestrojen výkres nejprve pro $a = 1 \text{ cm}$, jak v obr. 370. bylo zvoleno; vedle toho je výkres, aby zřetelněji vynikl, pětkrát zvětšen; úhel ϱa jest 135° , tudíž $\varphi = 67.5^\circ$.

Geometrická povaha tohoto výkladu dovoluje odpovědět na otázku, jak se výsledná amplituda r mění, když se paprsky ohybem od původního směru vždy více odchylují, t. j. když úhel α roste. S tímto úhlem roste též ϱ , t. j. zakřivení kruhového oblouku, jehož tětivou jest r . Oblouk, jehož délka je stále stejná $= a$, se tedy vždy více svinuje, tětiva r se zmenšuje, až se konečně oblouk svine v kruh. Tětiva r a proto také intenzita světla se stane nullovou. To nastane, je-li úhel středový $\varrho a = 2\pi$ (obr. 372.). Při dalším vzrůstu úhlu α svinuje se oblouk ještě více, takže jakási jeho délka přes plný kruh přejde v oblouk; tětiva r tudíž opět vzrůstá, až k jakémusi maximu; pak klesá až na nullu, když se oblouk svine dvakrát na kruh, t. j. když úhel středový $\varrho a = 2 \cdot 2\pi$. Tak změna tětivy r pokračuje

dále. Maxima této tětiny se však rychle zmenšují a tudíž tím více maxima světla; ohybový úkaz se tedy poněkud ztrácí.

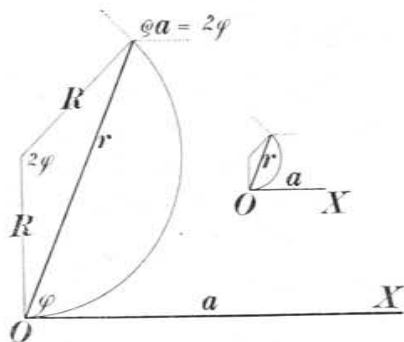
Z jednoduchých těchto úvah vychází, že amplituda r a proto i světelná intenzita se stává nullovou, je-li $\varrho a = k \cdot 2\pi$, kdež jest k celé číslo. Dosadíme-li sem

$$\varrho = \frac{2\pi}{\lambda} \sin \alpha,$$

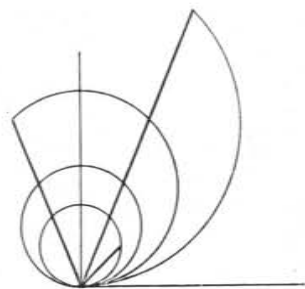
obdržíme podmínku

$$a \sin \alpha = k\lambda.$$

Nullová intenzita nastane tedy v takovém směru α , pro který se



Obr. 371. Ohyb jedinou štěrbínou; řešení geometrické.



Obr. 372. Ohyb jedinou štěrbínou; změna intenzity.

dráhový rozdíl krajních paprsků štěrbiny rovná celému násobku vlnové délky.

§ 228. Pokračování; řešení analytické.

Promítáme-li kruhový oblouk amplitud dx , a to jednak na směr amplitudy nullového paprsku, jednak na směr k němu kolmý, obdržíme výrazy

$$\int_0^a dx \cdot \cos \varrho x, \quad \int_0^a dx \cdot \sin \varrho x.$$

Hodnoty těchto integrálů jsou

$$\frac{1}{\varrho} \sin \varrho a, \quad \frac{1}{\varrho} (1 - \cos \varrho a).$$

Zmocníme-li tyto průměty na druhou a sečteme-li, dostaneme čtve-

rec r^2 výsledné amplitudy

$$\begin{aligned} r^2 &= \frac{1}{\varrho^2} \sin^2 \varrho a + \frac{1}{\varrho^2} (1 - 2 \cos \varrho a + \cos^2 \varrho a) \\ &= \frac{2}{\varrho^2} (1 - \cos \varrho a) = \frac{4}{\varrho^2} \sin^2 \frac{1}{2} \varrho a. \end{aligned}$$

Položíme-li ke zkrácení $\frac{1}{2} \varrho a = \varphi$, obdržíme

$$I = a^2 \left(\frac{\sin \varphi}{\varphi} \right)^2$$

souhlasně s výsledkem odstavce předešlého.

§ 229. Průběh světelné intenzity I .

O průběhu intenzity I poučíme se názorně methodou grafickou. Od začátku souřadnic O (obr. 373.) nanášíme ve smyslu kladném i záporném oblouk φ jako úsečku (na př. po $\pi/6$ čili v míře úhlové po 30°), k němu pak jako pořadnici jednou též oblouk φ a po druhé $\sin \varphi$. Obdržíme přímkou, jež v úhlu 45° probíhá počátkem souřadnic a k ní sinusoidu. Pro význačné hodnoty oblouku φ počítáme zlomek $(\sin \varphi)/\varphi$ a naznačíme jeho průběh graficky. Pro $\varphi = 0$ je zlomek tento $= 1$, jak vysvítá ze sousedních hodnot oblouku φ a jeho sinu. Konečně zdvojnásobíme zlomek $[(\sin \varphi)/\varphi]^2$ a opět naznačíme průběh graficky. Tím obdržíme již průběh intenzity I pro $a = 1$. Z výpočtu i konstrukce vysvítá hned, že hodnoty sinové se zmenšují více a více, když je obloukem stále rostoucím dělíme; příslušná křivka $y = (\sin \varphi)/\varphi$ ukazuje tedy kladná i záporná maxima, jež však čím dále tím více se zmenšují. Poněvadž pak jsou menší než jednička, zmenší se jejich hodnoty ještě daleko více zdvojnásobením a zároveň se záporná maxima stávají kladnými. Ukazuje tedy křivka pro intenzitu I hlavní maximum, jež jest $= 1$, a vedle něho maxima vedlejší, jež však činí jen malé procento tohoto maxima hlavního.

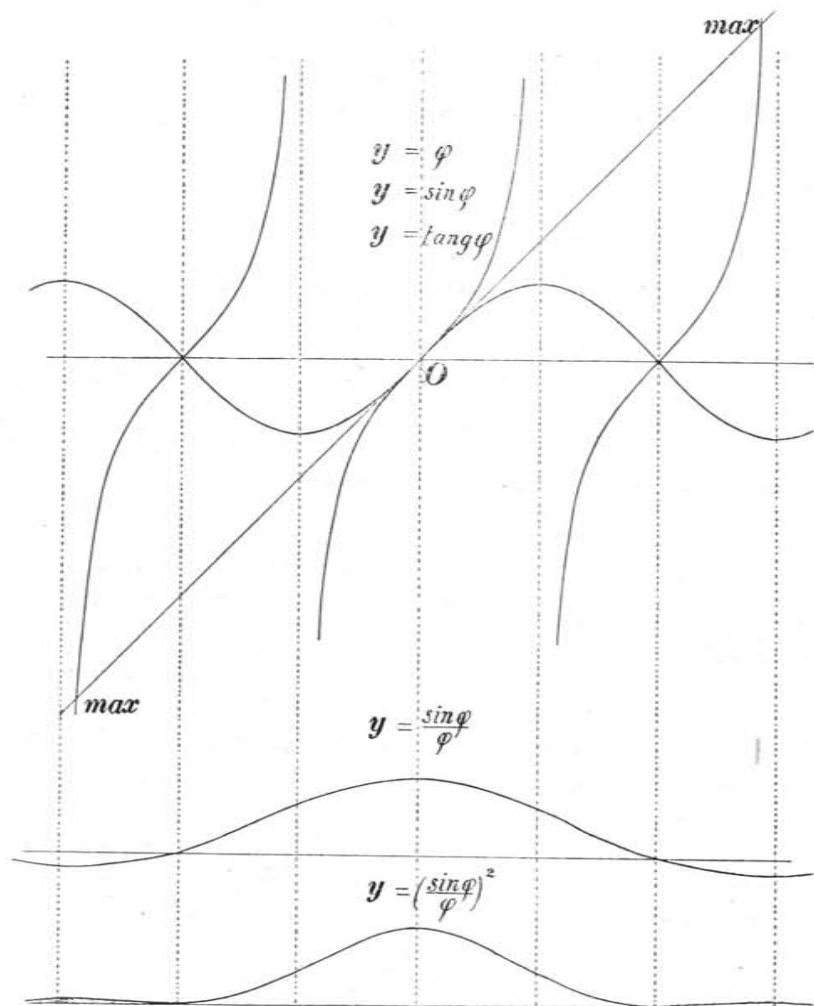
Grafická tato metoda tvoří předběžný základ pro podrobné studium funkce I na základě počtu diferenciálního. Jde o to, seznati zákon, podle něhož jsou rozestavena maxima i minima této funkce a určití, jaké jsou jejich hodnoty.

Daná funkce jest

$$I = a^2 \left(\frac{\sin \varphi}{\varphi} \right)^2.$$

Vzpomeňme, že jest

$$\varphi = \frac{\pi}{\lambda} a \sin \alpha,$$



Obr. 373. Ohyb jedinou štěrbinou; průběh světelné intensity.

takže určitému φ přísluší určité α , t. j. určitý směr ohybových paprsků a tím určité místo na stínítku, na němž úkaz se zachycuje. Pro maxima a minima funkce I musí první derivace se rovnati

nulle. Podmínka tato vede k rovnici:

$$2a^2 \frac{\sin \varphi}{\varphi} \cdot \frac{\varphi \cos \varphi - \sin \varphi}{\varphi^2} = 0.$$

1. Rovnici této vyhovuje především hodnota $\varphi = 0$, jež dává, jak přímo je viděti, hlavní maximum dané funkce

$$I_{max} = a^2 \text{ pro } \varphi = 0.$$

Hodnotou $\varphi = 0$ nabývají oba zlomky, obsažené v podmínkové rovnici, tvaru $0/0$. Utvoříme-li podle pravidel diferenciálního počtu derivací čitatele i jmenovatele, obdržíme pro první zlomek, jež přichází též ve výrazu pro I , hodnotu $\cos \varphi$, pro druhý $-\frac{1}{2} \sin \varphi$, tudíž pro $\varphi = 0$ hodnoty 1 a 0, pro součin obou tudíž nullu, jak rovnice vyžaduje.

2. Rovnici té vyhovuje dále, vyloučíme-li případ $\varphi = 0$,

$$\sin \varphi = 0 \text{ čili } \varphi = k\pi.$$

Když tedy do rovnice $\frac{1}{2} \varphi a = k\pi$ dosadíme za φ příslušný výraz, obdržíme

$$a \sin \alpha = k\lambda.$$

Touto podmínkou jsou stanovena minima

$$I_{min} = 0,$$

jež tudíž nastávají, když dráhový rozdíl krajních paprsků probíhajících štěrbinou se rovná násobku vlnové délky, jak již dříve grafickou methodou bylo dokázáno.

3. Vyloučíme-li konečně případ $\sin \varphi = 0$, vyhoví se podmínce pro krajní hodnoty, je-li

$$\varphi \cos \varphi = \sin \varphi \text{ čili } \operatorname{tg} \varphi = \varphi.$$

Tato podmínka určuje maxima funkce I . Maximální hodnoty plynou ze vztahů

$$\operatorname{cotg} \varphi = \frac{1}{\varphi}, \operatorname{cosec}^2 \varphi = \frac{1 + \varphi^2}{\varphi^2}, \frac{\sin^2 \varphi}{\varphi^2} = \frac{1}{1 + \varphi^2},$$

tudíž

$$I_{max} = \frac{a^2}{1 + \varphi^2},$$

kdež dlužno místo φ klásti hodnoty $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3 \dots$, jak vyjdou řešením transcendentní rovnice

$$\operatorname{tg} \varphi = \varphi.$$

Když ve výkresu obr. 373. nakreslíme též funkci $y = \operatorname{tg} \varphi$, obdržíme hodnoty $\varphi_0, \varphi_1, \varphi_2 \dots$ jakožto průseky tangentských křivek

s přímkou $y = q$. V obraze jsou takové průseky dva, na opačných stranách; příslušná q jsou blízká násobku $(2k + 1) \cdot \frac{1}{2} \pi$. Přesné hodnoty těchto úhlů q obsahuje následující tabulka, kterou počítal *Schwerd*; příslušné k nim maximální hodnoty vypočítal auktor, a to pro $a = 1$.

Maxima při ohybu šterbinou, jejich poloha a velikost.

$\text{tg } q = \varphi$	$I = \frac{a^2}{1 + q^2}$
$q_0 = 0$	$I_0 = 1$
$q_1 = 2.8606 \cdot \frac{1}{2} \pi$	$I_1 = 0.05869$
$q_2 = 4.9180 \cdot \frac{1}{2} \pi$	$I_2 = 0.01648$
$q_3 = 6.9418 \cdot \frac{1}{2} \pi$	$I_3 = 0.00834$
$q_4 = 8.9548 \cdot \frac{1}{2} \pi$	$I_4 = 0.00503$
$q_5 = 10.9636 \cdot \frac{1}{2} \pi$	$I_5 = 0.00336$
$q_6 = 12.9688 \cdot \frac{1}{2} \pi$	$I_6 = 0.00240$
$q_7 = 14.9730 \cdot \frac{1}{2} \pi$	$I_7 = 0.00180$

Pro kladné kořeny transcendentní rovnice

$$\text{tg } \varphi = \varphi$$

nalezl *Euler* rozvoj:

$$\varphi = (2k + 1) \frac{\pi}{2} - \frac{2}{(2k + 1) \pi} - \frac{2}{3} \left[\frac{2}{(2k + 1) \pi} \right]^3 - \frac{13}{15} \left[\frac{2}{(2k + 1) \pi} \right]^5 - \frac{146}{105} \left[\frac{2}{(2k + 1) \pi} \right]^7 - \dots$$

Kořeny záporné se liší jen znaméním.

Poznáváme tedy: podle úhlu φ jsou minima (nullová) aequidistantní, příslušející hodnotám $\varphi = \pm 2k \cdot \pi/2$, kdež jest $k = 1, 2, 3 \dots$; pouze obě dvě minima, ležící po obou stranách hlavního maxima ($k = \pm 1$), mají — podle úhlu čítáno — dvojnásobnou odlehlost než minima ostatní. Maxima jsou jen přibližně aequidistantní, odpovídající přibližným hodnotám $\varphi = \pm (2k + 1) \cdot \pi/2$, kdež jest $k = 1, 2, 3 \dots$. Vskutku jsou pošimuta poněkud k hlavnímu maximu, takže jest absolutní hodnota

$$|\varphi| < (2k + 1) \pi/2.$$

Při tom opět vzdálenost hlavního maxima od maxim susedních je přibližně o polovici větší než vzájemná vzdálenost kterýchkoli maxim jiných. Velikostí svou vyniká hlavní maximum; následující maxima, ve vlastním smyslu ohybová, činí jen málo procent nebo desetina procenta hlavního maxima; avšak mezi sebou neklesají prudce, nýbrž jen mírně, takže lze je dosti daleko sledovati. Máme tu čísla — v procentech hlavního maxima — 5.9, 1.6, 0.8, 0.5, 0.3, 0.24, 0.18 atd.

Ohybový zjev šterbinou náleží k nejpěknějším zjevům optickým. Subjektivně pozoruje se nejlépe na nekonečno zařízeným spektrálním přístrojem nebo spektrometrem, na jehož stolek před objektiv dalekohledu se postaví ohybová šterbina. Když se šterbina kollimátoru osvětlí světlem homogenním, na př. natriovým, lze ohybová maxima sledovati dosti daleko. Přidá-li se k natriu lithium nebo thallium, je viděti, že maxima opticky vyšších zdrojů — tedy menší délky vlnové — jsou méně odchýlena, takže maxima různých barev podle délky vlnové vznikají vedle sebe. Proto v bílém světle obdržíme ohybové proužky barevné s fialovým okrajem vnitřním. Skvělým stává se úkaz, když se užije světla slunečního a projekce. Do zatemněné síně vpustí se úzkou svislou šterbinou sluneční světlo. Čočkou (+ 1 až + 1.5 dioptrie) promítne se šterbina na bílou vzdálenější stěnu, načež do ohniska čočky, kde je světlo soustředěno, se vloží ohybová šterbina, svislá a přiměřeně úzká. Ještě lépe promítnouti zjev na průsvitnou desku ze skla mírně zrněného; pozorovatel může za deskou zírati přímo do směru dopadajících paprsků, čímž jasnost zjevu velice získává. Červeným a modrým sklem může studovati závislost na vlnové délce. Zírá-li přímohledným spektroskopem s vodorovnou nebo svislou šterbinou, obdrží zjevy, jež byly popsány při úkazech interferenčních.

§ 230. Dvě šterbiny stejně široké.

Budtež dány dvě úzké šterbiny šířky a , mezi nimiž je neprůhledná mezera šířky b . Pro obrazce volme, jako dříve, $a = 1 \text{ cm}$, $b = 1.5 \text{ cm}$. Fásový rozdíl $q\alpha$ roste od 0 do qa a pak od $q(a + b)$ do $q(2a + b)$, takže kontinuita od qa do $q(a + b)$ je přerušena (obr. 374.). Skládající amplitudy dx počínáme si jako při jediné šterbině. V původním směru $\alpha = 0$ ($q = 0$) sčítáme elementární amplitudy arithmeticky (obr. 374.); obdržíme v přímce OX délky a , pak b a opět a ; poněvadž b jest neúčinné, zbývá součet $2a$. Pro libovolný směr α (q) stáčíme přímkou $a + b + a$ ze směru OX do kruhového oblouku, jehož zakřivení jest $q = 1/R$ a jehož úhel středový jest $q(a + b + a)$. Poněvadž však amplitudy příslušné oblouku b jsou neúčinny, dlužno vésti řetivu — kterou opět r nazveme —

k oblouku a a pak ještě jednou tětivu r k oblouku druhému a . Geometrickým sečtením obou těchto tětív r obdržíme amplitudu výslednou r^* .

Při tomto geometrickém sčítání uplatňuje se úhel, který jedna i druhá tětiva r svírá se směrem základním OX . Zaveďme, jako dříve,

$$\frac{1}{2}\rho a = \varphi, \quad \frac{1}{2}\rho b = \psi$$

a pro součet obou

$$\frac{1}{2}\rho (a + b) = \varphi + \psi = \omega.$$

Pak jest úhel $XOA = \varphi$, přímka AB je vzhledem k OA otočena o úhel $\varphi + \psi$; podobně přímka BC vzhledem k AB o úhel $\psi + \varphi$ v téže směru, tudíž $XBC = \varphi + 2(\varphi + \psi) = \varphi + 2\omega$. Jsou tedy průměty jedné i druhé tětivy r na osu OX a na druhou osu OY k ní kolmou dány výrazy

$$\begin{aligned} r^* \cos \varepsilon^* &= r \cos \varphi + r \cos (\varphi + 2\omega), \\ r^* \sin \varepsilon^* &= r \sin \varphi + r \sin (\varphi + 2\omega), \end{aligned}$$

kdež jest r^* výsledná amplituda a ε^* výsledný rozdíl fázový. Zdvojnásobíme a sečtouce obdržíme čtverec výsledné amplitudy r^* a tím intenzitu I . Po krátké redukci plyne

$$I = 4r^2 \cos^2 \omega, \quad \text{kdež je } r = a \frac{\sin \varphi}{\varphi},$$

tudíž

$$I = 4a^2 \left(\frac{\sin \varphi}{\varphi} \right)^2 \cos^2 \omega$$

anebo

$$I = 4a^2 \left(\frac{\sin \varphi}{\varphi} \right)^2 \left(\frac{\sin 2\omega}{2 \sin \omega} \right)^2.$$

Výraz druhý má tvar, který již naznačuje, jak se věc utváří pro libovolný počet m štěrbin. Proto, pomíjejíce rozbor výrazu pro I , přejdeme hned k případu všeobecnému. Budiž upozorněno, že hlavní maximum $I_{max} = 4a^2$ pro $\varphi = 0$, $\omega = 0$ jest zde 4krátě jasnější než při jediné štěrbině, poněvadž jsme předpokládali, že k jedné štěrbině nezměněné přistoupí stejná druhá. Pokus lze v tom smyslu velmi dobře upravit.

Předešlé úvahy jsou zajímavé i tím, že podávají přesnou teorii t. zv. *Youngova pokusu interferenčního*, ovšem jen v případě, kdy svítící štěrba i stínitko, na němž interferenční zjev zachycujeme, je od roviny obou štěrbin velmi daleko. Jak na svém místě bylo už vloženo, není pokus Youngův přesně interferenční, neboť jsme předpokládali při jeho výkladu, že se světlo šíří od obou štěrbin všemi směry, že nastávají tedy úchyly od šíření přímočarého čili ohyb světla. Roz-

borem vzorce pro I , právě odvozeného, můžeme rozhodnouti, pokud výsledky plynoucí z onoho výkladu jsou správné.

Rozbor je znesnadněn tím, že ohybový úhel α vyskytuje se jednak ve φ , jednak v ω . Zjednoduší se však, pokládáme-li a za velmi malé, b pak za velké vzhledem k a , a omezíme-li se na malé hodnoty α , pozorujeme-li tedy při malých úhlech ohybových. Pak totiž člen

$$\left(\frac{\sin \varphi}{\varphi} \right)^2,$$

který určuje rozdělení intenzity při jediné štěrbině, možno pokládati v prvním přiblížení za stálý. Buď na př. $a = 0.1 \text{ mm}$ a položme jen pro první obehámení $\lambda = 0.5 \mu$. Pro $\alpha = 0$ je i $\varphi = 0$ a onen člen má hodnotu 1. Vzdaluje-li se α a tím i φ od nuly, hodnota jeho klesá a stane se rovna nulle, je-li $\varphi = \pm \pi$, čili $a \sin \alpha = \pm \lambda$. Dosazením nalezneme $\alpha = \pm 17.2^\circ$. Leží tedy první minima onoho výrazu dosti daleko od směru $\alpha = 0$. Omezíme-li se pak jen na malé hodnoty α , je patrné, že tento člen nebude míti vlivu na maxima a minima výrazu pro I ; ta budou záviseti jen na druhém členu, $\cos^2 \omega$. Maximum nastane, je-li roven 1, minimum, je-li roven 0. Máme tedy

$$\text{pro maximum } \omega = k\pi \quad \text{čili } (a + b) \sin \alpha = 2k \frac{\lambda}{2},$$

$$\text{pro minimum } \omega = \left(k + \frac{1}{2}\right) \pi \quad \text{čili } (a + b) \sin \alpha = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}.$$

Je-li b veliké vzhledem k a , obdržíme mnoho hodnot α , jež vyhovují těmto rovnicím a jež jsou vesměs malé neboli, přesněji řečeno, jsou pořád ještě dosti daleko od úhlu, v němž výraz $\left(\frac{\sin \varphi}{\varphi} \right)^2$ vymizí.

Tato maxima a minima jsou aequidistantní (čítáno podle úhlu); minima jsou nullová. Jsou to interferenční maxima a minima Youngova, jak plyne z této úvahy:

Pokládáme-li pokus Youngův za interferenční, pak vznikne v P (obr. 329.) maximum, je-li $BP - AP = k\lambda$. Opíšeme-li kolem P kruh poloměrem AP , pak je $BC = BP - AP$. Je-li PA veliké, možno oblouk AC pokládati za přímku, trojúhelník ABC za pravoúhlý, úhel BAC je pak $= \alpha$ a tedy $BC = (a + b) \sin \alpha$. Nastane tedy maximum, když $(a + b) \sin \alpha = 2k \frac{\lambda}{2}$, což souhlasí s tím, co nalezeno dříve. Stejně má

se věc s minimy.

S tímto omezením možno tedy pokládati pokus Youngův za interferenční. Ale jindy to dovoleno není. Buď na př. $b = a$, tedy mezera mezi štěrbinami nechť má touž šířku jako štěrby. Pak $\varphi = \psi$ a $\omega = 2\varphi$. Vzorec pro I zní

$$I = 4a^2 \left(\frac{\sin \frac{\omega}{2}}{\frac{\omega}{2}} \right)^2 \cos^2 \omega.$$

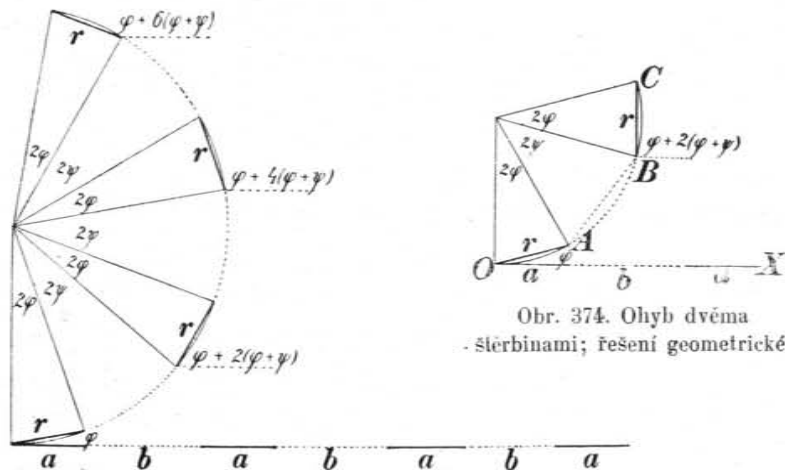
Interferenční maxima Youngova vzniknou tam, kde je $\omega = k\pi$. Je-li však k sudé, tedy $k = 2h$, jest

$$\sin \frac{\omega}{2} = \sin h\pi = 0,$$

a I vymizí. (Případ $h = 0$ ovšem vylučujeme.) Vymizí tedy všechna maxima, jejichž řádové číslo k je sudé; místo těch maxim máme minima.

§ 231. Libovolný počet štěrbin.

Je-li počet ohybových štěrbin libovolný, lze očekávat jednoduchý výsledek, když je šířka všech štěrbin stejná $= a$ a když me-



Obr. 375. Ohyb čtyřmi štěrbinami; $a = 1\text{ cm}$, $b = 1.5\text{ cm}$; řešení geometrické.

zery mezi nimi mají rovněž stejnou šířku $= b$. Počínáme si pak zcela podobně jako při dvou štěrbinách. Pro $\varphi = 0$ nanášíme všechna a a všechna b do téže přímky. Roste-li φ , stáčíme tuto přímku do kruhového oblouku, jehož křivost je právě φ . Vedeme pak tětivy r příslušné obloučkům a a promítáme je na osu OX , jež jest přímka nahoře zmíněná, a na osu k ní kolmou OY ; průměty sečteme a součty zdvojnásobíme. Součet těchto dvojmočí dává čtverec výsledné amplitudy čili výslednou intenzitu světelnou I . V obr. 375. je konstrukce vykonána pro čtyři štěrbin, při čemž jest jako v odstavci předešlém $a = 1\text{ cm}$, $b = 1.5\text{ cm}$. Fázový rozdíl první amplitudy r je φ ; s každou následující roste o $2(\varphi + \psi)$ čili

o 2ω . Je-li tedy m počet štěrbin, jsou fázové rozdíly

$$\varphi, \varphi + 2\omega, \varphi + 2 \cdot 2\omega, \varphi + 3 \cdot 2\omega \dots, \varphi + (m - 1) 2\omega.$$

Fázový rozdíl ε^* výsledné amplitudy r^* — při vzrůstu stejnoměrném — je patrně průměrná hodnota, t. j.

$$\varepsilon^* = \frac{\varphi + \varphi + (m - 1) 2\omega}{2} \quad \text{čili} \quad \varepsilon^* = \varphi + (m - 1) \omega.$$

Jsou tudíž zmíněné průměty výsledné amplitudy

$$r^* \cos \varepsilon^* = r \cos \varphi + r \cos (\varphi + 2\omega) + \dots + r \cos [\varphi + (m - 1) 2\omega],$$

$$r^* \sin \varepsilon^* = r \sin \varphi + r \sin (\varphi + 2\omega) + \dots + r \sin [\varphi + (m - 1) 2\omega].$$

Součet obou řad na pravo lze vyjádřit jednoduchým výrazem. Je totiž

$$\sum_1^m \cos [\varphi + (m - 1) 2\omega] = \cos [\varphi + (m - 1) \omega] \cdot \frac{\sin m\omega}{\sin \omega},$$

$$\sum_1^m \sin [\varphi + (m - 1) 2\omega] = \sin [\varphi + (m - 1) \omega] \cdot \frac{\sin m\omega}{\sin \omega}.$$

Když tedy obě řady zdvojnásobíme a sečteme, obdržíme

$$r^{*2} = r^2 \frac{\sin^2 m\omega}{\sin^2 \omega} \quad \text{čili} \quad r^{*2} = m^2 r^2 \left(\frac{\sin m\omega}{m \sin \omega} \right)^2.$$

Dosadíme-li zde ještě

$$r = a \frac{\sin \varphi}{\varphi},$$

obdržíme konečně všeobecný výraz pro intenzitu I při libovolném počtu štěrbin

$$I = m^2 a^2 \left(\frac{\sin \varphi}{\varphi} \right)^2 \left(\frac{\sin m\omega}{m \sin \omega} \right)^2.$$

Výsledný rozdíl fázový počítáme — ke kontrole — dělice oba výrazy pro $r^* \sin \varepsilon^*$ a $r^* \cos \varepsilon^*$

$$\text{tg } \varepsilon^* = \text{tg} [\varphi + (m - 1) \omega],$$

tudíž jako nahoře

$$\varepsilon^* = \varphi + (m - 1) \omega.$$

Uvedený výraz pro součet S hořejší kosinové řady odvodíme na př. taktó. Násobíme tento součet výrazem $2 \sin \omega$ a rozvedeme součiny tak vzniklé podle vzorce

$$2 \cos \alpha \cdot \sin \beta = \sin (\alpha + \beta) - \sin (\alpha - \beta)$$

ve dva sčítance; vyjde

$$2S \sin \omega = \sum_1^m \{ \sin [\varphi + (2m - 1) \omega] - \sin [\varphi + (2m - 3) \omega] \}.$$

Když pak součet rozvedeme, kladouce $m = 1, 2, 3 \dots$, ruší se v rozdílech jednotlivé členy a zbývají jen poslední a první

$$\sin [\varphi + (2m - 1) \omega] - \sin (\varphi - \omega) = 2 \cos [\varphi + (m - 1) \omega] \cdot \sin m\omega,$$

tudíž

$$S = \cos [\varphi + (m - 1) \omega] \frac{\sin m\omega}{\sin \omega}.$$

Podobně odvodíme výraz pro součet S řady sinové.

§ 232. Rozbor výrazu pro intenzitu I .

Výraz pro I právě odvozený obsahuje dvě funkce; z těch průběh jedné již známe, je to táž jako při jediné štěrbině, totiž

$$r^2 = a^2 \left(\frac{\sin \varphi}{\varphi} \right)^2.$$

Zbývá funkce druhá, vystihující účinek dalších štěrbin, jejichž je na počet m . Vynecháme-li činitel m^2 , je to funkce

$$y = \left(\frac{\sin m\omega}{m \sin \omega} \right)^2.$$

Její průběh je vyznačen polohou hodnot maximálních a minimálních; podmiňující pro ně rovnici obdržíme, když první derivaci položíme $= 0$; obdržíme

$$2 \frac{\sin m\omega}{m \sin \omega} \frac{m^2 \sin \omega \cos m\omega - m \cos \omega \sin m\omega}{m^2 \sin^2 \omega} = 0.$$

1. Rovnici této se vyhoví, je-li

$$\sin m\omega = 0 \quad \text{čili} \quad m\omega = k\pi,$$

kdež jest k celé číslo, jež však nesmí býti ani nullou ani celistvým násobkem čísla m , jak v dalším uvidíme. Pro tyto hodnoty je patrně

$$I_{\min} = 0.$$

2. Je-li však $\omega = 0$, tudíž $\varphi = 0$ a tím i $\varphi = 0$, obdržíme hlavní maximum intenzity

$$I_0 = m^2 a^2.$$

Pro hodnoty $\varphi = 0$, $\omega = 0$ nabývají funkce r a y neurčitěho tvaru $0 : 0$. Když však podle pravidel počtu diferenciálního vytvoříme derivaci čitatele i jmenovatele příslušných zlomků, obdržíme

$$\cos \varphi \text{ a } \cos m\omega / \cos \omega, \text{ což dává } = 1 \text{ pro } \varphi = 0 \text{ a } \omega = 0.$$

3. Vyloučíme-li případ $\sin m\omega = 0$, vyhoví se dále podmínce, když

$$m^2 \sin \omega \cdot \cos m\omega = m \cos \omega \cdot \sin m\omega$$

čili

$$m \operatorname{tg} \omega = \operatorname{tg} m\omega.$$

Tato rovnice určuje maxima intenzity I a udává zároveň, jak tuto maximální hodnotu I_m počítati. Je totiž

$$\frac{1}{m} \cot \omega = \cot m\omega, \quad 1 + \frac{\cot^2 \omega}{m^2} = \frac{1}{\sin^2 m\omega},$$

$$\sin^2 m\omega = \frac{\sin^2 \omega}{\sin^2 \omega + \frac{1}{m^2} \cos^2 \omega},$$

$$\frac{\sin^2 m\omega}{m^2 \sin^2 \omega} = \frac{1}{1 + (m^2 - 1) \sin^2 \omega},$$

tudíž maximální intenzita

$$I_m = m^2 r^2 \frac{1}{1 + (m^2 - 1) \sin^2 \omega}.$$

Pokud se $\sin \omega$ od nuly liší, jsou hodnoty I_m při větším počtu m ohybových otvorů malé, poněvadž dělitel $1 + (m^2 - 1) \sin^2 \omega$ má hodnotu značnou; proto zoveme tato maxima *vedlejší* čili *sekundární*. Je-li však $\sin \omega = 0$, odpadá tento dělitel, stává se $= 1$, čímž hodnoty I_m se zvětí; zoveme proto tato maxima *hlavní* čili *primární*. Pro ně máme výraz

$$I_{\max} = m^2 r^2 \quad \text{čili} \quad I_{\max} = m^2 a^2 \left(\frac{\sin \varphi}{\varphi} \right)^2,$$

a jejich podmínkou jest

$$\sin \omega = 0, \quad \omega = k\pi \quad \text{aneb} \quad \frac{\pi}{\lambda} (a + b) \sin \alpha = k\pi,$$

z čehož pro dráhové zpoždění vychází

$$(a + b) \sin \alpha = k\lambda.$$

Kořeny $\omega = k\pi$ rovnice $\operatorname{tg} m\omega = m \operatorname{tg} \omega$ plynou přímo, poněvadž obě strany rovnice vymizejí.

§ 233. Řešení rovnice $m \operatorname{tg} \omega = \operatorname{tg} m\omega$ a výpočet intenzity.

Rozestavení maximálních hodnot intenzity I je určeno rovnicí

$$m \operatorname{tg} \omega = \operatorname{tg} m\omega.$$

K první orientaci hodí se velmi dobře grafické řešení této rovnice. Aby však výkres se nestal ve směru pořadnic příliš rozsáhlým —

vzhledem k velkému koeficientu m — a na druhé straně, aby výkres libovolným zmenšením rozměrů ve směru pořadnic nepozbyl význačné určitosti, je výhodno zmenšiti rozměry pořadnicové právě m -krát, t. j. řešiti graficky nikoli původní rovnici, nýbrž rovnici

$$\operatorname{tg} \omega = \frac{1}{m} \operatorname{tg} m\omega.$$

Sestrojíme tedy dvě křivky

$$y = \operatorname{tg} \omega, \quad y = \frac{1}{m} \operatorname{tg} m\omega.$$

První křivka je tangentová. Ale také druhá křivka je tangentová, jenomže vzhledem k první jak v úsečkách tak v pořadnicích m -kráte zmenšená. Obdrželi bychom tedy druhou křivku, kdybychom se na prvu dívali čočkou m -kráte zmenšující. Průseky obou křivek přísluší těm hodnotám ω , jimiž se dané rovnici vyhoví.

V následujícím jest graficky i numericky rozřešen problém deseti štěrbin, tedy pro $m = 10$. Opakujeme:

1. Polohu *minim* a jejich velikost určují rovnice

$$m\omega = k\pi, \quad I_{\min} = 0.$$

2. Polohu *maxim* a jejich velikost určují rovnice

$$m \operatorname{tg} \omega = \operatorname{tg} m\omega, \quad I_{\max} = m^2 a^2 \left(\frac{\sin \varphi}{\varphi} \right)^2 \cdot \frac{1}{1 + (m^2 - 1) \sin^2 \omega}.$$

3. Z těchto maxim vůbec vyniknou *maxima hlavní*, stanovená rovnicemi

$$\omega = k\pi, \quad I_{\max} = m^2 a^2 \left(\frac{\sin \varphi}{\varphi} \right)^2.$$

Poněvadž jde jen o poměrné výsledky, volíme $a = 1$. Dále je všeobecně $\omega = \varphi + \psi$, $2\varphi = \rho a$; $2\psi = \rho b$. Volme speciálně $b = a$. Pak je též $\psi = \varphi$, tudíž $\varphi = \frac{1}{2}\omega$.

Tím způsobem zůstává ω jedinou proměnnou. Necháme tedy tuto proměnnou se měniti od 0° do 360° a zastavujeme se u takových hodnot, jež určují minima a maxima, hlavní i vedlejší. Poloha minim a hlavních maxim jest určena zcela jednoduše vztahy $m\omega = k\pi$, $\omega = k\pi$, kdež jest k celé číslo. Poloha vedlejších maxim jest dána transcendentní rovnicí, kterou píšeme ve tvaru

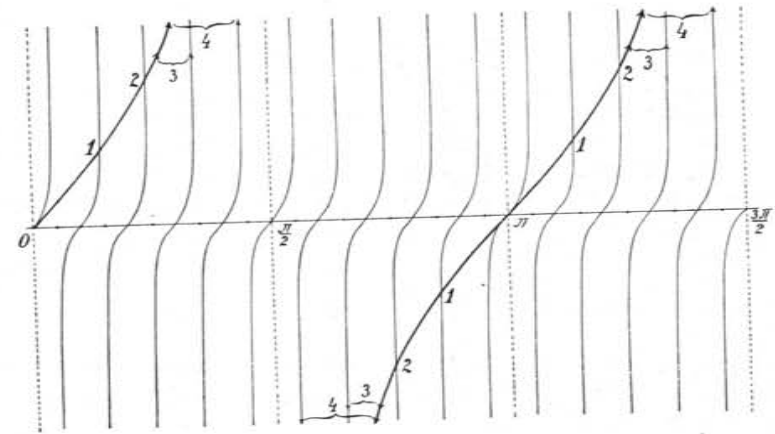
$$\operatorname{tg} \omega = \frac{1}{m} \operatorname{tg} m\omega.$$

Tuto řešíme nejprve graficky. V obr. 376. jsou příslušné křivky sestrojeny. Jest viděti, že v intervalu $\omega = 0^\circ$ až 90° obdržíme 4 hodnoty, $\omega_1, \omega_2, \omega_3, \omega_4$, podmínce vyhovující, dále v intervalu 90° až 180° opět čtyry hodnoty, jež jsou $180 - \omega_4, 180 - \omega_3, 180 - \omega_2, 180 - \omega_1$,

dále v intervalu 180° až 270° opět čtyry hodnoty, jež jsou $180 + \omega_1, 180 + \omega_2, 180 + \omega_3, 180 + \omega_4$, konečně bychom obdrželi v intervalu 270° až 360° další čtyry hodnoty, totiž $360 - \omega_1, 360 - \omega_3, 360 - \omega_2, 360 - \omega_4$ (výkres končí se pro nedostatek místa úhlem 270°).

Konstrukce orientuje názorně o těchto hodnotách úhlu ω , významných pro vedlejší maxima. Přesný výpočet dává pro ně hodnoty (ve stupních)

$$\omega_1 = 25.833, \quad \omega_2 = 44.417, \quad \omega_3 = 62.705, \quad \omega_4 = 80.908.$$



Obr. 376. Grafické řešení rovnice

$$\operatorname{tg} \omega = \frac{1}{m} \operatorname{tg} m\omega$$

pro $m = 10$.

Abychom z těchto a oněch ostatních hodnot obdrželi velikost I maxim vedlejších, dlužno propočítati výraz

$$I = m^2 a^2 \left(\frac{\sin \frac{1}{2} \omega}{\frac{1}{2} \omega} \right)^2 \frac{1}{1 + (m^2 - 1) \sin^2 \omega}.$$

Pro hlavní pak maxima, jež nastávají při $\omega = k\pi$, počítá se výraz

$$I = m^2 a^2 \left(\frac{\sin \frac{1}{2} \omega}{\frac{1}{2} \omega} \right)^2.$$

Výsledek počtu ukazuje tabulka.

Z tabulky poznáváme číselně: Prvé hlavní maximum pro $\omega = 0$ je položeno = 100. Druhé hlavní maximum pro $\omega = \pi$ je = 40.53. Třetí hlavní maximum zde, při $b = a$, vypadne; neboť je-li $\omega = 2\pi$, je zde $\varphi = \pi$, tudíž $\sin \varphi = 0$. Každá štěrbiná dává pro sebe intenzitu = 0 a všechny dohromady ovšem též.

Poloha a velikost maxim a minim pro mřížky s deseti štěrbinami.

$$m = 10, a = 1, b = 1, \varphi = \omega/2.$$

ω	$m^2 a^2 \left(\frac{\sin \varphi}{\varphi}\right)^2$	$\frac{1 + (m^2 - 1) \sin^2 \omega}{(m^2 - 1) \sin^2 \omega}$	I_{max}	ω	I_{min}
0	100	1 $\frac{1}{4}$	100		
$\omega_1 = 25.83$	98.32	49.80	4.97	18	0
$\omega_2 = 44.42$	95.10	49.49	1.92	36	0
$\omega_3 = 62.70$	90.51	79.18	1.14	54	0
$\omega_4 = 80.91$	84.45	97.53	0.99	72	0
180 — $\omega_4 = 99.09$	77.43	97.53	0.79	90	0
180 — $\omega_3 = 117.30$	69.60	79.18	0.88	108	0
180 — $\omega_2 = 135.58$	61.23	49.49	1.24	126	0
180 — $\omega_1 = 154.17$	52.44	19.80	2.65	144	0
180	40.53	1	40.53	162	0
180 + $\omega_1 = 205.83$	29.44	19.80	1.49	198	0
180 + $\omega_2 = 224.42$	22.35	49.49	0.45	216	0
180 + $\omega_3 = 242.70$	16.26	79.18	0.21	234	0
180 + $\omega_4 = 260.91$	11.16	97.53	0.11	252	0
360 — $\omega_4 = 279.09$	7.10	97.53	0.07	270	0
360 — $\omega_3 = 297.30$	4.02	79.18	0.05	288	0
360 — $\omega_2 = 315.58$	1.88	49.49	0.04	306	0
360 — $\omega_1 = 334.17$	0.59	19.80	0.03	324	0
360	0.00	1	0.00	342	0

Sekundárních maxim nalézáme mezi dvěma hlavními osm. Jejich hodnoty jdou z počátku do celých několika procent hlavního maxima, později jen do desetin procenta, ale nejsou stejná a neopakují se, poněvadž funkce $\frac{1}{1 + (m^2 - 1) \sin^2 \omega}$ je sice periodická, ale nikoli

$$\text{funkce } \left(\frac{\sin \varphi}{\varphi}\right)^2.$$

Minima, rovná nulle, pro $m\omega = k\pi$ (kdež je $k = 1, 2, 3 \dots$) střídají se s maximy.

§ 234. Optické mřížky.

Volíme-li počet m ohybových otvorů vždy větší, při čemž ovšem šířka a otvoru se stává menší, blížíme se útvaru, který zoveme *optická mřížka*. První, jenž mřížky takové upravil, byl *J. Fraunhofer* (1821). Napijal na rámeček řadu nitěk stejně od sebe odlehlých, a to tak, že je vložil do závitů dvou stejných, jemných šroubů rovnoběžně nad sebou upevněných, čímž se stalo, že nitky byly přesně ve stejných vzájemných odlehlostech. Pozoruje dalekohledem, očekával zesílení ohybového úkazu, který dává jediná štěrbinu, a byl překvapen vida úkaz zcela nový. Fraunhofer měnil podmínky pokusu, napínal nitky a pak drátky různě tlusté a těsněji k sobě postavené; později ryl mřížku na sklo, jež bylo polepeno pozlátkem anebo pokryto jemnou vrstvou tuku nebo fermeže a konečně ryl jemné čárky diamantem přímo na sklo. Vrypy stíní jako nitky nebo drátky; mezery mezi vrypy světlo propouštějí. Již roku 1823 nalezl zákon sinový a stal se tak objevitelem nejkrásnějšího úkazu optického, *mřížkových spekter*. Původní mřížky Fraunhoferovy, na sklo diamantem ryté, jsou nyní vzácné. Asi 20 let později (1846) ujal se věci mechanik *F. A. Nobert* (1806 až 1881) v Greifswaldu, jenž hotovil mřížky značně dokonalejší a jemnější, obsahující několik set čárek na millimetr ba i přes tisíc, jež však sloužily spíše ke zkoušení mikroskopů než pro ohybová spektra. Hotovení jemných mřížek vyžadovalo dělicích strojů velice přesných a dělení vyrytého nikoli rukou, nýbrž strojem za teploty co možná stálé.

Vizme nyní, jak se ohybový problém utváří, když počet m štěrbin se stává velmi veliký. Především se zmnoží početně maxima, jakož i minima, jež se mezi maxima vkládají. Avšak z těchto vedlejší čili sekundární maxima stávají se velmi nepatrnými, což způsobuje veliký dělitel $1 + (m^2 - 1) \sin^2 \omega$, který ve výrazu pro jejich intenzitu přichází. Vyniknou tedy jen maxima, jež jsme nazvali hlavní čili primární, neboť pro tato stává se onen dělitel = 1, když totiž $\sin^2 \omega = 0$ čili $\omega = k\pi$. Viděli jsme již v propočítaném příkladě pro $m = 10$, že jen některá vedlejší maxima činila málo více než jedno procento prvního hlavního maxima, ostatní pak že byla značně menší. Když tedy ještě více m roste, klesají sekundární maxima na nullu; proto mezi hlavními maximy jest intenzita vesměs nullová. Poněvadž pak minima se k hlavním maximům těsně poji, jsou tato maxima ostře ohraničena.

Máme tudíž pro mřížky jenom hlavní maxima, jejichž intenzita je dána vzorcem

$$I = m^2 a^2 \left(\frac{\sin \varphi}{\varphi} \right)^2$$

Pro jejich polohu máme pak rovnice $\omega = k\pi$ čili $\varphi + \psi = k\pi$ aneb $\frac{1}{2} \rho a + \frac{1}{2} \rho b = k\pi$. A poněvadž je $\rho = \frac{2\pi}{\lambda} \sin \alpha$, obdržíme konečně

$$(a + b) \sin \alpha = k\lambda.$$

Hlavní maxima vznikají ve směrech, ve kterých dráhový rozdíl krajních paprsků soustavy $a + b$ se rovná násobku vlnové délky. Pro jejich intenzitu platí stejný vzorec (nehledíc k činiteli m^2) jako pro jedinou šterbinu. To je výsledek velice jednoduchý, už překvapuje. V tom intuitivním domnění, jež měl Fraunhofer, očekáváje ve velikém počtu šterbin jakoby zesílení úkazu pro jedinou šterbinu, bylo trochu pravdy. Stejná funkce — v obr. 373. graficky znázorněná — platí pro oba případy. Jenomže pro jedinou šterbinu máme hodnoty *spojitě* se měnící, pro mřížku však jen hodnoty *jednotlivé*, diskretní, jejichž velikost se však tímž řídí zákonem. Pro každé α , jež poslední rovnici vyhovuje, obdržíme příslušné ρ a z toho příslušné φ podle vzorců svrchu uvedených.

Co se týče činitele m^2 ve výraze pro intenzitu I , dlužno pamatovati, že s větším počtem šterbin se zmenšuje šířka a jedné šterbiny. Intenzita závisí na součinu $m^2 a^2$ a tento s rostoucím m jen tehda stoupá, když počet šterbin na jednotku délkovou přicházející zůstává stálým.

§ 235. Výklad populární.

Jednoduchý výsledek, jehož jsme došli v odstavci předešlém, lze snadno pochopiti. Podmínkou hlavních maxim je vztah

$$(a + b) \sin \alpha = k\lambda.$$

Mějme tedy velký počet šterbin. Rozdělme v myšlenkách každou na jakýsi počet, na př. 10, šterbin, jež nazveme elementární a čísujeme 1, 2, 3, . . . 9, 10. Elementární šterbiny stejně číslované nebo homologické jsou patrně od sebe vzdáleny o délku $a + b$. Vzájemný dráhový rozdíl je tedy $(a + b) \sin \alpha$. Rovná-li se tento rozdíl jakémusi počtu k celých délek vlnových λ , pochopíme snadno, že takové zpoždění dráhové nezpůsobí žádného fázového rozdílu.

Tudíž všechny elementární šterbiny stejně číslované čili homologické se zesilují, jsouce v téže fázi. Poněvadž jest jich počet velmi veliký, dávají výslednou amplitudu kmitovou velmi značnou. Mezi sebou mají ovšem elementární šterbiny fázové rozdíly, ale všeobecně se jimi kmity nezničí, — leč by délka $a \sin \alpha$ pro sebe byla rovná $k\lambda$; pak by ovšem kmity všech elementárních šterbin téže dané šterbiny se rušily mezi sebou i jejich celkové spolupůsobení.

Jinak lze výsledek, jehož jsme došli pro veliký počet šterbin, pochopiti též z geometrického znázornění (obr. 375.). Pro přímý postup nanášíme délky a a b do téže přímky. Amplituda výsledná je dána součtem všech a . Když se paprsky od přímého směru ohybem začnou uchylovati, znamená to, že tato přímka se *stáčí* do kruhu. Všeobecně se při tom tětivy obloukům a příslušné rozloží po kruhu tak, že jej — následkem velmi velikého počtu svého — vyplní, čímž geometrický součet = 0. Avšak, když zakřivení se stane takové, že oblouček délky $a + b$ vyplní *sám celý* kruh — anebo dvakrát celý kruh anebo třikrát atd., pak se všechny obloučky a kryjí, tudíž i tětivy jim příslušné, čímž výsledná tětiva velice vzroste.

§ 236. Minimum deviace.

V předchozích výkladech předpokládali jsme kolmý dopad paprsků, jak se při pokusech vždy zachovává. Bylo však v § 226. vytčeno, že všeobecnější případ, dopadu i jakéhokoliv, není formálně obtížnější než onen případ zvláštní; dráhové rozdíly $x \sin \alpha$ ohybem α vznikající se prostě zvýší o rozdíl $x \sin i$ vzniklý šikmým dopadem i . Proto podmínka

$$(a + b) \sin \alpha = k\lambda,$$

odvozená pro hlavní maxima mřížky, vyjádří se při libovolném dopadu i podmínkou všeobecnější

$$(a + b) (\sin i + \sin \alpha) = k\lambda.$$

Úchylka D těchto hlavních maxim rovná se pak

$$D = i + \alpha.$$

Pro *minimum* této úchylky jest $dD = 0$; diferencujíce hořejší rovnice podmínkové, obdržíme

$$\begin{aligned} di + da &= 0, \\ \cos i di + \cos \alpha da &= 0, \end{aligned}$$

z čehož vychází

$$i = \alpha.$$

Nejmenší úchylka nastává tedy, když ohyb je stejný s dopadem. V tomto výsledku vidíme zajímavou obdobu s úchytkou světla hra-

nolem. Tam nastává minimum úchyly, je-li výstup světla vzhledem k hranolu souměrný s dopadem. Zde podobně je minimum úchyly vyznačeno souměrností paprsků dopadajících a ohybem uchýlených vzhledem k mřížce.

§ 237. Jak se měří vlnová délka.

Mějmež mřížku rytou na skle diamantem a mající veliký počet m čárek. Odlehlost $a + b = l$ vrypů určuje *mřížkovou konstantu*. Stanoví se mikroskopem dostatečně zvětšujícím, jehož okulár obsahuje buď mikrometrickou stupnici na skle vyrytou se známou hodnotou dílce, anebo ještě lépe vláknový kříž úhlopříčný napiatý na rámečku, který se dá mikrometrickým šroubem jemně po zorném poli vésti, jak to bývá v odčítacích mikroskopech komparátorů *). Lze pak přes danou mřížku vláknový kříž jemně posunovat a tak pohodlně vrypy mřížky počítati a jejich odlehlost měřiti. Podle *Kaye* **) vyrývají se na kraj mřížky aequidistantní vrypy asi $\frac{1}{3}$ mm od sebe vzdálené, načez se mřížka promítne slunečním drobnohledem a zjistí se, kolik vrypů připadne na $\frac{1}{3}$ mm. Je-li λ vlnová délka homogenního světla, které necháme na mřížku kolmo a rovnoběžně dopadati, platí jednoduchý vztah

$$l \sin \alpha_k = k\lambda,$$

kdež značí $k = 1, 2, 3, \dots$. Rovnice tato jest základem pro měření vlnové délky λ .

Měří se spektrometrem, jehož kollimátor se šterbinou i dalekohled jest zařízen na nekonečno a stojí k ose spektrometru kolmo. Mřížka postaví se na stolek kolmo k rovnoběžným paprskům vystupujícím z kollimátoru. Její vrypy jdou rovnoběžně s osou spektrometru. Šterbina kollimátoru se osvětlí světlem na př. natriovým. Dalekohledem, který se otáčí zároveň s děleným kruhem, pozorují se pak jednotlivá maxima ohybová po obou stranách. Zjistí se úhly $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \dots$ na jedné, a úhly $-\alpha_1, -\alpha_2, -\alpha_3, \dots$ na druhé straně, vycházejíc od směru přímého, k šterbině neuchýlené. Kolmé postavení mřížky k paprskům dopadajícím kontrolovuje se optickými methodami, zrcadlením. Ve správné poloze mají býti úhly α na jedné a na druhé straně stejné.

Je-li mřížka opticky silná, ukáže se již při světle natriovém, že ohybové obrazy — zejména další — se poněkud rozestupují, na důkaz, že toto světlo obsahuje dva sobě blízké tóny světelné. Když

*) Viz *Mechanika*, pag. 53, 1910.

**) *Phil. Mag.* 20. 714. 1910.

se osvětlí na př. světlem vodíkovým — v Geisslerově trubičce výboji elektrickými, — rozestoupí se obrazy ohybové podle tří hlavních tónů obsažených v tomto světle, totiž červeného, zeleného a modrého. Obrazy modré jsou nejméně uchýleny, červené nejvíce. Když se osvětlí světlem slunečním nebo elektrickým, obdržíme ohybová spektra. Je-li mřížka silná a dokonalá — takové jsou ovšem vzácné — pozorujeme čáry Fraunhoferovy. Nejjasnější je spektrum náležející hodnotě $k = 1$; ještě dosti jasné, avšak při tom širší, je spektrum pro hodnotu $k = 2$. Spektra další, je-li mřížka silná, pozorovati dobře nelze; jsou již příliš uchýlená a kladou se částečně přes sebe. V těchto spektrech jsou barvy rozestaveny podle úhlu α . Poněvadž je tento úhel α velmi malý, rovná se přibližně $\sin \alpha$, který je úměrný vlnové délce λ . Lze tedy říci, že barvy v těchto spektrech se řadí k sobě jako vlnové délky. Takové spektrum nazýváme *normální*. Spektra různých mřížek jsou sobě podobná.

Mřížky opticky slabší dávají spektra užší; jejich počet je větší, barvy sytější, zjev nádhernější. Objektivně ukáže se tím způsobem, že se lineární šterbina, osvětlená světlem slunečním neb elektrickým, promítne spojnou čočkou délky ohniskové 1 m až 0.8 m na bílou stěnu, načez se do ohniska čočky vloží mřížka. Krásný úkaz poskytují dvě takové mřížky kolmo na sebe položené se šterbinou kruhovou; spektra se rozloží vodorovně, svisle i úhlopříčně. Skvělý zjev dává kruhová mřížka se šterbinou kruhovou; vzniknou ohybová spektra kruhová. Většimu otvoru kruhovému náleží spektra světlejší, menšimu zase barvy čistější.

Pro disperzi obdržíme z posledního vzorce

$$\frac{d\alpha}{d\lambda} = \frac{k}{l \cos \alpha}.$$

Disperse je tedy tolikrát větší, kolikrát je menší l ; disperse roste s řádem spektra k , jemuž náleží také větší úchyly α .

Vlnovou délku bylo by lze měřiti též v minimálním postavení mřížky. Bylo by pak

$$D = i + \alpha, \quad 2l \sin \frac{D}{2} = k\lambda, \quad i = \alpha.$$

Avšak z praktických důvodů se tak neděje. Kolmo postaví se mřížka jednou pro vždy a toto postavení platí pro všechna ohybová maxima na jedné i druhé straně a pro všechny svítící zdroje. Minimální polohu bylo by nutno zařizovati pro každé maximum zvlášť, na obou stranách, a při výměně osvětlení opět pokaždé zvlášť,

§ 238. Rozlišovací schopnost mřížky a hranolu.

Disperse mřížky, jak nahoře bylo vyloženo, závisí přímo na řádu spektra k a nepřímo na konstantě mřížky l . Je tedy tím větší, čím menší je vzdálenost dvou sousedních vrypů čili čím jejich počet na délkové jednotce je větší. Na úhrnném počtu čar m nezávisí; dvě mřížky, jež mají tutéž konstantu l , ale různý počet m , mají tutéž dispersi, maxima hlavní jsou v obou případech stejně rozložena. A přece užívá se k měření mřížek s úhrnným počtem čar co možná velikým přes to, že hotovení takových mřížek, trvajících mnohdy i několik dní, je velmi nesnadné. Děje se tak z tohoto důvodu.

Z výrazu pro intenzitu hlavních maxim je patrné, že jest úměrná m^2 . Při téže l , t. j. při téže hustotě čar, roste intenzita maxim rychle s úhrnným počtem čar; maxima se stávají *jasnějšími*. Toť jedna výhoda. Výhoda druhá, důležitější, spočívá v tom, že se maxima stávají současně *ostřejšími*, když zvyšujeme m . Po obou stranách hlavního maxima totiž intenzita klesá sice prudce, ale spojitě. I kdyby tedy světlo na mřížku dopadající bylo *přesně* homogenní, t. j. kdyby obsahovalo *jedinou* délku vlnovou, kdyby dále šterbina kollimátoru byla mathematickou linií, kdyby zobrazení čočkami kollimátoru i dalekohledu bylo bezvadné, přece jen hlavní maximum bude dáno světlým pruhem jakési konečné šířky. Jak je tato šířka veliká, možno nejlépe posouditi podle toho, jak blízko leží sousední minima, v nichž $I = 0$; čím budou blíže, tím bude světlý pruh užší a maximum ostřejší.

Pro k -té hlavní maximum jsme našli podmínku

$$\omega = k\pi,$$

z níž plyne

$$\sin \alpha_k = k \frac{\lambda}{l}.$$

Minima jsou dána rovnicí

$$m\omega = k'\pi,$$

kdež k' je libovolné číslo celé, vyjmajíc nullu a celistvý násobek m . Minima ležící po obou stranách k -tého hlavního maxima obdržíme, položíme-li $k' = km \pm 1$; pak je totiž

$$\omega = \left(k \pm \frac{1}{m}\right)\pi$$

a příslušné hodnoty diffrakčních úhlů α určují rovnice

$$\sin \alpha'_{min} = \left(k + \frac{1}{m}\right) \frac{\lambda}{l},$$

$$\sin \alpha''_{min} = \left(k - \frac{1}{m}\right) \frac{\lambda}{l}.$$

Rozdíl $\alpha'_{min} - \alpha''_{min} = \Delta\alpha$ můžeme pokládati za míru šířky k -tého hlavního maxima. Odečteme-li tedy poslední dvě rovnice, máme

$$\sin \alpha'_{min} - \sin \alpha''_{min} = \frac{2}{m} \frac{\lambda}{l}$$

čili

$$\sin \frac{\alpha'_{min} - \alpha''_{min}}{2} \cos \frac{\alpha'_{min} + \alpha''_{min}}{2} = \frac{1}{m} \frac{\lambda}{l}.$$

Poněvadž $\alpha'_{min} - \alpha''_{min} = \Delta\alpha$ je velmi malé, a poněvadž je dosti přesně $\alpha'_{min} + \alpha''_{min} = 2\alpha_k$, máme konečně pro šířku k -tého hlavního maxima výraz

$$\Delta\alpha = \frac{2\lambda}{ml \cos \alpha_k}.$$

Šířka je tedy předně nepřímo úměrná úhrnnému počtu vrypů a za druhé nepřímo úměrná konstantě mřížky, konečně vzrůstá s rostoucím úhlem diffrakčním čili s rostoucím řádem spektra. Součinn ml má jednoduchý význam; je to délka ryté plochy mřížky měřená ve směru kolmém k vrypům. Při tom se předpokládá, že celá mřížka je osvětlena.

Představme si nyní, že na mřížku dopadá světlo obsahující dvě vlny λ a $\lambda + \Delta\lambda$, jež se liší velmi málo. Pak jejich maxima téhož řádu budou ležeti velmi blízko u sebe a, poněvadž mají konečnou šířku, může se státi, že se budou překrývat, takže splynou a nedají se rozlišiti. Zjev bude takový, jako kdyby v dopadajícím světle byla zastoupena jediná vlna, jejíž délka leží uprostřed mezi λ a $\lambda + \Delta\lambda$. Vyšetříme, jak velké musí býti $\Delta\lambda$, abychom v k -tém spektru určité mřížky mohli ještě obě vlny rozlišiti. Můžeme říci, že krajní případ, kdy maxima obou vln možno ještě rozeznati, nastane tehdy, když k -té maximum vlny $\lambda + \Delta\lambda$ padne na minimum vlny λ , které sousedí s k -tým maximem této vlny. Padne-li blíže k němu, pokládáme rozlišení obou maxim za nemožné. Tento výměr, kdy rozlišení obou vln přestává, závisí poněkud na dohodě, je však patrně nejjednodušší. Polohu k -tého maxima vlny $\lambda + \Delta\lambda$ určuje rovnice

$$\sin \alpha'_k = k \frac{\lambda + \Delta\lambda}{l};$$

podle toho, co řečeno, má být $\alpha'_k = \alpha'_{min}$ čili

$$k \frac{\lambda + \Delta\lambda}{l} = \left(k + \frac{1}{m}\right) \frac{\lambda}{l},$$

z čehož

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda}{km} \quad \text{a} \quad \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = km.$$

Poměr $\lambda/\Delta\lambda$, který má rozměr prostého čísla a je tím větší, čím je $\Delta\lambda$ menší, t. j. čím bližší vlnové délky mřížkou se rozlíší, nazývá se *rozlišovací schopnost mřížky*. Je tudíž dána součinem z řádu spektra k a úhrnného počtu vrypů m .

Ptejme se na př., kolik čar musí mít mřížka, abychom v k -tém spektru rozeznali obě složky D_1 a D_2 natriového světla. Jejich vlnové délky vyjádřené v mikronech jsou

$$0.5890 \quad \text{a} \quad 0.5896, \quad \text{tudíž je} \quad \Delta\lambda = 0.0006$$

a poměr $\frac{\lambda}{\Delta\lambda}$ jest přibližně 1000. Abychom tedy čáry D_1 a D_2 rozeznali v prvním spektru, musí mít mřížka aspoň 1000 čar, ve druhém spektru by stačilo 500 čar atd. Při tom nezáleží na optické konstantě mřížky; je tedy lhostejno, jak hustě mřížka je ryta; rozhoduje jen *úhrnný* počet čar. Ve skutečnosti je nutno uvedená čísla poněkud zvýšiti, poněvadž spektrální čáry nejsou nikdy mathematické linie, nýbrž mají už samy jakousi šířku; také zobrazení čočkami kollimátoru a dalekohledu pozorovacího není bezvadné atd., takže uvedená čísla podávají jakousi spodní mez, pod níž nelze čekat, že lze dané vlny rozlišiti.

Stejně možno mluvíti i o *rozlišovací schopnosti hranolu*. Vlna, která prochází hranolem, má rozměry omezené, vzniká tedy ohyb. V prvním přiblížení možno říci, že máme tu případ ohybu způsobeného jednou štěrbinou, jejíž šířka se rovná šířce jedné z lámavých stěn hranolu. Hlavní maximum vzniká ve směru geometrického lomu, není však dáno mathematickou linií, nýbrž zase pruhem jakési šířky. Možno ji stanoviti podobnými úvahami jako dříve a z toho vypočísti rozlišovací schopnost hranolu*). Počet je tu obtížnější. Lord Rayleigh obdržel pro rozlišovací schopnost hranolu v nejmenší úchylce výraz

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = a \left| \frac{dn}{d\lambda} \right|;$$

a značí tu délku *základny* hranolu, t. j. strany ležící proti lámavému

*) Výraz pro rozlišovací schopnost hranolu je odvozen v Kučerově Geom. optice, pag. 230, 1915.

úhlu, n index lomu, $\left| \frac{dn}{d\lambda} \right|$ měří dispersi látky, z níž je hranol; béře se absolutní hodnotu, poněvadž pro látky průhledné je $\frac{dn}{d\lambda}$ záporné. Máme tedy zajímavý výsledek; rozlišovací schopnost hranolu závisí jen na délce základny, nezáleží však na rozměrech lámavých stěn.

Pro flintové sklo $\left| \frac{dn}{d\lambda} \right|$ činí asi 100, měříme-li λ v mm . Abychom tedy rozeznali hranolem z flintového skla natriové čáry, musí být jeho rozlišovací schopnost aspoň 1000, tedy a aspoň 10 mm . Ve skutečnosti nutno vzíti a trochu větší.

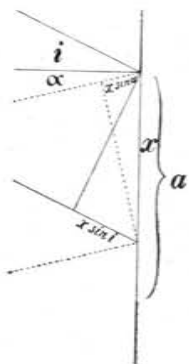
Opětně poznamenáváme, že čočky kollimátoru i pozorovacího dalekohledu musí mít rozměry tak veliké, aby celá rytá plocha mřížky, po případě celá lámavá stěna hranolu byla osvětlena. Jinak by při stanovení rozlišovací schopnosti bylo nutno v případě mřížky vzíti jen počet vrypů skutečně osvětlených a v případě hranolu místo základny vzíti dráhu krajního paprsku.

§ 239. Mřížky kovové na odraz.

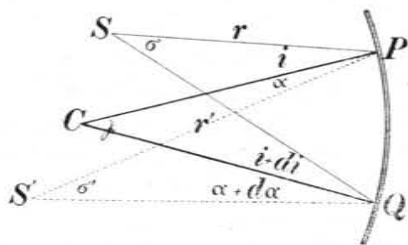
Sklo není pro mřížky materiál nejvýhodnější; neboť jsou v povrchové vrstvě, do níž se d'amarantem ryje, velmi tvrdé, snadno odprýskává, takže čárky diamantem ryté v drobnohledu ukazují kraje několi hladké, nýbrž drsné. Mimo to diamant sám se tvrdostí materiálu otupuje; ke konci práce ryje jinak než na začátku. Proto dosti záhy bylo pomýšleno na to, aby se mřížky ryly do měkkého kovu a ovšem upotřebovaly na odraz světla. V osmdesátých letech minulého století hotovil takové mřížky — a to rovinné — *L. M. Rutherford* v New-Yorku. Materiálem byl bronz, 70% *Cu* a 30% *Su*. Málo let později učinil v tom směru veliký pokrok *Henry A. Rowland* (1848—1901), professor na John Hopkinsově universitě v Baltimoru, jednak že zdokonalil neobyčejně dělicí stroj a pracovní způsob, jednak že (později) mřížky ryl na ploše nikoli rovinné, nýbrž kulově duté. Střední vryp byl vytvořen rovinou, jež byla vedena středem duté plochy; ostatní vrypy byly průseky rovin, jež byly s touto střední rovinou rovnoběžné a *aequidistantní*. Jeho mřížky, z nichž některé měly až 20.000 čárek na anglický palec (= 25.4 mm), staly se proslulými a umožnily nejjemnější práce v oboru spektrometrickém.

Mřížky na odraz mají především výhodu, že světlo nepohlcují, jako to činí mřížky skleněné, vč. důležitá zejména pro paprsky infračervené a ultrafialové. Mřížky pak duté vynikají tím, že samy zobrazují; netřeba tedy zobrazujících čoček, čímž odpadá absorpce sklem a nejeví se aberrace chromatická. Vrypky do kovu mají význam mezer šířky b , kdežto místa původního hladkého povrchu kovového, jež zbývají mezi vrypky, a která odraží světlo dokonale, mají význam též jako štěrbiny šířky a u skleněné mřížky.

Všecké úvahy odvozené pro světlo, jež mřížkou prochází, platí též pro světlo, jež se mřížkou odráží. Jenomže při odrazu



Obr. 377.
Mřížky na odraz.



Obr. 378. Mřížka dutá.

nemůžeme voliti dopad kolmý, poněvadž by se nedobře rozlišovaly paprsky dopadající a paprsky ohybem zpět se vracějící; volíme tedy dopad šikmý. Pro dráhový rozdíl platí tedy všeobecnější výraz (§ 226.)

$$\delta = x (\sin i + \sin \alpha).$$

Zde však paprsek ohybem zpět se šířící leží zpravidla na opačné straně kolmice dopadové než paprsek dopadající. Proto dlužno úhel α počítati záporně. V odlehlosti x (obr. 377.) je paprsek dopadající vzhledem k nullovému o $x \sin i$ pozadu, ale ohybem zase o $x \sin \alpha$ napřed. Proto máme výraz

$$\delta = x (\sin i - \sin \alpha).$$

Při velmi velikém počtu vrypů platí pro hlavní maxima podmínka

$$(a + b) (\sin i - \sin \alpha) = k\lambda.$$

Budiž tedy dána dutá mřížka, jež se do roviny nákresné promítá jako kruhový oblouk se středem C a poloměrem $CP = R$

(obr. 378.). Dále budiž S úzká svítící štěrbiná, se vrypky mřížky rovnoběžná, jež se do roviny nákresné promítá jako bod. Necht jsou pak SP a SQ dva paprsky sobě nekonečně blízké, jež na dutou plochu dopadají v úhlech i a $i + di$ a odraží se v ohybových úhlech α a $\alpha + da$. Tyto chybové paprsky protnou se v bodě S' . Označme odlehlosti $PS = r$, $PS' = r'$. Jsou pak vzhledem k normále CP veličiny r , i a r' , α jako by polární souřadnice bodů S a S' . Jestliže úhly i , α jsou takové, že vyhovují podmínce maxim

$$(a + b) (\sin i - \sin \alpha) = k\lambda,$$

pak platí o polárních souřadnicích vztah význačný pro dutou mřížku

$$\frac{\cos^2 i}{r} + \frac{\cos^2 \alpha}{r'} = \frac{\cos i + \cos \alpha}{R}.$$

Majíce věsti důkaz zaveďme do počtu ještě úhly σ a σ' při S a S' a úhel γ při C . Jak z obrazce patrné, je

$$\begin{aligned} \sigma + i &= \gamma + i + di, & \text{tudíž} & \quad di = \sigma - \gamma; \\ \gamma + \alpha &= \sigma' + \alpha + da, & & \quad da = \gamma - \sigma'. \end{aligned}$$

Pomočené úhly σ , γ , σ' při vrcholech S , C , S' nahradíme příslušnými oblouky, kladouce $PQ = e$,

$$r\sigma = e \cos i, \quad R\gamma = e, \quad r'\sigma' = e \cos \alpha.$$

Až dotud jsou vztahy tyto všeobecné. Pro maxima však platí vztah omezující

$$(a + b) (\sin i - \sin \alpha) = k\lambda,$$

z něhož differenciací vychází

$$\cos i \cdot di = \cos \alpha \cdot da,$$

odtud plyne dále

$$\begin{aligned} (\sigma - \gamma) \cos i &= (\gamma - \sigma') \cos \alpha, \\ \left(\frac{\cos i}{r} - \frac{1}{R}\right) \cos i &= \left(\frac{1}{R} - \frac{\cos \alpha}{r'}\right) \cos \alpha, \end{aligned}$$

tudíž

$$\frac{\cos^2 i}{r} + \frac{\cos^2 \alpha}{r'} = \frac{\cos i + \cos \alpha}{R}.$$

Touto relací je tedy poloha hlavních maxim S' sepiata s polohou svítící štěrbinou S .

Vytkněme některé případy zvláštní.

1. Pro $\alpha = i$, t. j. pro střední obraz bílý bodu S v úkazu ohybovém, obdržíme vztah

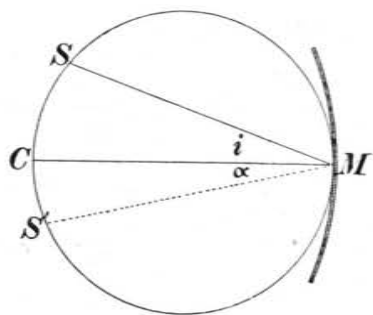
$$\left(\frac{1}{r} + \frac{1}{r'}\right) \cos \alpha = \frac{2}{R}$$

čili

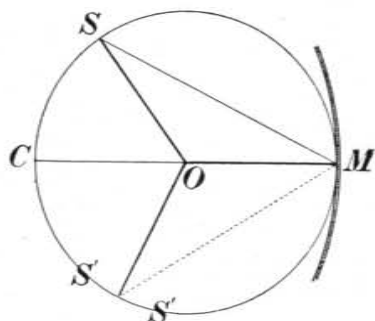
$$\frac{1}{r} + \frac{1}{r'} = \frac{1}{f},$$

kdež $f' = f \cos \alpha$ je průmět ohniskové dálky $f = \frac{1}{2}R$ na směr PS' paprsku postupujícího ohybem.

2. Pro $r = R \cos i$, plyne též $r' = R \cos \alpha$. Opíšme nad poloměrem $CM = R$ jako průměrem kruh (obr. 379.). Vztah $SM = CM \cos i$ znamená, že bod S je na obvodě tohoto kruhu. Důsledek toho, $S'M = CM \cos \alpha$, dokazuje, že také S' je na obvodě tohoto kruhu. Jsou tudíž všechny obrazy ohybové vznikající dutou mříž-



Obr. 379. Štěrba S a obraz ohybový S' na obvodě kruhu průměru R .



Obr. 380. Pokusné uspořádání Langleyovo.

kou rozestřeny na obvodě kruhu s průměrem R , jestliže na obvodě téhož kruhu stojí též štěrba S .

3. Pro mřížku rovinnou, t. j. pro $R = \infty$, obdrží se

$$\frac{\cos^2 i}{r} + \frac{\cos^2 \alpha}{r'} = 0,$$

z čehož plyne $r' = -r$, obdobně jako pro zrcadlo rovinné. Ohybové obrazy jsou tu zdánlivé.

§ 240. Pokusná úprava Langleyova a Rowlandova.

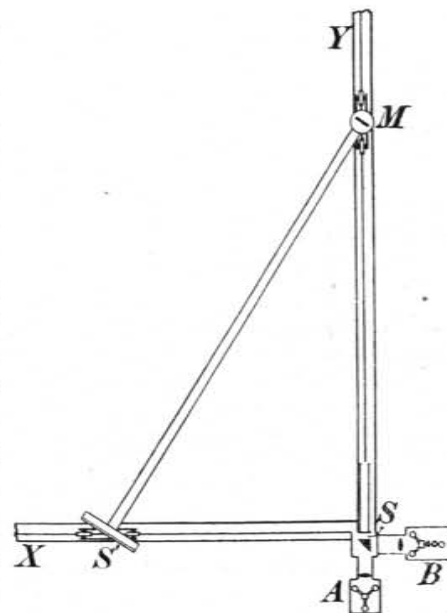
Z vět předešlého odstavce nejdůležitější je předposlední věta posílení. Stojí-li štěrba S na obvodě kruhu průměru R — poloměru to duté mřížky, — padne na obvod téhož kruhu také ohybové spektrum. Podle toho lze jednoduchým mechanickým zařízením pro každou polohu štěrby snadno nalézt příslušnou polohu ohybového spektra. Pozoruje-li se toto spektrum dalekohledem, při-

pojí se ke štěrbině kollimující čočka. Jsou-li však pro to důvody, aby se neužívalo čoček (pro jejich vady a pro absorpci), zachycuje se spektrum na fotografické desce a k štěrbině se připojí kollimující duté zrcadlo.

Při úpravě Langleyově staví se mřížka M na pevné rameno OM (obr. 380.), štěrba pak a dalekohled na pohyblivá ramena OS a OS' . Jiné velmi účelné úpravy užíval Rowland. Aby získal většího pole ohybového, volil pozorovati v ohybovém úhlu $\alpha = 0$, takže rozdíly dráhové vznikaly jen různou incidencí i , podle rovnice

$$(a + b) \sin i = li.$$

Aby zaručen byl stálý úhel $\alpha = 0$, spojil pozorovací dalekohled anebo místo něho fotografickou desku S' pevně s mřížkou M (obr. 381.) a to kovovou dutou trubicí $S'M$, jejíž délka je rovna poloměru R křivosti mřížky. Obvodová poloha bodů S a S' na kruhu průměru R byla zaručena tím, že směry SM a SS' při stálé vzdálenosti $MS' = R$ svíraly pravý úhel. Proto byly na dlouhých těžkých dřevěných latích SX a SY v pravém úhlu k sobě postavených upevněny železné koleje, na těch pošinovaly se vozíčky spolu spojené trubicí MS' , z nichž jeden nesl mřížku M , druhý pak dalekohled anebo zpravidla fotografickou komoru. Štěrba se osvětlovala buď přímo od A slunečními paprsky, nebo se strany B totálně odrazejícím hranolkem, po případě spojeným s kollimujícími čočkami.



Obr. 381. Pokusná úprava Rowlandova.

Ku konci připojme některé poznámky praktické. Pro obyčejné měření (absorpční atd.) postačí mřížka s 5000 čárkami na 1 cm, pro měření ve světle ultrafialovém jemnější aspoň s 10000 čárkami. Mřížka musí být dosti veliká; dělení má se prostíratí po šířce 10 až 12 cm. Poloměr křivosti bývá asi 6 m, fotografické desky skleněné 38 cm

dlouhé, 4 cm široké lze v tomto poloměru křivosti ohnouti bez obavy, že se zlomí. Rowlandovými mřížkami v popsané úpravě lze velmi přesně měřiti délky vlnové. Poznali jsme, že tu platí rovnice

$$k\lambda = (a + b) \sin i.$$

Poněvadž však délka pohyblivého ramene MS' rovná se stále R , jest $\sin i$ úměrný vzdálenosti SS' a tudíž také λ úměrno této vzdálenosti. Známe-li řád spektra k a veličinu $a + b = l$, šířku vrypu + šířku místa odrazejšího, lze na rameni SS' nanésti přímo hodnoty λ . Graduujeme-li se takto délka SS' pro spektra různých řádů, lze mřížkové spektrum velmi jednoduše fotografovati. Kameru u S' postavíme podle stupnice na SS' vyznačené pro délku vlny těch paprsků, které chceme fotografovati; pak exponujeme. Na to můžeme pošinouti S' pro jiné paprsky a exponovati poznovu. Tak lze celé spektrum fotografovati na jediné desce v několika minutách od čáry F až k nejzazšímu konci fialového světla. Práce tato při jiné úpravě trvá kolik dní.

Na druhé straně nelze ovšem zamlčeti, že zhotovení dobré mřížky vyžaduje veliké péle a trpělivosti; jednak má býti šroub dokonalý, jednak nutno vyhledati diamant vhodný k rytí. A i když vše je v pořádku, pak rytí mřížky 12 cm dlouhé s 10.000 čárkami na 1 cm vyžaduje nepřetržitě práce po 5 dní a 5 nocí.

Při velmi jemných měřeních nutno pamatovati též, že se teplotou délka $a + b$ mění, že teplota a tlak vzduchu mají vliv na vlnovou délku pro vzduch, kterouž pak nutno přepočítati na vakuum atd. Vůči všem vyliceným obtížím podařilo se přece nalézt pro délky vln světelných hodnoty velmi přesné, takže nejistota jde nanejvýše do čtvrtého místa.

Na př. pro čáru D_1 naměřili různí pozorovatelé (Ångström, Müller a Kempf, Kurlbaum, Pierce, Bell) hodnoty v millimikronech $\lambda = 589.58$ až 589.62 tudíž s největším rozdílem 0.04 čili sotva 0.01%.

Jak z tohoto příkladu vysvítá, je desetina millimikronu ($= 10^{-10} m$) při těchto měřeních vlnové délky zabezpečena. Chyby pozorovací jdou do dalších míst desetinných. Vzhledem k tomu volí se pro vlnové délky za jednotku tato desetina millimikronu a nazývá se angström *). Tak jest na př. vlnová délka červené čáry kadmiové v suchém vzduchu teploty $15^\circ C$ a za normálního tlaku atmosferického $\lambda^1 = 6438.47$ angströmu. Ve vzorcích, v nichž přicházejí též mocnosti $\lambda^2, \lambda^3 \dots$ vlnové délky, jest výhodnější za jednotku zvoliti mikron (μ), aby mocněním nevznikla čísla přespříliš mnohomístná.

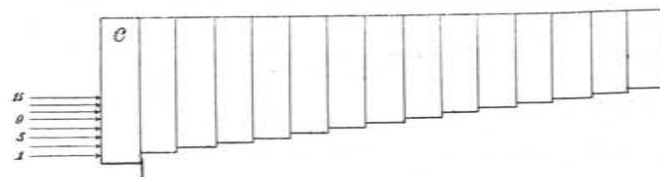
*) *Knut Ångström*, narozen 1857 v Upsale, professor na universitě svého rodného města, vynikl přechetnými pracemi spektrometrickými, jako již jeho otec, *Anders Jonas Ångström* (1814—1874), též professor fysiky na universitě v Upsale, jenž proměřil zejména spektrum sluneční a vydal atlas čar Fraunhoferových (1868). Podle něho pojmenována byla tato jednička.

§ 241. Stupňové mřížky Michelsonovy.

Na mřížkách dosaváde popisovaných nastávají mezi krajními paprsky jednotlivých štěrbin rozdily dráhové tím, že světlo ohybem postupuje šikmo, v úhlu α . Ohybová spektra k -tého řádu vznikají, je-li

$$(a + b) \sin \alpha = k\lambda.$$

Roku 1898 popsal *Michelson* *) zvláštní druh mřížek, jež nazval *stupňové*, na nichž rozdily dráhové vznikají bezprostředně, tak totiž, že jednotlivé svazky rovnoběžného světla probíhají sklem v délce pravidelně rostoucí. Skládá se totiž mřížka z řady přesně



Obr. 382. Stupňová mřížka Michelsonova.

planparalelních skleněných desk, průřezu pravoúhlého, jež mají stejnou tloušťku e a jsou k sobě přitisknuty. Každá následující deska je o týž kus a kratší než předcházející; desky tedy tvoří jakési stupně (obr. 382.). Celek působí jako Fraunhoferova mřížka, jejíž štěrbinny mají šířku a ; nejsou však seškupeny vedle sebe v téže rovině, nýbrž v rovinách různých. Intensita je dána tímž vzorcem jako pro mřížky Fraunhoferovy, takže hlavní maxima vznikají tam, kde dráhový rozdíl homologických paprsků vysílaných dvěma sousedními štěrbinami se rovná celému počtu vln. Ten je tu značný i při malých ohybových úhlech.

Nechť dopadá světlo na desky kolmo. Hledejme dráhový rozdíl pro paprsky postupující v původním směru, kdy tedy ohybový úhel $\alpha = 0$. Dráhový rozdíl dvou homologických paprsků vzniká v tomto případě patrně proto, že jeden z nich koná dráhu e ve vzduchu, druhý tutéž dráhu ve skle. Tato je acivalentní dráze ne ve vzduchu, značí-li n exponent lomu. Pro dráhový rozdíl obou paprsků obdrží se tedy $(n - 1)e$, takže v úhlu $\alpha = 0$ vznikne

*) *Albert A. Michelson*, * 1852, od r. 1893 professor fysiky na univ. v Chicago, proslulý experimentátor, jenž studoval zejména pokusy velice jemnými otázku vzájemného pohybu země naší a světelného aetheru. Mřížku svou nazval „echelon spectroscope“. Do obchodu je dodává firma *Hilger* v Londýně.

hlavní maximum, kdykoli

$$(n - 1) e = k\lambda,$$

kdež k značí číslo celé, zvané *řád maxima*. Není-li $\alpha = 0$, nalezneme podobnými úvahami pro vznik hlavního maxima podmínku

$$(n - \cos \alpha) e + a \sin \alpha = k\lambda.$$

Ohybový zjev stupňovou mřížkou omezuje se na úhly α velmi malé. Věc má podobný důvod, jako jde-li o mřížky Fraunhoferovy. Ve výrazu pro intenzitu vystupuje totiž činitel $(\sin^2 q)/q^2$, jenž rozhoduje o tom, jak je rozdělena intenzita při ohybu způsobeném *jedinou* štěrbínou. Její šířka a (šířka stupně) bývá tu poměrně značná (zpravidla $a = 1 \text{ mm}$); hodnota onoho činitele, v němž

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} a \sin \alpha,$$

však rychle klesá s rostoucím α . Obyčejně bývá tedy viděti jen dvě hlavní maxima, nestejně silná. Stočí-li se poněkud mřížka, možno způsobiti, aby maxima splynula v jediné, které je za to velmi jasné. Řád maxima k je tu značný. Je-li na př. $e = 18 \text{ mm}$, $n = 1.5$, vychází pro $\lambda = 0.5 \mu$ a $\alpha = 0$ hodnota $k = 18.000$. To znamená, že dráhový rozdíl obou interferujících paprsků se rovná 18.000 vlnovým délkám. Vzniká tedy interference při velikých rozdílech dráhových podobně jako v interferenčních spektroskopech, jimiž se stupňová mřížka v lecčem podobá.

Nevýhodou stupňové mřížky je, že jednotlivá maxima leží velmi blízko u sebe. Nastává-li maximum řádu k -tého pro úhel α_k , maximum sousední, řádu $(k + 1)$ -ního, pro úhel α_{k+1} , platí podle poslední rovnice vztahy

$$e(n - \cos \alpha_k) + a \sin \alpha_k = k\lambda,$$

$$e(n - \cos \alpha_{k+1}) + a \sin \alpha_{k+1} = (k + 1)\lambda$$

aneb, poněvadž úhly α_k i α_{k+1} jsou malé, takže možno položit

$$\cos \alpha_k = 1, \quad \cos \alpha_{k+1} = 1, \quad \sin \alpha_k = \alpha_k, \quad \sin \alpha_{k+1} = \alpha_{k+1},$$

jednodušeji

$$e(n - 1) + a\alpha_k = k\lambda,$$

$$e(n - 1) + a\alpha_{k+1} = (k + 1)\lambda.$$

Odečtouce obě rovnice obdržíme pro úhlovou vzdálenost obou sousedních maxim $\alpha_{k+1} - \alpha_k = \Delta\alpha$ hodnotu

$$\Delta\alpha = \frac{\lambda}{a}.$$

Na př. pro $\lambda = 0.5 \mu$, $a = 1 \text{ mm}$ (pod tuto mez sotva lze jíti), je $\Delta\alpha$ (v obloukové míře) $= 0.0005$ čili menší než 2 minuty. Poněvadž pak disperse je tu značná, což vysvětluje již z toho, že se pozorují maxima vysokých řádů, třeba podobně jako u interferenčních spektroskopů užívati světla velmi homogenního, nemají-li sousední maxima splynouti. Pozorování možno tedy konati jen se zdroji, jejichž spektrum obsahuje ostré čáry. Světlo zdrojem vysílané se hranolem rozloží a čáry osamotí. Stupňová mřížka se klade na stolek spektrometru nebo přístroje zvláště proto sestrojeného mezi kollimátor a pozorovací dalekohled; štěrbina kollimátoru se osvětlí světlem jediné spektrální čáry.

§ 242. Rozlišovací schopnost stupňové mřížky a interferenčních spektroskopů.

Stupňové mřížky užívá se podobně jako interferenčních spektroskopů ke studiu, jak je složena spektrální čára, po případě, jak se mění toto složení různými vlivy. Výkonnost mřížek v tomto směru je vyznačena t. zv. *rozlišovací schopností*, jež udává, jaký rozdíl $\Delta\lambda$ ve vlnových délkách možno přístrojem ještě rozeznati. Pro rozlišovací schopnost mřížky Fraunhoferovy (Rowlandovy) jsme našli hodnotu (§ 238.)

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = km,$$

kdež k značí řád spektra (hlavního maxima), m úhrnný počet čar (štěrbín). Týž vzorec platí, ovšem jen přibližně, i pro rozlišovací schopnost stupňové mřížky Michelsonovy. Řád spektra k je tu dán rovnicí

$$k = (n - 1) \frac{e}{\lambda},$$

počet štěrbín m rovná se pak jednoduše počtu desk. Rozlišovací schopnost má hodnotu

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{me}{\lambda} (n - 1).$$

Pro mřížky Fraunhoferovy je řád maxima, jež se pozoruje, malý, zpravidla $k = 2$, nejvýše 3; aby tedy se dosáhlo veliké rozlišovací schopnosti, musí býti počet čar veliký. Pro stupňové mřížky má se věc naopak; tu je řád maxim veliký; může tedy počet štěrbín neboli počet desk býti malý. Největší počet desk bývá 30; přes toto

číslo nelze jíti vzhledem k absorpci světla ve skle a odrazu na povrchu jednotlivých desk (jen výjimečně byly zhotoveny stupňové mřížky o 35 deskách). Když tedy $e = 18 \text{ mm}$, $\lambda = 0.5 \mu$, $n = 1.5$, a volíme-li $n = 30$, je $\lambda/\Delta\lambda = 540000$. Tato stupňová mřížka má tedy touž rozlišovací schopnost, jakou má ve druhém spektru mřížka Fraunhoferova o 270.000 čar, nebo ve třetím spektru mřížka s 180.000 čar.

Ve skutečnosti je toto číslo pro stupňovou mřížku poněkud vyšší. Přesný vzorec pro rozlišovací schopnost stupňové mřížky zní totiž

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{me}{\lambda} \left(n - 1 - \lambda \frac{dn}{d\lambda} \right).$$

Tato hodnota převyšuje hodnotu přibližnou, poněvadž je pro sklo $\frac{dn}{d\lambda}$ záporné. Pro korunové sklo (lehké) je $\frac{dn}{d\lambda}$ asi -50 , měříme-li λ v mm ; máme tedy

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{30 \cdot 18}{0.0005} (0.5 + 0.0005 \cdot 50) = 567000.$$

Z analogie mezi stupňovou mřížkou a interferenčním spektroskopem Fabry-Perotovým nebo deskou Lummer-Gehrckeovou plyne, že rozlišovací schopnost těchto přístrojů je dána stejným výrazem. Řád maxima k vypočte se ze vzorců dříve uvedených, m je tu rovno počtu interferujících svazků paprskových. Ten se stanoví snadnou geometrickou úvahou, známe-li délku a tloušťku planoparalelní vrstvy, v níž interference vzniká, a úhel dopadu. Tak vypočetl Gehrcke pro rozlišovací schopnost planoparalelní desky z korunového skla tloušťky 5 mm a délky 134 mm hodnotu 300.000; při tloušťce 20 mm a délce 366 mm obdržel dokonce 640.000. Čísla tato mají však význam jen orientační; ve skutečnosti je rozlišovací schopnost desky Lummer-Gehrckeovy značně nižší. Pro srovnání uvádíme, že velké Rowlandovy mřížky mívají asi 110.000 čar; Michelson dokonce zhotovil mřížku, jež má 150.000 čar (15.000 čar na jeden anglický palec, ryto celkem 10 palců = 254 mm). Rozlišovací schopnost této mřížky v druhém spektru je 300.000, v třetím 450.000. Vyrovná se tedy docela interferenčním spektroskopům nebo mřížce stupňové, před nimiž má hlavně výhodu, že možno s ní konati měření v jakémkoliv světle.

§ 243. Kruhový otvor.

Rovinná vlna nechť dopadá na kruhový otvor poloměru R . Pozorujeme ohybový zjev dalekohledem zařízeným na nekonečno. Lze přímo říci, že maxima a minima tvoří soustředné kruhy, jejichž střed leží na ose otvoru. Počet je obtížnější než v případech dříve řešených; o rozdělení intenzity rozhodují t. zv. Besselovy funkce. Přestaneme tedy jen na výsledku, jímž se určuje poloha maxim a minim.

Hlavní maximum vzniká ve směru přímého postupu paprsků, tedy pro směr $\alpha = 0$. Poloměry ostatních maxim jsou dány rovnicemi

$$\sin \alpha_1 = 1.638 \frac{\lambda}{2R}, \quad \sin \alpha_2 = 2.666 \frac{\lambda}{2R}, \quad \sin \alpha_3 = 3.694 \frac{\lambda}{2R} \text{ atd.};$$

s rostoucím indexem k konvergují k hodnotě

$$\left(k + \frac{3}{4} \right) \frac{\lambda}{2R}.$$

Mezi nimi leží nullová minima; poloměry těchto temných kruhů jsou

$$\sin \alpha'_1 = 1.220 \frac{\lambda}{2R}, \quad \sin \alpha'_2 = 2.233 \frac{\lambda}{2R}, \quad \sin \alpha'_3 = 3.238 \frac{\lambda}{2R} \text{ atd.}$$

s rostoucím indexem k konvergují k hodnotě

$$\left(k + \frac{1}{4} \right) \frac{\lambda}{2R}.$$

Tak jako při ohybu jednou štěrbinou je intenzita hlavního maxima značně větší než maxim ostatních. Označíme-li intenzitu hlavního maxima číslem 100, je intenzita dalších maxim postupně

$$1.75 \quad 0.42 \quad 0.17 \quad 0.08 \text{ atd.}$$

takže intenzita již prvního vedlejšího maxima převyšuje jen o málo $1/60$ intenzity maxima hlavního. Není-li tedy dopadající světlo zvláště silné, vidíme jen maximum hlavní, totiž jasnou plochu kruhovou, jejíž světlost ke kraji spojitě klesá a která je v bílém světle na kraji červeně zbarvena. Za míru poloměru této plochy můžeme vzítí vzdálenost prvního minima, tedy α'_1 , a, poněvadž úhel α'_1 je zpravidla velmi malý, můžeme položití přímo

$$\alpha'_1 = 1.220 \frac{\lambda}{2R}$$

Svitící bod ve veliké vzdálenosti pozorován jsa kruhovým otvorem poloměru R jeví se nám tedy jako světlá kruhová ploška, jejíž poloměr v úhlové míře jest α'_1 . To nastane na př., když pozorujeme *stálíci dalekohledem*; tu R značí poloměr objektivu. Dosadíme-li $\lambda = 0.00057$ mm, což náleží světlu, jež má ve slunečním spektru největší jasnost, a vyjádříme-li α'_1 v sekundách, obdržíme pro ně $72/R$ sekund, při čemž R nutno vyjádřiti také v mm. Stálíci pozorovaná jsouc dalekohledem, jehož objektiv má poloměr R , jeví se tedy jako kruhová plocha poloměru $72/R$ sekund. Toto číslo možno nazvati *rozlišovací schopností dalekohledu*. Dvou hvězd, jejichž úhlová vzdálenost je menší než tato hodnota, nelze dalekohledem rozlišiti. Stejně je tomu, pozorujeme-li hvězdy *pouhým okem*; R značí pak poloměr pupilly, rovný (v noci) 6 mm. Co tedy vidíme, jsou jen ohybová maxima vytvořená ohybem v oku. Proto se nám jeví všechny jasné svitící stálíci jako stejně veliké kotoučky; stálíci svitící slaběji se nám zdají menší, poněvadž jasnosti maxima ubývá směrem ke krajům; při slabším osvětlení nelze maximum tak daleko stopovati.

Ohyb kruhovým otvorem studoval po prvé *Fraunhofer*, jenž změnil polohu maxim a minim dříve, než byla theorie zjevu zpracována.

§ 244. Mnoho otvorů shodných a shodně položených.

Ve stínítku učiníme velký počet otvorů shodných a shodně položených. Mají-li tedy na př. otvory elliptický tvar, znamená to, že poloosy ellips musí býti nejen stejné, ale i rovnoběžné. Jinak však nechť jsou po stínítku roztroušeny úplně *nepravidelně*. Vytvoříme-li jimi *Fraunhoferův* ohybový zjev, pak intenzita I v libovolném úhlu ohybovém je dána velmi jednoduchým výrazem. Značí-li totiž I_0 intenzitu ohybového zjevu vytvořeného v témž úhlu *jedním* otvorem, značí-li dále m počet otvorů, pak lze dokázati, že platí

$$I = mI_0.$$

Ohybový zjev způsobený touto soustavou otvorů neliší se od zjevu otvorem jediným. Poloha maxim i minim je stejná, jen intenzita je m -krát větší. Učiníme-li tedy na př. ve staniolu jehlou mnoho kruhových otvorů stejně velikých, ale nepravidelně roztroušených, obdržíme též zjev jako jediným otvorem kruhovým téže velikosti, ovšem značně jasnější.

To však neplatí, je-li rozloha otvorů *pravidelná*, jako jest tomu na př. pro mřížky. Tam máme otvory nejen shodné a shodně položené (štěrbiny stejně široké a rovnoběžné), ale i *aequidistantní*. Než i v tom případě lze dokázati, že ve výrazu pro I objevuje se činitel I_0 . Vskutku také ve vzorci pro intenzitu ohybového zjevu způsobeného mřížkou vyskytuje se činitel $\left(\frac{\sin \varphi}{\varphi}\right)^2$, na němž závisí, jaká je v každém místě intenzita v případě ohybu jedinou štěrbinou.

§ 245. Věta Babinetova.

Nechť jsou dána dvě rovinná stínítka doplňková, totiž taková, že jedno má otvory všude tam, kde druhé jich nemá, jinde však ne. Vytvoříme každým z nich ohybový zjev *Fraunhoferův*. Světelným zdrojem bývá svitící bod (někdy může býti i štěrbinou), který je opticky v nekonečné dálce; zjev pozorujeme dalekohledem zařízeným na nekonečno.

Optický pohyb v libovolném bodě propuštěný otvory *prvního* stínítka buď dán výrazem

$$s_1 = P_1 \sin \frac{2\pi}{T} t + Q_1 \cos \frac{2\pi}{T} t.$$

Príslušná intenzita světelná je pak

$$I_1 = P_1^2 + Q_1^2.$$

Podobně optický pohyb v témž místě prepuštěný otvory *druhého* stínítka budiž

$$s_2 = P_2 \sin \frac{2\pi}{T} t + Q_2 \cos \frac{2\pi}{T} t.$$

príslušná intenzita je

$$I_2 = P_2^2 + Q_2^2.$$

Součet $s_1 + s_2$ značí patrně optický pohyb propuštěný otvory *obou* stínítek čili optický pohyb vznikající na vytčeném místě v případě, když by se světlo šířilo docela volně bez jakéhokoliv stínítka. Pak se díváme jednoduše dalekohledem na nekonečno zařízeným na svitící bod, který je opticky v nekonečné dálce; ten se zobrazí zase jako bod na ose, v ohnisku dalekohledu. (K ohybu způsobenému tím, že objektiv dalekohledu a kollimátoru mají vždy konečné rozměry, ovšem nepřibližíme.) Je tedy intenzita všude nullová, vyjma osu čili vyjma směr dopadající vlny. Ale

$$s_1 + s_2 = (P_1 + P_2) \sin \frac{2\pi}{T} t + (Q_1 + Q_2) \cos \frac{2\pi}{T} t,$$

a příslušná intenzita

$$I = (P_1 + P_2)^2 + (Q_1 + Q_2)^2.$$

Má-li J býti nullou všude mimo osu, musí patrně

$$P_1 = -P_2 \quad \text{a} \quad Q_1 = -Q_2,$$

ale pak

$$I_1 = I_2.$$

Máme tedy větu: Dvě doplňková stínítka dávají týž ohybový zjev, vyjma směr dopadající vlny. Posypeme-li na př. skleněnou desku plavuní a díváme-li se jí na vzdálený plamen svíčky okem akkomodovaným na nekonečno, uvidíme týž ohybový zjev, jako kdybychom se dívali stínítkem, v němž jsou nepravdělně roztroušeny kruhové otvory tak veliké, jako plavuňová zrnka. Z toho, co bylo řečeno v posledním odstavci, vysvitá, že vzniknou opět soustředné kruhy zbarvené.

§ 246. Korony.

Za vlhkého počasí, kdy obloha je zastřena mlhou, pozorujeme někdy kolem slunce nebo měsíce barevné kruhy, které dotýkají se desky sluneční nebo měsíční; vznikají ohybem a liší se od tak zvaných kol (halos), jež vznikají lomem na malých krystallech ledových ve vzduchu rozptýlených a mají poloměr značně větší, 22° neb 46° . Ohybové kruhy pozorujeme též v mlze kolem obloukových lamp elektrických, když se na ně díváme zamženým sklem *). Podobně, jak již *Faraday* pozoroval, díváme-li se na plamen svíčky deskou skleněnou, jež jest pokryta poprášenou plavuní. Nutnou podmínkou tohoto zjevu je, aby kulatá tělíska byla co možná stejně veliká. *Fraunhofer* dokázal to umístiv malé kruhové deštičky kovové mezi dvě desky skleněné. Průměry ohybových kruhů byly přímo úměrný vlnové délce a nepřímo průměru malých deštiček.

Verdet pokryl objektiv dalekohledu měděnou deskou provrtanou četnými otvory téže velikosti roztroušenými po desce zcela nepravdělně. Dívaje se pak na vzdálené světlo viděl v ohnisku dalekohledu soustavu kruhů podobných koruně.

*) Velmi dobře na př. okny vagonu elektrické dráhy, když venku je mlhavo a chladno a vůz naplněn, takže okna se zamžijí; světla uličních lamp neb výkladních skříní jeví se pak ve skvostných barvách.

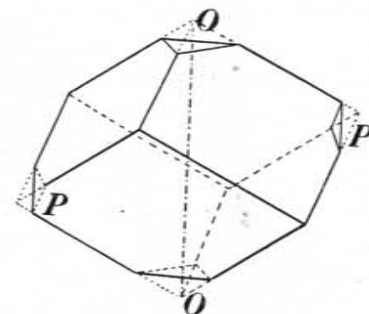
XII.

Polarisace a dvojlom.

§ 247. Úvod.

Úkazy interferenční a ohybové vedou k poznání, že podstata světla je *periodicita*, což lze vyjádřiti nejjednodušeji větou, že světlo je kmitavý pohyb aetheru; zdali podélný nebo příčný, budiž prozatím nerozhodnuto. Názor tento vznikl však nikoli ze zjevů interferenčních nebo ohybových, nýbrž z objevu, který roku 1669 na islandském vápenci učinil *E. Bartholinus* *).

Islandský vápencec, čirý čistý kalcit (CaCO_3), krystalluje v soustavě šesterečné ve čtyrbokých šikmých hranolech omezených šesti kosoúhelníky, jejichž úhly jsou $101^\circ 55'$ a $78^\circ 5'$, a jejichž stěny svírají úhly $105^\circ 5'$ a $74^\circ 55'$. Dva protější rohy jsou pravidelné trojhrany, vytvořené třemi stejnými úhly tupými po $101^\circ 55'$; ostatní čtyři rohy jsou vytvořeny úhlem tupým $101^\circ 55'$ a dvěma úhly ostrými po $78^\circ 5'$. Štípáním lze z kosoúhelníků hranol omezujících obdržeti kosočtverce (rhomby); tím vznikne typický tvar *klence* (rhomboedru), jak jej schematicky znázorňuje obr. 383. V tomto klenci slove přímka spojující oba pravidelné rohy geometrická osa krystallu. Ve smyslu optickém je tato přímka, jakož i každá jiná s ní rovnoběžná, *osou optickou*, která tudíž vyznačuje určitý směr ve vápenci. Rovinný řez, optickou osou vedený, zove se často hlavní, určitěji *osový* (axiální).



Obr. 383. Vápencový klencec.

*) *Erasmus Bartholinus* (1625—1698), vrstevník Huygensův, professor matematiky a medicíny na universitě kodaňské. Příslušné jeho pojednání má význačný titul: *Experimenta Crystalli Islandici Didiaclastici, quibus mira et insolita refractio detegitur. Hafniae 1669.* Otec jeho, *Caspar B.*, nazýval se původně *Berthelsen*, z kteréhož jména vzniklo patrně latinisované *Bartholinus* (jako u nás Hájek — Hagecius, Komenský — Comenius a j.)

Když se pravidelné rohy otupí stěnami kolnými k optické ose, ukáže se snadno, že kolmo k těmto rovinám, t. j. ve směru optické osy, dvojlomu není. Obr. 384. ukazuje velký klenec vápencový na stojanu tak upravený, aby se mohl zaříditi do jakékoliv polohy. Oba pravidelné rohy jsou otupeny rovinami k ose kolnými; rovněž z nepravidelných dva protější jsou otupeny rovinami s osou rovnoběžnými. Vápenec je látka měkká (stupně tvrdosti 3); proto se leštěné plochy nesmějí utíratí než jen opatrně jemnou kůžičkou, aby se nepoškrabaly. Specifická hmota jeho je $2,7 \text{ g/cm}^3$.



Obr. 384. Vápencový klenec na stojanu.

těchto částečných paprsků vůbec zmizel. Choval se tedy jeden i druhý paprsek dvojlomem vznikající jinak než světlo obyčejné, což z představy kmitů podélných nebylo lze pochopiti. Je tedy Huygens vlastním objevitelem polarisace světla, ač ji nedovedl vysvětliti; praví v té příčině: «Mais pour dire, comment cela se fait, je n'ay rien trouvé jusqu' icy que me satisfasse.»

E. Bartholinus, ziráje přirozenými stěnami vápence na předměty, viděl je dvojnásobně; zkoumaje pak tento dvojlom zjistil, že jeden paprsek se láme pravidelně a že jeho exponent lomu má hodnotu $5/3$. Druhý paprsek nejevili však této pravidelnosti; hodnota exponentu lomu byla měnlivá; pravidla pro tuto změnu naléztí se mu nepodařilo. *Ch. Huygens*, zanášejí se rovněž tímto úkazem, hleděl jej vysvětliti nejen kvalitativně, nýbrž též kvantitativně, a to ze svého názoru nového, že podstatou světla jest kmitavý pohyb aetheru. Podle obdoh zvukových předpokládal kmity podélné; sám však pozoroval úkazy, jež kmity podélnými vysvětliti nedovedl. Byly to úkazy, jež dnes označujeme jakožto polarisační. Bádaje o dvojlomu kladl totiž dva vápence na sebe. Paprsek obyčejného světla rozdělil se prvním vápencem na dva stejně jasné, při čemž poloha vápence nerozhodovala. Když však na prvý vápence byl položen druhý, rozdělil se jeden i druhý paprsek opět ve dva částečné, ale všeobecně již nestejně jasné podle toho, jak druhý vápence byl položen, ba někdy jeden z obou

§ 248. Polarisace odrazem.

Zábada paprsků dvojlomem vznikajících vysvětlení byla zahadou novou, objevem, který r. 1808 učinil *Malus* *). Roku toho vypsala pařížská akademie cenou úlohu vztahující se k dvojlomu. *Malus*, zabýváje se touto úlohou, pozoroval jednoho večera dvojlomným vápencem obraz zapadajícího slunce, jehož paprsky se odrážely na oknech lucemburského paláce ležícího proti jeho bytu. Pozoroval k svému podivení, že místo obvyklých dvou a stejně jasných obrázků slunce viděl je někdy (podle polohy vápence) různě jasné, ba že někdy viděl pouze obrázek jediný. Z toho soudil, že světlo odrazem na skle se nějak změnilo. Poněvadž nastal večer a noc, konal další pokusy tím způsobem, že světlo svíčky odrážel na skle a na vodě. Později zkoumal světlo odražené na zrcadlicích plochách jiných těles. Výsledek byl, že odražené paprsky, zejména *při význačném úhlu dopadovém*, jevily podobné vlastnosti, jako paprsky prvním vápencem prošlé a druhým zkoumané, a že tento úhel pro různé látky byl různý. Maje na mysli obdobné úkazy optické, jež *Newton* vykládal náladou světelných částic, domníval se, že podobné příčiny lze předpokládati i zde. Poněvadž výrovným částicám se připisovaly póly, nazval toto světlo *polarisované* a to vzhledem («par rapport») k rovině dopadu. Uživaje původně dvojlomného vápence za *analysátor* takového světla, upravil si později přístroj, v němž také analysátorem bylo zrcátko otáčivé kolem dopadajícího paprsku. Tak sestrojil první *polarisační aparát*. Jím zjistil, že oba paprsky vznikající dvojlomem ve vápenci, z nichž jeden, *řádný*, se láme pravidelně, t. j. podle *Snellova zákona*, druhý, *mimořádný*, nepravidelně, jsou také polarisovány a to v rovinách k sobě kolných.

Objev svůj uveřejnil *Malus* (12. prosince 1808 v Institut de France) v pojednání: Sur une propriété de la lumière réfléchié par les corps diaphanes. Výsledky jeho dalších studií o dvojlomu obsahuje pojednání z roku 1810 cenou vyznamenané a nazvané: Théorie de la double réfraction de la lumière dans les substances cristallines. V něm je obsažen též zákon o intenzitě světla při dvojlomu, nazvaný *kosinus-kvadrátový*. Později objevil (s *Biotem*) polarisaci obyčejným lomem. Zajímavá věc je, že *Malus*, ač stál na stanovisku theorie *Newtonovy*, přece přiznával, že nestačí k tomu, aby vysvětlila úkazy jím objevené.

*) *Étienne Louis Malus* (1775—1812), studoval na polytechnické škole v Paříži, účastnil se jako inženýr-kapitán výpravy *Napoleonovy* do Egypta (1798 až 1801), později (1805) též bojů v Německu; byl (1806—1808) zástupcem velitele pevnosti štrasburské a stal se pak (1809) podplukovníkem a examinatorem na téže polytechnické škole, na které v mládí studoval.

Zákon Malusův, zvaný kosinus-kvadrátový, určuje intenzity paprsku řádného a mimořádného, jež dvojlomem vznikly ze světla již polarisovaného. Značí-li I intenzitu tohoto polarisovaného světla, α úhel mezi jeho rovinou polarisační a hlavním řezem vápence, který je určen paprskem (řádným nebo mimořádným), je $I \cos^2 \alpha$ intenzita paprsku řádného, $I \sin^2 \alpha$ intenzita paprsku mimořádného. Podobně, dopadá-li od polarisujícího zrcadla světlo intenzity I na analyzující zrcadlo a značí-li α úhel obou rovin dopadových, jest intenzita odraženého světla *úměrna* výrazu $I \cos^2 \alpha$ předpokládaje, že dopad na jedno i druhé zrcadlo byl v úhlu polarisačním. Konstanta úměrnosti závisí na látce analyzujícího zrcadla.

Polarisačním přístrojem, jak jej sestrojil Malus, byly objeveny další záhady polarisační, totiž polarisace chromatická (Arago 1811) a rotační (Biot a Arago 1813). K jejich vysvětlení nestačila ani theorie výronová, ani tehdejší theorie vlnivá. Teprve roku 1821 nastalo vyjasnění, když *Fresnel* vlnivou theorií pozměnil hypotézu, že světlo je způsobeno *příčným* vlněním aetheru, jak již *Hooke* za to měl, patrně podle obdoby vln vodních, ač důvodů toho nevyložil. V obyčejném světle kmitají aetherové částičky napříč k paprsku všemi možnými směry. Kmitový směr každé částičky aetherové mění se neustále tak, že i za nejkratší pozorovatelnou dobu vystřídají se všechny směry, každý z nich stejně často. Polarisaace záleží v tom, že se vibrační směr polarisátorem ujednotí nejjednodušeji tak, že všechny částičky kmitají v téže rovině, zvané *rovina kmitová*. Říkáme pak, že světlo je polarisováno *přímkově* (lineárně). Rovinu položenou paprskem a kolmou k rovině kmitové nazval *Fresnel polarisační*. On také ukázal, že světlo polarisované dvojlomem nebo odrazem na průhledných látkách v polarisačním úhlu je polarisováno přímkově. Jiné druhy polarisace seznáme později.

Je patrné, že podle tohoto názoru světlo přímkově polarisované, s kmity jednotně usměrněnými, jeví se býti optickým útvarem nejjednodušším a že spíše vysvětlení světla obyčejného poskytuje jakési obtíže. Můžeme však i zde podle hypotézy *Fresnelovy* povahu obyčejného světla pochopiti a zároveň porozuměti též zákonu kosinus-kvadrátovému, který Malus objevil. Intenzita světla jest úměrná čtverci kmitové amplitudy a . Kmity lze rozkládati ve dva směry, na sobě kolmé, podle úhlu α ; kmitové složky mají amplitudy $a \cos \alpha$, $a \sin \alpha$, příslušné intenzity pak jsou úměrny dvojnásobkem $a^2 \cos^2 \alpha$, $a^2 \sin^2 \alpha$. Když tedy světlo přímkově polarisované, intenzity I , dopadá na dvojlomný vápenec a když rovina polarisační dopadajícího světla svírá úhel α s hlavním řezem krystalu,

pak kmity dopadajícího světla rozkládají se ve složky $a \cos \alpha$, $a \sin \alpha$; první projde jako paprsek řádný intenzity $I \cos^2 \alpha$, druhý jako paprsek mimořádný intenzity $I \sin^2 \alpha$; což je zákon Malusův. Dopadá-li přímkově polarisované světlo v polarisačním úhlu na analyzující zrcátko, jehož dopadová rovina svírá úhel α s polarisační rovinou dopadajícího světla, rozložíme opět kmity na složky $a \cos \alpha$, $a \sin \alpha$. Druhá složka, rovnoběžná s rovinou dopadovou, se v polarisačním úhlu neodráží (jak v dalším ukážeme); odráží se jen prvá, která se odrazem zeslabí a dává pak světlo mající intenzitu úměrnou $\cos^2 \alpha$.

Přirozené světlo můžeme nahraditi dvěma složkami světla polarisovaného ve dvou rovinách na sobě kolmých; neboť každý kmit, nechť se děje směrem jakýmkoli, lze nahraditi dvěma složkami spadajícími do těchto rovin.

Rozdíl mezi rovinou polarisační a kmitovou vysvitne z následujícího. Analyzujeme-li světlo polarisované, na př. odrazem, shledáváme, že vlastnosti jeho jeví souměrnost vzhledem k rovině dopadové a ovšem i k rovině k ní kolmé. To je patrné i ze zákona Malusova a platí pro každé světlo přímkově polarisované; vždy nalezneme dvě roviny k sobě kolmé, vzhledem k nimž jsou vlastnosti světla souměrné. Polohou těchto rovin je polarisace takového světla úplně stanovena; můžeme tedy jednu z nich nazvati *rovina polarisační*; kterou, je věc definice, Malus zvolil za polarisační rovinu světla polarisovaného odrazem rovinu dopadovou; touto volbou je polarisační rovina každého jiného světla přímkově polarisovaného stanovena. Jde-li na př. o řádný paprsek vystupující z krystalu islandského vápence, dáme mu dopadnouti na zrcátko (skleněné) v úhlu polarisačním a otáčíme zrcátkem kolem dopadajícího paprsku. V určité poloze neodráží se nic; znamená to podle zákona Malusova, že polarisační rovina paprsku dopadajícího a odraženého stojí k sobě kolmo. Poněvadž pak polarisační rovinou odraženého paprsku je podle definice rovina dopadová, je tím stanovena i polarisační rovina paprsku dopadajícího. Tak zjistíme, že řádný paprsek je polarisován v hlavním řezu, v němž je sám obsažen, mimořádný pak v rovině k témuž hlavnímu řezu kolmé.

Podle *Fresnela* kmitají v paprsku přímkově polarisovaném všechny částičky aetherové v téže rovině, totiž v rovině *kmitové*. Vzniká tedy otázka, jakou polohu má tato rovina. To byla za doby *Fresnelovy* otázka ryze theoretická, neboť nebyl znám způsob, jak zjistiti polohu kmitové roviny. Předem možno říci jen tolik, že vlastnosti světla přímkově polarisovaného jsou také vzhledem k rovině kmitové souměrné, že tedy kmitová rovina buď splývá s rovinou polarisační, nebo je k ní kolmá. Předpoklady, na nichž založil *Fresnel* svou theorii optických zjevů, vedly k důsledku, že kmitová rovina je k polarisační rovině kolmá. Za nedlouho na to našli *Mac Cullagh* a *F. Neumann*, že malá změna theoretických předpokladů vede k důsledku, že rovina kmitová je s rovinou polarisační rovnoběžná. Spor tento elastická theorie světla

rozřešiti nedovedla. Elektromagnetická theorie ukázala, že pouze theoreticky se řešiti vůbec nedá. V elektromagnetické vlně je vždy elektrická síla doprovázena silou magnetickou, kteréž obě (v látkách isotropních) jsou k sobě kolmé. Máme-li světlo za projev periodických změn elektrické síly, dospějeme k výsledku Fresnelovu; pak-li je pokládáme za projev periodických změn síly magnetické, obdržíme výsledek Neumannův a Mac Cullaghův. *Theoreticky* jsou tedy oba názory stejně oprávněny.

Se stanoviska *experimentálního* je však vše poněkud jiná. Můžeme si představit, že některé účinky světla jsou způsobeny silou elektrickou, jiné silou magnetickou. Pokusy Wienerovy se stojatými vlnami světelnými (§ 208.) ukázaly, že účinky fotochemické a fluorescenční souvisí se silou elektrickou; pro ty tedy je správný jen názor Fresnelův. Tohoto názoru se také důsledně přidržíme, neboť elementární výklad zákonů dvojlohu na něm založený je jednodušší.

§ 249. Zákon Brewsterův.

Již Malus poznal, že dokonalá polarisace světla odrazem nastává pro určitý úhel dopadový, který pro různé látky je různý. Brewster*), zkoumaje asi 18 látek a srovnávaje tento úhel dopadový α s indexem lomu n , uhodl závislost

$$\text{tang } \alpha = n,$$

která Malusovi ušla a kterou později Fresnel odůvodnil theoreticky. Z tohoto vztahu vychází, že polarisační úhel α — právě tak jako index lomu n — je podmíněn kvalitou světla, t. j. délkou λ světelné vlny, že je tedy pro různé složky světelné v bílém světle obsažené různé; proto nemůže bílé světlo odrazem býti dokonale polarisováno. To má význam hlavně pro látky, jež světlo silně rozkládají, na př. pro sklo flintové, méně pro sklo korunové, kteréž nemá značné disperse.

Jak se tato různost jeví číselně, objasňuje následující tabulka:

Látka	n_A	n_H	α_A	α_H	Diff.
Sklo korunové lehké	1.5100	1.5312	56° 29.1'	56° 51.1'	22.0'
Sklo flintové těžké	1.7350	1.8110	60° 2.5'	61° 5.6'	63.1'

*) Sir David Brewster (1781—1868), původně farmaceut, později advokát, pak profesor fyziky na universitě v Edinburku. Zanašel se pracemi hlavně optickými (vynalezl kaleidoskop 1817).

Pro krajní hodnoty vlnové délky — pro čáry Fraunhoferovy A a H — činí tedy rozdíl v úhlu polarisačním při lehkém skle korunovém asi $\frac{1}{3}^\circ$, při těžkém skle flintovém přes 1° . Pro obyčejné sklo korunové brává se za α okrouhlá hodnota = 57° .

Zákon Brewsterův má jednoduchý význam geometrický. Ze vztahu

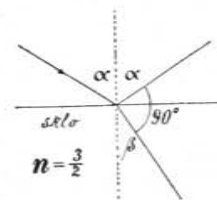
$$\text{tg } \alpha = n \quad \text{čili} \quad \frac{\sin \alpha}{\cos \alpha} = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta}$$

vychází patrně

$$\cos \alpha = \sin \beta \quad \text{čili} \quad \alpha + \beta = 90^\circ.$$

Při dokonalé polarisaci je tedy paprsek odražený kolmý k paprsku zlomenému (obr. 385.).

Určí-li se polarisační úhel α zkusmo, lze podle zákona Brewsterova vypočítati pro příslušnou látku index lomu n . Těto metody užívá se s prospěchem pro látky neprůhledné (pokud to nejsou kovy). Tak byl nalezen průměrný exponent lomu na př. pro kamenné uhli $n = 1.701$, pro rohovinu $n = 1.565$ a j.



Obr. 385. Geometrický význam zákona Brewsterova.

§ 250. Polarisace lomem.

Malus objevil r. 1808 polarisaci odrazem, obrátil později pozornost též k paprsku zlomenému a zjistil, že také ukazuje stopy polarisace. Analysujice paprsky odražené a zlomené shledáme, že jejich polarisační roviny jsou k sobě kolmé. Opakuje-li se odraz a lom na několika deštičkách skleněných, slábnou paprsky, procházející takovou soustavou sklíčků, postupně vždy více, ale jsou čím dále tím dokonaleji polarisovány.

Malus podal o svém objevu zprávu r. 1811. Krátce na to téhož roku vystihl též rozdíl mezi zrcadly průhlednými (na př. sklem) a neprůhlednými (kovem). Kmítý v dopadajícím světle můžeme si mysliti rozložené ve dvě složky, jednu rovnoběžnou s rovinou dopadovou, druhou k ní kolmou. Obdržíme tedy jakoby dva paprsky k sobě kolmo polarisované. Na látkách průhledných paprsek v jedné rovině polarisovaný se odráží, ve druhé rovině polarisovaný vniká do odrazejšího prostředí. Na zrcadlech kovových však nevniká tento paprsek do prostředí odrazejšího, nýbrž také se odráží, proto se jeví světlo odražené na zrcadlech kovových téměř nepolarisováno. (Vskutku vzniká polarisace elliptická.)

Podle Malusa splývá polarisační rovina odraženého paprsku s rovinou dopadovou. Vzhledem k tomu je polarisační rovina paprsku zlomeného kolmá k rovině lomu.

§ 251. **Zákony Fresnelovy o odrazu a lomu polarisovaného světla.**

Odraz a lom polarisovaného světla vyšetřil theoreticky *Fresnel* a podle své theorie odůvodnil empirické vztahy, jež v předešlých odstavcích byly vyloženy. Nehodláme zde podávat celou jeho theorii; za to však podrobněji vyložíme výsledky jeho theorie propočítající je pro určitý případ také číselně.

Nechť dopadá na rozhraní dvou prostředí světlo lineárně *polarisované*, intesity = 1, a to polarisované jednou v rovině dopadové, po druhé v rovině k ní kolmé. Budiž α úhel dopadu a zároveň odrazu, β úhel lomu. Pak jest podle Fresnela intesity světla odraženého v případě

$$\text{prvém} \quad \frac{\sin^2(\alpha - \beta)}{\sin^2(\alpha + \beta)}, \quad \text{druhém} \quad \frac{\text{tg}^2(\alpha - \beta)}{\text{tg}^2(\alpha + \beta)}$$

Všeobecné výrazy tyto zjednoduší se pro kolmý dopad, kdy jest $\alpha = 0$, $\beta = 0$. Je-li n index lomu, pro který v blízkosti kolmého dopadu při malých úhlech lze podle zákona Ptolemaeova psáti $n = \alpha/\beta$, a nahradí-li se \sin a tg obloukem, vyjde souhlasně v případě

$$\text{prvém} \quad \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2, \quad \text{druhém} \quad \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2$$

Je-li mimo to $\alpha + \beta = 90^\circ$, vychází v případě

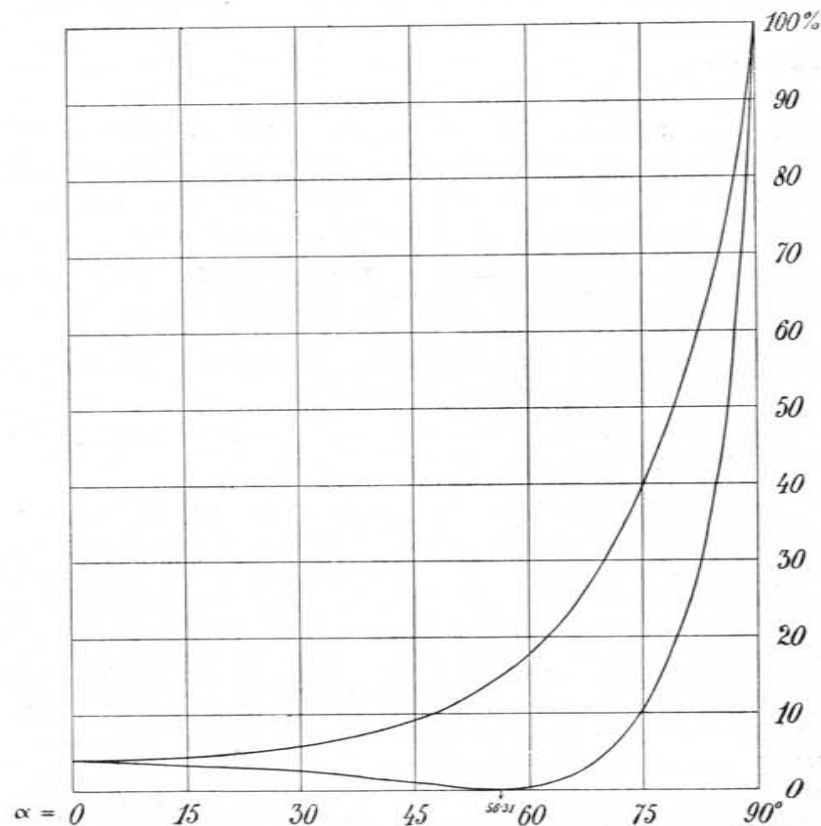
$$\text{prvém} \quad \cos^2 2\alpha, \quad \text{druhém} \quad 0.$$

Uvedené funkce jsou zde propočítány tabellárně a to pro $n = 3/2$, kterážto hodnota přísluší obyčejnému sklu korunovému.

Ještě lépe objasňuje se průběh těchto funkcí grafickým znázorněním, kteréž podle tabulky jest v obr. 386. rýsováno. Viděti z toho jasně, že intesity odraženého světla v prvém případě povšechně stoupá, z počátku volně, pak rychleji; v druhém však případě že klesá mírně až k hodnotě nullové při dopadu podle zákona Brewsterova, načež zase stoupá a to velmi prudce. Při limitě $\alpha = 90^\circ$ odráží se dopadající světlo v plné intesitě.

Intensita světla na skle odraženého, bylo-li polarisováno v rovině dopadové nebo k ní kolmé.

α°	β°	$\frac{\sin^2(\alpha - \beta)}{\sin^2(\alpha + \beta)}$	$\frac{\text{tg}^2(\alpha - \beta)}{\text{tg}^2(\alpha + \beta)}$
0	0.00	4.00%	4.00%
15	9.94	4.38	3.63
30	19.47	5.78	2.52
45	28.12	9.21	0.85
56.31	33.69	14.80	0.00
60	35.26	17.66	0.18
75	40.09	39.94	10.67
90	41.81	100	100



Obr. 386. Intensity světla na skle odraženého, bylo-li polarisováno v rovině dopadové nebo k ní kolmé.

Dopadá-li na rozhraní dvou prostředí *přirozené* světlo intenzity = 1, možno v myšlénkách toto světlo rozložití ve dvě složky, jež mají každá intenzitu = 1/2 a jsou k sobě kolmo polarisovány, jedna v rovině dopadové, druhá v rovině k ní kolmé. Intenzita odraženého světla bude dána výrazem

$$\frac{1}{2} \frac{\sin^2(\alpha - \beta)}{\sin^2(\alpha + \beta)} + \frac{1}{2} \frac{\operatorname{tg}^2(\alpha - \beta)}{\operatorname{tg}^2(\alpha + \beta)}$$

kterýž vychází summací výrazů dříve uvedených, když v nich zavedeme intenzitu poloviční. Pro $\alpha = 0$ jsou obě odražené složky sobě rovné; dávají tedy dohromady světlo přirozené, z něhož vznikly. Roste-li α , nabývá — podle grafického znázornění (v obr. 386.) — vždy větší převahy složka první; to znamená, že odražené světlo je vždy více polarisováno v rovině dopadové. Při $\operatorname{tg} \alpha = n$ čili $\alpha + \beta = 90^\circ$ mizí složka druhá a veškeré odražené světlo je polarisováno v rovině dopadové; ten smysl má tedy zákon Brewsterův. Potom zase rychle roste složka druhá, ač první zůstává stále v převaze. Světlo je tedy jen částečně polarisováno v rovině dopadové, až při $\alpha = 90^\circ$ světlo v plné intenzitě odražené stane se nepolarisovaným, přirozeným, jako bylo světlo dopadající. Mnoho-li ze světla dopadajícího je ve světle odraženém polarisováno v rovině dopadové, stanoví rozdíl obou složek, t. j. výraz

$$\frac{1}{2} \frac{\sin^2(\alpha - \beta)}{\sin^2(\alpha + \beta)} - \frac{1}{2} \frac{\operatorname{tg}^2(\alpha - \beta)}{\operatorname{tg}^2(\alpha + \beta)}$$

Dělíme-li tento výraz intenzitou světla odraženého, určíme, jaká část (v procentech) odraženého světla je polarisována, stanovíme tedy stupeň polarisace. Číselně objasňuje věc velmi dobře následující tabulka.

Co se týče světla *zlomeného*, jest intenzita jeho v procentech světla dopadajícího patrně dána číslem, kterým se intenzita světla odraženého doplní na 100%. V tomto světle zlomeném je tolik světla polarisováno v rovině kolmé na rovinu dopadovou, kolik je ho ve světle odraženém polarisováno v rovině dopadové samé. Vyšetřujeme věc podrobněji pro případ prakticky důležitý, když světlo dopadá v úhlu α podle zákona Brewsterova. Pak je všechno odražené světlo polarisováno v rovině dopadové a má intenzitu 7.4%. Na intenzitu zlomeného světla zbývá 92.6%; z něho je též 7.4% polarisováno v rovině na dopadovou kolmé a zbytek 85.2% je světlo přirozené. Opakuje-li se odraz a lom, zmenšuje se intenzita světla zlomeného, ale zvětšuje se *poměrně* množství světla v něm polarisovaného. Jak tato polarisace pokračuje, viděti z tabulky následující.

Intenzita odraženého světla.

α°	Složky první	Složky druhé	Úhrnem	Z toho polarisováno	Z odraženého světla je polarisováno
0	2.00 ⁰ / ₀	2.00 ⁰ / ₀	4.00 ⁰ / ₀	0.00 ⁰ / ₀	0.00 ⁰ / ₀
15	2.19	1.82	4.01	0.37	9.2
30	2.89	1.26	4.15	1.63	39.3
45	4.61	0.43	5.04	4.18	83.0
56.31	7.40	0	7.40	7.40	100
60	8.83	0.09	8.92	8.74	98.0
75	19.97	5.34	25.31	14.63	57.8
100	50.00	50.00	100.00	0.00	0.00

Opakuje-li se tedy odraz a lom 5krát, odrazí se z dopadajícího světla 27.55%, tudíž láme se ostatek 72.45% a z tohoto zlomeného jest 27.55% polarisováno a 44.90% zůstává přirozeným. Opakuje-li se odraz a lom 10krát, odrazí se z dopadajícího světla 39.92%, tudíž láme se 60.08%; z tohoto zlomeného jest 39.92% polarisováno a 20.16% zůstává přirozeným. Zde tedy má již polarisované světlo převahu. Je však zároveň patrné, že dokonale polarisovaného světla lomem prakticky dojíti nelze.

Jak pokračuje polarisace lomem při dopadu v úhlu polarisačním.

Po lomu	Světla přirozeného dopadá	Z toho se odráží	Tudíž se láme	Ve zlomeném jest polarisováno	Zůstává světla přirozeného	Úhrnem je světla polarisovaného odrazem i lomem
1	100	7.40	92.60	7.40	85.20	7.40
2	85.20	6.30	78.90	6.30	72.60	13.70 = 7.40 + 6.30
3	72.60	5.37	67.23	5.37	61.86	19.07 = 13.70 + 5.37
4	61.86	4.58	57.28	4.58	52.70	23.65 = 19.07 + 4.58
5	52.70	3.90	48.80	3.90	44.90	27.55 = 23.65 + 3.90
6	44.90	3.32	41.58	3.32	38.26	30.87 = 27.55 + 3.32
7	38.26	2.83	35.43	2.83	32.60	33.70 = 30.87 + 2.83
8	32.60	2.41	30.19	2.41	27.78	36.11 = 33.70 + 2.41
9	27.78	2.06	25.72	2.06	23.66	38.17 = 36.11 + 2.06
10	23.66	1.75	21.91	1.75	20.16	39.92 = 38.17 + 1.75

Světlo přecházející ze skla do vzduchu se také zeslabuje a polarisuje. Velmi jednoduchý vztah platí, jde-li o desky planoparalelní. Pak totiž, je-li α úhel dopadu, β úhel lomu při vstupu světla do desky, je při výstupu β úhel dopadu a α úhel lomu; úhly α a β se tedy zamění.

Ale to nemá vlivu na hodnotu Fresnelových výrazů pro intenzitu odraženého světla. Výstupem z desky se tedy světlo zeslabí a polarisuje *právě tak* jako vstupem. Nutno tedy v předešlé tabulce jeden průchod jednotlivou deskou počítati za dva lomy. Zároveň však vychází na jevo, že i pro polarisátory na odraz je výhodou užívatí několika skleněných deštiček, aby se odraz opakoval; tím světlo odražené získá na intenzitě.

§ 252. **Polarisace dvojlomem.**

Huygensův pokus o polarisaci dvojlomem konáme buď *subjektivně* nebo *objektivně*. K subjektivnímu pozorování hodí se velmi dobře tato úprava. Na trojnožku položíme skleněnou desku pokrytou černým papírem, v němž učiníme uprostřed malý otvor, okrouhlý nebo ještě lépe podélný, po případě křížový. Na otvor klademe vápencec některou z přirozených stěn. Vidíme otvory dva. Aby byly jasné, dáme pod desku zrcátko, kterým na otvor řídíme nejlepší světlo, na př. denní od bílých oblaků. Obrazy dvojlomem vznikající jeví se pak velice zřetelně. Zíráme-li na obě rovnoběžné stěny vápencové kolmo a otáčíme-li při tom vápencem, zůstává intenzita obou obrazů stejná; jeden z nich však při otáčení krystalu svého místa nemění, kdežto druhý kolem prvního obíhá. Tento druhý paprsek neláme se podle Snellova zákona; slove proto *paprsek mimořádný* (radius extraordinarius E); naproti tomu první paprsek, který se řídí zákonem Snellovým, slove *řádnyj* (ordinarius O). Poté položíme na prvý krystal druhý stejný; spatříme povšechně čtyři obrázky, které však podle polohy druhého krystalu mají různou intenzitu. Položíme-li druhý vápencec souhlasně, tvoří oba vápencec jakoby jediný krystal větší tloušťky; prochází tedy druhým vápencem paprsek O jako O , paprsek E jako E . Když otočíme poněkud vápencem druhým, rozštěpí se oba paprsky O i E z prvního vápencec vyšle ve druhém vápenci na dva, řádný a mimořádný, takže máme čtyři paprsky O_o , O_e , E_o , E_e . Při dalším otáčení paprsky O_e a E_o se stávají jasnější, paprsky O_o a E_e však slábnou, až při otočení druhého vápencec o 90° mizejí. V této — zkřížené — poloze zhášejí se paprsky O_o a E_e , takže vystupují jen druhé dva paprsky. Otáčíme-li ještě dále, objeví se zhaslé paprsky O_o a E_e znovu a to v intenzitě rostoucí, kdežto paprsky O_e a E_o slábnou. Když pak otočíme druhý vápencec o 180° , zůstanou jen jasnější paprsky O_o a E_e ; ale rozdíl je v tom, že se oba kryjí, takže vznikne jen obraz jediný; neboť paprsek mimořádný, jenž prvním vápencem vybočil stranou, vrací se druhým, obráceně položeným vápencem do původního směru. V souhlasné poloze obou vápenceců procházejí

tedy oba paprsky úplně volně, řádný jako řádný, mimořádný jako mimořádný. Ve zkřížené poloze postupuje řádný paprsek prvního vápencec jako mimořádný vápencem druhým a naopak mimořádný krystalu prvního jako řádný krystallem druhým.

Schematicky při vzájemném úhlu α obou krystalů vypadá dvojlom takto:

$\alpha =$	0°	O_o	—	—	E_e
	45	O_o decresc.	O_e cresc.	E_o cresc.	E_e decresc.
	90	—	O_e	E_o	—
	135	O_o cresc.	O_e decresc.	E_o decresc.	E_e cresc.
	180	O_o	—	—	E_e

Přidavek cresc. (crescendo) a decresc. (decrescendo) naznačuje, zdali intenzity příslušného paprsku s rostoucím úhlem přibývá nebo ubývá. Značí-li I intenzitu původního světla, vyjádříme intenzity těchto čtyř paprsků podle zákona Malusova výrazy:

$$I \begin{cases} O = \frac{1}{2} I \\ E = \frac{1}{2} I \end{cases} \begin{cases} O_o = \frac{1}{2} I \cos^2 \alpha \\ O_e = \frac{1}{2} I \sin^2 \alpha \\ E_o = \frac{1}{2} I \sin^2 \alpha \\ E_e = \frac{1}{2} I \cos^2 \alpha. \end{cases}$$

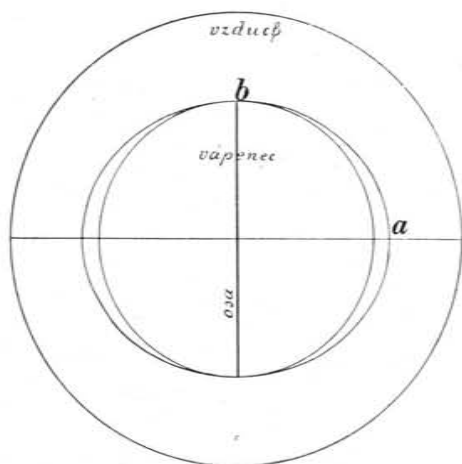
Pokusy tyto lze konati též objektivně. Projekční čočkou vytvoří se na stěně skutečný obraz malého kruhového otvoru ve clonce, která stojí hned za heliostatem nebo za kollimující čočkou elektrické laterny. Dvojlomné krystally dávají se hned za tento otvor. Nejsou-li však tyto krystally zvláště tlusté — což nebývá —, padnou čtyři obrázky dvojlomem vznikající velmi blízko k sobě, takže kruhový otvor musí býti velmi malý, aby se tyto obrázky částečně nekryly. Tím na dálku je pokus nezřetelný. Stává se však velice zřetelný a tím přímo skvělý, když se přirozené krystally vápencec nahradí achromatisovanými hranoly vápencovými, o nichž později bude jednáno.

Zkoumajíce paprsek řádný a mimořádný zrcátkem jako analyzátořem, zjistíme snadno, že řádný paprsek je polarisován v hlavním řezu krystalu, mimořádný pak v rovině k tomuto řezu kolmé. Proto je kmitosměř paprsku řádného k optické ose krystalu vždy kolmý; naproti tomu kmitosměř paprsku mimořádného může s optickou osou svíratí úhel libovolný.

Dvojlom v krystallech jednoosých.

§ 253. Konstrukce Huygensova.

Lom světla v prostředích *isotropních*, v nichž se světlo šíří ve všech směrech stejnou rychlostí, v nichž tedy vlnoplocha je koule, vysvětlil Huygens podle svého principu a určil lom pomocí vlnoplochy kulové též konstruktivně. Přenášeje pak úvahy své na vápenec jakožto prostředí dvojlomné, *anisotropní*, a chtěje také zde lom konstrukci vyložiti, předpokládal, že by vlnoplocha ve vápenci mohla býti dílem koule, dílem plocha kouli podobná.



Obr. 387. Vlnoplocha vzduchu a vápence; řez osový.

«Comme il y avoit deux réfractions différentes, je conçus, qu'il y avoit aussi deux différentes émanations d'ondes de lumière...» Pro lom pravidelný, «la réfraction régulière» předpokládá «ondes de forme sphérique» a praví dále: «Quant à l'autre émanation, qui devoit produire la réfraction irrégulière, je voulus essayer ce que feroient des ondes elliptiques ou pour mieux dire sphéroïdes...» Míjí tu rotační ellipsoid.

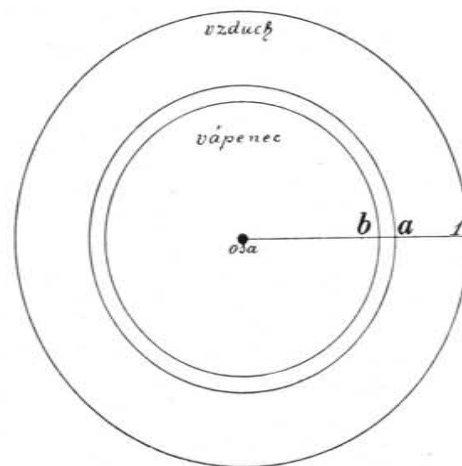
Máme tedy ve vápenci vlnoplochu, jež se skládá z koule a rotačního ellipsoidu. Obě tyto plochy dotýkají se ve dvou bodech, jimiž je určen směr optické osy. V tomto směru šíří se paprsek řádný i mimořádný stejnou rychlostí; není tudíž zde dvojlomu. Poněvadž pak mimořádný paprsek se ve vápenci láme méně než řádný, šíří se vlny mimořádné větší rychlostí, což znamená, že ellipsoid je kouli opsán.

Význačné řezy vlnoplochou jsou *osový* a *pásový*.

1. Řez *osový* (jinak též poledníkový, meridiánový nebo hlavní) vzniká rovinou, která se položí optickou osou. Je to kruh a ellipsa jemu opsaná. Nazveme-li, jak obyčejem, poloosy ellipsy a , b (obr. 387.), zní rovnice kruhu a ellipsy

$$x^2 + y^2 = b^2, \quad \frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1.$$

Poněvadž vlnoplocha jest útvar rotační, zůstává řez osový pro všechny polohy průsekové roviny stejný.



Obr. 388. Vlnoplocha vzduchu a vápence; řez pásový.

2. Řez *pásový* (jinak též rovníkový, aequatoreální) vzniká rovinou, jež stojí ve středu vlnoplochy na ose kolmo. Je to soustava dvou soustředných kruhů s poloměry b , a (obr. 388.).

K vlnoploše pro *vápenec* náleží jako podstatný doplněk vlnoplocha pro *vzduch*, kteráž jest kulová. Rozměry vlnoploch (jde-li o správný rys) musí býti ve vzájemném souhlasu; patrně jsou nepřímo úměrný příslušným indexům lomu. Světlu natriovému náleží ve vzduchu index n , ve vápenci pro paprsek řádný index n_o , pro paprsek mimořádný index n_e . Číselné hodnoty jsou tyto:

$n = 1$	tudíž	$1/n = 1$
$n_o = 1.6585$	„	$1/n_o = 0.60295$
$n_e = 1.4863$	„	$1/n_e = 0.67277$

Volme za poloměr koule pro vzduch 30 mm. Pak jest

$$a = 0.67277 \times 30 = 20.18 \text{ mm},$$

$$b = 0.60295 \times 30 = 18.09 \text{ mm},$$

V těchto rozměrech jsou vlnoplochy na obr. 387. a 388. přesně rýsovány.

Budiž MN hraniční rovina mezi vzduchem a vápencem, SA paprsek dopadající; rovina dopadová budiž rovinou nákresnou. Majíce Huygensovou konstrukci naléztí oba zlomené paprsky, položíme střed vlnoploch na bod A a orientujeme optickou osu tak, jak to skutečnosti odpovídá. Všeobecně bude optická osa z roviny nákresné vybočovat. Prodloužíme paprsek SA až k průseku D s koulí pro vzduch, položíme v tomto průseku ke kouli tečnou rovinu DC , jež protne hraniční rovinu v přímce C , kolmé na rovině nákresné. Kolem této přímky stočíme tečnou rovinu CD tak, aby se dotkla v bodech O a E vlnoplochy pro vápenc, totiž koule a rotačního elipsoidu. I jest AO zlomený paprsek řádný, AE mimořádný. Paprsek řádný zůstane vždy v rovině dopadové, paprsek mimořádný obecně z ní vybočí.

Je patrné, že pravidlo právě uvedené má platnost všeobecnou, pro jakoukoli vlnoplochu. Vždy jde o to, rovinu, jež je tečnou ke kouli pro vzduch, otočiti tak, aby se stala tečnou k vlnoploše krystalové. Tato rovina značí vlastně postupující rovinnou vlnoplochu, která lomem mění frontu postupující ve směru změřeném, jak to vychází z principu Huygensova.

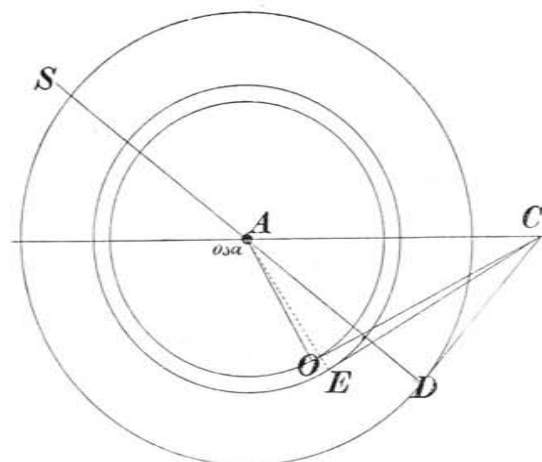
V následujícím odstavci pojednáme o některých zvláštních případech lomu světla v jednoosých krystalech. Výklad ovšem platí všeobecně pro jednoosé krystally vůbec; obrazce však jsou rýsovány zvláště pro vápenc, a to v přesných rozměrech, podle indexu lomu pro světlo natriové, aby čtenář měl o dvojlomu obraz nikoli přehnaný, jak se obvyčejně kreslí, nýbrž správný, shodný se skutečnými poměry. Mimořádný paprsek je v obrazcích rýsován tečkovaně.

§ 254. Případy zvláštní.

1. Vytkněme především případ, kdy dopadovou rovinou je *pásový řez* krystalu. Řez protíná vlnoplochu ve třech kruzích, z nichž jeden náleží vzduchu, dva vápenci. Konstrukce stává se rovinnou (obr. 389.). Ihned vysvitá, že zde mimořádný paprsek AE nijak se neliší od řádného AO ; jest vlastně též řádný, pro oba jsou v platnosti zákony Snellovy, oba mají stále indexy lomu, řádný n_o , mimořádný n_e , při čemž je $n_e < n_o$. V pásovém řezu je tedy dvojlom pravidelný, určený zákony Snellovými.

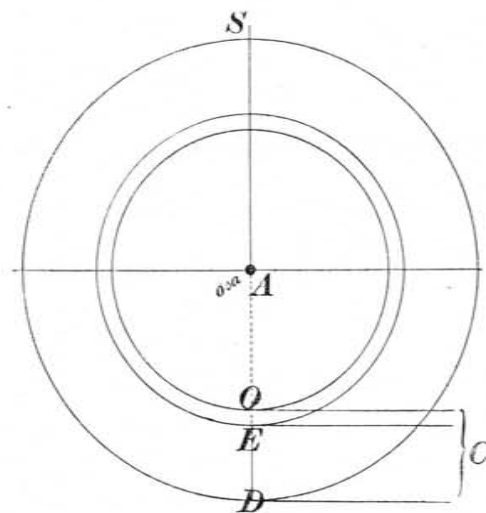
Všeobecně paprsky řádný a mimořádný se roztáčí, jdou různosměrně; jenom, dopadá-li paprsek SA kolmo na rozhraní, stávají se stejnosměrnými (obr. 390.); průsek C padá do neko-

nečna, tečné CD , CO , CE jsou rovnoběžné s hraniční rovinou, paprsek SA pokračuje svým směrem kolmým, ale i zde nikoli jako



Obr. 389. Lom v řezu pásovém; šikmý dopad.

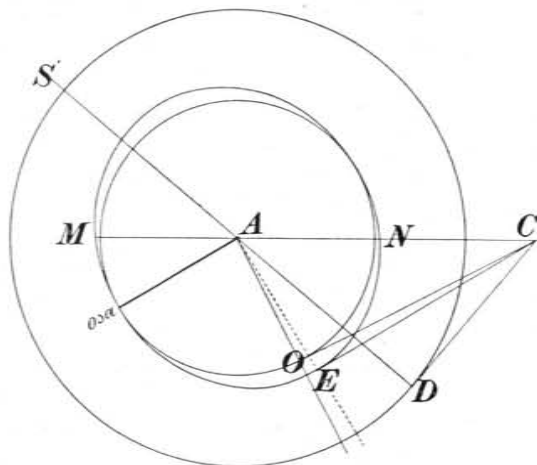
paprsek jednotný, nýbrž dvojitý; neboť řádný AO postupuje rychlostí menší než mimořádný AE .



Obr. 390. Lom v řezu pásovém; kolmý dopad.

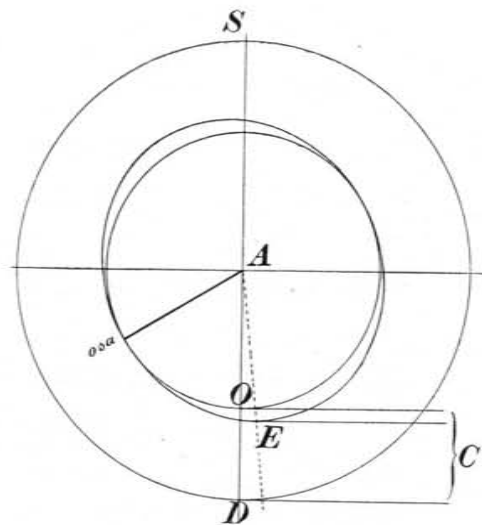
2. Nechť rovina dopadová splývá s řezem osovým a mimo to nechť poloha osy vzhledem k rovině hraniční je libovolná. Kon-

strukce (obr. 391.) stává se i zde rovinnou. Pro mimořádný paprsek Snellovy zákony neplatí; nelze zde tedy mluvit o jeho určitém exponentu lomu.



Obr. 391. Lom v řezu osovém; šikmý dopad.

Zajímá případ, kdy paprsek SA dopadá na hraniční rovinu kolmo. Průsek C padá do nekonečna; tečné CD, CO, CE stávají se



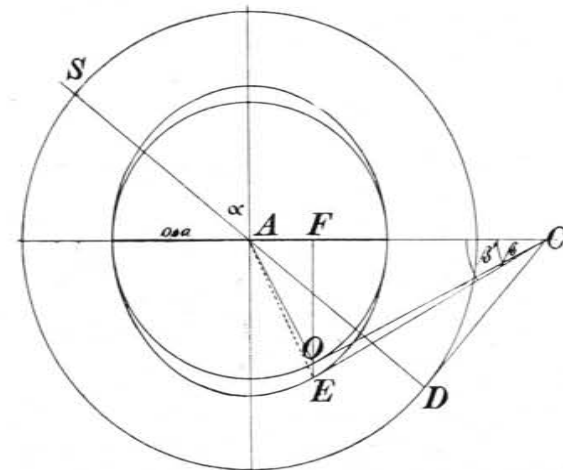
Obr. 392. Lom v řezu osovém; kolmý dopad.

rovnoběžnými s hraniční rovinou. Konstrukce (obr. 392.) ukazuje, že mimořádný paprsek od kolmého směru vybočuje stranou,

3. Budiž rovinou dopadovou opětne *osový řez*, ale osa necht splývá s *rovinou hraniční*. Konstrukce je i zde rovinná. Provedeme-li ji pro dopadající paprsek SA (obr. 393.) a sestrojíme-li zlomené paprsky AO a AE, shledáme, že body E, O jsou na přímce EOF kolmé k rovině hraniční. Tim se jeví tento případ zvláště významným.

Je-li tudíž α úhel dopadu, β ($= ACO$) úhel lomu vlny řádné, β' ($= ACE$) úhel lomu vlny mimořádné, jest $\beta' > \beta$ a zároveň

$$\frac{\operatorname{tg} \beta'}{\operatorname{tg} \beta} = \frac{FE}{FO} = \frac{a}{b} = \frac{n_o}{n_e}.$$



Obr. 393. Lom v řezu osovém; osa v rovině hraniční.

Paprsek mimořádný láme se nyní *více* než řádný a úhly lomu jsou vždy v určitém vzájemném vztahu. K danému úhlu α vypočítá se lomový úhel β vlny řádné podle rovnice

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n_o,$$

a z úhlu β hned lomový úhel β' vlny mimořádné.

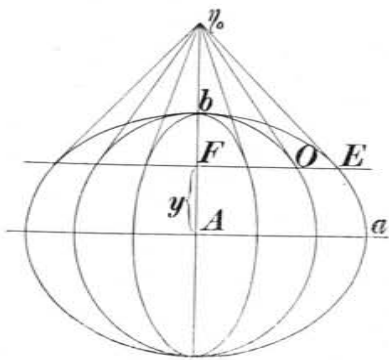
Důkaz souvisí se známou větou geometrickou. Rovnice tečné k ellipse v bodě (x, y) má tvar

$$\frac{x\xi}{a^2} + \frac{y\eta}{b^2} = 1.$$

Položice $\xi = 0$ obdržíme pro úsek tečné na vedlejší ose výraz

$$\eta_o = \frac{b^2}{y}.$$

Tento úsek závisí tedy na poloose b , nikoli však na poloose a . Je-li tedy dána soustava ellips (včetně kruh) se stejnou poloosou b , ale s různou poloosou a , náležejí všem bodům dotykovým, jež mají stejnou pořadnici y , též úsek η_0 . Naopak pro určitý úsek η_0 je pořadnice y dotykových bodů na všech ellipsách stejná (obr. 394.). Leží tedy dotykové body na přímce FE kolmé k poloose b . V našem případě (v obr. 393.) jest $\eta_0 = AC$, dotykové body E a O , leží tudíž na přímce EOF kolmé k poloose b .

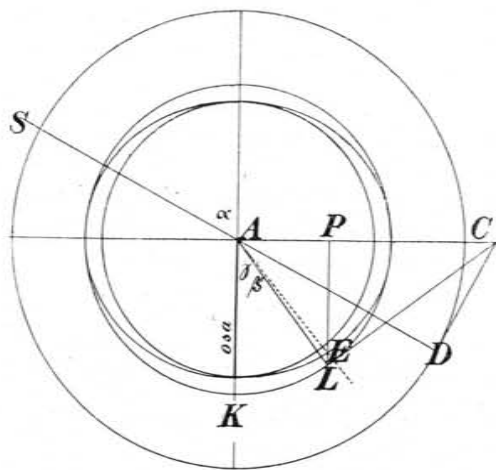


Obr. 394. Věta geometrická.

4. Budiž rovinou dopadovou opět *osový řez*, ale osa optická budiž *kolmá k rovině hraniční* (obr. 395.). Optická osa splývá pak s kolmicí dopadovou. Je-li α úhel dopadu pro *paprsek* libovolný, β a β' úhly lomu pro oba *paprsky* zlomené, řádný a mimořádný, lze oba tyto úhly snadno vypočísti. Máme zde vztahy

$$\sin \beta = \frac{\sin \alpha}{n_o},$$

$$\operatorname{tg} \beta' = \frac{n_o \sin \alpha}{n_e \sqrt{n_e^2 - \sin^2 \alpha}}$$



Obr. 395. Lom v řezu osovém; osa kolmicí dopadu.

Relace pro paprsek řádný je zcela jasná. Abychom odvodili relaci pro paprsek mimořádný, přikresleme kolem A kruh poloměrem a , vedme též k němu od bodu C tečnou CL a položíme úhel $KAL = \gamma$. Podle

geometrické věty v předešlém případě vyložené leží body L , E na kolmici $LP \perp AC$, takže platí vztah

$$\frac{\operatorname{tg} \beta'}{\operatorname{tg} \gamma} = \frac{PL}{PE} = \frac{a}{b}.$$

Vedle toho zákon lomu vede ke vztahu

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \gamma} = \frac{1}{a}.$$

Máme tudíž:

$$\sin \gamma = a \sin \alpha, \quad \cos \gamma = \sqrt{1 - a^2 \sin^2 \alpha},$$

$$\operatorname{tg} \gamma = \frac{a \sin \alpha}{\sqrt{1 - a^2 \sin^2 \alpha}},$$

$$\operatorname{tg} \beta' = \frac{a^2 \sin \alpha}{b \sqrt{1 - a^2 \sin^2 \alpha}}.$$

Poněvadž pak jest

$$\frac{1}{a} = n_e, \quad \frac{1}{b} = n_o,$$

vychází konečně

$$\operatorname{tg} \beta' = \frac{n_o \sin \alpha}{n_e \sqrt{n_e^2 - \sin^2 \alpha}}.$$

Jde-li o číselný příklad, počítá se jednodušeji tak, že se úhel γ jako pomocný podrží a z úhlu α vypočítá, načež se zase z úhlu γ určí úhel β' .

V odst. 3. jsme počítali s úhlem lomu *vlny*, v odst. 4. s úhlem lomu *paprsku*. Na tuto okolnost budiž znova upozorněno. Směr paprsku je dán přímkou spojující střed vlnoplochy A s bodem stykovým O , po případě E , v němž rovina zlomené vlny se dotýká vlnoplochy. Úhel mezi směrem paprsku zlomeného a kolmicí dopadu je úhel lomu *paprsku*; úhel mezi kolmicí spuštěnou z A na rovinu zlomené vlny a kolmicí dopadu je úhel lomu *vlny*. Srv. také poznámku ku konci odstavce následujícího.

Uvedené případy zvláštní, které lze napřed propočítati a pak skutečným měřením ověřiti, hodí se velmi dobře k tomu, aby se správnost theorie Huygensovy zkoumala. Taková měření konal již *Malus*, později *Wollaston*, *Biot*, v novější době *Stokes*, *Mascart*, *Glazebrook*.

Hledí-li taková zkouška k paprsku řádnému, jakož i k mimořádnému, pokud se chová jako řádný (případ 1.), lze ji vykonati velice jednoduše. Z vápence vyřízne a vybrousí se přímý trojboký hranol, jehož lámavé hrany jsou rovnoběžné s optickou osou a jehož podstava je na př. trojúhelník rovnostranný. Tato podstava je tedy řez pásový. V něm měří se index lomu paprsku řádného i mimořádného pro určité světlo homogenní. Oba tyto indexy

vyjdou stejně, ať se volí kterákoli hrana za lámavou. Tím je podán důkaz, že vlnoplocha je útvar rotační.

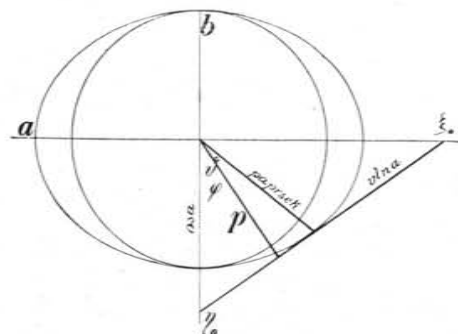
Jde-li jen o paprsek řádný, můžeme udělati pokus tento: Sestavíme trojboký hranol z vápencových deštiček, které vyřizneme z krystalu v různých směrech k ose optické. Slepíme je pak kanadským balsámem a vybrousíme společně ve hranol tak, aby roviny hranol omezující byly přesně jednotné (obr. 396.). Vytvoříme-li tímto hranolem spektrum, spatříme vedle různě položených spekter mimořádných jediné a nijak nerušené spektrum paprsků řádných. Je tedy vlnoplocha pro paprsek řádný koule jako v prostředích isotropních.

§ 255. Rychlost paprsku a rychlost vlny.

Při lomu světla do prostředí isotropního má vlnoplocha tvar koule. Paprsek zlomený je k této kouli kolmý, šíří se tudíž stejným



Obr. 396. Lom v hranolu vápencovém z různých kusů vápence sestaveném.



Obr. 397. Rychlost paprsku a rychlost vlny.]

směrem a stejnou rychlostí jako vlna. Při dvojlomu tato jednoduchost přestává. Konstrukce Huygensova ukazuje, že mimořádný paprsek má jiný směr, než je směr, kterým vlna postupuje. Třeba tudíž stanoviti vztahy 1. mezi rychlostmi paprsku řádného a mimořádného, 2. mezi rychlostmi vlny řádné a mimořádné.

1. Rychlost řádného paprsku vyznačuje poloměr b (obr. 397.); rychlost mimořádného paprsku poloměr r ellipsy, jejíž rovnice jest

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1.$$

Značí-li ϑ úhel poloměru r s optickou osou, jest

$$x = r \sin \vartheta, \quad y = r \cos \vartheta,$$

tudíž

$$\frac{1}{r^2} = \frac{\sin^2 \vartheta}{a^2} + \frac{\cos^2 \vartheta}{b^2}$$

čili

$$\frac{1}{r^2} - \frac{1}{b^2} = \left(\frac{1}{a^2} - \frac{1}{b^2} \right) \sin^2 \vartheta.$$

2. Rychlost řádné vlny vyznačuje opět poloměr b (obr. 397.); rychlost mimořádné vlny normála p . Tečná k ellipse má rovnici

$$\frac{x\xi}{a^2} + \frac{y\eta}{b^2} = 1.$$

Úseky ξ_0, η_0 tečné na osách souřadných jsou

$$\xi_0 = \frac{a^2}{x}, \quad \eta_0 = \frac{b^2}{y}.$$

Značí-li φ úhel normály p s osou optickou, platí vztahy

$$\xi_0 \sin \varphi = p, \quad \eta_0 \cos \varphi = p.$$

Z těchto rovnic odvodí se dále poměry

$$\frac{x}{a} = \frac{a \sin \varphi}{p}, \quad \frac{y}{b} = \frac{b \cos \varphi}{p},$$

z nichž vzhledem k rovnici ellipsy plyne

$$\left(\frac{a \sin \varphi}{p} \right)^2 + \left(\frac{b \cos \varphi}{p} \right)^2 = 1,$$

$$p^2 = a^2 \sin^2 \varphi + b^2 \cos^2 \varphi,$$

$$p^2 - b^2 = (a^2 - b^2) \sin^2 \varphi.$$

Abychom vyložili rozdíl mezi směrem paprsku a směrem, kterým postupuje vlna, vrátíme se k principu Huygensovu, z něhož jsme odvodili zákony lomu (§ 213.). Tam jsme předpokládali, že na rozhraní dvou prostředí dopadá rovinná vlna, omezená dvěma rovnoběžnými rovinami, jež se v obr. 354. promítají do roviny nákrešné jako přímky SA a SD . Také zlomená vlna, vyznačená úsečkou DC , je ohraničena dvěma rovnoběžnými rovinami, které se promítají do nákrešné roviny jako přímky AS' a DS' . Při tom AS' spojuje bod A s bodem C , v němž se rovina DC dotýká vlnoplochy elementárních vlnek vycházejících z A . Výkres je proveden pro případ, kdy druhé prostředí jest isotropní, vlnoplocha v něm tedy kulová. Je však patrné, že na věci se nic nezmění, i kdyby vlnoplocha v druhém prostředí měla jiný tvar, kdyby to na př. byl rotační elipsoid. Představme si nyní, že do rozhraní obou prostředí dáme neprůhledné stínítko s malým otvorem kruhovým při A . Je to tak, jako kdybychom z dopadající vlny propustili jediný paprsek SA . Pak i ze zlomené vlny zbude jediný paprsek; a to

je AS' . Je tedy paprsek vyznačen přímkou spojující střed vlnoplochy s bodem, v němž se rovina vlny dotýká vlnoplochy.

Ve skutečnosti ovšem jediný paprsek izolovati nelze. Položíme-li do rozhraní stínítko s kruhovým otvorem při A , neobdržíme ve zlomené vlně jeden paprsek, nýbrž ohybový zjev. Předesešle úvahy spočívají totiž na předpokladu, že princip Huygensův platí úplně přesně; ukázali jsme však v oddílu věnovaném zjevům ohybovým, že tomu tak není. Ale přes to podržíme představu paprsku, ke které vede obecná zkušenost. Se stanoviska vlnivé theorie nutno ovšem paprsek definovati jinak. Kirchhoff definuje paprsek jako rozhraní mezi optickým kladem a rozruchem; v elektromagnetické theorii světla je směr paprsku určen směrem, jímž proudí světelná energie, neboli směrem t. zv. Poyntingova vektoru.

Od směru paprsku nutno v látkách anisotropních rozlišovati směr, jímž postupuje vlna. Čelo vlny určuje rovina CD . Dalším postupem vlna se posouvá rovnoběžně s touto rovinou. Postupuje tedy směrem k ní kolmým a směr postupu je vyznačen kolmicí spuštěnou na rovinu vlny CD , na př. z bodu A ; tuto kolmicí nazýváme *vlnová normála*. V prostředích isotropních, kde vlnoplocha je kulová, směr postupu vlny splývá vždy se směrem paprsku; v prostředích anisotropních však obecně oba směry se liší.

V Huygensově konstrukci pro paprsek a vlnu zlomenou kreslíme vlnoplochy vztahené na časovou jednotku. Pak tedy poloměr spojující střed vlnoplochy s bodem, v němž se rovina zlomené vlny dotýká vlnoplochy, naznačuje směr zlomeného paprsku, délka jeho pak rychlost paprsku; kolmice spuštěná ze středu vlnoplochy na rovinu vlny (čili na rovinu tečnou) stanoví směr, kterým vlna postupuje, čili směr vlnové normály, délkou její znázorňuje se rychlost vlny.

Příčina, proč zavádíme pro anisotropní látky vedle paprsku ještě vlnovou normálu, je tato. Viděli jsme, že zlomený paprsek mimořádný obecně *nezůstává* v dopadové rovině, pro jeho úhel lomu také neplatí Snellovy zákony lomu. Naproti tomu zlomená normála vlnová v rovině dopadové *zůstává*, a je-li α úhel dopadu, β úhel lomu vlnové normály, v rychlost světla v prostředí prvním (ve vzduchu), p rychlost vlny v prostředí druhém (v krystalu), snadno dokážeme, že platí rovnice

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{v}{p}.$$

Máme tedy tytéž vztahy jako pro látky isotropní; jediný rozdíl je, že rychlost p není stálá, nýbrž že závisí na směru. S vlnovou normálou se tedy počítá jednodušeji než s paprskem. A poněvadž všechna měření dvojlomu se týkající konáme vlastně ve vzduchu, v prostředí isotropním, kde není rozdílu mezi paprskem a vlnovou normálou, je pro výsledek těchto měření lhostejno, počítáme-li v krystalu s paprskem nebo s normálou vlnovou.

§ 256. Jednoosé krystally kladné a záporné.

Islandský vápenec je význačný krystal ve skupině jednoosých krystallů, t. j. takových, pro něž platí (obr. 388.)

$$a > b, \text{ čili } \frac{1}{a} < \frac{1}{b}, \text{ t. j. } n_e < n_o.$$

Osový řez vlnoplochou je tedy kruh (b) a elipsa (a, b) kruhu *opsaná*.

V přírodě vyskytují se však též krystally, pro něž platí obráceně

$$a < b, \text{ čili } \frac{1}{a} > \frac{1}{b}, \text{ t. j. } n_e > n_o.$$

Osový řez vlnoplochou je v tomto případě kruh (b) a elipsa (a, b) do kruhu *repsaná*. Mezi význačné krystally tohoto druhu náleží křemen. Krystally první skupiny zoveme *záporné* (negativní, též repulsivní), druhé skupiny *kladné* (positivní, též atraktivní).

Pojmenování atraktivní a repulsivní vyšlo z theorie výronové (emanační). Tato vykládající lom představovala si, že světelné částičky jsou přitahovány lámavým prostředím (§ 213.). Hledíme-li k paprsku mimořádnému, soudíme — podle této theorie — na přitažlivost větší (atrakce) nebo menší (repulsi), když se tento paprsek láme více nebo méně než řádný.

Chtějice podobně jako u vápence narýsovat vlnoplochu i u křemene ve správných rozměrech, vypišeme na př. pro světlo natřívové hodnoty indexu lomu pro vzduch (n), paprsek řádný (n_o) i mimořádný (n_e). Obdržíme čísla

$$\begin{array}{ll} n = 1 & 1/n = 1 \\ n_o = 1.5442 & 1/n_o = 0.64758 \\ n_e = 1.5533 & 1/n_e = 0.64379. \end{array}$$

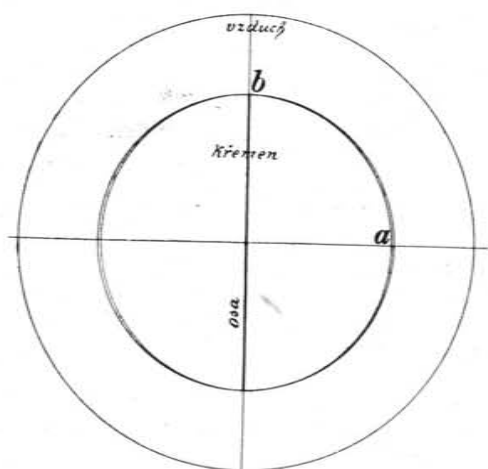
Volme, jako pro vápenec, poloměr koule ve vzduchu = 30 *cm*; pak jest

$$\begin{array}{l} a = 0.64379 \times 30 = 19.31 \text{ cm} \\ b = 0.64758 \times 30 = 19.43 \text{ cm}. \end{array}$$

Pro vápenec bylo $a = 20.18 \text{ cm}$, $b = 18.09 \text{ cm}$. Je tedy viděti (obr. 398.), že pro křemen a a b se liší velmi nepatrně. Dvojlomnost křemene je tudíž velice malá, takže i v řezu pásovém se paprsky řádný a mimořádný rozcházejí velmi málo. S tím souvisí úkaz tento. Zhotovíme jak z vápence, tak z křišťálu *hranol* (na př. s úhlem lámavým 60°), jehož lámavá hrana má směr optické osy čili jehož hlavní řez jest pásovým řezem vlnoploch, v němž tedy

dvojlom se jeví nejzřetelněji. Když pak světlem slunečním nebo elektrickým vytvoříme spektra promítající je na bílou stěnu, při čemž řádným paprskům dáme úchytku minimální, jsou obě spektra vápence od sebe velmi daleko, kdežto spektra křišťálu naopak k sobě blízko, takže část fialová řádného spektra se míší s červenou částí mimořádného spektra, čímž vzniká purpurová barva.

Křišťál má vynikající vlastnosti; je průhledný, čistý, tvrdý, a vyskytuje se v přírodě v kusech dosti velikých. Vzhledem však k jeho nepatrné dvojlomnosti užívá se ho k účelům polarisačním dosti málo, daleko méně než vápenec.



Obr. 398. Osový řez vlnoploch vzduchu a křemene.

Buďtež ještě uvedeny některé jiné příklady jednoosých krystalů. Negativní, jako vápenec, jsou turmalin, korund, safír, rubín, smaragd, beryll, apatit, idocras, dusičnan sodnatý, chlorid strontnatý, chlorid vápenatý a j. Positivní jako křemen jsou led, d'optas, siran draselnatý, zirkon a j.

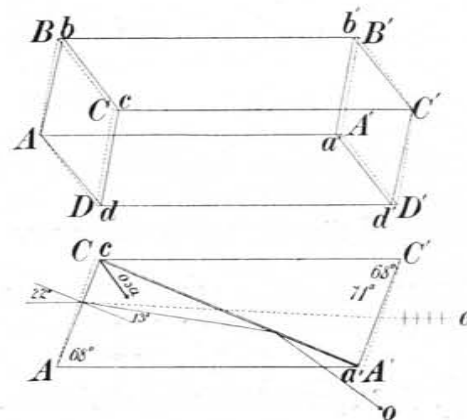
§ 257. Dvojlomné polarisátory jednopaprskové.

Polarisace dvojlomem je dokonalá. Proto se za polarisátory hodí nejlépe dvojlomné krystaly a z nich zvláště vápenec. Dopadá-li kruhovým otvorem na takový krystal bílé světlo, na př. sluneční, a má-li projdouc krystallem zůstatí bílé, musí omezující roviny, jimiž světlo se láme, býti rovnoběžné. Světlo vychází do vzduchu povšechně dvojlomem rozdělené na paprsky řádné a mi-

mořádné, jež vedle sebe dále postupují. Je-li však kruhový otvor jen poněkud větší, kryjí se paprsky částečně, i když je deska vápencová dosti tlustá. Kdybychom tedy chtěli podržeti buď svazek paprsků řádných nebo mimořádných samotný, musil by se otvor značně zúžití, čímž by pole bylo velmi malé. To však by velice vadilo v pokusech. Proto hledíme jeden z obou svazků buď vůbec odstraniti, nebo tak stranou uchýliti, aby druhému nepřekážel, při čemž tento druhý má zůstatí bílý. Tak vznikají polarisátory dvojitěho druhu. Z jedněch polarisátorů vystupuje jen jediný paprsek, jako by dvojlomu nebylo. Nazýváme je *jednopaprskové*. Z druhých polarisátorů vystupují oba paprsky, jež dvojlomem vznikají. Nazýváme je *dvojpaprskové* *). V následujících odstavcích popisujeme především polarisátory druhu prvního.

§ 258. Hranol Nikolův.

Z dvojlomného vápence odštípe se krystal, jehož délka AA' (obr. 399.) jest asi třikrát větší než šířka AD . Na místě podstav-



Obr. 399. Hranol Nikolův.

ných stěn $ABCD$ a $A'B'C'D'$, jež uzavírají s hranou CC' úhel 71° , přibrousí se nové stěny $Abcd$ a $C'b'a'd'$ s úhlem jen 68° , jak v obrazi ve správné míře úhlové je provedeno; původní ubroušené roviny

*) Ve spisech francouzských užívá se označení polariseurs „monoréfringents“ a „biréfringents“ tedy v překladu „jednolomné“ a „dvojlomné“. Avšak pojmenování takové by nebylo vhodné; polarisátory jednolomné by spíše byly takové, jež se zakládají na obyčejném lomu (§ 250).

$ABCD$ a $A'B'C'D'$ jsou naznačeny tečkovaně. Nato se hranol rozřízne a to řezem vedeným kolmo k novým těmto podstavám a zároveň kolmo k osovému řezu $ACC'A'$. Plochy řezné se vybrousí, vyleští a pak slepí kanadským balsámem do původního tvaru. Index lomu kanadského balsámu je větší než index mimořádného paprsku, ale menší než index řádného paprsku. Dopadá-li tedy bílé světlo na plochu Ac v podélném směru (rovnoběžně s Aa' a cC'), rozkládá se dvojlomem na paprsek řádný a mimořádný, z nichž řádný, více zlomený, dopadá na balsánovou vrstvu tak šikmo, že se úplně odrazí k pobočným stěnám začerněným, jež jej pohlcují. Mimořádný paprsek však projde balsánovou vrstvou a lomem na druhé hraniční stěně $a'C'$ se srovná do původního směru, stává se zároveň achromatisovaným. Vystupuje tedy z hranolu bílé světlo polarisováno v rovině kolmé k osovému řezu. Je-li průřez nikolu, jak obvykle bývá, kosočtvercový, kmitá světlo vystupující z hranolu ve směru kratší úhlopříčky (brachydiagonály) tohoto kosočtverce; polarisační rovina je pak rovnoběžná s delší úhlopříčkou (makrodiagonálou).

Index lomu kanadského balsámu určil *E. A. Wülfing* (1912) na 1·533 až 1·541, tedy průměrem 1·54. Index lomu řádného paprsku je zhruba 1·65. Poměr $1·54 : 1·65 = 0·93$; úhel mezní, jehož sinus má tuto hodnotu, činí 69° . Úhel, v němž dopadá řádný paprsek na rozhraní balsámu, má tedy být větší než 69° . Tím jest úprava hranolu odvodněna.

Nikolův *) hranol náleží k důležitým polarisátorům a analyzátorům a tvoří hlavní součástku mnohých polarisačních přístrojů zejména jako analyzátor. Hranoly s velkými stěnami podstavními jsou však nyní vzácné, takže nutno přestat na menších; dávají ovšem jen *malé pole*, což může někdy být velikou závadou. Za to hodí se i pro světlo sbíhavé až do 24° krajních paprsků.

§ 259. Jiná úprava Nikolova polarisátoru.

Kanadský balsám v hranolu Nikolově lze nahradit jakýmkoli prostředím, jehož index lomu je menší než vápence. Čím je mezní úhel pro totální odraz menší, tím kratší může být hranol pro danou podstavu.

Hranol Foucaultův **). Paprsek řádný odrazí se úplně na

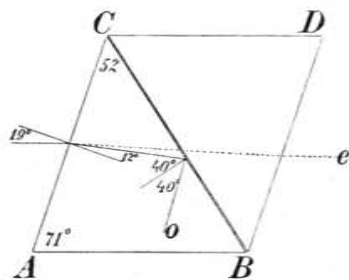
*) *William Nicol* (1768—1851) byl učitelem fyziky v Edinburku. Zpráva o svém polarisátoru podal v roce 1828.

***) *Jean B. L. Foucault* (1819—1868) viz § 9. Příslušné pojednání: *Nouvel polariseur*, *Compt. rend.* 45, 1857.

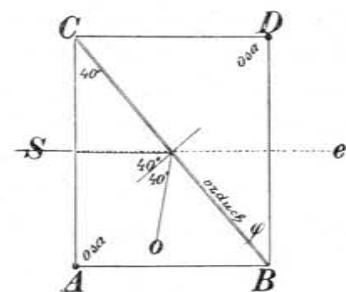
vzduchové vrstvě. Pro natriové světlo máme tyto hodnoty indexů lomu a mezních úhlů úplného odrazu:

$$\begin{aligned} n_o &= 1·6585, \text{ mezní úhel} = 37·08^\circ, \\ n_e &= 1·4864, \text{ " " " " } = 42·28^\circ. \end{aligned}$$

Střední hodnota je zhruba 40° . Při úhlu krystalu 71° (obr. 400.) postačí vést řez v úhlu jen asi 52° . Na nikolu byl tento úhel 90° . Hranol je tedy krátký. Vadí však, že paprsky dopadají na krystal šikmo a že odrazem na vzduchové vrstvě se mnoho světla ztrácí. Také snáší paprsky jen málo sbíhavé, asi do 7° .



Obr. 400. Hranol Foucaultův.



Obr. 401. Hranol Glanův.

Hranol Glanův *). Tento polarisátor je vápencový dvojhnanol složený ze dvou stejných hranolů pravoúhlých ABC a CDB , jež k sobě přiléhají přeponovými stěnami BC a CB až na tenkou vrstvu vzduchovou, která je odděluje. Hlavním řezem obou hranolů jest pásový řez krystalu. Paprsky dopadající kolmo na odvěsnou stěnu AC dělí se ve vápenci na řádný a mimořádný (jenž je zde též řádný) postupující v původním směru bez lomu; z nich mimořádný postupuje vrstvou vzduchovou a druhým hranolem v původním směru, kdežto řádný se úplně odrazí. Dopadový úhel rovná se úhlu hranolovému φ . Pro něj volí se průměrná hodnota mezních úhlů nahoře uvedených, totiž $\frac{1}{2}(37·08 + 42·28) = 39·68$, zhruba 40° .

Tento polarisátor vzhledem k jednoduchému složení a vzhledem k tomu, že světlo dopadá a vychází kolmo na jeho stěny, je daleko účelnější než předcházející. Diváme-li se jím na bílá oblaka, od nichž dopadá rozptýlené světlo všemi možnými směry, je krásné viděti v hranolu trojí pásmo: světlé, kde procházejí paprsky řádné a mimořádné,

*) *Paul Glan* (1846—1898), professor na universitě v Berlíně, pracoval se zálibou v oboru optiky. O svém polarisátoru jedná v *Carls. Repert.* 16. 571, 1880 a 17. 195, 1881.

polosvětlé, kde procházejí jen paprsky mimořádné, a konečně tmavé, kde se i tyto úplně odrážejí. Pásmo jsou oddělena barevnými pruhy. Podobný zjev ukazuje i hranol předešlý, avšak ne tak pěkně, poněvadž jeho podstatné roviny jsou k světlu dopadajícímu i vycházejícímu šikmé.

Hranol Glanův-Thompsonův. Silv. Thompsona podstatně zdokonalil vzduchový hranol Glanův. Obě přeponové stěny slepil kanadským balsámem, což má v zápětí, že délka hranolu (přímého) je asi $2\frac{1}{2}$ větší než hrana jeho čtvercové podstaty. Řezná plocha je rovnoběžná s optickou osou původního vápence, také obě základny jsou rovnoběžné s touto osou. Tento Glanův-Thompsonův polarisátor je opticky nejdokonalější tvar polarisátoru. Vyznačuje se značným zorným polem a snáší sbíhavé svazky (až do 34°). Užívá se ho tedy téměř výhradně pro polarisační přístroje. Jediná jeho nevýhoda je, že při výrobě odpadá značné množství drahocenného materiálu isl. vápence. Viz Phil. Mag. 12, 349, 1881.

Hranol Hartnackův a Prazmowského*). Liší se od nikolu tím, že řezná rovina je kolmá k optické ose vápence; má však výhodu, že jeho stěny proti světlu dopadajícímu i vystupujícímu jsou kolmé jako u předešlého. Vrstva, na níž se řádný paprsek úplně odráží, je lněný olej, jehož index lomu činí 1.485, kdežto kanadskému balsámu přísluší index 1.538. Proto může být dopad řádného paprsku méně šikmý a tím hranol kratší. Polarisační přístroje tohoto, jež má při poměrně malé délce značné pole zorné, užívá se zhuště pro mikroskopy.

§ 260. Desky turmalinové.

Turmalin, jednoosý minerál dvojlomný, pohlcuje velmi značně řádný paprsek; proto turmalinová deska rovnoběžně s osou zbroušená propouští jen mimořádný paprsek (v němž kmity jsou s osou rovnoběžné), kdežto řádný pohlcuje. Světlo prošlé takovou destičkou je tedy polarisováno v rovině k ose kolmé. Jak patrně, vyniká tento polarisátor jednoduchostí a má nadto výhodu kolmého dopadu a výstupu světla. Vadí toliko, že čiré krystally (achroity) jsou velice vzácné, že tedy nutno užívatí barevných odrůd, čímž

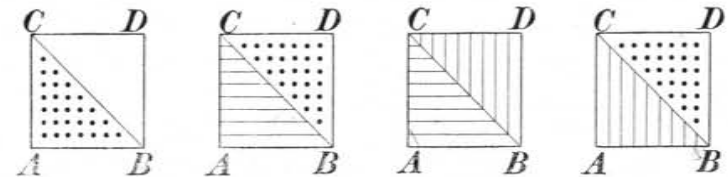
* Edmund Hartnack (1826—1891), mechanik, Dr. hon., prof. tit., pracoval z počátku u Ruhmkorffa, pak Oberhäusera v Paříži, jehož dílnu přejal. Adam Prazmowski, původně astronom, jenž jako politický emigrant se usídlil v Paříži, stal se ředitelem jeho dílny, pak jeho společníkem, a přejal později záv. d. samostatně, když byl Hartnack z Paříže vypuzen (po válce něm.-franc. 1871). Oba získali si zásluhy zejména o zdokonalení mikroskopů. Viz Pogg. Ann. 27, 494, 1866.

polarisované světlo se jeví zbarvené. Nejméně závadné jsou druhy zelenavé nebo žlutavé.

Jako drahokamy vynikají naopak cenou turmalinové odrůdy červené (rubellity), modré (indigolithy), brasílské safiry a zelené brasílské smaragdy a j. Turmalín jest důležitý materiál pyroelektrický.

§ 261. Dvojlomné polarisátory dvojpaprskové.

Dvojlomné polarisátory dvojpaprskové jsou dvojhnanoly složené ze dvou pravoúhlých hranolů ABC a BCD , jež jsou na přeponových stěnách BC a BC stmeleny kanadským balsámem. Jednotlivé hranoly jsou vápencové, jeden může být též skleněný. Hlavní řez vápencových hranolů je buď pásový řez krystallem nebo osový a to s optickou osou položenou buď podélně nebo příčně k paprskům, jež dopadají kolmo na odvěsnou stěnu AC . Podle takové různé



Obr. 402. Přehled dvojlomných polarisátorů dvojpaprskových: achromatisovaný vápencový, Rochonův, Sénarmontův, Wollastonův.

orientace vznikají tyto zvláštní druhy dvojlomných polarisátorů (obr. 402.).

1. **Achromatisovaný hranol vápencový.** Hlavní řez prvního hranolu je pásový; druhý hranol je skleněný.

2. **Hranol Rochonův.** Oba hranoly jsou vápencové; hlavní řez prvního jest osový, a to s osou podélnou; druhého je pásový.

3. **Hranol Sénarmontův.** Oba jsou vápencové; hlavní řez prvního jest osový, s osou podélnou, druhého též osový, ale s osou příčnou.

4. **Hranol Wollastonův.** Oba hranoly jsou vápencové; hlavní řez prvního jest osový, s osou příčnou, druhého je pásový.

Myslíme-li si po způsobu souřadnicových os tři směry X , Y , Z na sobě kolmé, pak odpovídá v orientaci os hranol Rochonův směrem X , Z , Sénarmontův směrem X , Y a Wollastonův směrem Y , Z , čímž všechny možné kombinace jsou vyčerpány.

Obyčejné světlo dopadající na takový dvojlomný hranol dělí se dvojlomem na dva paprsky, řádný a mimořádný, kteréž vystupují z polarisátoru rozbíhavě. Obdržíme tedy dva svazky paprsků

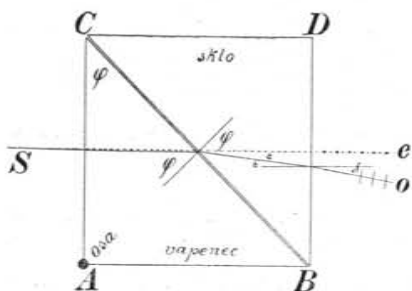
k sobě kolmo polarisovaných. V polarisátorech 1., 2., 3. zachovává jeden z těchto svazků původní směr, v polarisátoru 4. jsou odchýleny oba.

Jsou-li na hranolu Rochonově broušeny nejen stěny AC a BD , ale i AB a CD , lze téhož hranolu užiti jako Wollastonova, když světlu se dá dopadati kolmo na rovinu AB .

Lámavý úhel φ bývá 30° až 45° ; větší úhel dává větší rozchod paprsků. V následujících výkladech konáme výpočty pro obě hodnoty 30° a 45° úhlu φ , obrazce a konstrukce však pro úhel větší 45° , aby se staly zřetelnější. K tenké vrstvě kanadského balsámu při výkladech nepřihlížíme, poněvadž způsobuje jenom zcela nepatrný rovnoběžný posuv.

§ 262. Achromatisovaný hranol vápencový.

Paprsek S vstupující do prvního hranolu vápencového rozkládá se ve dva paprsky, z nichž řádný má exponent lomu n_o ,



Obr. 403. Achromatisovaný hranol vápencový.

mimořádný (zde v řezu pásovém též jako řádný) exponent lomu n_e . Přejíždějí pak do druhého hranolu, jenž může býti buď ze skla flintového, jehož exponent lomu je téměř n_o nebo ze skla korunového, jehož exponent lomu je blízký n_e . V prvním případě postupuje řádný paprsek ve svém směru dále, v druhém mimořádný. Obecnější je případ druhý (obr. 403.). Pak obdržíme paprsek e neuchýlený a spektrálně nerozložený; druhý paprsek o jest uchýlený a spektrálně slabě rozložený. Oba jsou kolmo k sobě polarisovány, a to paprsek mimořádný, neuchýlený, v rovině obou paprsků. Achromasie tohoto paprsku e byla by dokonalá, když by rovnost exponentu lomu platila pro všechny délky vlnové. Toho lze dosáti ovšem jen přibližně.

Postup světla lze též obrátiti tak, aby přirozené světlo dopadlo nejprve na hranol skleněný a pak na vápencový. Rozchod paprsků je též podle smyslu, ale poněkud jiný podle velikosti, poněvadž uchýlený paprsek se láme ze skla do vápence ke kolmici, kdežto dříve z vápence do skla byl lom od kolmice.

§ 263. Hranol Rochonův.

V polarisátoru Rochonově*) postupuje paprsek S prvním hranolem ve směru optické osy jako obyčejné světlo s exponentem n_o ; dvojlom nastává teprve ve druhém hranolu. Řádný paprsek postupuje dále bez úchytky, paprsek mimořádný dopadající v úhlu φ s exponentem n_o láme se od kolmice v úhlu $\varphi + \varepsilon$ podle exponentu n_e a poté do vzduchu opět od kolmice a to z úhlu dopadu ε na úhel lomu δ podle exponentu n_e (obr. 404.). Úhel δ měří rozchod paprsků o a e . Počítá se z rovnic

$$\frac{\sin(\varphi + \varepsilon)}{\sin \varphi} = \frac{n_o}{n_e}, \quad \frac{\sin \delta}{\sin \varepsilon} = n_e.$$

Pro natriové světlo jest

$$n_o = 1.6585, \quad n_e = 1.4864.$$

Vychází:

$$\begin{aligned} \text{pro } \varphi = 30^\circ, \quad \varepsilon = 3.91^\circ, \quad \delta = 5.82^\circ, \\ \text{„ } \varphi = 45^\circ, \quad \varepsilon = 7.08^\circ, \quad \delta = 10.56^\circ. \end{aligned}$$

Velmi pěkně lze postup paprsků sledovati konstrukcí Reuschovou. V obr. 405. jsou ve smyslu § 254. sestrojeny tři kruhy, pro vzduch poloměrem 60 mm , pro vápenec poloměrem $60 : n_o = 36.18 \text{ mm}$ pro řádný paprsek, a poloměrem $60 : n_e = 40.37 \text{ mm}$ pro paprsek mimořádný. Aby se výkres stal zřetelnějším, jsou rozměry dvojnásobné než rozměry, jichž bylo užito v § 253. Postup konstrukce pro paprsek mimořádný, když $\varphi = 45^\circ$, naznačují body m, n ($mn \perp BC$), p, q ($pq \perp BD$). Cn je paprsek mimořádný ve vápenci, $mCn = \varepsilon$, Cq ve vzduchu, $mCq = \delta$. Polarisace neuchýleného paprsku je zde obrácená než pro achromatisovaný hranol vápencový; rovina obou paprsků o, e byla tam rovinou polarisační, zde však je rovinou kmitovou paprsku neuchýleného.

*) *Alexis Marie de Rochon* (1741—1817), abbé, astronom, z počátku ve službách franc. mariny, později ředitel hvězdárny v Brestu, uveřejnil velmi četné práce optické a astronomické.

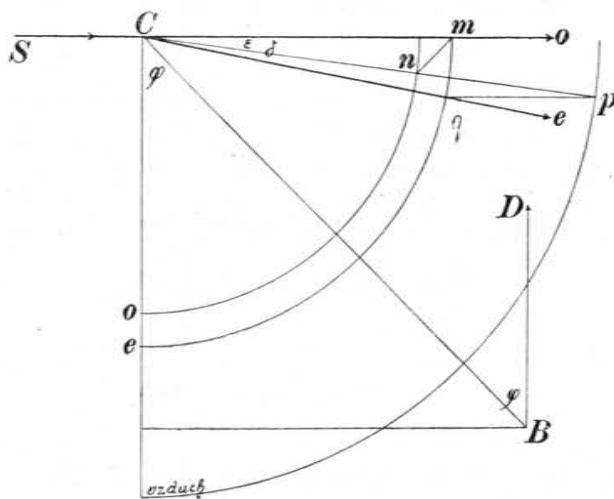
Obr. 404. Hranol Rochonův.

Pokud lze pro exponent korunového skla bráti hodnotu n_e , platí výpočet zde provedený i konstrukce též pro achromatisovaný hranol vápencový.

Hranol Rochonův může být též z křišťálu. Pro natriové světlo máme zde hodnoty

$$n_o = 1.5442, \quad n_e = 1.5533.$$

Křišťál je kladně dvojlomný; mimořádný paprsek, přecházející z prvního



Obr. 405. Hranol Rochonův konstrukcí Reuschovou.

hranolu do druhého, láme se tedy ke kolmici. Platí tu rovnice

$$\frac{\sin(\varphi - \epsilon')}{\sin \varphi} = \frac{n_o}{n_e}, \quad \frac{\sin \delta}{\sin \epsilon'} = n_e.$$

Výpočet dává tyto výsledky:

$$\begin{aligned} \text{pro } \varphi = 30^\circ, \quad \epsilon' = 0.19^\circ, \quad \delta = 0.30^\circ, \\ \text{„ } \varphi = 45^\circ, \quad \epsilon' = 0.34^\circ, \quad \delta = 0.51^\circ. \end{aligned}$$

Úchylka δ činí tedy i pro lámavý úhel 45° jenom půl stupně proti $10^{1/2}$ u vápence. Úhel ϵ' lze z obou hořejších rovnic vyloučiti. Máme totiž

$$\cos \epsilon' - \cotg \varphi \sin \epsilon' = \frac{n_o}{n_e};$$

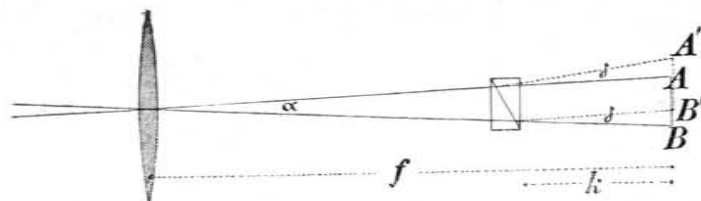
položíme-li zde $\cos \epsilon' = 1$ vzhledem k tomu, že ϵ' jest úhel nepatrný,

a dosadíme-li za $\sin \epsilon'$ hodnotu z druhé rovnice, obdržíme

$$\sin \delta = (n_e - n_o) \operatorname{tg} \varphi;$$

touto přibližnou rovnicí je vyjádřeno, jak úchylka δ závisí na lámavém úhlu.

Křišťalového hranolu Rochonova lze užiti k úpravě *distančního dalekohledu*. V ohniskové rovině objektivu ve vzdálenosti f od objektivu vytvoří se obrázek AB velmi vzdáleného předmětu pozorovaného v zorném úhlu α (obr. 406.). Vloží-li se mezi objektiv a ohniskovou rovinu do vzdálenosti k křišťalový hranolek Rochonův, zůstává obrázek AB při téměř kolmém dopadu paprsků na hranolek na svém místě;



Obr. 406. Dalekohled distanční.

vedle něho však vzniká dvojlomem druhý obrázek $A'B'$ uchýlený o úhel δ . Platí pak vztahy

$$f\alpha = AB, \quad k\delta = AA' = BB',$$

kdež píšeme oblouky místo tangent vzhledem k tomu, že úhly α , δ jsou velmi malé. Pošínováním hranolku do různé odlehlosti k lze zřídit, aby se obrázek $A'B'$ právě dotýkal obrázku AB . Pak kryje se bod B' s bodem A , tudíž je $AB = AA'$ čili

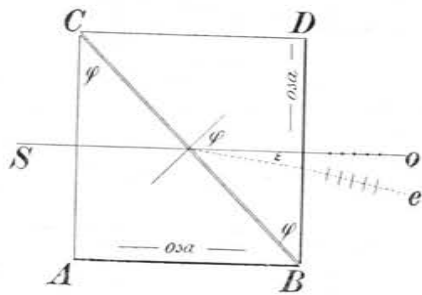
$$f\alpha = k\delta, \quad \alpha = \frac{k}{f} \delta.$$

Úhel δ je dán; lze tedy podle poměru délek k a f počítati zorný úhel α , ve kterém se jeví vzdálený předmět; je-li velikost tohoto předmětu známa, lze počítati jeho odlehlost, a naopak, je-li odlehlost známa, jeho velikost.

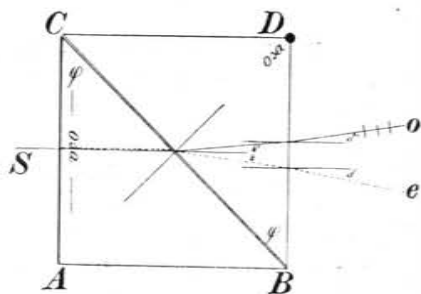
Při lámavém úhlu hranolku $\varphi = 30^\circ$ jest $\delta = 0.30$. Kdyby se tedy našlo na př. při zírání na dvoumetrovou lať $k/f = 1/2$, bylo by $\alpha = 0.10$, tudíž odlehlost láť $L = 2 \cdot \cot 0.10 = 1146 \text{ m}$. Rochonův hranolek pošínuje se podél stupnice vhodně upravené, po případě — pro předmět určité délky, na př. měrnou lať 2metrovou — přímo podle odlehlosti L rozdělené. Dotek obrázků AB a $A'B'$ zjistí se okulárem dalekohledu. Obrázek $A'B'$ je na okrajích poněkud zabarven pro dispersi v hranolu, kteráž je však velmi malá,

§ 264. Hranol Sénarmontův.

Hranol, který sestrojil Sénarmont*), rozeznává se od Rochonova tím, že hlavní řez hranolu vápencového je řez osový tak vedený, aby směry os v obou hranolech byly na sobě kolmé (obr. 407.). V prvním hranolu postupuje paprsek směrem osy bez dvojlomu; v druhém nastává dvojlom. Řádný paprsek postupuje původním směrem dále do vzduchu, mimořádný láme se od kolmice a vystupuje do vzduchu odchýleně. Pro jinou orientaci druhého hranolu je řádný paprsek polarisován v rovině obou vystupujících paprsků podobně jako v achromatizovaném hranolu vápencovém. Poněvadž mimořádný paprsek zde postupuje k ose poněkud šikmo,



Obr. 407. Hranol Sénarmontův.



Obr. 408. Hranol Wollastonův.

jest úhel lomu ϵ a tím i δ poněkud větší než u hranolu předešlého; mnoho-li, to závisí na úhlu φ .

§ 265. Hranol Wollastonův.

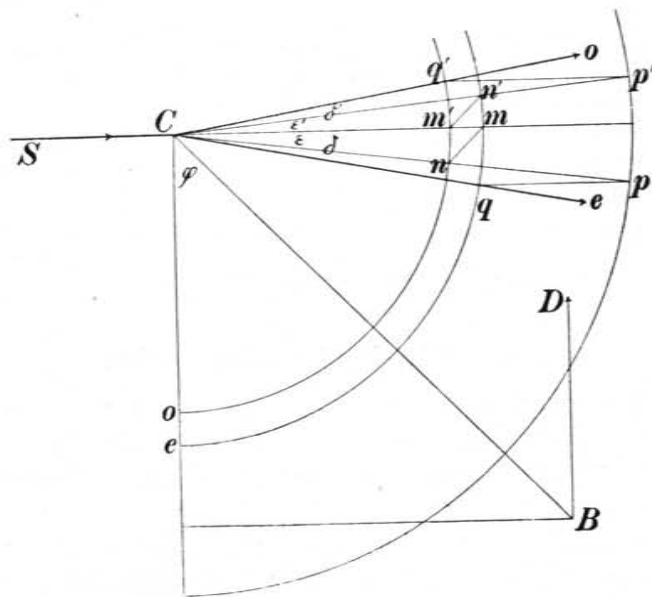
Hranol, který sestrojil Wollaston**), podobá se v hlavní věci hranolu Rochonově, jenom že první hranol optickou osou stojí kolmo k dopadajícímu paprsku. Proto paprsek vstupující do prvního hranolu se už na rozhraní rozdělí na řádný a mimořádný stejného směru; přecházejíce pak do druhého hranolu vymění oba úlohu.

*) *Henri de Sénarmont* (1808—1862), mineralog a fysik, působil v Paříži na polytechnické škole. Pojednání jeho „Sur la construction d'un prisme biréfringent propre à servir de polariseur“ vyšlo roku 1857.

**) *William Hyde Wollaston* (1766—1828), lékař, vzdal se r. 1800 praxe a žil jako soukromník v Londýně, zanášející se pracemi chemickými, fyzikálními, hlavně optickými. Sestrojil reflektční goniometr, vynalezl, jak lze kouti platínu, objevil palladium a rhodium; od něho kryofor, camera lucida a j.

Řádný postupuje jako mimořádný a láme se tudíž od kolmice; naopak mimořádný postupuje jako řádný a láme se ke kolmici. Proto vystupují z hranolu oba paprsky uchýleny, čímž jejich divergence je větší než u hranolů předešlých a proto také jsou oba spektrálně rozloženy.

Pro hranol Wollastonův platí obdobné rovnice jako pro hra-



Obr. 409. Hranol Wollastonův konstrukci Reuschovou.

nol Rochonův totiž (obr. 408.)

$$\frac{\sin(\varphi + \epsilon)}{\sin \varphi} = \frac{n_o}{n_e} \quad \frac{\sin \varphi}{\sin(\varphi - \epsilon')} = \frac{n_o}{n_e},$$

$$\frac{\sin \delta}{\sin \epsilon} = n_e \quad \frac{\sin \delta'}{\sin \epsilon'} = n_o.$$

Pro světlo natriové podle hodnot n_o a n_e v § 263. uvedených vychází

při $\varphi = 30^\circ$ $\epsilon = 3^\circ 91$ $\delta = 5^\circ 82$
 $\epsilon' = 3 \cdot 38$ $\delta' = 5 \cdot 61$
 $\delta + \delta' = 11 \cdot 43$

při $\varphi = 45^\circ$ $\epsilon = 7 \cdot 09$ $\delta = 10 \cdot 57$
 $\epsilon' = 5 \cdot 67$ $\delta' = 9 \cdot 43$
 $\delta + \delta' = 20 \cdot 00$

Velmi poučné je i zde postup paprsků sledovati konstrukcí Reuschovou. Sestrojíme (obr. 409.) tytéž 3 kruhy, jako v obr. 405. Postup konstrukce, pro $\varphi = 45^\circ$, naznačují body: pro paprsek mimořádný m, n ($mn \perp BC$), p, q ($pq \perp BD$), a pro paprsek řádný m', n' ($m'n' \perp BC$), p', q' ($p'q' \perp BD$). Pak jsou Cn a Cn' oba paprsky hranolem postupující, Cq a Cq' paprsky z hranolu vystupující, jejich divergenční úhel je $qCq' = \delta + \delta'$.

Budiž zde ještě zřejmě upozorněno, že veškeré obrazce týkající se těchto rozmanitých polarisátorů jsou rýsovány přesně, podle skutečných rozměrů a podle skutečných indexů lomu platných pro natriové světlo. Čtenář přehlédne tudíž jediným pohledem jaký je skutečný — nikoli libovolně zveličený — rozchod paprsků vystupujících z polarisátorů. Výkres s výpočtem úplně se shoduje.

Dvojlom v krystallech dvojosých.

§ 266. Přehled krystalických soustav.

Jednali jsme dosud o dvojlomu v krystallech jednoosých, zejména ve vápenci a v křišťálu. Abychom poznali jejich postavení mezi krystally vůbec, uveďme přehled všech soustav krystallografických. Jsou tyto:

1. *Tesserální* *), též regulární neb isometrická (krychlová). Krystally této soustavy mají tři stejné osy vzájemně kolmé; jsou opticky isotropní, bez dvojlomu.

Následují dvě soustavy tím význačné, že vyniká jedna osa krystallu jakožto *hlavní*, kolem níž napříč jsou vlastnosti krystallu stejné. Směr této hlavní osy určuje *optickou osu* prostředí. Ostatní osy krystallu — ke hlavní ose kolmé — jsou buď dvě stejné a k sobě kolmé, nebo tři stejné a k sobě stejně skloněné. Podle toho jsou další soustavy:

2. *tetragonální* čili kvadratická (čtverečná), též monodimetrická;

3. *hexagonální* (šesterečná), též monotrimetrická.

Krystally sem náležející (jako vápenec a křemen) tvoří skupinu *krystallů jednoosých*.

Následují konečně soustavy, které nejeví stejnosti napříč k hlavní ose. Jsou to:

4. *orthorhombická* (přímokosočtverečná),

*) Tessera krychle, kostka, z řeckého τέσσαρες οἱ αἱ, τέσσαρα τὰ, čtyři.

5. *klinorhombická* (šikmokosočtverečná),

6. *klinorhomboidická* (šikmokosodělníková).

Z nich nejpravděpodobnější je orthorhombická, jež se vyznačuje třemi osami na sobě kolmými, avšak různě dlouhými. Soustava klinorhombická vznikne, skloní-li se jedna z těchto tří os kolem druhé šikmo ke třetí. Zůstávají tedy zde dvě osy na sobě kolmé, třetí je k rovině obou druhých šikmá, avšak zároveň k jedné z nich kolmá. Soustava klinorhomboidická má tři osy nestejně a k sobě šikmé. Poslední dvě soustavy zovou se též *klinické*, a to *monoklinická* (jednoklonná) a *triklinická* (trojklonná), poněvadž v 5. je mezi osami jen jeden úhel šikmý, avšak v 6. tři (všechny) úhly šikmé.

Krystally soustavy klinorhomboidické nemají roviny souměrnosti; proto se soustava zove též *nesouměrná, asymmetrická*. Krystally klinorhombické soustavy mají jedinou rovinu souměrnosti; odtud název soustava *monosymmetrická*. Krystally soustavy orthorhombické mají tři k sobě kolmé roviny souměrnosti, jež se protínají ve třech vzájemně kolmých osách souměrnosti. V těchto směrech má aether význačnou elasticitu. Ale též v obou klinických soustavách existují takové tři směry, takže všechny tři soustavy se chovají opticky stejně. Shrnujeme je tedy ve skupinu jedinou, totiž krystallů opticky *dvojosých*.

Jednoosé krystally, soustavy tetragonální a hexagonální, mají hlavní rovinu souměrnosti k hlavní ose krystallu kolmou; mimo ni rozeznáváme vedlejší roviny souměrnosti, jež jsou kolmé k hlavní rovině souměrnosti a protínají se v hlavní ose krystallu; tetragonální soustava má jich 4 (v úhlu 45°), hexagonální 6 (v úhlu 30°). Krystally regulární soustavy mají 9 rovin souměrnosti, 3 hlavní, jež se protínají vzájemně kolmo v hlavních osách krystallu (jako v analytické geometrii tři roviny souřadné) a 6 vedlejších, jež půlí úhly rovin hlavních a protínají je v hlavních osách.

Rozdíl dvojlomu v krystallech jednoosých a dvojosých lze předběžně k rychlé orientaci takto označiti. V krystallech dvojosých není povšechně paprsku řádného. Oba paprsky dvojlomem vznikající jsou tedy mimořádné, neřídí se — všeobecně — zákony Snellovými, takže oba mohou z dopadové roviny vystoupiti. Jenom pro určité *tři roviny* dopadové řídí se *jeden* z obou paprsků zákony Snellovými, takže jen pro tyto tři roviny lze mluvíti o indexu lomu. Máme tudíž pro dvojosé krystally tři význačné indexy lomu,

jež se zovou *hlavní*. Pojmenování krystally dvojosé pochází odtud, že v těchto krystallech existují dva směry, jimiž paprsky kolmo dopadající procházejí bez dvojlomu a nepolarisovaně. Ale i zde jsou důležité zvláštnosti; dopadající světelný paprsek nezůstává totiž jednotný, nýbrž rozkládá se v krystallu ve svazek kuželový a vychází jako svazek válcový, čímž vzniká zvláštní lom zvaný *kuželový* (konický).

§ 267. Postup historický.

Je věc zajímavá stopovati rozvoj, jakým se brala theorie dvojlomu v jednoosých a dvojosých krystallech. Huygens uhodl tvar vlnoplochy pro vápenec a zjistiv, že se hodí pro výklad dvojlomu, hleděl svůj předpoklad učiniti pochopitelným a to tak, že vykládal krystalickou stavbu, jako by byla obdobnou soustavě malých ellipsoidů na sebe nakupených. Vápenec byl při tom jediný krystal, jehož dvojlom byl znám; později teprve objevil Huygens dvojlom křemene. Oba tyto krystally zůstaly až do počátku století 19tého jedinými známými, v nichž dvojlom se jevil.

Počátkem století 19tého zanášel se dvojlomem Wollaston a později Malus, objevitel polarisace světla odrazem, také Biot, jenž již — v duchu emanační theorie — rozeznával krystally atraktivní a repulsivní, a Arago, objevitel polarisace chromatické. Právě tímto objevem, kterým se dvojlomnost i velice slabá citlivě zjišťuje — zabarvením krystalové deštičky — ukázalo se, že je počet dvojlomných látek velmi velký. Brewster zkoumal 150 krystallů a učinil důležitý objev, že krystally soustavy hexagonální a tetragonální mají optickou osu jedinou, krystally ostatních soustav však že mají osy takové dvě (1818). Pro jednoosé krystally rozřešil otázku dvojlomu po stránce geometrické Huygens. Jeho pokračovatelem, pokud se týče krystallů dvojosých, stal se Young, nejen tím, že předpokládal podélné kmity, ale i tím, že hleděl rozšířiti vlnoplochu Huygensovu — kouli a rotační ellipsoid — na kouli a trojosý ellipsoid, předpokládaje, jako by i v dvojosém krystallu byl vždy jeden paprsek řádný a vedle něho jeden mimořádný. Při tom měl myšlenku, že pružnost aetheru v různých směrech je různá. Fresnel opravil především omyl Youngův, že by i ve dvojosých krystallech existoval vždy paprsek řádný; oba paprsky jsou tu všeobecně mimořádné. Koule jako část vlnoplochy nebyla proto možná. Fresnel pojal dále myšlenku, že kmity světelné jsou příčné, a roz-

iešil konečně s úspěchem geometrickou úlohu stanoviti lom světla v krystallech dvojosých.*)

Zajímavá věc je při tom, jak Verdet poznamenává, že také Fresnel, jako Huygens, důvtipem svým uhodl, jaká asi by mohla býti vlnoplocha. Vychází tak z jeho prací, jež byly uveřejněny až později v jeho spisech sebraných. Postup Fresnelův byl tedy induktivní; zkoušel experimentem, zdali jakási plocha vyhovuje. Poněvadž u jednoosých krystallů koule a rotační ellipsoid čími dohromady plochu stupně čtvrtého a poněvadž případ krystallů jednoosých nutně je obsažen ve všeobecnějším případě krystallů dvojosých jako případ zvláštní, předpokládal Fresnel, že vlnoplocha dvojosých krystallů je též stupně čtvrtého. Souměrnost této plochy vzhledem ke třem rovinám na sobě kolmým (souřadným) byla předem zřejmá. V řezech těmito rovinami vznikajících bylo lze nejlépe předpoklad se skutečností srovnávati. Tyto řezy jsou čáry velmi jednoduché. Teprve, když tímto srovnáváním stanovil určité jakési koeficienty rovnice vlnoplochy a když se již ukazovalo, že vlnoplocha zkušenosti vyhovuje, hledal pro ni datečně mechanické odůvodnění, právě tak jako Huygens**).

§ 268. Základy Fresnelovy theorie.

Ellipsoid prvý (pružnosti); řešení geometrické.

Hledaje toto odůvodnění vyšel Fresnel od myšlenky Youngovy, že pružnost aetheru v krystalických prostředích je v různých směrech různá. Tuto myšlenku přizpůsobil kmítům příčným. Pošine-li se aetherová částice z klidové polohy, vzniká síla, jež tomuto posuvu brání. Fresnel předpokládá, že tato síla jest úměrná posuvu samému. Rovná-li se posuv délkové jednotce, je příslušná síla měrou aetherové pružnosti v tom směru, ve kterém posuv nastal. Vznikají tím kmity, jež se šíří větší rychlostí, když je pružnost větší. Podobně šíří se zvukové vlny v kapalinách a plynech rychlostí tím větší, čím je modul objemové pružnosti větší; vodou na př. se šíří zvuk rychleji než vzduchem. A jako tam pro rychlost

*) Příslušný jeho spis má název: Mémoire sur la double réfraction. Byl předložen francouzské akademii roku 1812 a cenou vyznamenán; vyšel však v VII. svazku mémoirů akademie teprve roku 1827. (Také v Annalech Poggendorffových, sv. 23. 1831.)

***) O těchto otázkách pojednal F. Koláček v článku: Stručný načrtek nynějšího stavu theoretické optiky, Čas. pro pěst. math. a fys. 8. 273. 1889; rovněž: Theorie der Doppelbrechung in induktiver Darstellung, Wied. Ann. 47. 258. 1892.

v platí vzorec Newtonův $v = \sqrt{E/S}$, kdež znamená E modul objemové pružnosti a S specifickou hmotu, tak předpokládal Fresnel stejný vztah pro kmity aetherové.

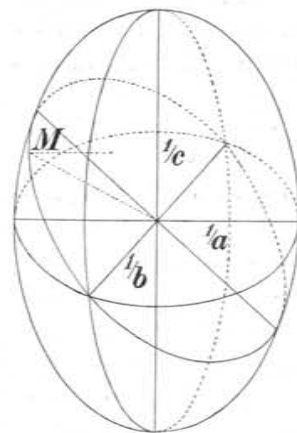
Důležité je však uvážit, jaký má *směr* a jakou *velikost* síla, jež vzniká posuvem aetherové částice z klidové polohy. V aetheru látek *isotropních* je tento směr vždy opačný než směr posuvu; působí tedy síla vždy přímo proti posuvu. Velikost této síly určuje součin z pružnosti a posuvu a nezávisí na jeho směru. Totéž platí i o pružnosti, jakož i o rychlosti aetherových vln; v isotropních látkách se šíří ve všech směrech stejnou rychlostí. Ve hmotách krystallovaných, anisotropních, všeobecně tomu tak není. Směr zpětné síly posuvem vzbuzené není vždy opačný, nýbrž může s ním svíratí úhel; také velikost síly se mění se směrem posuvu. Zde je tedy pružnost aetheru v různých směrech různá a tudíž i rychlost aetherových vln postupujících krystallem.

Fresnel předpokládá dále, že v každém krystalu jsou *tři směry na sobě kolmé*, v nichž síla — stejně jako v látkách isotropních — působí *přímo* proti posuvu. Ty slovy *základní směry pružnosti*. Roviny jimi určené považují se rovněž za *základní*, neboť jsou pro poměry aetherové pružnosti rovinami *souměrnosti*. Hodnoty pružnosti, jež přísluší těmto třem základním směrům, nazývají se *hlavní konstanty aetherové pružnosti*.

Jsou-li dány základní směry aetherové pružnosti v krystalu i hlavní konstanty pružnosti, lze, jak Fresnel dokazuje, jednoduchou konstrukcí stanovit velikost i směr síly vzbuzené libovolným posuvem. Sestrojíme *trojosý ellipsoid*, jehož středem je klidová poloha aetherové částice, jehož poloosy splývají s oněmi základními směry a jejichž délky jsou nepřímo úměrné kořenům z hlavních konstant pružnosti. Vedeme-li pak z jeho středu poloměr směrem daného posuvu, jest jeho délka nepřímo úměrná kořenu z pružnosti v daném směru. Tím se tedy stanoví *velikost* síly posuvem vzbuzené jako součin z pružnosti a posuvu; *směr* její je dán normálou ellipsoidu v koncovém bodu poloměru vztýčenou. Tento ellipsoid, jehož povrch stojí v každém místě kolmo k působící síle, upomíná na plochy equipotenciální a zove se proto *ellipsoid stejné práce* anebo častěji, *ellipsoid pružnosti*. Nechť na př. přísluší směru OX největší z hlavních konstant pružnosti, směru OZ nejmenší a směru OY jakási hodnota střední. Pak má ellipsoid pružnosti tvar asi takový, jak jej obr. 410. znázorňuje. Poloosa ve směru OX (na pravo) je nejkratší, ve směru OZ (na-

horu) nejdelší, ve směru OY (vpřed) má jakousi hodnotu mezi nimi.

Případ nejdůležitější je vždy ten, kdy síla, vzbuzená posuvem aetherové částice z klidové polohy, má právě směr opačný s posuvem. Částice uvede se v harmonický pohyb kmitavý a vykonává kmity, jež nazýváme *stabilní*. Fresnel předpokládá, že jen tyto kmity mohou se udržeti. Z uvedené konstrukce plyne, že tento případ nastává pouze tehdy, když normála ellipsoidu směruje k jeho středu čili připadá do poloměru; to však je splněno jen pro koncové body poloos. Máme tudíž zatím jen *tři směry stabilních* kmitů, jež spadají do směrů hlavních os pružnosti. Šířili se tedy krystallem rovinná vlna, na př. směrem osy OZ , pak kmity, jsouce příčné, mohou se díti jen kolmo k této ose čili v rovině rovnoběžné s XY . Možných kmitosměrů je tudíž pořád nekonečně mnoho, ale stabilní jsou a udrží se jen kmity, jež připadají do os OX a OY . Mohou se tedy směrem osy OZ šířiti dvě rovinné vlny, první, jejíž kmity se dějí po ose OX , druhá jejíž kmity se dějí po ose OY . První je polarisována v rovině YZ , druhá v rovině XZ .



Obr. 410. Ellipsoid pružnosti (první).

Jednejme nyní o případě obecném; rovinná vlna nechť se v krystalu šíří *směrem libovolným*. Kmity příčné dějí se pak v rovině kolmé k tomuto směru neboli kolmé k normále vlny. Vedme tedy středem ellipsoidu řez k této normále kolmý. Obdržíme ellipsu, do jejíž roviny připadají všechny možné výchylky aetherové částice z klidové polohy; dějí se tedy směrem poloměrů této ellipsy. Směr síly takovou výchylkou vzbuzené je dán normálou ellipsoidu, kterou vztýčíme v koncovém bodě příslušného poloměru. Tato síla nesměruje patrně nikdy ke středu ellipsoidu. Rozložme ji však ve dvě složky; první nechť je rovnoběžná se směrem postupu vlny, druhá k ní kolmá připadá do roviny elliptického řezu a má směr normály ellipsy. První složka vzbudila by patrně kmity rovnoběžné se směrem, kterým vlna postupuje, tedy kmity *podélné*. Ty však podle Fresnela, jenž pokládá aether za nestlačitelný, jsou nemožné. Zbývá tedy jen druhá složka, mající směr normály ellipsy, která by způsobila kmity *příčné*. Tyto jsou *stabilní*, když

normála splývá s poloměrem ellipsy. Podmínice této vyhovují dva směry, totiž směry hlavních poloos oné ellipsy; stabilní kmity, jež do nich připadnou, jsou opět na sobě kolmé. Mohou se tudíž v krystalu šířiti libovolným směrem dvě vlny rovinné, polarisované k sobě kolmo.

Zbývá ještě určití rychlost obou těchto možných vln. Bylo řečeno, že rychlost v vlny určuje se podle Fresnela vzorcem $v = \sqrt{E/S}$, kdež značí S specifickou hmotu aetheru, jež je v určitém krystalu konstantou, a E elasticitu aetheru ve směru kmitů vlny. Tuto pružnost vyznačuje délka poloměru r vedeného v ellipsoidu pružnosti rovnoběžně se směrem kmitů. Je totiž

$$r = \frac{c}{\sqrt{E}}, \quad v = \sqrt{\frac{E}{S}}$$

Z obou těchto vzorců obdržíme, vyloučíc E ,

$$v = \frac{c'}{r},$$

kdež c a c' značí konstanty úměrnosti. Jeví se tedy rychlost vlny v krystalu nepřímo úměrná délce r poloměru, vedeného v ellipsoidu pružnosti rovnoběžně se směrem kmitů. Pro stabilní kmity připadá poloměr do jedné z obou poloos ellipsy řezem vytvořené.

Nyní můžeme ellipsoid pružnosti definovati určitěji. Jeho poloosy jsou nepřímo úměrné odmocninám z hlavních konstant pružnosti. Těmto konstantám přísluší tři hlavní rychlosti a , b , c optických vln v krystalu; tyto rychlosti jsou konstanty krystalu a jsou přímo úměrné odmocninám z hlavních konstant pružnosti podle vztahu $v = \sqrt{E/S}$. Z toho plyne, že ony poloosy jsou nepřímo úměrné hlavním rychlostem. Je zvykem na místě úměrnosti klásti rovnost, t. j. zvoliti konstantu úměrnosti = 1. Pak jsou poloosy dány výrazy

$$\frac{1}{a}, \quad \frac{1}{b}, \quad \frac{1}{c} \quad (a > b > c)$$

a rovnice ellipsoidu pružnosti v pravouhlých souřadnicích má tvar

$$a^2x^2 + b^2y^2 + c^2z^2 = 1;$$

při tom souřadné osy spadají do směrů hlavních os pružnosti v krystalu.

Směr a rychlost kmitů rovinné vlny, jež v libovolném směru postupuje krystallem, sestruje Fresnel takto. Středem ellipsoidu pružnosti vede se rovinný řez, kolmý ke směru, jímž vlna postu-

puje. Vznikne obecně ellipsa. Její hlavní poloosy stanoví svým směrem kmity obou možných vln, jejichž rychlosti se rovnají převratným délkám obou těchto poloos. Obdržíme tedy obecně dvě rovinné vlny polarisované k sobě kolmo a postupující různou rychlostí. Tak na př. směrem osy OZ postupují dvě rovinné vlny rychlostí a a b ; první je polarisována v rovině YZ , druhá v rovině XZ . Podobně směrem OX šíří se dvě rovinné vlny, jedna je polarisována v rovině XY a má rychlost c , druhá je polarisována v rovině XZ a má rychlost b .

Dlužno ještě vytknouti dva případy, v nichž řezem ellipsoidu pružnosti není ellipsa, nýbrž kruh poloměru b . Oba tyto kruhové řezy procházejí osou OY a leží souměrně k rovině YZ . V těchto případech zvláštních, singulárních, jsou obě poloosy řezné ellipsy sobě rovny; mimo to *normála splývá vždy s poloměrem*. Proto směr každého poloměru je směr stabilních kmitů, takže vlny, které postupují kolmo k rovinám těchto kruhových řezů, se nepolarisují; mají také stejnou rychlost, totiž b . Nenastává tu ani polarisace ani dvojlom. Tyto směry postupu vln slují *hlavní* (primární) *osy krystalu*. Jsou patrně jen dva; obecný krystal je tedy dvojosý.

Když na př. $a = b$, přejde trojosý ellipsoid pružnosti v rotační; osou rotační je OZ . Oba kruhové řezy splynou a leží v rovině XY . Obdržíme tedy *jedinou* osu optickou OZ ; krystal je *jednosý*. Máme-li pro tento krystal stanoviti rychlost a polarisaci rovinných vln, jež se šíří kterýmkoli směrem, vedeme opět středem ellipsoidu pružnosti řez kolmý ke směru, jímž vlna postupuje. Obdržíme ellipsu, jejíž jedna poloosa se vždy rovná $1/b$ a leží v rovině XY . Je tedy kolmá na optickou osu OZ a, poněvadž mimo to stojí kolmo na směr vlny, můžeme říci, že je kolmá i na rovinu, jíž položíme optickou osou a směrem postupu vlny neboli na *hlavní řez*. Jedna z vln postupujících krystallem jednosým v libovolném směru má tedy vždy tutéž rychlost b a je polarisována v hlavním řezu. Zove se vlna *řádna*. Druhá poloosa ellipsy leží v hlavním řezu; její velikost se mění se směrem postupu vlny. Tato poloosa přísluší vlně *mimořádné*, jež je polarisována kolmo k hlavnímu řezu a jejíž rychlost závisí na směru, kterým vlna postupuje, t. j. na úhlu, který svírá její směr s osou optickou, jež jest osa souměrnosti. Když $a = b = c$, přejde ellipsoid v kouli. Všechny řezy mají tvar kruhový, v žádném směru není ani polarisace ani dvojlomu. Proto jsou krystally soustavy regulární, mající tři osy k sobě kolmé a stejné, opticky isotropní.

§ 269. Pokračování; řešení analytické.

Hlavní osy pružnosti volme za osy OX, OY, OZ pravouhlé soustavy souřadné. Směr, kterým vlna postupuje, budiž určen směrovými kosiny l, m, n . Středem ellipsoidu pružnosti vedme řez k tomuto směru kolmý. Úloha je, stanoviti polohu i délku hlavních poloos ellipsy, kterou řez tvoří. Vedme v této ellipse nejprve libovolný poloměr r , který svírá s osami souřadnými úhly, jejichž kosiny buďtež λ, μ, ν . Směry (l, m, n) a (λ, μ, ν) jsou k sobě kolmé, což vyjádříme rovnicemi:

$$\begin{aligned} l^2 + m^2 + n^2 = 1, \quad \lambda^2 + \mu^2 + \nu^2 = 1, & \quad (1) \\ l\lambda + m\mu + n\nu = 0. & \quad (2) \end{aligned}$$

Značí-li r délku poloměru, x, y, z souřadnice jeho koncového bodu, jest

$$x = r\lambda, \quad y = r\mu, \quad z = r\nu,$$

a poněvadž bod x, y, z leží na ellipsoidu, vyhovují souřadnice toho bodu rovnici ellipsoidu

$$a^2x^2 + b^2y^2 + c^2z^2 = 1.$$

Platí tedy rovnice

$$r^2(a^2\lambda^2 + b^2\mu^2 + c^2\nu^2) = 1$$

čili

$$\frac{1}{r^2} = a^2\lambda^2 + b^2\mu^2 + c^2\nu^2. \quad (3)$$

Splyne-li poloměr s některou poloosou ellipsy, stává se jeho délka r maximální nebo minimální, tudíž také hodnota $1/r^2$ v rovnici 3. Jde tedy o úlohu, stanoviti krajní hodnoty funkce proměnných λ, μ, ν v rovnici 3., kteréžto proměnné nejsou však nezávislé, nýbrž jsou vázány vedlejšími podmínkami, jež vyjadřují rovnice 1. a 2. Postupujeme podle známého předpisu. Derivujeme pravou stranu rovnice 3. částečně podle λ , k tomu připočteme částečnou derivaci pravé strany rovnice 1. podle λ , násobenou neurčitým činitelem p , a rovněž tak částečnou derivaci rovnice 2., násobenou jiným neurčitým činitelem q ; součet všeho položíme rovný nulle. Stejně naložíme s derivacemi podle μ a podle ν . Po jednoduché úpravě obdržíme

$$\left. \begin{aligned} 2\lambda(a^2 + p) + q l &= 0 \\ 2\mu(b^2 + p) + q m &= 0 \\ 2\nu(c^2 + p) + q n &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Tím získali jsme celkem pět rovnic, 1. 2. a 4., z nichž lze stanoviti

pět neznámých, totiž směrové kosiny λ, μ, ν stabilních kmitů a oba neurčité činitele p a q . Dosazením do rovnice 3. obdržíme pak převratné hodnoty obou poloos ellipsy a tím i, podle $v = 1/r$, rychlost příslušných vln.

Jinak počítáme v přímo a to následovně. Rovnice 4. násobíme postupně kosiny λ, μ, ν . Vzhledem k rovnicím 1. a 2. obdržíme po krátké úpravě jako jejich součet

$$a^2\lambda^2 + b^2\mu^2 + c^2\nu^2 + p = 0$$

čili

$$p = -(a^2\lambda^2 + b^2\mu^2 + c^2\nu^2).$$

Vzhledem k rovnici 3. plyne odtud

$$p = -\frac{1}{r^2} \quad \text{aneb} \quad p = -v^2.$$

Dosadíme-li tuto hodnotu do rovnic 4., nabudou tvaru:

$$\frac{l}{v^2 - a^2} = \frac{2\lambda}{q}, \quad \frac{m}{v^2 - b^2} = \frac{2\mu}{q}, \quad \frac{n}{v^2 - c^2} = \frac{2\nu}{q}. \quad (5)$$

Násobíme-li tyto rovnice kosiny l, m, n a sečteme, vymizí pravá strana vzhledem k rovnici 2. a vyjde Fresnelova rovnice pro v

$$\frac{l^2}{v^2 - a^2} + \frac{m^2}{v^2 - b^2} + \frac{n^2}{v^2 - c^2} = 0. \quad (6)$$

Pro daný směr l, m, n vlny lze rychlost v počítati z konstant a, b, c . Odstraníme zlomky, obdržíme

$$\begin{aligned} v^4 - v^2 [a^2(m^2 + n^2) + b^2(n^2 + l^2) + c^2(l^2 + m^2)] \\ + l^2b^2c^2 + m^2c^2a^2 + n^2a^2b^2 = 0. \end{aligned} \quad (7)$$

Rovnice je pro v^2 kvadratická; z ní plynou dvě hodnoty pro v , ježto záporné kořeny nemají fyzikálního významu.

Je-li $a = b$ máme krystal jednoosý; v něm optická osa je OZ . Vzhledem ke vztahu $l^2 + m^2 + n^2 = 1$ přejde poslední rovnice v následující:

$$v^4 - v^2 [b^2(1 + n^2) + c^2(1 - n^2)] + b^2 [c^2(1 - n^2) + b^2n^2] = 0.$$

Při tom značí n kosinus úhlu, který směr vlny svírá s optickou osou OZ . Nazveme úhel tento $= \varphi$, takže $n = \cos \varphi$. Poslední rovnice nabude tím tvaru

$$v^4 - v^2 [b^2 + b^2 \cos^2 \varphi + c^2 \sin^2 \varphi] + b^2 [b^2 \cos^2 \varphi + c^2 \sin^2 \varphi] = 0$$

anebo též

$$(v^2 - b^2)(v^2 - b^2 \cos^2 \varphi - c^2 \sin^2 \varphi) = 0,$$

Z toho plyne jednak $v = b$, jednak $v^2 = b^2 \cos^2 \varphi + c^2 \sin^2 \varphi$. První hodnota náleží vlně řádné, jejíž rychlost je tedy stálá $= b$; druhá hodnota náleží vlně mimořádné. Pro $\varphi = 0$ vyjde $v_o = b$, pro $\varphi = 90^\circ$ vyjde $v_e = c$, kdež v obou případech mimořádná vlna je podle zákonů Snellových řádnou. Pišeme pak všeobecně

$$v^2 = v_o^2 \cos^2 \varphi + v_e^2 \sin^2 \varphi.$$

Docela podobné vztahy platí též pro krystally dvojosé, ale jen tehdy, když směr vlny leží v některé rovině souměrnosti. Je-li to na př. rovina XZ a svírá-li směr vlny s osou OZ úhel φ , možno klásti

$$l = \sin \varphi, \quad m = 0, \quad n = \cos \varphi.$$

Dosadíme-li tyto hodnoty do rovnice 7., obdržíme po krátké úpravě: $v^4 - v^2(a^2 \cos^2 \varphi + b^2 + c^2 \sin^2 \varphi) + b^2(c^2 \sin^2 \varphi + a^2 \cos^2 \varphi) = 0$ čili

$$(v^2 - b^2)(v^2 - a^2 \cos^2 \varphi - c^2 \sin^2 \varphi) = 0,$$

z čehož plyne

$$v = b, \quad v^2 = a^2 \cos^2 \varphi + c^2 \sin^2 \varphi.$$

Postupuje-li tedy dvojosým krystallem rovinná vlna ve směru, jenž spadá do roviny optické souměrnosti XZ, má jedna z obou možných vln vždy tutéž rychlost b nezávislou na úhlu, který směr vlny svírá s osou OZ. To plyne i z geometrické konstrukce dříve uvedené; z ní též vysvítá, že kmity této vlny spadají do osy OY čili že vlna je polarisována v rovině XZ.

Možno odvoditi i jiné plochy, jež mají podobný význam jako ellipsoid pružnosti. Tak na př. obdržíme z tohoto ellipsoidu pouhou inverzí plochu takovou, že rychlosti obou vln postupujících krystallem v daném směru jsou přímo vyznačeny hlavními poloosami řezu, který vedeme kolmo ke směru oněch vln (nikoli tedy hodnotami převratnými jako pro ellipsoid pružnosti).

Budiž r délka poloměru v ellipsoidu pružnosti, α, β, γ jeho směrové kosiny. Jsou-li x, y, z souřadnice jeho koncového bodu, můžeme položit

$$x = r\alpha, \quad y = r\beta, \quad z = r\gamma.$$

Tyto hodnoty vyhovují rovnici ellipsoidu pružnosti

$$a^2x^2 + b^2y^2 + c^2z^2 = 1,$$

takže

$$r^2(a^2\alpha^2 + b^2\beta^2 + c^2\gamma^2) = 1.$$

Inverzní transformaci provedeme, dosadíme sem $1/r$ místo r . Rovnice inverzní plochy je pak

$$a^2\alpha^2 + b^2\beta^2 + c^2\gamma^2 = r^2$$

čili, vrátíme-li se k pravoúhlým souřadnicím,

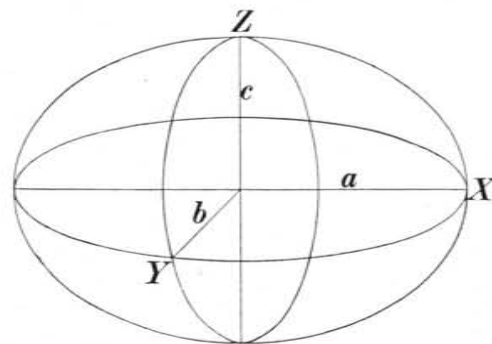
$$a^2x^2 + b^2y^2 + c^2z^2 = (x^2 + y^2 + z^2)^2.$$

Tato plocha slove *polarisační ovaloid* (Senff, Voigt), Fresnel sám ji nazval *plocha pružnosti*. Její význam je tedy jednodušší než význam ellipsoidu pružnosti. Směr obou postupujících vln budíž dán. Kolmo k tomuto směru vedeme středem ovaloidu kolmý řez. Délky hlavních poloos tohoto řezu určují přímo rychlosti obou vln, směry poloos stanoví směr jejich kmitů.

Obecně platí věta: Mějme plochu, jež dána je rovnicí

$$a^2x^2 + b^2y^2 + c^2z^2 = (x^2 + y^2 + z^2)^k,$$

kdež k značí libovolné celé číslo, vyjma 1. Pak jsou rychlosti vln, jež



Obr. 411. Ellipsoid rychlosti (druhý).

se šíří libovolným směrem, dány $(k - 1)$ ní mocninou poloos řezu kolmého ke směru postupu vln; o směru kmitů platí, co bylo dříve řečeno. Pro $k = 0$ máme ellipsoid pružnosti, pro $k = 2$ polarisační ovaloid.

§ 270. Ellipsoid druhý (reciprokový).

Poloosy tohoto ellipsoidu a, b, c jsou stanoveny převratnými hodnotami poloos ellipsoidu prvního; druhému ellipsoidu (obr. 411.) náleží tudíž rovnice

$$\left(\frac{x}{a}\right)^2 + \left(\frac{y}{b}\right)^2 + \left(\frac{z}{c}\right)^2 = 1.$$

Má podobný význam pro stanovení rychlosti a polarisace paprsků, jež postupují daným krystallem, jako ellipsoid první pro stanovení rychlosti a polarisace vln. Platí totiž věta: Rychlosti obou

paprsků, jež se šíří tímž směrem v krystallu, rovnají se poloosám ellipsy, v níž se ellipsoid protíná s rovinou položenou jeho středem kolmo ke směru, jímž se paprsky šíří. Polarisované kmity dějí se ve směrech hlavních poloos.

Úloha, stanoviti rychlost paprsků, řeší se mathematicky zcela podobně jako úloha, stanoviti rychlost vlny, jak o tom jednáno v předešlém odstavci. Rozdíl je pouze v tom, že místo rychlostí nastoupí jejich převratné hodnoty. Z rovnice 7. posledního odstavce plyne tedy přímo pro rychlost w paprsků postupujících směrem, který určují směrové kosiny l, m, n vzhledem k osám souměrnosti jako osám souřadným, vztah

$$\frac{l^2}{\frac{1}{w^2} - \frac{1}{a^2}} + \frac{m^2}{\frac{1}{w^2} - \frac{1}{b^2}} + \frac{n^2}{\frac{1}{w^2} - \frac{1}{c^2}} = 0.$$

Srovnáme-li tuto rovnici s obdobnou rovnicí předešlého odstavce, poznáváme, že se shodují tvarem, jak jsme již našli pro krystally jednosé (§ 255.). Místo v, a, b, c v rovnici pro rychlost vlny máme $1/w, 1/a, 1/b, 1/c$ v rovnici pro rychlost paprsku.

Také zde jsou dva řezy kruhové; procházejí rovněž střední poloosou. Ve směrech k nim kolmých šíří se oba paprsky stejnou rychlostí. Tyto směry slují *optické osy vedlejší (sekundární)*.

Oba zde uvedené ellipsoidy trojosé, jež pro theorii dvojlomu mají základní význam a jež jsou vespolek převratné (reciproké), bývají označovány různými jmény.

1. Ellipsoid prvý, jehož rovnice jest

$$a^2x^2 + b^2y^2 + c^2z^2 = 1,$$

zove se ellipsoid pružnosti (Kirchhoff), stejné práce (Stefan), indexový (Mac Cullagh) neb indicatrix (Fletcher). Poněvadž jeho poloosy $1/a, 1/b, 1/c$ nejsou leč poměrné indexy hlavní n_1, n_2, n_3 je název *ellipsoid indexový* nejvýznačnější, ježto přímo upomíná na indexy lomu.

2. Druhý, převratný (reciproký) ellipsoid, jehož rovnice jest

$$\left(\frac{x}{a}\right)^2 + \left(\frac{y}{b}\right)^2 + \left(\frac{z}{c}\right)^2 = 1,$$

má za poloosy a, b, c , tedy *rychlostí*; proto jeví se označení *ellipsoid rychlostní* nejvýznačnější; ale i zde užívá se často názvu »ellipsoid pružnosti«, což ovšem máte. Pojmenování »ellipsoid první a druhý« užívá se nesouhlasně. Billet a Verdet označují ellipsoid indexový za prvý, naopak činí Plücker.

§ 271. Rovnice vlnoplochy.

Vlnoplocha je definována podle principu Huygensova takto. Z libovolného bodu v krystallu, který zvolíme za počátek souřadnic, nechť se počnou v čase $t = 0$ současně na všechny strany šířiti rovinné vlny. Plocha, kterou tyto vlny obalují v čase $t = 1$, je právě vlnoplocha. Dovediti její rovnici jest úloha analytická dosti obtížná. Fresnelovi se pouze podařilo stanoviti hlavní řezy vlnoplochy, t. j. řezy rovinami optické souměrnosti. Rovnici vlnoplochy dovedil teprve Ampère*) a to ve tvaru

$$\frac{a^2x^2}{r^2 - a^2} + \frac{b^2y^2}{r^2 - b^2} + \frac{c^2z^2}{r^2 - c^2} = 0,$$

$$r^2 = x^2 + y^2 + z^2,$$

kdež konstanty a, b, c mají týž význam jako v obou ellipsoidech (pružnosti i rychlosti).

Jediný pohled na tuto rovnici poučuje, že souřadnicové roviny jsou rovinami souměrnosti vlnoplochy; neboť změnou znamení souřadnic x, y, z se rovnice nemění. Dále je patrné, že jednotlivé souřadnice vstupují do rovnice ve stejném způsobu, takže lze x, y, z vzájemně vyměnit; tvar rovnice se tím nemění. Proto také řezy, jež vznikají souřadnými rovinami, jsou vesměs stejného způsobu a mohou se jen rozměry lišiti, poněvadž do nich vstupují veličiny a, b, c . Řezy tyto, jež zoveme *hlavní*, jsou *kruh* a *ellipsa*. Že tomu tak jest, poznáme, když položíme do rovnice vlnoplochy na př. $x = 0$; kruhovou záměnou obdržíme ihned výsledky pro $y = 0$ a $z = 0$.

Pro takovéto zvláštní případy je nutno do rovnice vlnoplochy místo r^2 zavést jeho hodnotu v souřadnicích x, y, z . Odstraníme zlomky a naznačujeme k snadnějšímu přehledu tečkami obdobné výrazy pro y a z , jako máme pro x , obdržíme

$$a^2x^2(r^2 - b^2)(r^2 - c^2) + \dots + \dots = 0$$

$$a^2x^2[r^4 - (b^2 + c^2)r^2 + b^2c^2] + \dots + \dots = 0$$

$$a^2x^2r^4 - a^2(b^2 + c^2)r^2x^2 + a^2b^2c^2x^2 + \dots + \dots = 0.$$

Poslední člen, ve spojení s obdobnými členy pro y a z , dává $a^2b^2c^2 \cdot r^2$; lze tedy číslem r^2 krátiti. Tak vyjde:

$$(a^2x^2 + b^2y^2 + c^2z^2)(x^2 + y^2 + z^2) - a^2x^2(b^2 + c^2) - b^2y^2(c^2 + a^2) - c^2z^2(a^2 + b^2) + a^2b^2c^2 = 0.$$

To je rovnice vlnoplochy ve tvaru rozvinutém; první a poslední člen

*) Ann. chim. phys. 39, 113. 1828.

je souměrný vzhledem k souřadnicím, druhý, třetí a čtvrtý člen hledí zvlášť k souřadnicím jednotlivým.

Položme v této rovnici $x = 0$; obdržíme

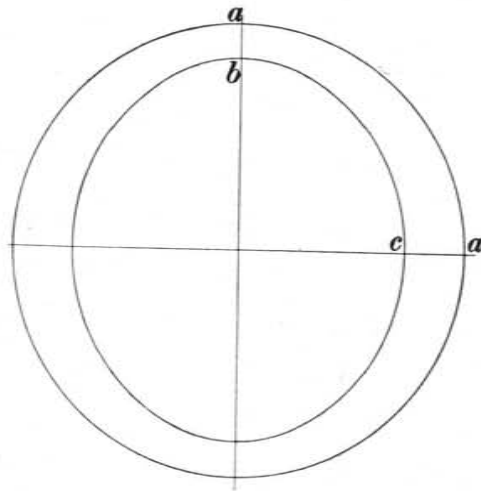
$$(b^2y^2 + c^2z^2)(y^2 + z^2) - b^2y^2(c^2 + a^2) - c^2z^2(a^2 + b^2) + a^2b^2c^2 = 0$$

čili

$$(b^2y^2 + c^2z^2)(y^2 + z^2 - a^2) - b^2c^2(y^2 + z^2 - a^2) = 0$$

anebo konečně

$$(y^2 + z^2 - a^2)(b^2y^2 + c^2z^2 - b^2c^2) = 0,$$



Obr. 412. Řez vlnoplochy rovinou $x = 0$.

Řez $x = 0$ rovinou. YZ dává tedy kruh s poloměrem a , elipsu s poloosami b, c . Kruhovou záměnou obdržíme:

$$\begin{array}{l} \text{pro } x = 0 \dots \text{ kruh } a, \text{ elipsu } b, c \\ y = 0 \dots \text{ " } b, \text{ " } c, a \\ z = 0 \dots \text{ " } c, \text{ " } a, b. \end{array}$$

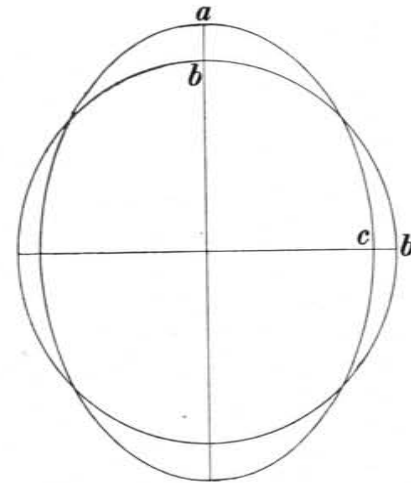
Výsledek je tedy pro všechny roviny souřadné shodný. Rozdílnosti vyniknou podle zvláštních hodnot konstant a, b, c . Budiž, jakož jsme dosud předpokládali,

$$a > b > c.$$

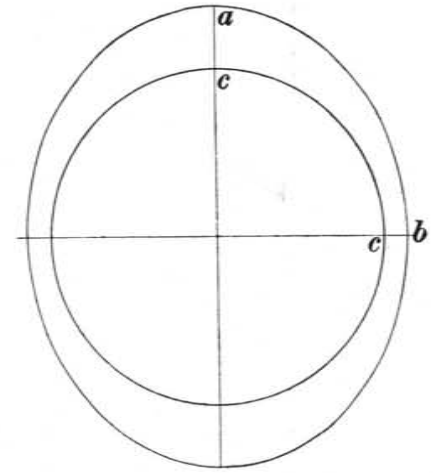
Pak je patrné, že kruh a obepíná elipsu (b, c) , kruh c pak že jest uvnitř elipsy (a, b) . Přejícný případ nastane pro kruh b , který elipsu (c, a) protíná ve čtyřech bodech. Tyto řezy rovinami souřadnic jsou jednotlivě znázorněny v obr. 412., 413., 414. Přehledně se vlnoplocha rýsuje v obr. 415. v prvním oktantu a v obr. 416.

celkově; dobře tu vyniká souvislost kruhů s elipsami, kteréž v obr. 415. jsou vytečkovány.

Souvislost obou ellipsoidů (pružnosti i rychlosti) s vlnoplochu Fresnelovou vynikne touto úvahou: Vlnoplocha se skládá ze dvou plášťů; příslušejí tudíž určitému směru dvě tečné roviny k tomuto směru kolmé a dva poloměry do tohoto směru připadající. Máme-li tedy z vlnoplochy stanoviti rychlosti obou vln postupujících v daném směru, položíme kolmo k tomuto směru dvě roviny k vlnoploše tečné; jejich odlehlosti od středu vlnoplochy



Obr. 413. Řez vlnoplochy rovinou $y = 0$.



Obr. 414. Řez vlnoplochy rovinou $z = 0$.

vyznačují hledané rychlosti obou vln. Rychlosti paprsků postupujících daným směrem rovnají se délkám obou poloměrů vlnoplochy do toho směru připadajících.

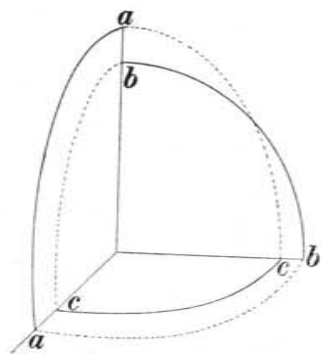
Z toho je patrné, že z prvního ellipsoidu nalezneme vlnoplochu touto konstrukcí. Vedeme libovolný řez středem ellipsoidu; obdržíme elipsu. Převratné hodnoty obou hlavních poloos naneseme na kolmici vztýčenou na rovině řezu; koncovými body vedeme roviny rovnoběžné s rovinou řezu; obálka těchto rovin je vlnoplocha. Z druhého ellipsoidu sestrojíme vlnoplochu takto. Vedeme opět jeho středem libovolný řez a na jeho normálu naneseme přímo hlavní poloosy ellipsy řezem vytvořené. Geometrickým místem všech koncových bodů je vlnoplocha,

Souvislost vlnoplochy s paprskem podává jednoduchý způsob, jak odvoditi rovnici vlnoplochy. Nalezli jsme, že rychlost w paprsku postupujícího směrem l, m, n vyhovuje rovnici

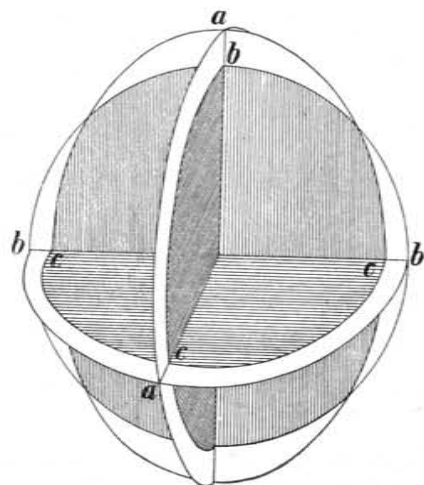
$$\frac{l^2}{\frac{1}{w^2} - \frac{1}{a^2}} + \frac{m^2}{\frac{1}{w^2} - \frac{1}{b^2}} + \frac{n^2}{\frac{1}{w^2} - \frac{1}{c^2}} = 0.$$

Tuto rychlost stanoví poloměr r do směru l, m, n připadající. Je tedy $w = r$. Jsou-li dále x, y, z souřadnice koncového bodu onoho poloměru, máme vztahy

$$x = lr, \quad y = mr, \quad z = nr$$



Obr. 415. Vlnoplocha v prvním oktantu.



Obr. 416. Vlnoplocha přehledně.

aneb

$$l = \frac{x}{r}, \quad m = \frac{y}{r}, \quad n = \frac{z}{r}.$$

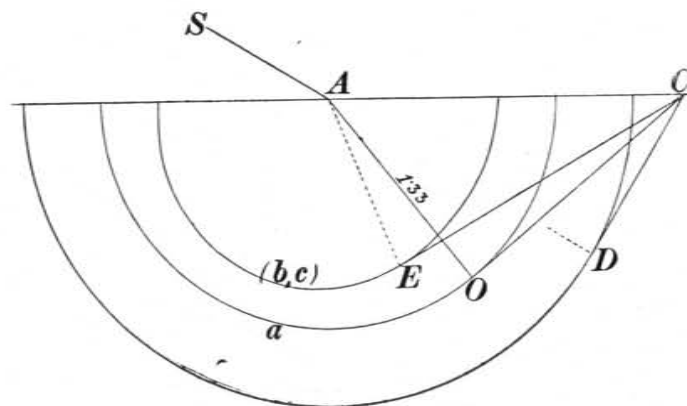
Dosadíme-li tyto výrazy do hořejší rovnice, obdržíme po jednoduché úpravě přímo rovnici vlnoplochy

$$\frac{a^2 x^2}{r^2 - a^2} + \frac{b^2 y^2}{r^2 - b^2} + \frac{c^2 z^2}{r^2 - c^2} = 0,$$

jak byla již dříve sdělena.

§ 272. Konstrukce Huygensova.

Majíce vlnoplochu, můžeme jednoduchou konstrukcí řešiti úkol, k danému paprsku, dopadajícímu na určitou rovinu krystalu, sestrojiti oba paprsky zlomené. Buďíž SA takový paprsek, A jeho bod dopadový v hraniční rovině MN . Připojíme k bodu A vlnoplochu správně vzhledem ke krystalu položenou a zároveň kouli jako vlnoplochu pro vzduch; obě v rozměrech relativně správných. Prodloužíme pak SA až k bodu D , kde protíná kouli. V tomto bodě položíme ke kouli tečnou rovinu, která protne hra-



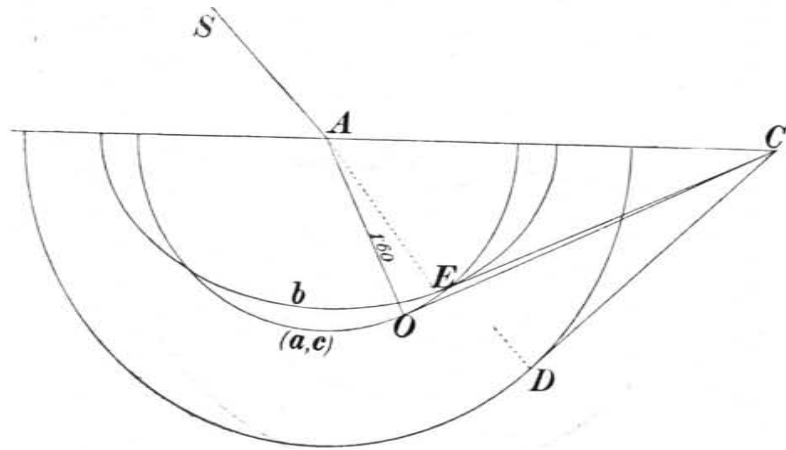
Obr. 417. Konstrukce Huygensova pro $x = 0$.

niční rovinu v přímce CC ; poté tuto tečnou rovinu otočíme kolem této přímky jako osy tak, aby se v bodech E' a E'' dotkla jednoho i druhého pláště vlnoplochy. Pak jsou AE' a AE'' paprsky zlomené. Všeobecně vystupují oba z dopadové roviny daného paprsku, jsou oba mimořádné. Konstrukce, jsouc prostorová, vyžaduje method deskriptivní geometrie; při složitosti vlnoplochy není ani perspektivně možno ji v rovině nákresné naznačiti. Proto se lépe vystihně podstata této konstrukce na některých případech zvláštních, kdy se stává rovinnou. Takové zjednodušení se naskytá, když dopadová rovina splývá s rovinou souřadnou čili s hlavním řezem vlnoplochy.

§ 273. Hlavní exponenty lomu.

Dvojlom v souřadných rovinách vyznačuje se tím, že oba zlomené paprsky zůstávají v rovině dopadové. To následuje přímo z toho, že jsou rovinami souměrnosti pro vlnoplochu. Kdyby se

připustilo, že některý paprsek zlomený vybočí z roviny dopadové na př. vpravo, musilo by se stejným právem připustiti, že vybočí vlevo, z čehož plyne, že nevybočí ani tak ani onak, že tedy v dopadové rovině zůstává. Proto konstrukce Huygensova, všeobecně prostorová, stává se zde rovinnou. Obrazce 417., 418., 419. znázorňují tuto konstrukci pro všechny tři hlavní řezy. Rovina, jež se v bodě D dotýká koule pro vzduch, nahrazuje se přímkou DC , osa CC bodem C , a roviny, jež osou CC se stočí k vlnoploše tak,



Obr. 418. Konstrukce Huygensova pro $y = o$.

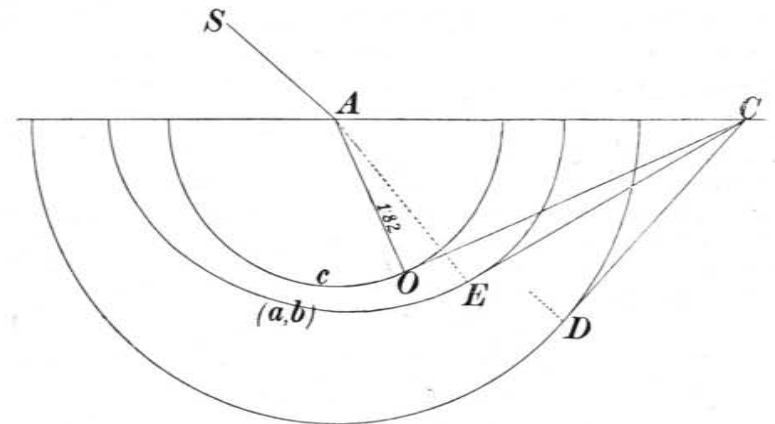
aby se jí v bodech E' a E'' dotýkaly, nahrazují se tečnými přímkami CO a CE .

Další důležitá vlastnost hlavních řezů je, že protínají vlnoplochu v *kruzích* poloměru a nebo b nebo c . To však znamená, že paprsek každému z těchto kruhů příslušný se řídí zákony Snellovými, že jest *paprsek rádný*, mající stálý exponent lomu $1/a$ nebo $1/b$ nebo $1/c$. Píšíce tak, volíme poloměr r pro vzduch platné za jedničku; všeobecněji bychom psali r/a , r/b , r/c . Máme tedy vztahy

$$n_1 = \frac{1}{a}, \quad n_2 = \frac{1}{b}, \quad n_3 = \frac{1}{c}.$$

Tyto tři exponenty lomu se zovou *hlavní*. Je-li, jak jsme předpokládali, $a > b > c$, jest $n_1 < n_2 < n_3$.

Určení měřením tyto exponenty lomu jest úkol zvláštní, kterým se zabývá spektrometrie. Z nich lze pak počítati konstanty vlnoplochy a , b , c vyjádřené v jednotce poloměru r . Zde budtež uvedeny tyto příklady.



Obr. 419. Konstrukce Huygensova pro $z = o$.

Hlavní exponenty lomu dvojosých krystallů pro světlo natriové.

Látka	n_1	n_2	n_3	Pozorovatel
Síra (α)	1·95047	2·03832	2·24052	Schrauf
Cerussit	1·80368	2·07628	2·07803	Schrauf
Aragonit	1·53013	1·68157	1·68589	Rudberg
Baryt	1·63630	1·63745	1·64797	Heusser
Anhydrit	1·56962	1·57553	1·61362	Danker
Sádrovec	1·52046	1·52260	1·52962	H. Dufet
Slída	1·5609	1·5941	1·5997	F. Kohlrausch
Topas	1·61161	1·61375	1·62109	Rudberg
Andalusit	1·632	1·638	1·643	Des Cloizeaux
Kyselina pravovinná	1·4948	1·5347	1·6051	W. Kohlrausch
Hydrazon α - aethyl - pyrohroznový	1·4867	1·7258	1·8802	H. Dufet

Poslední umělá sloučenina organická zde uvedená vyznačuje se velikou dvojlomností, největší, jež dosud pro krystally je známá. Rozdíl obou exponentů lomu pro světlo natriové činil pro vápencec

$$1·6585 - 1·4864 = 0·1721;$$

zde však je

$$n_2 - n_1 = 0·2391, \quad n_3 - n_1 = 0·3935.$$

Síra (α) je tak zvaná rhombická, samorodá. Na kyselině vinné zkoušel W. Kohlrausch (1879) pokusně (totálním reflektometrem) správnost theorie Fresnelovy s výsledkem úplně příznivým. Hodnoty v tabulce sestavené náleží minerálům z určitého naleziště, nejsou také pro všechny jedince stejné.

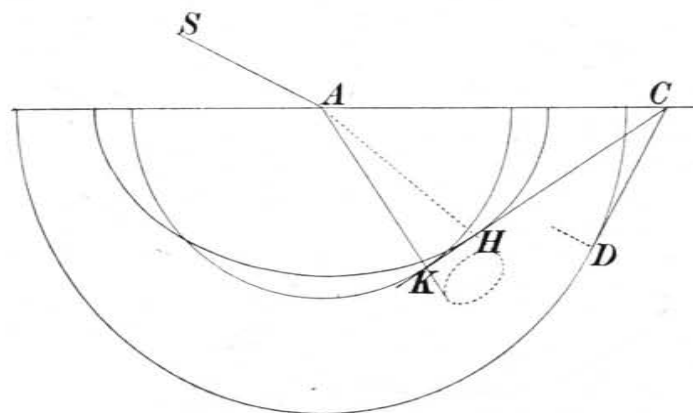
Rádné paprsky jsou polarisovány v příslušném hlavním řezu; jejich kmitosměr určuje třetí osa souřadnicová, kterou hlavní řez veden nebyl.

Při dvojlomu ve vápenci přihlíželi jsme k tomu, aby obrazce byly rýsovány podle skutečných poměrů, takže čtenář z těchto obrazců učinil si správnou představu o dvojlomnosti vápence. Volili jsme exponenty lomu pro světlo natriové a poloměr koule jako vlnoplochy pro vzduch $r = 30 \text{ mm}$; z toho se počítaly konstanty vlnoplochy a a b . Ale již při dvojlomu v křišťálu jsme viděli, že šetření těže zásady není možno, neboť dvojlomnost křišťálu, t. j. rozdílnost v exponentech lomu paprsku rádného a mimořádného, je příliš malá, než aby na málo rozměrném obraze náležitě vynikla. Ještě více platí to o krystallech dvojosých. Za příklad volme aragonit. Exponenty lomu pro natriové světlo jsou tu 1.5301, 1.6816, 1.6859; jejich převratné hodnoty tedy 0.6535, 0.5947, 0.5931. Když bychom zvolili opět $r = 30 \text{ mm}$, bylo by $a = 19.605$, $b = 17.841$, $c = 17.793$ v milimetrech. Rozdíl 1.764 mezi a a b (u vápence 2.10) byl by dosti znatelný, zato rozdíl 0.048 mezi b a c , činící sotva půl desetiny milimetru, nebylo by lze výkresem znázorniti; ellipsa (b , c) se od kruhu sotva liší. Nelze tedy jinak než všechny obrazce o dvojlomu v krystallech dvojosých rýsovatí přehnaně, aby některé vztahy geometrické názorněji vynikly. Ve všech našich obrazech je zvoleno v milimetrech $r = 40$, $a = 30$, $b = 25$, $c = 22$; to by odpovídalo exponentům $n_1 = 1.33$, $n_2 = 1.60$, $n_3 = 1.82$. V obrazech 417., 418., 419 jsou k rádným paprskům tyto exponenty lomu připsány, aby bylo viděti, jaké by měly býti, když by dvojlomnost se jevila tak značně a zřetelně, jak v těch obrazech je rýsováno. Střední exponent n_2 by dosti souhlasil se skutečnými, ale n_1 je malý, n_3 velký, ač ne přílišně, takže dosavadní obrazce a také ještě následující se dosti shodují se skutečností. Jinak nutno Fresnelovu vlnoplochu studovati nejlépe podle sádrových modellů, jež bývají rozkladné, aby vnitřní a vnější plášť vlnoplochy vynikl, a jež svými rozměry skutečnosti dosti se blíží; anebo podle drátěných modellů, jež však mívají rozměry nadmíru upřílišené.

Z obrazců 417. a 419., kdy kruh objímá ellipsu neb ellipsa kruh, lze poznati tuto zajímavou podrobnost. Ve vrcholu — ať na velké nebo malé ose — probíhá ellipsa rovnoběžně s kruhem. Spojme tento vrchol s bodem dopadovým A a položíme kolmo k této spojnici hraniční rovinu. Dopadá-li paprsek SA podél této spojnice, je podle Huygensovy konstrukce patrné, že postupuje svým směrem nezlomen, při tom však je rozložen v paprsek rádný a mimořádný, jejichž směry jsou stejné. Tento případ je obdobou případu v jednoosých krystallech, který je znázorněn v obr. 390., když by paprsek SA dopadal kolmo na hraniční rovinu. Všeobecněji lze říci: Je-li hraniční rovinou jedna rovina optické souměrnosti a děje-li se dopad kolmo (t. j. směrem některé z hlavních os optické pružnosti), pak paprsek SA postupuje sice nezlomen, rozdělí se však ve dva paprsky polarisované k sobě kolmo. To plyne ze souměrného tvaru vlnoplochy.

§ 274. Kuželový lom (refrakce konická).

Konstrukce v obr. 418. pro řez $\eta = 0$ provedená naznačuje již, že by mohl nastati při určité poloze bodu C případ, kdy by tečné CO a CE splynuly v jedinou přímku dotýkající se současně kruhu i ellipsy v bodech K a H . Tuto polohu bodu C nalezneme vedouce (obr. 420.) dvojtečnu KH napřed; tím se určí též příslušná poloha bodu D a zároveň dopadající paprsek SA , jemuž by příslušely paprsky AH a AK jako zlomené. Dlužno však vzpomenouti, že tečny CO a CE značí vlastně dotykové roviny, že tudíž i dvojtečna CHK značí singulární rovinu, která se dotýká vnitřního i

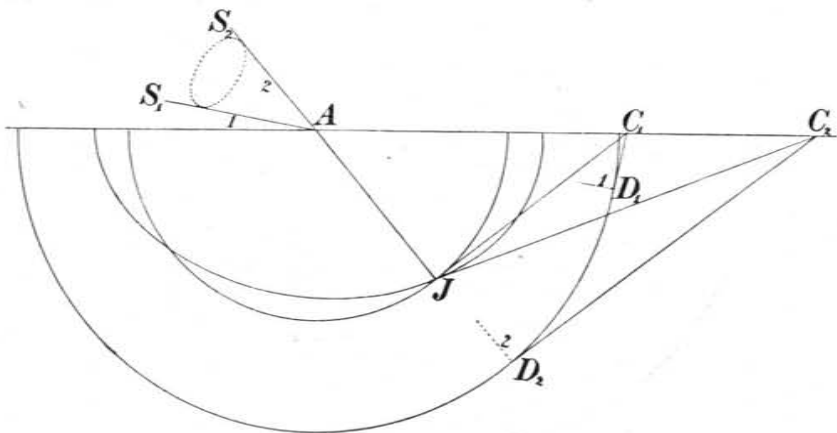


Obr. 420. Konická refrakce vnitřní.

vnějšího pláště vlnoplochy. Tento vnitřní plášť vystupuje bodem J (obr. 421.) na venek a tvoří s vnějším pláštěm důlek, v němž plocha z bodu J vystupuje kol tohoto bodu souměrně. Následkem toho singulární tečná rovina CHK dotýká se vlnoplochy v celém pásmu bodů, jež jsou rozloženy po kruhu s průměrem HK . To znamená, že k dopadajícímu paprsku SA přísluší trs zlomených paprsků tvořících kužel (konus), jehož vrchol jest A a jehož povrchové přímky probíhají obvodem kruhu HK . Tento zvláštní lom zove se *kuželový* (konický) a to *vnitřní*, poněvadž kužel se rozeštilá uvnitř krystallu.

Zvláštnost vlnoplochy v důlku kolem J vynikne ještě více při opačném úkazu, totiž kuželovém lomu vnějším. Vedme (obr. 421.) přímku AJ a považujíc ji za paprsek zlomený v krystallu tažme se, který paprsek jemu přísluší jako dopadající. Huygensova konstrukce žádá, aby se bodem J vedla k vlnoploše tečná rovina, která

rovinu hraniční protíná v ose CC . Avšak takových rovin tečných lze v prohloubení při J vésti nekonečně mnoho, jež protnou hraniční rovinu v nekonečně četných osách CC různě orientovaných. Když těmito osami položíme dotykové roviny ke kouli jakožto vlnoploše pro vzduch, obdržíme soustavu bodů D rozložených na kouli v kruhu (od D_1 ku D_2), tudíž i svazek paprsků SAD , kteréž souborně tvoří kuželový plášť. Přísluší tedy paprsku AJ jako zlomenému *kužel* (konus) paprsků dopadajících vně ze vzduchu na krystal. Úkaz tento zove se *kuželový* (konický) *lom vnější*.

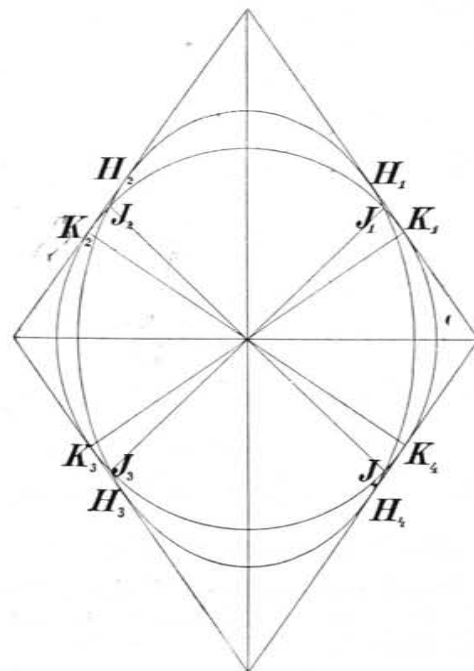


Obr. 421. Konická refrakce vnější.

Kuželový lom theoreticky předvídal *Hamilton* a zjistil pokusným měřením na deštičce aragonitové *Lloyd*. Vzhledem k obrázcům 420. a 421. dlužno poznamenati, že pro aragonit otvor kuželového lomu vnitřního činí zhruba $1^{\circ} 50'$, vnějšího pak 3° . Tento poměr otvorů dobře vysvítá též z obrázců 420. a 421. správně rýsovaných podle konstant, jak nahoře byly sděleny. Při experimentálním studiu užívá se planparalelních deštiček, jejichž hraniční roviny jsou ku přímkám AJ a AJ' , k oběma důlkům J a J' vlnoplochy vedeným, souměrně broušeny. Paprsek SA kuželovým lomem vnitřním rozvine se v kužel, jehož paprsky po lomu na druhé hraniční rovině postupují rovnoběžně a ve směru dopadajícího paprsku, tvoříce plášť eliptického válce. Při kuželovém lomu vnějším nutno čočkou přiměřené dálky ohniskové zjednotiti si paprskový kužel na deštičku dopadající, který se v krystalu zúží na jediný paprsek AJ ; z deštičky vychází opět kuželovitě, takže zachycen býv bílou stěnou dává světlý kroužek.

§ 275. **Osy dvojosých krystallů.**

Pozorujice vlnoplochu jako celek máme čtyři singulární roviny tečné, jak o nich v předešlém odstavci jednáno; jsou tudíž v řezu na př. $y = 0$ (obr. 422.) čtyři dotykové body K a čtyři H , mimo ně pak čtyři body J v důlcích vlnoplochy. Přírsky K_1K_3 a K_2K_4 stojí kolmo k singulárním rovinám a jsou k osám souřadnicovým souměrné; zovou se *optické osy krystallu*, též *osy hlavní*



Obr. 422. Osy krystallů dvojosých.

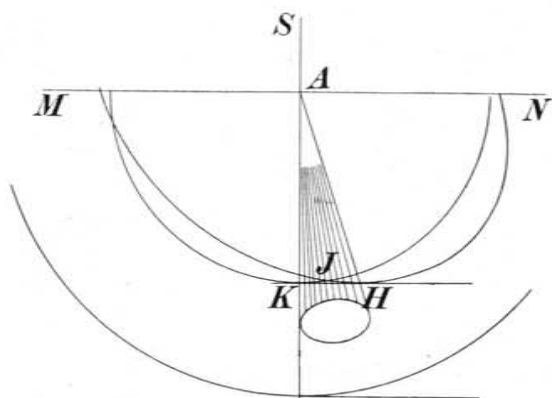
(*primární* nebo *binormální*), *osy kuželového lomu vnitřního* *). Spojnice J_1J_3 a J_2J_4 , rovněž souměrné k osám souřadnicovým, zovou se *optické osy vedlejší* (*sekundární*, též *biradiální*) aneb *osy kuželového lomu vnějšího*.

V krystallech jednoosých paprsek dopadající kolmo na hraniční rovinu, jež sama je kolmá k ose, postupuje krystallem ve směru osy nezlomen. V krystallech dvojosých paprsek dopadající

*) Méně vhodně, poněvadž kužel se nerozestírá kolem této „osy“, nýbrž od ní stranou.

za stejných podmínek rozvine se v krystalu kuželovitě tak, že sice jeden paprsek na tomto kuželi je pokračováním dopadajícího, ale ostatní, podle kuželového lomu vnitřního, se lámou v malinkém kuželi stranou. K tomuto výsledku vede konstrukce v obr. 423. provedená podle týchž pravidel jako v obr. 420.

Když se osy sblíží, až konečně splynou, přejde se od dvojosých krystalů k jednoosým. Splynutí nastane buď pro $b = c$ nebo pro $b = a$; rovnice vlnoplochy v krystalech dvojosých promění se v tomto zvláštním případě ve dvě rovnice vlnoplochy pro jednoosé krystally. Jak se to děje, na př. když $b = c$, ukáže tento rozbor. Rozvinutá rov-



Obr. 423. Kuželový lom při kolmém dopadu směrem osy.

nice vlnoplochy pro dvojosé krystally zní (§ 271.)

$$(a^2x^2 + b^2y^2 + c^2z^2)(x^2 + y^2 + z^2) - a^2(b^2 + c^2)x^2 - b^2(c^2 + a^2)y^2 - c^2(a^2 + b^2)z^2 + a^2b^2c^2 = 0.$$

Když $b = c$, obdržíme

$$[a^2x^2 + b^2(y^2 + z^2)](x^2 + y^2 + z^2) - a^2b^2(x^2 + y^2 + z^2) - b^2[a^2x^2 + b^2(y^2 + z^2)] + a^2b^4 = 0$$

čili

$$[a^2x^2 + b^2(y^2 + z^2)](x^2 + y^2 + z^2 - b^2) - a^2b^2(x^2 + y^2 + z^2 - b^2) = 0$$

aneb konečně

$$[a^2x^2 + b^2(y^2 + z^2) - a^2b^2](x^2 + y^2 + z^2 - b^2) = 0,$$

což dává soustavu dvou rovnic; první značí kouli

$$x^2 + y^2 + z^2 = b^2$$

a druhá rotační ellipsoid

$$a^2x^2 + b^2(y^2 + z^2) = a^2b^2.$$

Pásový řez pro $x = 0$ jsou dva kruhy s poloměry a, b . Osový řez pro $y = 0$ nebo $z = 0$ je kruh s poloměrem b a ellipsa s poloosami a, b .

§ 276. Úhel optických os. Dvojosé krystally kladné a záporné.

Úloha, stanoviti úhel optických os, řeší se jednoduchými úvahami geometrickými.

1. Úhel optických os hlavních. Tyto osy jsou normály k tečné ellipsy v řezu $y = 0$ čili v souřadnicové rovině XZ (obr. 424.). Rovnice této ellipsy jest

$$\frac{x^2}{c^2} + \frac{z^2}{a^2} = 1,$$

tudíž rovnice její tečné

$$\frac{x\xi}{c^2} + \frac{z\xi}{a^2} = 1.$$

Spustíme-li z bodu O kolmici p na tečnu a násobíme-li její délkou p poslední rovnici, obdržíme rovnici tu ve tvaru normálním

$$\frac{px}{c^2} \xi + \frac{pz}{a^2} \xi = p.$$

Znamenáme-li písmenem V úhel, který svírá normála p s osou OZ , do níž připadá poloosa a , obdržíme vztahy

$$\begin{aligned} \frac{px}{c^2} &= \sin V, & \frac{pz}{a^2} &= \cos V, \\ \frac{x}{c} &= \frac{c}{p} \sin V, & \frac{z}{a} &= \frac{a}{p} \cos V, \end{aligned}$$

tudíž vzhledem k rovnici ellipsy

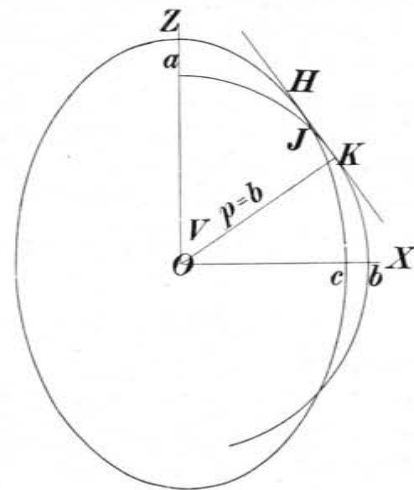
$$c^2 \sin^2 V + a^2 \cos^2 V = p^2.$$

Až dotud mají rovnice platnost všeobecnou. Stane-li se tečna k ellipse zároveň tečnou ke kruhu b , tedy tečnou singulární, stane se $p = b$, tudíž bude

$$c^2 \sin^2 V + a^2 \cos^2 V = b^2.$$

Z toho odvodíme další vztahy

$$\begin{aligned} \sin V &= \sqrt{\frac{a^2 - b^2}{a^2 - c^2}}, & \cos V &= \sqrt{\frac{b^2 - c^2}{a^2 - c^2}}, \\ \operatorname{tg} V &= \sqrt{\frac{a^2 - b^2}{b^2 - c^2}}. \end{aligned}$$



Obr. 424. Úhel optických os hlavních.

Úhel optických os rovná se $2V$. Ze vzorce toho plyne dále:

Je-li $a^2 - b^2 = b^2 - c^2$, jest $V = 45^\circ$.

Je-li $a^2 - b^2 \leq b^2 - c^2$, jest $V \leq 45^\circ$.

Význam těchto vztahů vysvitne nejlépe z řezu rovinou YZ , když kruh b protíná elipsu (a, c). Je-li

$$a^2 - b^2 = b^2 - c^2 \quad \text{čili} \quad b^2 = \frac{1}{2}(a^2 + c^2),$$

obdržíme případ přechodní. Stává-li se b větší, blížíme se konečně případu, kdy by kruh b byl ellipse (a, c) opsán, dotýká se jí ve vrcholech její delší osy. Krystal by se stal jednoosým a to *kladným*. Naopak, stává se b menší, blížíme se případu, když by kruh b byl do elipsy vepsán, dotýká se jí ve vrcholech její kratší osy. Krystal by se stal jednoosým a to *záporným*. Vzhledem k těmto vztahům nazýváme také dvojosé krystally

pozitivní, je-li $b^2 > \frac{a^2 + c^2}{2}$ čili $V < 45^\circ$,

negativní, $b^2 < \frac{a^2 + c^2}{2}$ $V > 45^\circ$.

Často bývá se za úhel optických os úhel ostrý; přímka půlící tento ostrý úhel označuje se jako *bisektrix*. Také touto přímkou lze vyznačiti dvojosé krystally; padne-li do směru nejmenší elasticity (OZ), je krystal kladný; padne-li však do směru největší elasticity (OX), je záporný.

2. *Úhel optických os vedlejších*. Tyto osy spojují průseky kruhu a elipsy

$$x^2 + z^2 = b^2, \quad a^2x^2 + c^2z^2 = a^2c^2.$$

Pro tyto průsečné body J vypočítáme z obou těchto rovnic

$$x = c \sqrt{\frac{a^2 - b^2}{a^2 - c^2}}, \quad z = a \sqrt{\frac{b^2 - c^2}{a^2 - c^2}}.$$

Znamenáme-li obdobně písmenem V' úhel, jež poloměr k bodům J svírá s osou OZ , do níž padá poloosa a , obdržíme

$$\text{tg } V' = \frac{x}{z} \quad \text{čili} \quad \text{tg } V' = \frac{c}{a} \sqrt{\frac{a^2 - b^2}{b^2 - c^2}}$$

tudíž $\text{tg } V' = \frac{c}{a} \text{tg } V$.

Poněvadž $c < a$, je vždy $V' < V$. Zajímavá obdoba jeví se ve vzorcích

$$\text{tg } V = \sqrt{\frac{a^2 - b^2}{b^2 - c^2}}, \quad \text{tg } V' = \sqrt{\frac{\frac{1}{b^2} - \frac{1}{a^2}}{\frac{1}{c^2} - \frac{1}{b^2}}}.$$

Vyznačují se tedy oba vzorce týmž převratným vztahem jako zmíněné shora ellipsoidy »první a druhý«. Co jsou ve vzorci pro V rychlosti a, b, c , to jsou ve vzorci pro V' jejich převratné hodnoty, t. j. indexy n_1, n_2, n_3 .

Vyložili jsme již dříve (§ 268. a 270.), jak možno stanoviti polohu optických os hlavních a vedlejších z obou ellipsoidů pružnosti. Tam jsme definovali osy optické hlavní (binormály) jako směry, v nichž mají obě *vlny* stejnou rychlost, osy optické vedlejší (biradiály) pak jako směry, v nichž mají oba *paprsky* stejnou rychlost. Z toho, co bylo řečeno o souvislosti vlnoplochy s paprskem a vlnou (§ 255.), je patrné, že tyto definice souhlasí s definicemi podanými v tomto odstavci.

§ 277. Příklady.

Výklady předešlého odstavce objasní se velice, když se číselně propočítají některé vhodné příklady. V následujícím podáváme výpočet pro baryt a aragonit.

1. Baryt ($BaSO_4$). Indexy lomu pro světlo natriové při 20° určil *Arzruni*. Výsledky počtu jsou, jak následuje:

$n_1 = 1.63609$	$a = 0.611213$	$a^2 = 0.373582$
$n_2 = 1.53712$	$b = 0.610829$	$b^2 = 0.373112$
$n_3 = 1.64795$	$c = 0.606814$	$c^2 = 0.368224$

$$a^2 - b^2 = 0.000470 \quad b^2 - c^2 = 0.004888$$

$$\text{tg } V = \sqrt{\frac{470}{4888}} \quad \text{tg } V' = \frac{0.6068}{0.6112} \text{tg } V$$

$$V = 17^\circ 14' \quad V' = 17^\circ 7'$$

$$2V = 34^\circ 28' \quad 2V' = 34^\circ 14'.$$

2. Aragonit ($CaCO_3$). Indexy lomu pro světlo natriové podle *Rudberga*. Počet vede k výsledkům následujícím:

$n_1 = 1.53013$	$a = 0.65354$	$a^2 = 0.427114$
$n_2 = 1.68157$	$b = 0.59468$	$b^2 = 0.353647$
$n_3 = 1.68589$	$c = 0.59316$	$c^2 = 0.351837$

$$a^2 - b^2 = 0.073467 \quad b^2 - c^2 = 0.001810$$

$$\text{tg } V = \sqrt{\frac{73467}{1810}} \quad \text{tg } V' = \frac{0.59316}{0.65354} \text{tg } V$$

$$V = 81^\circ 4.8' \quad V' = 80^\circ 11.3'$$

$$2V = 162^\circ 9.6' \quad 2V' = 160^\circ 22.6'.$$

K těmto příkladům připojujeme tabulku, jež obsahuje úhly $2V$ a $2V'$ optických os těch krystallů dvojosých, jejichž exponenty lomu byly v tabulce § 273. sestaveny.

Úhly optických os dvojosých krystallů.

Látka	a	b	c	$2V$	$2V'$
Síra (α)	0·51270	0·49060	0·44632	72° 20'	64° 57'
Cerussit	0·55442	0·48163	0·48122	171 46	170 31
Aragonit	0·65354	0·59468	0·59316	162 10	160 23
Baryt	0·61113	0·61071	0·60681	36 45	36 31
Anhydrit	0·63710	0·63471	0·61972	43 49	42 44
Sádrovec	0·65771	0·65677	0·65376	58 5	57 47
Slída	0·64067	0·62730	0·62511	136 11	135 12
Topas	0·62050	0·61967	0·61687	56 56	56 39
Andalusit	0·6127	0·6105	0·6086	96 46	96 23
Kyselina pravovinná	0·66900	0·65160	0·62302	76 56	73 0
Hydrazon α - aethyl- pyrohroznový	0·67264	0·57944	0·53186	112 6	99 11

Příklady, jež jsme zde propočítali, jsou velmi poučné. Vidíme především, že v rozdílech $a^2 - b^2$ a $b^2 - c^2$ první místa desetinná vymizí a že o výsledku rozhodují jen místa poslední. Proto je nutno počítati na mnoho (zde šest) desetinných míst (logarithmy sedmimístnými), aby úhel V a V' byl zaručen počtem na několik minut. Má-li však toto početní zaručení míti význam fyzikální, musí exponenty lomu býti zajištěny ještě na páté místo desetinné, tím více, čím méně se liší navzájem. To je však požadavek, jemuž vyhověti je věc velmi ne snadná. Mnozí pozorovatelé sice sdělují indexy lomu na pět míst, ale tím není řečeno, že poslední dvě místa jsou přesná. Proto vznikají ve výsledcích počtu nejistoty, jež dosahují i celých stupňů. Přířímým toho příkladem je baryt. Podle Arzrunia (v propočítaném příkladě) jsou jeho indexy 1·63609, 1·63712, 1·64795, podle Heussera (v tabulce) 1·63630, 1·63745, 1·64797. Ve výsledcích obdrží se pro úhel $2V$ podle Arzrunia 34° 28', podle Heussera 36° 45', obě pro světlo natriové. Výsledky se tedy liší ve stupních, ač rozdílnosti v indexech n_1 a n_2 činí málo jednotek čtvrtého místa. Poznáme později, jak lze úhel $2V$ spolehlivěji určití přímým měřením úhlovým.

Pro baryt je $V < 45^\circ$, je tudíž krystal kladný; pro aragonit $V > 45^\circ$, je tudíž krystal záporný. Bisektrix, t. j. přímka půlící ostrý úhel, padne v barytu do směru nejmenší pružnosti, v aragonitu do směru největší pružnosti. Tabulka obsahuje jak krystally kladné ($2V < 90^\circ$), tak záporné ($2V > 90^\circ$). Dvojnásobný rozdíl $V - V'$ stanoví přibližně otvor kužele pro kuželový lom vnitřní. Pro baryt obdržíme jen 14', pro aragonit 1° 46', tedy značně více. Pochopíme tedy, že kuželový lom byl na aragonitu pokusem nejsnáze zjištěn.

Vypočítané úhly V a V' platí pro světlo natriové. Pro světlo jiné délky vlnové byly by indexy n_1 , n_2 , n_3 a tím i rozměry a , b , c , vlnoplochy a tudíž i úhly V a V' poněkud jiné. Když tedy v myšlenkách

měníme světlo od červeného k fialovému, obdržíme osy podle vlnové délky jakoby v malinký vějíř rozložené. Proto mluvíme o *dispersi optických os* v krystallech dvojosých.

§ 278. Závěrek.

Světlo šíří se krystallem v různých směrech různou rychlostí. Tato je všeobecně stanovena vzorcem $v = \sqrt{E/S}$, kdež značí E elasticitu, S specifickou hmotu prostředí. Fresnel předpokládal v prostředích isotropních stejnou pružnost aetheru bez ohledu na látku, tedy na př. ve skle právě takovou, jako v kamenné soli nebo ve vodě a pod. Různá rychlost světla v těchto prostředích vzniká různou specifickou hmotou čili různou hustotou aetheru. Naproti tomu v prostředích anisotropních, v krystallech, má aether ve všech směrech hustotu stejnou, ale mění se jeho pružnost tak, jak elipsoid pružnosti vyznačuje. Je však patrné, že by věc mohla býti opačná. Takového výsledku došli (1835) vskutku Mac Cullagh (1809—1847) a Fr. Neumann (1798—1895) na základě svých theoretických názorů o pružnosti aetheru v krystallech. S tím souvisí otázka, jak se mají k sobě rovina kmitová a rovina polarisační; podle Fresnela jsou k sobě kolmé, podle Neumanna splývají. Úvahy o těchto otázkách (Green, lord Kelvin, Cauchy) vedly k novým představám o povaze aetheru, jež však jako příliš umělé se neudržely. Byl učiněn pokus (Stokes, Rankine, lord Rayleigh a j.) vyložiti různou rychlost světla v krystallech při stejné pružnosti aetheru spolupůsobením částic aetherových a hmotných. Elektromagnetická theorie světla přeložila pojmy kinetické v mluvu elektromagnetickou; posuv aetherových částic nahrazuje posuvem elektrickým, rychlost nahrazuje elektrickým proudem. S elektrickou vlnou je vždy spojena vlna magnetická. Elektrické kmity mají takový směr, jak Fresnel předpokládal, kdežto kmity magnetické, jak stanovil Neumann. Základem všeho zůstává však *periodicitá* dějů, jejichž podstata je dosud záhadou. Kinetické představy mohou i nyní jako hypotese svou názorností a jednoduchostí býti základem pro vysvětlování světelných úkazů v krystallech.

XIII.

Chromatická polarisace.

§ 279. Historický úvod.

Úkazy chromatické polarisace objevil r. 1811 *Arago* *). Zjev, který nahodile pozoroval, byl překvapující. Když na svém polarisačním přístroji při světle rovnoběžném zkřížil analysátor s polarisátorem tak, že pole bylo tmavé, a když mezi ně vložil dvojlomnou deštičku krystalu, pozoroval, že se pole vyjasnilo a zabarvilo tak, jako by deštička polarisaci rušila; proto označil *Arago* účinek deštičky názvem »depolarisace«. Krátce po tom, r. 1813 a 1814, objevil *Brewster* **) úkazy chromatické polarisace ve světle sbíhavém v krystallech jednoosých i dvojosých. *Young* poukázal na to, že by základ těchto ukazů mohl být v interferenci světla. *Biot* podal důmyslné vysvětlení z theorie výronové. Správně vyložili zjevy barevné polarisace podle vlnivé theorie *Fresnel* a *Arago*. Základ těchto zjevů je v interferenci světla lineárně polarisovaného. Podmínky její stanovili těmito větami:

1. Dva paprsky polarisované stejnosměrně, vzniklé přímo ze světla přirozeného, interferují jako paprsky obyčejné.

2. Dva paprsky polarisované ve směrech k sobě kolmých neinterferují vůbec.

3. Dva paprsky polarisované ve směrech k sobě kolmých,

*) *Dominique François Arago* (1786—1853), astronom při „Bureau des longitudes“, professor na polytechn. škole v Paříži. Pojednání, jež dne 11. srpna 1811 předložil pařížské Akademii věd, má titul: *Mémoire sur une modification remarquable, qu'éprouvent les rayons lumineux dans leur passage à travers certains corps*. *Mém. de la prem. classe de l'Inst.* XII. 93. Název polarisace chromatické = barevné je všeobecně přijat.

**) *David Brewster* (1781—1868). O svém objevu, který učinil samostatně, podal zprávy ve spise: *Treatise on New Philosophical Instruments*, Edinburgh 1813 a rok na to, 1814, ve *Philosophical Transactions*.

jestliže vznikly z téhož paprsku *obyčejného* světla, neinterferují ani tehda, uvedou-li se na společný kmitosměr.

4. Dva paprsky polarisované ve směrech k sobě kolmých, jestliže vznikly z téhož paprsku *polarisovaného* světla, interferují, uvedou-li se na společný kmitosměr.

Věta 1. je zřejmá; jsou-li pro obyčejné světlo splněny podmínky interference, nemůže být závadou, když dopadající světlo polarisátorem uvedeme na jediný kmitosměr.

Věta 2. je velmi důležitá; dokazuje, že kmity světelné jsou *pouze příčné*. Kdyby totiž světelné kmity obsahovaly sebe menší složku podélnou, pak by tyto složky ve dvou paprscích postupujících stejným směrem měly také též směr; sčítaly by se tedy a v intenzitě výsledné zračil by se vliv jejich fázového rozdílu, jak vyloženo bylo v oddílu o interferenci světla. Tohoto vlivu však není; není tedy ani podélných složek, světelné vlny jsou pouze příčné. Setkají-li se takové dvě vlny polarisované lineárně a k sobě kolmo, pak kmity v nich dějí se ve směrech k sobě kolmých. Kmity takové se *nesčítají*, nýbrž *skládají*. Jak v »Akustice« vyloženo *), vznikne pohyb eliptický; takové světlo nazýváme *elipticky polarisované*. Pojednáme o něm později širě a ukážeme, že intenzita jeho vskutku nezávisí na fázovém rozdílu obou paprsků. Experimentálně dá se věta 2. jednoduše ukázat na základě ohybu způsobeného dvěma šterbinami, ku př. na spektrálním přístroji. Jsou-li dalekohled a kollimátor zařízeny na nekonečno a dá-li se před dalekohled diafragma se dvěma šterbinami, jež jsou rovnoběžné se šterbinou kollimátoru, vznikne známý zjev interferenční. Když pak se šterbiny překryjí dvěma stejně tlustými deštičkami turmalinovými, zůstává nebo mizí interferenční zjev podle toho, jsou-li deštičky souhlasné nebo zkřížené.

Věta 3. souvisí s tím, že směr kmitů v přirozeném světle se neustále a nepravidelně mění, v kterémžto případě, jak níže bude vyloženo, interference nevzniká.

Z věty 4. plyne, že musí být dáno světlo již polarisované a to nejjednodušeji polarisované lineárně. Když se pak vloží za polarisátor dvojlomná deštička, vzniknou dvojlomem všeobecně dvě složky světla, polarisované ve směrech k sobě kolmých, které majíce fázový rozdíl mohly by interferovat; to však se stane teprve, když se obě složky analysátorem uvedou na společný kmitosměr.

*) *Akustika*, § 17., str. 48. 1902.

§ 280. Rozdělení úkazů chromatické polarisace.

Přehled se usnadní, když se úkazy chromatické polarisace rozdělí výhodně do dvou skupin podle toho, zdali světlo lineárně polarisované prochází dvojlomnou deštičkou krystalovou *rovnoběžně* nebo *sbíhavě*. Již proto je rozdělení takové prospěšné, poněvadž úprava přístrojů je jiná pro světlo paralelní a jiná pro světlo konvergentní. Rozesávající tyto přístroje jmenujeme *) jedny z nich *orthoskopy*, druhé *konoskopy*. Jich zařízení je v tom společné, že každý má polarisátor i analysátor. Jinak jsou orthoskopy jednoduché, konoskopy však složitější; neboť musí obsahovat dvě soustavy čoček, z nichž jedna činí rovnoběžné světlo sbíhavým, druhá podobná toto sbíhavé světlo zase rovnoběžným. Kryстал se klade do středu konvergence. Také podle toho se liší úprava, zdali se jimi pozoruje subjektivně nebo objektivně.

Úkazy chromatické polarisace ve světle rovnoběžném.

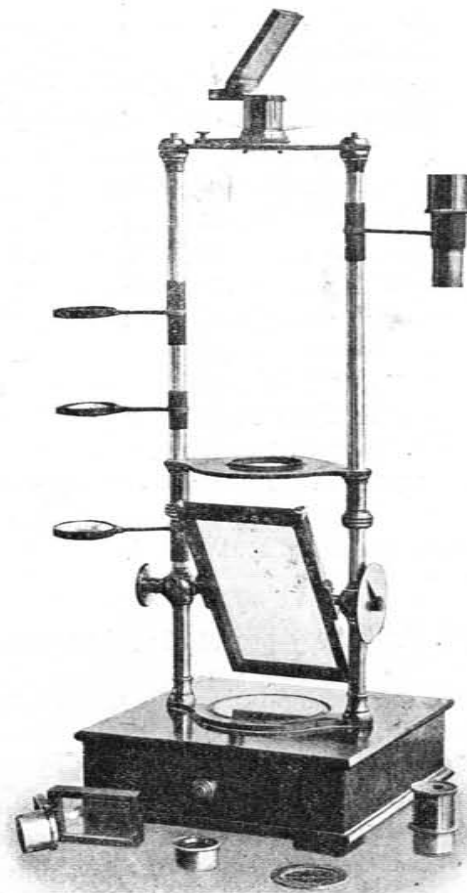
§ 281. Orthoskopy pro subjektivní pozorování.

Velmi rozšířený a svým pohodlným a přehledným zařízením vynikající je polarisační aparát *Nörrenbergův* *). Pozorování se děje ve směru svislém. Jednotlivé jeho součástky upevňují se na dvou svislých sloupcích mosazných, jež jsou zasazeny do dřevěného podstavce vodorovného se zásuvkou (obr. 425.). Na nich je umístěn především polarisátor, totiž skleněná deska ze zrcadlového skla, volně vložená do mosazného rámečku obdélníkového a otáčivá kolem vodorovné osy upevněné na svislých sloupcích. Při pozorování postaví se proti bílým oblakům, od nichž dopadají na ni paprsky všemi možnými směry a odrážejí se směrem dolů k podstavci. Zde je zasazeno kulaté zrcadlo vodorovné, s folií stříbrnou, kteréž tyto paprsky zase odráží nahoru, kdež projdou zrcadlovou deskou. Nad touto deskou posouvá se stolek, na který se doprostřed kladou kruhová diafragmata malého průměru; jimi propouštějí se jenom paprsky, které postupují vzhůru poblíže osy celého přístroje. Paprsky tyto mají býti dokonale polarisovány. Tomu se vyhoví,

*) Názvy tvořeny z řeckého *ὀρθός* adj. přímý, *κόνος* *ὀ* subst. kužel.

**) *Johann Gottlieb Nörrenberg* (1787—1862), professor (1823—1833) matematiky a fyziky na vojenské škole v Darmstadtu, později (1833—1851) na universitě v Tubinkách. (Mnozí auktoři piší Nörremberg, zejména též J. Poggenдорff ve svém biograficko-literárním Slovníku.)

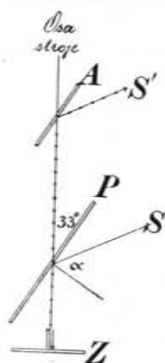
když se deska skleněná tak nakloní, aby se směrem svislým svírala úhel $90 - \alpha$, kdež α značí polarisační úhel (§ 249.). Pro korunové sklo je $\alpha = 57^\circ$, tudíž $90 - \alpha = 33^\circ$ (obr. 426.). Toto postavení bývá označeno na malém rozděleném kruhu u sloupku; po při-



Obr. 425. Nörrenbergův přístroj.

padě určí se zkusmo. Nahoře je stolek držící oba sloupce a mající uprostřed otvor s vložkou, do níž se vkládají analysátory. Vložka se může otáčeti s alhidadou podél úhlové stupnice na obvodě stolku. Analysátory (v obraze 425. dole rozložené) jsou zde rozmanité: buď (tmavé) zrcadlo na odraz, nebo soustava skleněných deštiček

na průchod i na odraz, nebo nikol, nebo achromatisovaný (nejlépe dvojnásobný) hranol vápencový, anebo jiný analysátor dvojlomný. Důležitou součástí je malý přímohledný hranol k spektrální analýze světla, který lze vkládati před analysátor; při tom užije se na prostředním stolku diafragmatu lineárního, užšího nebo širšího, které se postaví rovnoběžně s lámavou hranou tohoto hranolu. Hranol drží se na jednom sloupku (v obraze na pravo nahoře) otáčivě tak, aby se dal do zorného pole vsunutí anebo z něho stranou odštinouti.



Obr. 426.
Schema přístroje
Nörrenbergova.

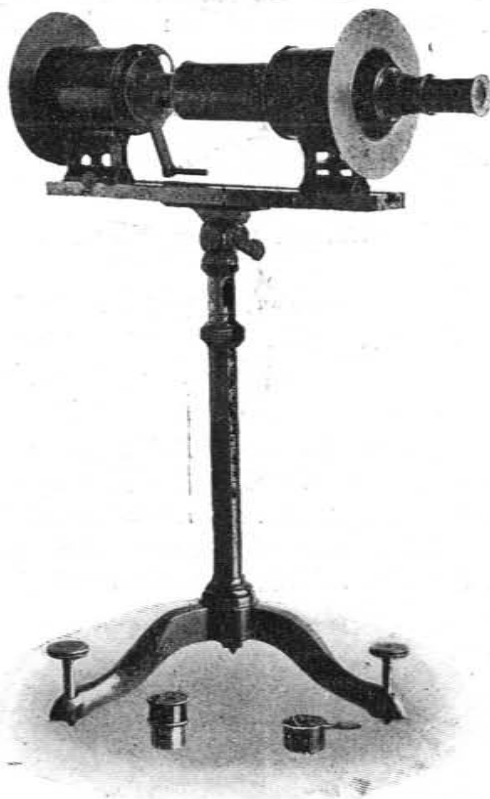
Na místo skleněné desky, kteráž je polarisátor méně dokonalý, může býti volen jiný polarisátor, na př. nikol nebo hranol Glanův, který se vloží do stolku; v tom případě se z rámečku skleněná deska vyjme a vloží se na její místo zrcadlo se stříbrnou folií, jímž se podobně jako na mikroskopu řídí nejvýhodnější světlo (na př. od bílých oblaků blízko slunce) po ose přístroje, tedy zpravidla svisle vzhůru. Touto úpravou stane se zorné pole velmi světlé; v něm jeví se pak polarisační úkazy — zejména v rozboru spektrálním — mnohem skvěleji, než když se užije obyčejného polarisátoru, jehož zorné pole bývá málo jasné.

§ 282. Orthoskopy pro objektivní pozorování.

Přístroj k objektivnímu pozorování, vhodný zejména pro přednášky, sestavil Duboscq^{*)}. Na sloupci s trojnožkou (obr. 427.) je v ohbí upevněn podélný nosič s rýhou, po němž v sánkách lze posunovati dvě dutá válcová pouzdra tak upravená, aby se do nich daly vkládati rozmanité polarisátory, analysátory, čočky a j. Přední pouzdro chová ve zúžené části jako diafragma desku *D* mající na obvodu řadu kruhových otvorů různého průměru, jimiž se zorné pole vhodně více neb méně zužuje. Deska se otáčí kolem osy jejím středem položené a tak stranou upevněné, aby středy otvorů padly do osy polarisačního přístroje. Zadní pouzdro má slabou spojnou čočku *L* uvnitř umístěnou, kterou lze onen otvor na projekční stěně 2 až 3 metry od přístroje vzdálené reálně zobraziti. Zdrojem rovno-

^{*)} Jules Duboscq (1817—1886), zeť a od r. 1849 nástupce Soleilho v Paříži, jehož opticko-mechanickou dílnu velice zdokonalil. Jeho nástupcem stal se inženýr Ph. Pellin.

běžného světla jest nejlépe slunce. Jinak lze užiti též obloukové lampy, jejíž světlo dvěma kollimujícími plankonvexními čočkami se učiní rovnoběžné; těchto čoček, jež náleží k elektrické lampě, v následujících schematických nárysech nekreslíme^{*)}.



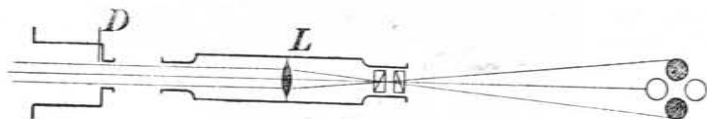
Obr. 427. Polarisační přístroj Duboscqův.

§ 283. Pokusy.

Uvedeme několik pokusů, jak se ukazují objektivně přístrojem Duboscqovým. Subjektivně, přístrojem Nörrenbergovým, lze je ovšem též konati s malými změnami, kteréž zvláště uváděti byla by věc zbytečná.

^{*)} Fysikální ústav má ve svých sbírkách původní aparát Duboscqův; jeho konstrukce byla od jiných firem rozmanitě pozměňována, čímž vznikly modifikace, více méně účelné, jichž však neuvádíme.

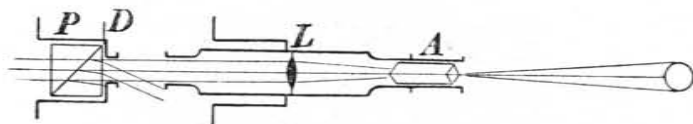
1. Vykládající dvojlom, zmínili jsme se o pozorování, jež učinil Huygens, klada dva vápence na sebe (§ 247.). Pokus tento lze ukázati velice pěkně a zřetelně, když se užije dvou achromatizovaných hranolů vápencových umístěných těsně za sebou na konci druhého pouzdra (obr. 428.). Jeden z nich jest polarisátorem, druhý analysátorem. Prvým samotným ukáže se dvojlom; oba



Obr. 428. Pokus Huygensův.

obrázky mají stejnou intenzitu. Připojí-li se druhý, vzniknou povšechně čtyři obrázky, z nichž dva a dva intenzitu mění, když se druhým hranolem otáčí; po případě vzniknou jen obrázky dva anebo jen jeden, když se oba hranoly vzájemně kompensují.

2. Malusův zákon kosinus-kvadrátový lze ukázati velmi poučně. Do předního pouzdra vloží se (dvojlomný) polarisátor P ; do zadního na konec nikol A (obr. 429.). Když se nikolem otáčí, mění se intenzita obrázku. Otáčeti lze zvolna rukou anebo rychle rotačním přístrojem (obr. 430.), do něhož se nikol vloží; při větší



Obr. 429. Zákon Malusův.

rychlostí vidí oko konstantní světlost průměrnou. Zvláštního působu nabude pokus, když se do rotačního přístroje vloží nikol a za něj ještě achromatický hranol, kterým se obraz uchýlí stranou. Při otáčení dostatečně rychlém spojí se na bílé projekční stěně obrázky — poněvadž vněm zrakový jakousi dobu trvá — v kruhový pás, na kterém intenzity, dříve pozorované časově za sebou, jsou nyní rozloženy prostorově vedle sebe; jest to jakoby prostorové rozvinutí kosinus-kvadrátového zákona. Kruhový pás, jsa na dvou protilehlých místech tmavý, jeví se přerušovaný a to ve zkřížených polohách polarisátoru a analysátoru. Jakmile přední polarisátor odejmeme a pokus opakujeme, obdržíme kruhový pás všude

stejně světlý. Šířka pásu řídí se tím, jak veliký otvor zvolíme v diafragmatu D .

Odejmeme-li přední polarisátor P a podržíme-li v rotačním přístroji toliko nikol, — odstraníme achromatický hranol — obdržíme při otáčení nikolu polarisované světlo, jehož polarisační rovina se stále mění, a to po případě velmi rychle, točíme-li přístrojem rychleji. Když světlo takové jiným nikolem analysujeme, ukáže se, že se chová jako světlo přirozené. To však platí jen, otáčíme-li rovnoměrně. Když by se střídala periodicky maxima a minima rychlosti, jakou se nikol otáčí, jevílo by světlo povahu světla částečně polarisovaného (Dove).

3. Stejně upraveným přístrojem (obr. 429.) ukážeme základní pokus o chromatické polarisaci. Zkřížíme nikol s polarisátorem; pole je tmavé. Roviny polarisační jsou tu jedna vodorovná, druhá svislá; zoveme je *hlavní roviny polarisačního přístroje*. Vložíme pak za diafragma D , volice kruhový otvor vhodného průměru, deštičku dvojlomného krystalu, na př. křemennou, která je vybroušena rovnoběžně s osou. Pole se vyjasní a zabarví. Otáčíme-li deštičkou v její vlastní rovině, stává se zabarvení sytější až k určitému maximu, potom zase slábne, až úplně zmizí, nato se objeví poznovu stávajíc se sytější až k maximu, načež opět slábne, až zmizí atd. Při otočení jednou kolem objeví se maximum čtyřikráte, a to vždy, když osa krystalu přijde do polohy souměrné ke zkříženým rovinám polarisačním, tedy do úhlu $\pi/4$. Rovněž tak čtyřikráte zabarvení zmizí, jako by deštičky tam nebylo, a to vždy, když osa krystalu přijde do jedné nebo druhé roviny polarisační, tedy do úhlu 0° . Deštička křemenná (\parallel s osou) vhodné tloušťky, jež je k přístroji připojena, ukazuje zabarvení růžové.

4. Postavme pro další pokusy desku krystalovou do polohy, kdy je zabarvení nejsytější a otáčejme analysujícím nikolem. Zabarování slábne, bledne, až po otočení o $\pi/4$ přejde v bílé, pak se zase objeví, ale nikoli v barvě původní, nýbrž doplňkové, která se stane nejsytější po otočení o $\pi/2$; potom opět tato barva slábne, bledne až po otočení o $3\pi/4$ přejde v bílou; potom zase se objeví zabarvení původní a to po otočení o π v největší sytosti. Otáčí-li se nikolem ještě dále až do 2π , opakují se úkazy v témže pořádku. V polohách nikolu souměrných k hlavním rovinám polarisačního přístroje tedy zabarvení mizí, pole je bílé; v polohách o $\pi/2$ rozdílých je zabarvení doplňkové.

5. Tento postup barev přehlédneme najednou, když užijeme otáčivého nikolu spojeného s hranolem achromatickým, uchylujícím. Obdržíme na bílé projekční stěně barevný kruhový pás ve

dvou doplňkových barvách. V pásu jeví se tyto barvy na čtyřech místech nejsytější, odtud přecházejíce přes světlo bílé jedna v druhou v sytosti zmenšované.

6. Komplementárnost barev ukáže se velmi pěkně, když místo nikolu užijeme dvojlomného analysátoru, na př. achromatizovaného hranolu vápencového, a když volíme diafragma poněkud



Obr. 430. Rotační přístroj ke studiu zákona Malusova.



Obr. 431. Hranol přímohledný.

větší, aby obrázky dvojlomným analysátorem vznikající (jeden přímý, druhý odchylený) částečně se kryly. Když pak tímto analysátorem otáčíme, obíhá jeden obrázek (řádný) kolem druhého (mimořádného), části sebe nekryjící objevují se v barvách, jejichž sytost střídavě stoupá a klesá; kde však se obrázky kryjí, zůstává pole vždy bílé na důkaz, že barvy ty jsou doplňkové. Vskutku dává takový dvojlomný analysátor najednou, co by dal nikol ve dvou polohách o $\pi/2$ různých.

7. Abychom se o povaze barev zde vystupujících poučili, ana-

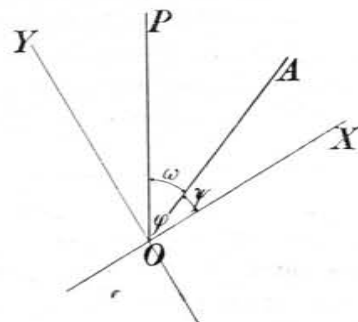
lysujeme je spektrálně. Dosaďme opět analysující nikol, který s polarisátorem zkřížíme, otočme deštičku krystalu osou do souměrné polohy, aby zabarvení vyniklo v maximum; dejme pak za krystal podélné diafragma svislé, které lze mikrometricky rozšiřovati a zúžovati, a za nikol postavme přímohledný hranol takový, jak jej znázorňuje obr. 431. s lámavou hranou rovněž svislou. Na bílé stěně projekční objeví se spektrum, v němž však na jednom místě se ukazuje tmavý pruh. Když se nikolem otáčí, slábne tento pruh, zmizí po otočení o $\pi/4$; při dalším otáčení objeví se pruh na jiném místě spektra, nejzřetelněji po otočení o $\pi/2$. Při dalším otáčení tento pruh slábne, zmizí po otočení o $3\pi/4$ a objeví se opět na původním místě po otočení o π . Z toho je patrné, že barvy při chromatické polarisaci nejsou barvy čisté, spektrální, nýbrž smíšené; chybí totiž jedna z barev ve světle bílém obsažených a jiné sousední jsou zeslabené. Při oné deštičce křemenné objeví se prvý pruh asi uprostřed spektra, takže je zabarvení způsobeno směsí barev hlavně červené a modrofialové, což dává barvu růžovou. Po otočení nikolu o $\pi/2$ zůstává střed spektra jasný, takže převládá ve směsi barva žlutozelená. Pruhy objevují se zřetelněji, je-li šterbina úzká, ovšem na úkor světlosti spektra.

§ 284. Výklad theoretický.

Seznavše experimentálně průběh úkazů chromatické polarisace ve světle rovnoběžném, hleďme věc vystihnouti theoreticky. Na desku krystalovou dopadá světlo na př. svislé kmitající s amplitudou OP (obr. 432.), kterou můžeme klásti = 1. Vstupujícíe do krystalu rozloží se kmitý ve dvě složky na sobě kolmé směřů OX a OY . Je-li φ úhel POX , jsou amplitudy těchto složek

$$\cos \varphi, \quad \sin \varphi.$$

Prošedše krystalovou deštičkou, v níž se šíří různou rychlostí, vystoupí tyto složky s jakýmsi fázovým rozdílem ε , takže může nastati interference, poněvadž obě složky vznikly z polarisovaného světla. Tato interference však na-



Obr. 432. Vysvětlení chromatické polarisace.

stane, až když obě složky k sobě kolmo kmitající se uvedou na společnou rovinu kmitovou OA , která je dána analysátorem. Je-li ψ úhel AOX , padnou do směru OA složky s amplitudami

$$\cos \varphi \cdot \cos \psi, \quad \sin \varphi \cdot \sin \psi$$

a s fázovým rozdílem ε . Nazveme-li tyto amplitudy krátce r_1, r_2 , vychází amplituda výsledná r ze vzorce (§ 188.)

$$r^2 = r_1^2 + r_2^2 + 2r_1 r_2 \cos \varepsilon$$

Intensita I světla jest úměrná čtverci r^2 výsledné amplitudy r . Obdržíme tedy pro tuto intensitu — dosadíme hodnoty za r_1 a r_2 — úměrný výraz

$$I = \cos^2 \varphi \cdot \cos^2 \psi + \sin^2 \varphi \sin^2 \psi + 2 \cos \varphi \cdot \sin \varphi \cdot \cos \psi \cdot \sin \psi \cdot \cos \varepsilon.$$

Připojme k této rovnici totožný výraz

$$0 = 2 \cos \varphi \cos \psi \cdot \sin \varphi \cdot \sin \psi - 2 \cdot \cos \varphi \sin \varphi \cdot \cos \psi \cdot \sin \psi;$$

pak jest

$$I = \cos^2 (\varphi - \psi) - \sin 2\varphi \cdot \sin 2\psi \cdot \sin^2 \frac{\varepsilon}{2}.$$

Položíme-li zkrátka

$$\varphi - \psi = \omega,$$

obdržíme

$$I = \cos^2 \omega - \sin 2\varphi \cdot \sin 2\psi \cdot \sin^2 \frac{\varepsilon}{2}.$$

Prvý člen tohoto výrazu značí intensitu světla podle zákona Malusova, jaká by byla bez krystallové desky, jen proto, že analysátor jest od polarisátoru odchýlen o úhel ω . O vlivu desky rozhoduje tedy výraz druhý, který obsahuje především úhly posiční φ a ψ a mimo ty činitel s fázovým rozdílem ε . Nechme prozatím fázový rozdíl stranou a přihlédneme především, jaký vliv má poloha deštičky, stanovená posičními úhly φ a ψ .

1. Vliv deštičky je nullový, když

$$\varphi = 0, \quad \frac{\pi}{2} \quad \text{nebo} \quad \psi = 0, \quad \frac{\pi}{2},$$

t. j. padne-li buď kmitosměr OX nebo OY do kmitosměru buď polarisátoru OP nebo analysátoru OA . Necháme-li tedy polarisátor i analysátor v postavení určitém a otáčíme-li deštičkou ve vlastní její rovině, stane se ve čtyřech polohách nepůsobivou, jako by jí nebylo.

2. Vliv deštičky jest největší, padne-li buď kmitosměr OX nebo OY souměrně ke kmitosměrům OP a OA polarisátoru i ana-

lysátoru. Vskutku lze dokázati, že v tomto případě výraz

$$\sin 2\varphi \cdot \sin 2\psi \quad \text{při} \quad \varphi - \psi = \omega$$

nabývá hodnoty největší. Důkaz diferenciálním počtem jest jednoduchý. Když hořejší součin logaritmujeme a pak diferencujeme, obdržíme

$$\cot 2\varphi + \cot 2\psi = 0$$

jakožto podmínku maxima. Této podmínce vyhovuje rovnice

$$\psi = -\varphi,$$

z čehož pak vzhledem ke vztahu $\varphi - \psi = \omega$ plyne

$$\varphi = \frac{\omega}{2}, \quad \psi = -\frac{\omega}{2},$$

t. j. směr OX půlí úhel (OP, OA) .

Podmínka jest též splněna pro

$$\varphi = \frac{\pi}{2} + \frac{\omega}{2}, \quad \psi = \frac{\pi}{2} - \frac{\omega}{2},$$

t. j. když směr OY půlí úhel (OP, OA) .

Dosadí-li se tyto zvláštní hodnoty pro φ a ψ , plyne v obou případech:

$$I = \cos^2 \omega + \sin^2 \omega \cdot \sin^2 \frac{\varepsilon}{2}.$$

Oba případy znamenají souměrnost kmitosměrů OX a OY vzhledem ke kmitosměrům OP a OA polarisátoru i analysátoru.

Při otáčení deštičky krystallové nastane tato souměrnost čtyřikrát a tudíž také maximum působnosti čtyřikrát. Intensitu I_m v tomto maximum určuje výraz

$$I_m = \cos^2 \omega + \sin^2 \omega \cdot \sin^2 \frac{\varepsilon}{2}.$$

Pro zvláštní případ $\omega = 90^\circ$ jest

$$I_m = \sin^2 \frac{\varepsilon}{2}.$$

3. Základní pokusy ukázaly, že při dvojitým postavení analysátoru o úhel $\pi/2$ rozdílném jsou zjevy doplňkové. Položíme-li ve všeobecném výrazu jednou posiční úhel ψ , podruhé $\psi + \pi/2$, vyjde

$$I_1 = \cos^2 \omega - \sin 2\varphi \cdot \sin 2\psi \cdot \sin^2 \frac{\varepsilon}{2},$$

$$I_2 = \sin^2 \omega + \sin 2\varphi \cdot \sin 2\psi \cdot \sin^2 \frac{\varepsilon}{2},$$

tudíž vždy

$$I_1 + I_2 = 1,$$

takže obě intensity se doplňují na intenzitu původní.

Ze vzorce

$$I = \cos^2 \omega - \sin 2\varphi \cdot \sin 2\psi \cdot \sin^2 \frac{\varepsilon}{2}.$$

můžeme vyložit i třetí zákon Fresnel-Aragův, podle něhož dva kmity polarisované k sobě kolmo, jestliže vznikly ze světla obyčejného, neinterferují ani tehdy, když byly uvedeny na společný kmitosměr. Dopadá-li totiž na deštičku přirozené světlo, je to tak, jako kdyby se směr OP v obr. 432, nepravidelně a neustále měnil. Směry ostatní jsou pevné. Mění se tedy úhly φ a ω . Do vzorce pro I nutno pak zavést hodnoty průměrné pro rozmezí $0 \dots 2\varphi$. Průměrná hodnota $\sin 2\varphi$ je nulla, neboť \sin nabývá stejně hodnot kladných jako záporných. Průměrná hodnota $\cos^2 \omega$ je $1/2$. Obdržíme tedy pro průměrnou hodnotu I jednoduše $1/2$, tedy totéž, jako kdyby deštičky nebylo a jako kdyby přirozené světlo dopadalo přímo na analysátor (nikol).

§ 285. Pokračování; rozdíl fázový a barvy.

Dosavadní úvahy byly rázu geometrického; týkaly se vzájemné polohy jednak analysátoru vzhledem k polarisátoru, jednak krystallu vzhledem k oběma. Dvojlomná povaha krystallu jakož i kvalita světla zůstala nepovšimnuta; jest obsažena ve fázovém rozdílu ε . Tento se vypočítá z dráhového rozdílu δ podle vzorce již často užívaného

$$\varepsilon = \frac{2\pi}{\lambda} \delta.$$

Oba paprsky, jež dvojlomem v krystallu vznikají, postupují kolmo k deštičce, probíhají touže drahou, t. j. tloušťkou deštičky e , ale různou rychlostí; jejich dráhy *optické* jsou tedy různé. Tyto přepočítáme na vzduch znásobíce je indexy lomu n' a n'' relativními, t. j. rovněž na vzduch vztahovanými. Je pak

$$\delta = n'e - n''e \quad \text{čili} \quad \delta = (n' - n'')e,$$

tudíž

$$\varepsilon = \frac{2\pi}{\lambda} (n' - n'')e.$$

Ve výrazu tomto jest obsažena dvojlomnost krystallu $n' - n''$, v níž vězí (implicite) též povaha světla, která vedle toho jest přímo (explicite) vyjádřena vlnovou délkou λ . Mění-li se tato délka v mezích záření viditelného, na př. od čáry Fraunhoferovy A do čáry H ,

probíhá výraz pro ε řadou hodnot též v určitých mezích; tyto meze rozšíří se více méně podle toho, zdali je tloušťka e krystallu větší nebo menší.

Majíce vyložiti barevné úkazy, jež jsme dříve poznali pokusně, položíme ve všeobecném výrazu

$$I = \cos^2 (\varphi - \psi) - \sin 2\varphi \cdot \sin 2\psi \cdot \sin^2 \frac{\varepsilon}{2}$$

speciálně

$$\varphi = \frac{\pi}{4},$$

stanovice, jak tomu bylo v předběžných pokusech, že kmitoměry v krystallu jsou souměrné ke kmitoměru polarisátoru (obr. 433. a 434.). Polohu analysátoru, jež jest určena úhlem ψ , nechme prozatím neurčitou. Obdržíme pro intenzitu výraz

$$I = \cos^2 \left(\frac{\pi}{4} - \psi \right) - \sin 2\psi \cdot \sin^2 \frac{\varepsilon}{2}.$$

Otáčejíce analysátorem měníme úhel ψ . Počítejme intenzitu I pro některé význačné hodnoty tohoto úhlu, kdy totiž jest analysátor s polarisátorem zkřížen anebo souhlasný anebo v přechodní poloze střední. Obdržíme tak k sobě příslušné hodnoty

$$\psi = -\frac{\pi}{4}, \quad 0, \quad \frac{\pi}{4}, \quad \frac{\pi}{2}, \quad \frac{3\pi}{4} \dots$$

$$I = \sin^2 \frac{\varepsilon}{2}, \quad \frac{1}{2}, \quad 1 - \sin^2 \frac{\varepsilon}{2}, \quad \frac{1}{2}, \quad \sin^2 \frac{\varepsilon}{2} \dots$$

Výsledek $\frac{1}{2}$ značí polointensivní bílé světlo při přechodu z hodnoty $\sin^2 \frac{\varepsilon}{2}$ k hodnotě doplňkové $1 - \sin^2 \frac{\varepsilon}{2}$. Je-li při tom

$$\varepsilon = \pi, \quad 2\pi, \quad 3\pi, \quad 4\pi, \dots$$

čili

$$\delta = \frac{\lambda}{2}, \quad 2 \frac{\lambda}{2}, \quad 3 \frac{\lambda}{2}, \quad 4 \frac{\lambda}{2}, \dots$$

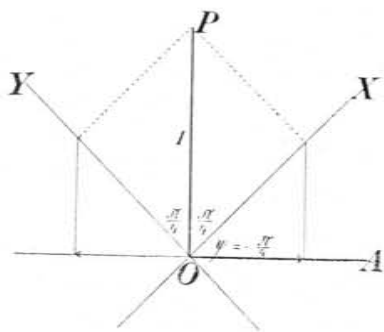
jest

$$\sin^2 \frac{\varepsilon}{2} = 1, \quad 0, \quad 1, \quad 0, \dots$$

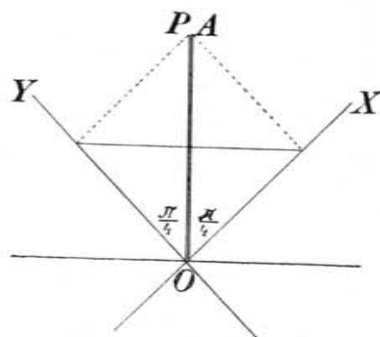
Změna v hodnotě $\varepsilon/2$ vzniká změnou barvy; ty barvy, pro něž $\varepsilon/2$ se rovná sudému počtu $\pi/2$ čili ε sudému počtu π anebo dráhový rozdíl δ sudému počtu polovin $\lambda/2$, chybějí, je-li analysátor s polarisátorem zkřížen; mají však plnou intenzitu, je-li analysátor s po-

larisátorem souhlasný. Ve spektrálním rozboru jsou barvy chybějící vyznačeny tmavým pruhem (nikoli tmavou čarou, poněvadž také v sousedství jsou barvy slabé); chybějícími barvami je pak podmíněno zabarvení pole.

Jde-li o tento hlavní výsledek, lze jeho podstatu pochopiti přímým pohledem na obrázce 433. a 434., jež znázorňují kmity pro oba hlavní případy, kdy je analysátor A s polarisátorem P buď zkřížený nebo souhlasný. Kmity s amplitudou = 1 z roviny polarisátoru P promítají se nejprve do směrů k sobě kolmých X



Obr. 433. Polarisace chromatická; analysátor s polarisátorem zkřížen.



Obr. 434. Polarisace chromatická; analysátor s polarisátorem souhlasný.

a Y a odtud do roviny analysátoru A ; průměty mají amplitudu $\cos^2 \pi/4 = \frac{1}{2}$. V případě prvním (obr. 433.) padnou průměty proti sobě; zde tedy nastává rušení, když fázový rozdíl se rovná sudému počtu π (jako by nebyl žádný); ale právě při této podmínce nastává zesílení v případě druhém, když se otočí analysátor A do směru P (obr. 434.), poněvadž zde průměty amplitud padnou do směrů souhlasných.

§ 286. Praeparáty pro chromatickou polarisaci ve světle rovnoběžném.

Pro experimentální studium krásných úkazů chromatické polarisace v rovnoběžném světle jsou nejdůležitější oba případy, jež ke konci předešlého odstavce byly uvedeny, kdy totiž krystal svými kmitosměry stojí souměrně ke kmitosměru polarisátoru a kdy analysátor s polarisátorem je buď zkřížený nebo souhlasný (obr. 433. a 434.). Vlastně je výhodnější případ první, poněvadž při

zkříženém analysátoru jeví se ostatní pole, do něhož se barvy promítají, tmavé; budeme tento případ zvatí krátce normální.

V tomto normálním případě zhasí se ta barva, čili je ve spektru zastoupena tmavým pruhem, pro kterou — znamená-li k číslo celé — platí podmínka

$$\frac{\varepsilon}{2} = k\pi, \quad \text{anebo} \quad \frac{\pi}{\lambda} (n' - n'') e = k\pi,$$

což vede ke vztahu

$$\frac{n' - n''}{\lambda} e = k,$$

jak ke konci předešlého odstavce bylo vyloženo.

Při základních pokusech (§ 283.) užívali jsme křemenné deštičky broušené rovnoběžně s osou, jež dávala zabarvení růžové. Ve spektru byl v normálním případě jediný pruh. Namítá se mimovolně otázka, proč se neužívalo vápencové deštičky, když přece vápenc je dvojlomný krystal tak znamenitých vlastností. K tomu se druzí další otázka, které z krystallů se nejlépe hodí pro studium chromatické polarisace ve světle rovnoběžném. Odpověď podává rozbor výrazu

$$\frac{n' - n''}{\lambda} e = k.$$

Mění-li se jakost světla na př. od Fraunhoferovy čáry A až do čáry G , mění se zároveň oba indexy lomu n' a n'' i vlnová délka λ a tudíž pro určitou tloušťku e také číslo k . Počítejme toto číslo pro vápenc, jednou pro čáru A , po druhé pro čáru G , při čemž e volme = 1 mm a λ vyjadřujme v mikronech.

Počet dává tyto výsledky:

Čára	n'	n''	λ	k
A	1·6500	1·4827	0·762	219·6
G	1·6762	1·4946	0·431	421·4

Mezi oběma hodnotami čísla k leží tedy $421·4 - 219·6 = 201·8$, t. j. přes 200 celých čísel! Ve spektru vzniklo by přes 200 tmavých pruhů! A i kdyby se tloušťka deštičky změnila na 0·1 mm, bylo by pruhů ještě asi 20. Tenčí deštičky nelze tak snadno obdržeti. Ale pak zabarvení pole nemůže vzniknouti žádné — pole se jeví ve světle bílém »vyššího řádu« —. To jest příčina, proč se vápenc za materiál zde nehodí,

Provedme podobný počet pro *křemen*. Obdržíme tyto výsledky:

Čára	n'	n''	λ	k
A	1·5391	1·5481	0·762	11·8
G	1·5543	1·5637	0·431	21·8

Mezi oběma hodnotami čísla k leží tedy $21·8 - 11·8 = 10$ celých čísel; tolikéž by vzniklo ve spektru pruhů. To by bylo ještě mnoho. Ale lze dobře tloušťku e zmenšiti na $0·2 \text{ mm}$; pak jsou pruhy jen $2 = 4·36 - 2·36$, což dává zabarvení velice živé. Můžeme počítati přesně, kam ty pruhy padnou, pro hodnoty $k = 2$ a $k = 3$. Počítáme výraz $(n' - n'')e$: $k = \lambda$ a obdržíme:

$$0·0090 \cdot 0·2 : 3 = 0·000600,$$

což je blízko čáry D, a dále

$$0·0094 \cdot 0·2 : 4 = 0·000470,$$

což jest mezi čarami F a G. Převládá tedy zabarvení zelené. Když se ukázalo při výše vypsáných úkazech základních (§ 283.), že ve spektru byl jen jeden pruh blíž čáry D, lze vypočísti, že tloušťka lístečku křemenného byla asi $0·13 \text{ mm}$. Ovšem je vložena mezi deštičky skleněné.

Tyto příklady jsou velmi poučné; ukazují, že při značné dvojlomnosti by musily tloušťky e býti nepatrné; proto se sem lépe hodí krystally velmi málo dvojlomné.

Materiálem vyhovujícím těmto podmínkám a i jinak velice vhodným je *sádrovec* (selenit). Zvláště cenný a hledaný je ten, který se nalézá na Montmartru v Paříži*). Krystalluje v soustavě jednoklonné, je čirý, snadno štipatelný, takže lze obdržeti lupénky velmi tenké (několik desetin neb i setin mm). Jejich mezní roviny jsou rovnoběžné s rovinou obou optických os, která jest zároveň rovina souměrnosti. Jeho tři exponenty lomu mají hodnoty pro čáru

A)	1·5155,	1·5173,	1·5242,
G)	1·5309,	1·5328,	1·5407.

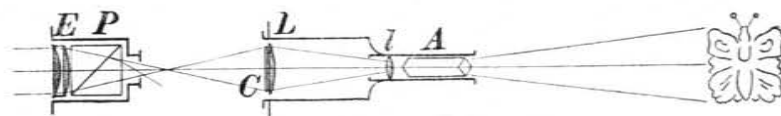
Rozdíl mezi největším a nejmenším exponentem činí $0·0087$ a

*) Mons Martyrum, (v dobách římských Mons Martis), návrší v severní části Paříže, nad okolím asi 100 m se zvedající, geologicky zajímavé. Chemické složení sádrovce jest $\text{CaSO}_4 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$, procentuálně $32·55\%$ CaO + $46·52\%$ SO_3 + $20·93\%$ H_2O . Běžný název gyps pochází z řeckého γύψος *gypsum*.

$0·0098$; jest tedy téhož řádu jako pro křemen; proto také výpočty v předešlém odstavci pro křemen platí v hlavní věci též pro lístečky sádrovcové. K pokusům vkládají se tyto lístky mezi skleněné desky krycí. V polarisačním přístroji jeví zabarvení velice živé, podle tloušťky rozdílné.

Fyzikální ústav č. univ. má ve sbírkách sádrovcové lístky, jež ukazují tyto barvy: červená 1. řádu, červená, oranžová, žlutá, žlutozelená, indigová 2. řádu, modrá, fialová 3. řádu. K subjektivnímu studiu barev hodí se též velmi dobře drobnohled s polarisačním zařízením, poněvadž i při mírném zvětšení se pole jeví dokonale stejnorodé.

Lístky sádrovcové lze uměle seskupiti, aby se v polarisačním přístroji napodobily rozmanité barevné předměty přírodní, květiny, motýlci, papoušci a j. Pro ně jest potřeba míti pole světla



Obr. 435. Dvojlomné praeparáty ve větším zorném poli.

telné dostatečně velké. A poněvadž obyčejné polarisátory pole takového nemívají, udělá se mírně rozbihavým světlem. Obr. 435, objasňuje, jak se přístroj Dubosequův pro objektivní pozorování k tomu upraví. Rovnoběžné světlo učiní se spojnými čočkami E mírně sbíhavým, prochází polarisátorem P, soustřeďuje se v ohnisku čoček E; odtud se rozbíhá a dopadá v ploše dostatečně veliké na příslušný sádrovcový praeparát C. Tento se klade před polní čočku L, kterou se světlo zase sbírá a prochází vlastní malou čočkou projekční I s nikolem A dohromady spojenou. Všechny sádrovcové lupénky musí býti v praeparátu C souhlasně orientovány. Nikol zkříží se s polarisátorem; v tomto postavení, kdy pole je tmavé, vloží se praeparát před polní čočku a otáčí tak, aby se dostal do souměrné polohy k rovinám polarisačním, kdy barvy se zastkví nejkrásněji. Velmi pěkně lze pak sledovati, jak při otáčení nikolu barvy slábnou a projdouce bílým polosvětlem přecházejí v doplňkové (kdy na př. růže se jeví zelená a lístky červené), při tom ovšem tmavé pole přejde současně ve světlé.

V této úpravě přístroje Dubosequova lze zároveň ukázati na základě polarisace chromatické dvojlomnosti skel náhle zchlazených; zde ovšem nelze očekávati takovou pravidelnost, že by v jistých polohách barvy úplně zmizely. Podobně lze zjistiti dvoj-

lomnost skla, způsobenou tlakem. K tomu velmi pěknému pokusu vloží se malá deska skleněná do rámečku mezi dvě silná ocelová péra konvexní, na něž se přenáší tlak šroubem. Působí tedy tlak na dvou protilehlých bodech. Při zkřížených polarisátorech, kdy pole je tmavé, ukazuje se nejdříve na těchto místech vyjasnění. Roste-li tlak dále, postupuje toto vyjasnění do středu desky, kdež se šíří na větší plochu a zároveň se počínají ukazovati barvy. Když tlak povoluje, mění se zjevy v obráceném pořádku. Sem náleží též pokus, kterým ukázal *Biot* (1820), jak ještě jiným způsobem se může sklo státi dvojlomným. Skleněná tyč plochá a dostatečně dlouhá upevní se uprostřed a rozezvučí se podélným třením. Tím stává se dvojlomnou v uzlu, kde jsou změny hustoty největší, a to, jak *Kundt* (1864) ukázal, při roztážení opticky kladnou, při stažení opticky zápornou. Když se tedy dá taková tyč těsně u uzlu před polní čočku *L* a když se třením rozezvučí, vyjasní se pole, jež při zkřížených polarisátorech bylo tmavé.

§ 287. Význam klínků.

Vliv tloušťky *e* na barvu lze velmi poučně studovati na kryсталlových klínkách. Ze sádrovce lze snadno vytvořiti klínovité lístečky s velmi malým úhlem tak, aby omezující roviny byly — téměř — rovnoběžné s rovinou souměrnosti a aby směr hrany souhlasil se směrem nejmenší pružnosti, takže směr k hraně kolmý souhlasí se směrem největší pružnosti. Takový klínek jest jako soustava deštiček různé tloušťky *e* od hrany klínku nepřetržitě stoupající. Vloží-li se klínek mezi polarisátor a analysátor do postavení souměrného, objeví se soustava barevných proužků, rovnoběžně s hranou rozestavených, jež od hrany počínajíc poslopně ukazují Newtonovy barvy stoupajícího řádu. Ve světle homogenním objevují se proužky střídavě tmavé a jasné; jejich šířka je tím větší, čím jest úhel klínku menší a čím je menší dvojlomnost kryystalu. Proužky barevné i nebarevné lze objektivně ukázati v úpravě Duboscqova přístroje v obr. 435. znázorněné, když se klínek dá do polohy *C*.

Velmi poučně lze význam klínku a tím význam tloušťky *e* studovati rozbořem spektrálním. Pro objektivní pozorování má přístroj Duboscqův úpravu znázorněnou v obr. 429. Klínek lze na šterbinu klásti dvojím způsobem, buď tak, aby hrana klínku byla se šterbinou rovnoběžná, anebo, aby byla k ní kolmá. V prvním případě objevují se ve spektru tmavé pruhy příčné, jejichž poloha a

počet se mění, když se klínek pošinouje od hrany k čelu, čímž tloušťka vrstvy *e* postupně stoupá. V druhém případě přikrývá se šterbina vrstvami tloušťky *e* stoupající podél šterbiny; ve spektru pozorují se tmavé pruhy, jež prostupují spektrem šikmo. Jest výhodou, když úkazy tyto lze studovati na klínkách s různými úhly, ostřejšími a tupějšími. Ve sbírkách fysik. ústavu jsou takové klínky čtyři, jeden tupý, druhý ostřejší, třetí a čtvrtý velmi ostré.

Položí-li se klínek na dvojlomnou deštičku, nastává úkaz buď addiční nebo subtrakční, podle toho, zdali klínek se na deštičku položí souhlasně nebo zkříženě. V prvním případě sčítají se rozdíly dráhové na

$$\delta = (n' - n'') e + (n'_1 - n''_1) e_1,$$

následkem čehož klínkové barvy postoupí z řádů nižších do vyšších. V druhém případě odčítají se rozdíly dráhové na

$$\delta = (n' - n'') e - (n'_1 - n''_1) e_1,$$

čimž výsledný rozdíl dráhový může býti buď kladný, nullový nebo záporný. Kde je nullová, tam nemá kombinace účinku. Je-li tedy analysátor s polarisátorem zkřížen, vzniká tam tmavý pruh; tloušťky *e* a *e*₁ mají zde poměr

$$\frac{e}{e_1} = \frac{n'_1 - n''_1}{n' - n''}.$$

Pro sádrovcový klínek a deštičku křemennou bylo by na př. průměrně mezi čarami *A* a *G*

$$n' - n'' = 0.0098, \quad n'_1 - n''_1 = 0.0093,$$

tudíž

$$\frac{e}{e_1} = \frac{93}{98} = 1 - 0.05;$$

tloušťka klínku byla by na místě tmavého pruhu asi o 5 procent menší než tloušťka křemenné deštičky. Rozdíly exponentů lomu se mění poněkud s vlnovou délkou, ač jen málo; následkem toho vznikne v bílém světle tmavý pruh určitě široký, který jest na obou stranách ovrouben barevnými proužky. Je-li klínek z téhož materiálu jako deštička, obdržíme jednoduše

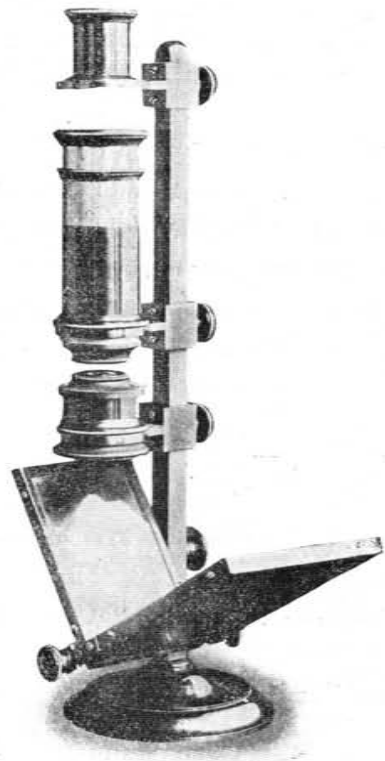
$$\delta = (n' - n'') (e_1 \pm e_2).$$

Poučné je studovati též kombinace sádrovcových klínků různě ostrých.

Úkazy chromatické polarisace ve světle sbíhavém.

§ 288. Konoskopy pro subjektivní pozorování.

Konoskopy rozeznávají se od orthoskopů tím, že mezi polarisátorem a analysátorem jsou dvě soustavy čoček, jedna, aby se



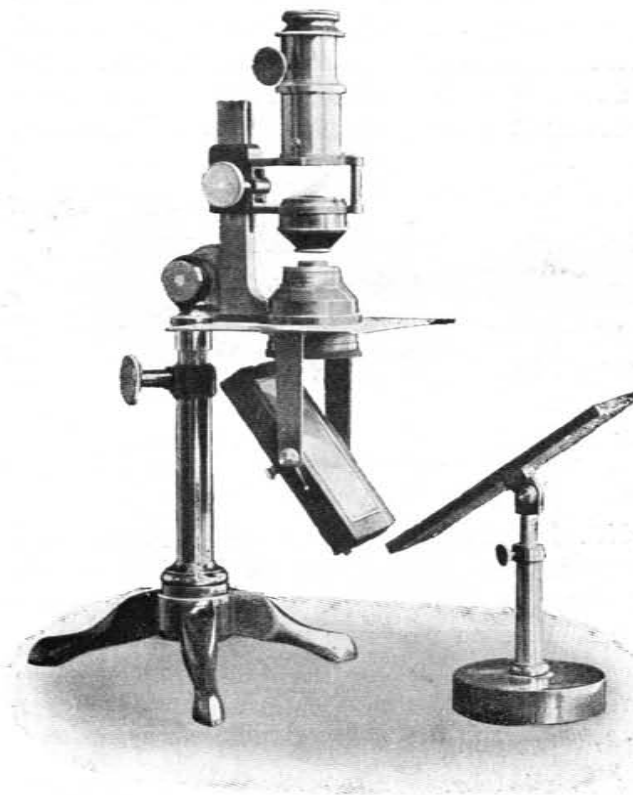
Obr. 436. Polarisační mikroskop Steegův.



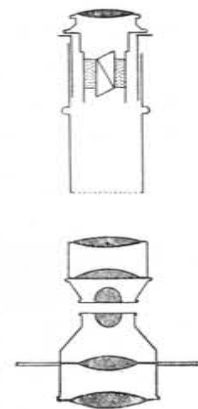
Obr. 437. Soustava čoček v polarisačním mikroskopu Steegově.

polarisované rovnoběžné světlo učinilo silně sbíhavým, druhá, aby se toto sbíhavé světlo učinilo zase rovnoběžným. Následuje pak ještě okulární čočka. Obě soustavy jsou (téměř) souměrné. Před ohnisko soustavy první klade se krystallová deštička, kterou tudíž světlo prochází značně sbíhavě. Světelným zdrojem je nejlépe světlo od bílých oblak v blízkosti slunce anebo Nernstova lampa vložená do mléčné koule skleněné.

1. *Přístroj Nörrenbergův* jako konoskop (obr. 425.) má dvě spojné čočky, jednu nad skleněnou deskou (polarisátorem) pod stolkem, druhou nad stolkem; jejich délka ohnisková jest 4 cm. Výhodně dává se nad tuto druhou čočku ještě okulární třetí, s ohniskovou délkou 6 cm, kterou se pole zvětší. Konvergence pa-



Obr. 438. Polarisační mikroskop Nodotův.



Obr. 439. Soustava čoček v polarisačním mikroskopu Nodotově.

prsků jest zde jev malá; proto lze tímto přístrojem jen některé krystally zkoumatí.

2. *Přístroj Steegův*, zhusta užívaný (obr. 436.), má polarisátorem soustavu pěti skleněných desk světlo odrážejících (tloušťky po 1·4 mm), z nichž poslední jest vzadu začerněná. S polarisátorem jest točivě spojeno zrcadlo, kterým se vybírá pro přístroj světlo nejlépeší. Analysátorem jest nikol otáčivý kolem osy svislé; otočení

lze na rozdělení kruhu určit. Soustava čoček, dolejší i hořejší, jest v obr. 437. schematicky nakreslena. Obě soustavy se mohou na stojanu pro sebe pošinovat. Těsně mezi obě vloží se krystal. Nad předposlední čočkou nahoře jest mikrometr na skleněné deštičce vyrytý (pro obyčejné pozorování zbytečný).

3. *Přístroj Nodotův* (obr. 438.) podobá se předešlému. Polarisačtor tvoří soustava osmi skleněných desk světlo odrážejících (tloušťky po 1·1 mm), na černém sukne položených. Osvětlující zrcadlo stojí zvlášť. Soustava čoček, dolejší i hořejší, je v obr. 439. schematicky znázorněna. Přístroj tento má mechanické provedení



Obr. 440. Turmalinové kleště.

dokonalejší než přístroj předešlý. Možno jej skláněti z polohy svislé do šikmé, jež pro pozorování je výhodnější podobně jako při pozorování drobnohledem. Hořejší soustava čoček pošinuje se pohodlně šroubem. Přední stěnou z černého plechu (v obraze vynechanou) brání se cizímu světlu. Přístroje lze užívatí též jako orthoskopu; praeparáty se pak kladou do prostoru před nikol. Apparáty 2. a 3. nazývají se *polarisační drobnohledy* (mikroskopy).

4. *Turmalinové kleště* (obr. 440.). Jsou-li turmaliny jen mírně zbarveny (na př. žlutozelenavě), možno kleští velmi dobře použítí, ovšem jen pro některé krystally. Jedin turmalin, jako polarisačtor, jest zasazen pevně, druhý, analysátor, otáčivě. Zorné pole zvětšuje se přední čočkou spojnou. Vedle toho bývají tam též dvě tak zvané deštičky čtvrtvlnové (slidové) v mosazných objímkách, jedna za prvním, druhá před druhým turmalinem, obě otáčivě, takže jejich otočení od jakési polohy nullové lze na připojeném úhlovém dělení odečísti. V nullových polohách jsou zkřížené, takže se vzájemně ruší. Mezi ně klade se krystal. Jaký mají účel, o tom bude jednáno později. Připojením čtvrtvlnových deštiček stává se tento jednoduchý přístroj pro subjektivní studium velice poučným.

Polarisační mikroskopy vyžadují oka emmetropického. Je-li oko krátkozraké, třeba je korigovati. To se děje nejlépe nikolí brejlemi, nýbrž jedinou čočkou přiměřeně silnou, která se položí přímo na hořejší nikol. Výhodno jest též mítí po ruce malé sklíčko ze skla červeného nebo modrého, anebo jiné kombinace skla a zbarvené želatiny, jež dávají světlo dosti jednoduché, aby se pozorování dalo buď světlem



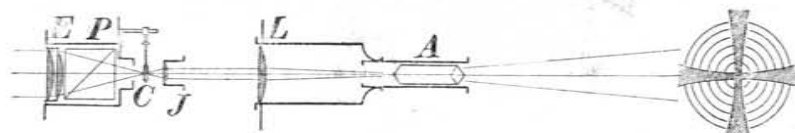
Obr. 441. Projekční přístroj Duboscqův jako konoskop.

bílým nebo světlem homogenním. Mnohdy překvapuje, jak se počet tmavých čar interferenčních zvětší a při tom obrazec zjednoduší, když se na hořejší nikol položí sklíčko, na př. červené.

§ 289. Konoskopy pro pozorování objektivní.

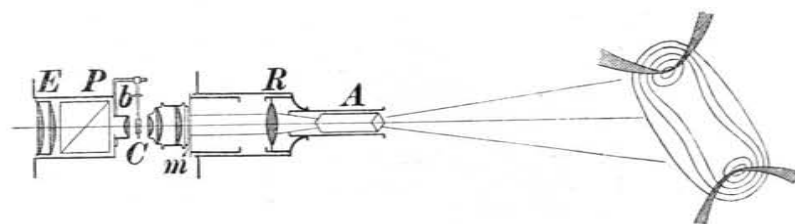
Úpravu přístroje Duboscqova jakožto konoskopu objasňuje celkově obr. 441. a schematicky obr. 442. Zadní pouzdro je zde (vzhledem k obr. 427.) zkráceno. Světlo rovnoběžné stane se v předním pouzdru dvěma plankonvexními čočkami *E* sbíhavým, pro-

stupuje polarisátorem P a sbírá se do ohniska hned za diafragmatem. Sem se klade krystallová deštička C upevněná na vidlici, kterou lze kolem tří os na sobě kolmých tak otáčeti, aby krystal přišel do správné polohy a dal se ve vlastní rovině stáčet (což vše nutno pokusem zařídit). Hned za krystal klade se malá plankonvexní čočka J , kterou se rozbíhavé světlo stává rovnoběžným, dopadá pak na čočku projekční L a odtud projde nikolem A .



Obr. 442. Konoskop Duboseqův schematicky.

Pro některé krystally nestačí konvergence čočkami E způsobená. Pak se užívá polarisačního drobnohledu v úpravě, kterou znázorňuje obr. 443. schematicky. K předním dvěma čočkám přidruží se ještě malá plankonvexní třetí b , kterou se konvergence



Obr. 443. Polarisační mikroskop Duboseqův.

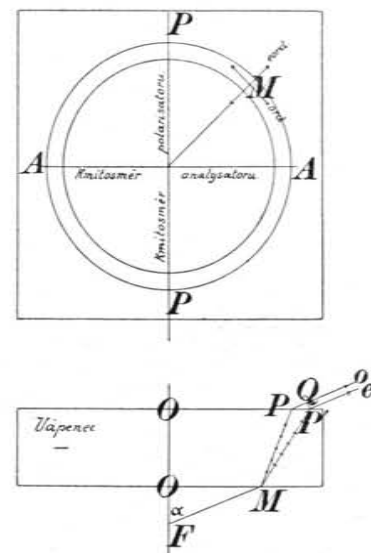
stupňuje. Paprsky značně sbíhavé, proešdší krystallem, sbírají se postupně soustavou tří plankonvexních čoček sestavených v jediném pouzdru a dopadnou poté na vlastní čočku projekční R , odkudž projdou nikolem A . V poloze m jest mikrometr na skle vyrytý, jehož však pro obyčejné pokusy není třeba.

§ 290. Úkazy na krystallech jednoosých kolmo k ose seříznutých.

Úkazy chromatické polarisace ve sbíhavém světle jsou velice rozmanité; touto rozmanitostí a půvabem barev tvoří nejzajímavější část krystalické optiky. Přihlédněme především, jak se tyto úkazy jeví na krystallech opticky jednoosých a tu zase, jak se jeví

ve zvláštních případech, jež možno pokládati za význačné. Předpokládejme tedy jednoosý krystal seříznutý dvěma rovinami k ose kolmými, tedy krystallovou deštičku na př. vápencovou, kterou vložíme do konoskopu těsně mezi polokulové čočky tak, že její osa souhlasí s osou polarisačního přístroje. Studujme především, jaké úkazy nastanou, je-li analysátor s polarisátorem buď zkrřížený, t. j. pole tmavé, anebo souhlasný, t. j. pole světlé. Vlastně je význačný případ prvnější, neboť druhý je k němu doplňkový. Obě zkrřížené roviny kmitové polarisátoru PP a analysátoru AA (obr. 444.) tvoří tak zvané hlavní roviny konoskopu. Jsou určité, poněvadž polarisátor má v konoskopu určitou polohu, jak z dřívějších popisů patrné.

Z ohniska F (obr. 444.), v němž se soustřeďuje rovnoběžně polarisované světlo homogenní určité délky vlnové λ , dopadá paprsek FO na deštičku kolmo a postupuje bez dvojlomu ve směru krystallové osy. Toto místo je tedy tmavé. Jiný paprsek FM dopadá v úhlu α , rozkládá se dvojlomem na paprsek řádný a mimořádný; tyto vystupují z deštičky stejným směrem s jakýmsi fázovým rozdílem ε . Tím je splněna podmínka interference. Vznikající ze světla polarisovaného interferují tyto paprsky, když se analysátorem uvedou na společný kmitosměr. Všeobecně kmitá paprsek řádný kolmo na rovinu dopadovou FOM , perifericky (tedy kolmo k ose zbroušený, v konoskopu k ose kolmo), mimořádný v rovině dopadové, radiálně (t. j. směrem k ose a k ní šikmo).



Obr. 444. Krystal jednoosý, kolmo k ose zbroušený, v konoskopu.

Rozdíl dráhový δ bychom obdrželi, když bychom skutečné dráhy MP a MP' v krystalu přepočítali na optické dráhy ve vzduchu a to podle poměru rychlostí V pro vzduch, v pro krystal ve směru MP , v' pro krystal ve směru MP' . Bylo by pak

$$\delta = MP \cdot \frac{V}{v} + PQ - MP' \cdot \frac{V}{v'}$$

a z toho

$$\varepsilon = \frac{2\pi}{\lambda} \delta,$$

kdež jest λ délka vlny ve vzduchu.

Při stejném úhlu dopadovém α je však interference různá podle toho, v jakém azimutu leží dopadový bod M mezi hlavními rovinami konoskopu. Je-li bod M uprostřed (45°), t. j. rovina FOM souměrná k oběma hlavním rovinám konoskopu, jsou amplitudy interferujících paprsků stejné (§ 285.), a tudíž může se světlo úplně rušiti. Je-li však rovina FOM blízko jedné nebo druhé hlavní roviny konoskopu, jest jedna z obou těchto amplitud malá, takže oba interferující paprsky se nemohou rušiti. V rovinách samých stává se jedna z obou amplitud nullovou, interference vůbec přestává. Následkem toho za všech okolností objevuje se tmavé pole ve způsobu tmavého kříže, který se směrem od středu rozšiřuje, poněvadž již v blízkosti hlavních rovin se krystal stává neúčinným. Jinak jest uspořádání celého zjevu periferické. Vznikají střídavě tmavé a světlé kruhy, jež jsou v azimutu 45° nejurčitější.

Všeobecný vzorec pro intenzitu I odvozený v § 284.

$$I = \cos^2 \omega - \sin 2\varphi \cdot \sin 2\psi \cdot \sin^2 \frac{\varepsilon}{2}$$

zjednodušuje se pro $\omega = \frac{\pi}{2}$ čili $\varphi - \psi = \frac{\pi}{2}$ v tento:

$$I = \sin^2 2\varphi \cdot \sin^2 \frac{\varepsilon}{2};$$

ukazuje též, že $I = 0$ pro $\varphi = 0$ neb $\frac{\pi}{2}$, tedy pro paprsky, jejichž kmitosměry jsou buď podél nebo napříč ke kmitové rovině PP polarisátoru, a to bez ohledu na vlnovou délku. Jinak zase nezávisle na posičním úhlu φ obdržíme $I = 0$, t. j. místa tmavá pro určitou barvu, když

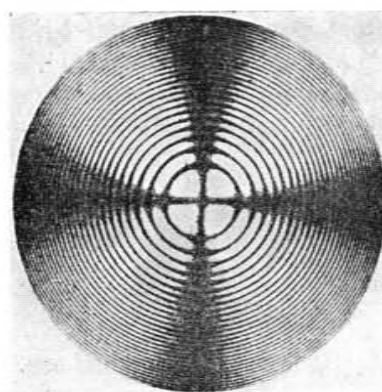
$$\frac{\varepsilon}{2} = \frac{\pi}{\lambda} \delta = k\pi \quad \text{čili} \quad \delta = k\lambda,$$

kdež k je celé číslo.

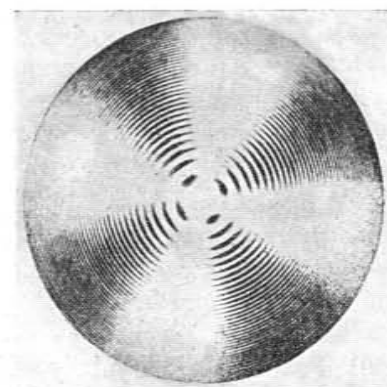
Obrazce 445. a 446. ukazují průběh interferenčních čar s křížem jednak tmavým pro $AA \perp PP$, jednak doplňkovým světlým pro $AA \parallel PP$.

Dopadá-li světlo bílé, nemá to vlivu na tmavý kříž, ale na úkaz periferický; zde tmavé kruhy pro různé délky vlnové ne-

padnou na sebe, nýbrž vedle sebe, podobně jako u kroužků Newtonových. Poněvadž pak ze světla bílého některá barva nebo některé barvy interferencí se ruší, dávají zbývající barvy kroužky barevné. Při tom je uprostřed v azimutu 45° zabarvení všeobecně nejživější, slábne však na kroužcích od středu vzdálenějších. Proto pozoruje se daleko větší počet tmavých kroužků ve světle jednoduchém, než je počet pozorovatelných kroužků barevných ve světle složeném.



Obr. 445. Isochromaty a achromaty krystalů jednoosých; nikoly zkřížené.



Obr. 446. Isochromaty a achromaty krystalů jednoosých; nikoly souhlasné.

V krystalické optice nazývají se bezbarvé, tmavé čáry *achromatické* nebo *inkolory*, též *isogyry*; čáry stejně zabarvené slovou *isochromatické* nebo *aequikolory* *).

Úkazy chromatické polarisace ve světle rozbíhavém a úkazy ve světle rovnoběžném souvisí spolu jednoduše. Periferické úkazy na uzounkém proužku poloměru $r = OM$ (obr. 444.) jsou v prostorovém uspořádání tytéž, jaké bychom obdrželi ve světle rovnoběžném s deštičkou, vybroušenou rovnoběžně s osou, časově po sobě, když bychom touto deštičkou otáčeli. Přijde-li svou osou do některé hlavní roviny orthoskopu, obdržíme inkolory; jinak aequikolory, ale nejživějšího zabarvení jen, je-li osa k těmto rovinám souměrná. Úkazy ve směru radiálním jsou zase podobné těm, jež bychom obdrželi na klínku v téměř sméru postaveném při stoupající tloušťce klínku. Pravíme podobně a nikoli stejně, poněvadž fázový rozdíl ε pro klínek vlivem tloušťky e jinak se mění než účinkem šikmějšího a šikmějšího prostupu světla deštičkou určité tloušťky e , t. j. vlivem úhlů α , β a β' .

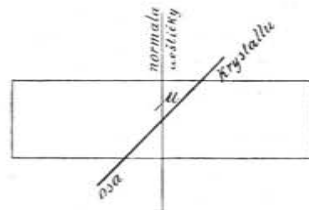
*) $\chi\rho\acute{o}\mu\alpha$, $\tau\acute{o}$ = color, barva, \acute{a} — privativum = in —, $\acute{i}\sigma\omicron$ = aequus, stejný, $\nu\mu\rho\acute{o}\varsigma$ ohnutý, zakřivený, isogyry čáry stejnosměrné, téhož kmitosměru.

Poloměry isochromatických kruhů jsou podmíněny fázovým rozdílem ϵ ; roste-li tento rozdíl rychleji, stávají se kruhy těsnější. Příklad tento za jinak stejných okolností nastává: a) Je-li deštička tlustší. b) Je-li dvojlomnost deštičky větší. c) Je-li vlnová délka menší. Podle toho jsou na dané deštičce tmavé kruhy pro světlo modré těsnější než pro červené. Uživajíc bílého světla převědčíme se o tom položíce na analysátor jednou sklo modré, podruhé červené, anebo kryjíc polovici zorného pole sklem modrým, druhou polovici červeným. Právě tím, že kruhy tmavé nepadnou pro všechny vlnové délky na totéž místo, vznikají, jak nahoře bylo řečeno, barvy a to stejně seřazené, jako jsou barvy na klincích anebo jako jsou barvy Newtonovy. Obdoba s kroužky Newtonovými jeví se i v tom, že poloměry tmavých proužků jsou úměrný odmocninám z celých čísel.

Jakožto vhodné příklady pro pozorování těchto úkazů buďtež ze sbírek fysik. ústavu uvedeny: vápenec (různé tloušťky), turmalin, amethyst, fenakit, apatit, brucit, ledek sodnatý a j.

§ 291. Pokračování; krystally seříznuté šikmo k ose nebo podél osy.

V předešlém odstavci vypsali jsme úkazy, jež v rozbíhavém světle pozorujeme na jednoosých deskách krystalových, vybroušených kolmo k ose. Brousíme-li deštičku stále šikměji, takže úhel μ (obr. 447.), který svírá normála desky s osou optickou, od nuly



Obr. 447. Krystal šikmo seříznutý.

počínajíc roste, nastávají přechody v nepřetržité souvislosti. Isochromatické kruhy stávají se z počátku mírně elliptickými, při čemž stopa optické osy — dřívější střed interferenčního zjevu — se vzdaluje od středu zorného pole. Zvětšuje-li se sklon, vystoupí střed ellipsy ze zorného pole a obrazec ukazuje jen elliptické oblouky. V určitém případě přechodním stávají se parabolickými, v dalším pak průběhu hyperbolickými; blíží se ke středu až konečně, je-li úhel $\mu = \pi/2$, t. j. je-li deska zbroušena s osou rovnoběžně, dostáváme soustavy rovnoosých hyperbol, jejichž střed jest opět ve středu zorného pole a jejichž asymptoty leží souměrně k optické ose. Přechodní případ nastane, je-li $\tan^2 \mu = 2$, což vede k hodnotě $\mu = 54^\circ 44'$.

počínajíc roste, nastávají přechody v nepřetržité souvislosti. Isochromatické kruhy stávají se z počátku mírně elliptickými, při čemž stopa optické osy — dřívější střed interferenčního zjevu — se vzdaluje od středu zorného pole. Zvětšuje-li se sklon, vystoupí střed ellipsy ze zorného pole a obrazec ukazuje jen elliptické oblouky. V určitém případě přechodním stávají se parabolickými, v dalším pak průběhu hyperbolickými; blíží se ke středu až konečně, je-li úhel $\mu = \pi/2$, t. j. je-li deska zbroušena s osou rovnoběžně, dostáváme soustavy rovnoosých hyperbol, jejichž střed jest opět ve středu zorného pole a jejichž asymptoty leží souměrně k optické ose. Přechodní případ nastane, je-li $\tan^2 \mu = 2$, což vede k hodnotě $\mu = 54^\circ 44'$.

Ve skutečnosti je tento úhel trochu menší, jak ukazuje přesná theorie. Pro vápenec, kde odchylka je největší, činí $\mu = 53^\circ 45'$. Také hyperboly, jež pozorujeme při $\mu = \pi/2$, nejsou přesně rovnoosé; úhel mezi jednou z asymptot a osou optickou, jež opět půlí úhel asymptot, není tedy $\pi/4$ nýbrž pro krystally pozitivní větší, pro negativní menší. Rozdíl opět není veliký, pro vápenec činí jen $1^\circ 35'$, avšak přece je zřetelný.

Isochromatické křivky slušejí stejným rozdílům fázovým. Lze tudíž řešiti všeobecný úkol. Šíří-li se z bodu O v krystallu všestranně paprsky řádné a mimořádné, jest určití geometrické místo bodů M , do nichž tyto paprsky přijdou se stejným rozdílem fázovým. Úkol tento řešil analyticky Bertin (1861). Skutečná dráha $OM = r$ v krystallu je pro oba paprsky stejná, ale optická nikoli, poněvadž se šíří různou rychlostí, řádný rychlostí v stálou, mimořádný podle směru rychlostí v' měnlivou. Je-li V rychlost pro vzduch, přepočítáme dráhu r na vzduch, násobíce poměrem těchto rychlostí; odečtouce pak, obdržíme pro rozdíl dráhový δ a z toho pro rozdíl fázový ϵ vztahy

$$\delta = r \frac{V}{v'} - r \frac{V}{v}, \quad \epsilon = \frac{2\pi}{\lambda} \delta,$$

kdež jest λ vlnová délka ve vzduchu. Základní rovnice pro hledané geometrické místo čili pro isochromatickou plochu je tedy

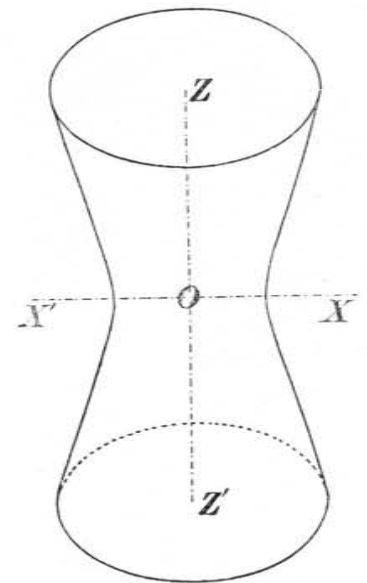
$$\frac{2\pi}{\lambda} r \left(\frac{V}{v'} - \frac{V}{v} \right) = \text{const.}$$

anebo, když stále veličiny spojíme v jedno,

$$r \left(\frac{1}{v'} - \frac{1}{v} \right) = C.$$

Ve směru osy pro $v' = v$ stává se $r = \infty$. Isochromatická plocha je tedy ve směru osy otevřená. Je to plocha rotační čtvrtého řádu. Řezy pásové jsou kruhy, řezy osové hyperboly, alespoň ve střední části, kdež plocha se neliší příliš od rotačního hyperboloidu. Řezy šikmé mají tvar ellipsy s přechodním řezem parabolickým (obr. 448.).

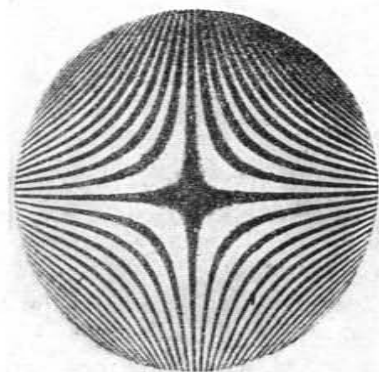
Vzhledem k tomu, že ve směru kolmém k ose krystallu jsou rozdíly obou rychlostí v a v' největší, takže fázové rozdíly značně rostou, lze zjevy na krystallech zbroušených rovnoběžně s osou



Obr. 448. Isochromatická plocha Bertinova pro krystally jednoosé.

anebo k ní značně šikmo pozorovati jen ve světle jednoduchém; v bílém světle jest i prostřední pruh řádu značně vysokého a tím více pruh postranní.

V jednom případě lze však hyperbolické křivky též v bílém světle v barvách pozorovati, když se totiž dvě deštičky rovnoběžně s osou vybroušené a stejně tlusté (na př. vápencové nebo křemenné) slepí na sebe křížem tak, aby směry os tvořily pravý úhel. Tyto



Obr. 449. Hyperboly na dvou deštičkách rovnoběžně s osou vybroušených a zkřížených.

hyperboly lze též subjektivně v kleštích turmalinových i v aparátu Nörrenbergově pozorovati a také projekci (podle obr. 435.) velmi pěkně ukázati. Paprsky řádné z jedné desky vstupují tu jako mimořádné do druhé a naopak. Dráhové rozdíly řádných paprsků se ruší, ježto dráhy v obou deskách jsou stejné, a rozhodují jen dráhové rozdíly paprsků mimořádných. Úkaz je tedy diferenční; dráhové rozdíly rostou pomalu, interferenční křivky vynikají zřetelněji. Jsou to rovnoosé hyperboly, jejichž

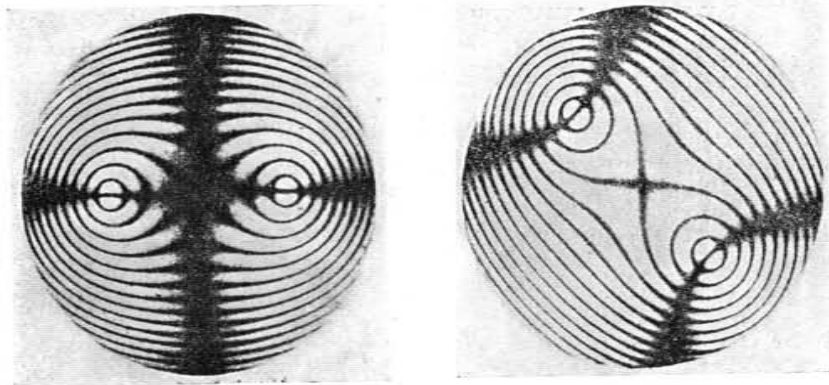
osy padnou do hlavních rovin konoskopu (obr. 449.).

Jinou zajímavou kombinací je *Savartova deštička*. Jsou to též dvě deštičky křemenné nebo vápencové stejně tlusté, slepené křížem, ale zbroušené v úhlu 45° k ose. Takováto deštička postaví se před nikol tak, aby polarisační rovina nikolu půlila úhel hlavních řezů obou deštiček. Spojením nikolu a deštičky Savartovy lze velmi citlivě zkoumat, zdali nějaké světlo je polarisováno. Nikolem samým prozradí se polarisované světlo tím, že se intenzita světla při otáčení nikolu mění. Připojí-li se však deštička Savartova, vznikají v zorném poli barevné proužky napříč k polarisační rovině nikolu, jimiž se i slabá polarisace prozrazuje. Tak lze na př. zjistiti, že světlo odražené na střeších domů, na oknech, na oblacích i na stěnách je vždy poněkud polarisováno. Vloží-li se Savartova deštička mezi zkřížené nikoly, objeví se barevné proužky velmi krásně. Subjektivně lze je pozorovati též v kleštích turmalinových, objektivně lze je ukázati přístrojem Dubosegovým v úpravě podle obr. 435.

§ 292. Úkazy na dvojosých krystallech.

Úkazy chromatické polarisace ve světle sbíhavém jsou na dvojosých krystallech ještě rozmanitější než na krystallech jednoosých. Proto dlužno také zde vytknouti především význačné případy. Pro tyto předpokládejme, že analysátor je s polarisátorem zkřížen; kdyby byl souhlasný, vznikl by úkaz doplňkový.

U krystallů dvojosých vynikají svou důležitostí směry obou os, jejich úhel a přímka (bisektrix) tento úhel půlicí. Zde přihlížíme k přímce, jež půlí *ostrý* úhel obou os (bisektrix ostrá, § 276.).



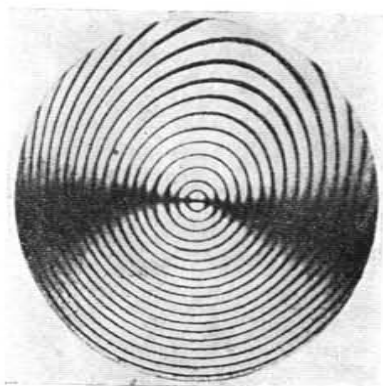
Obr. 450. Cassinoidy a kříž.

Obr. 451. Cassinoidy a hyperbolické větve.

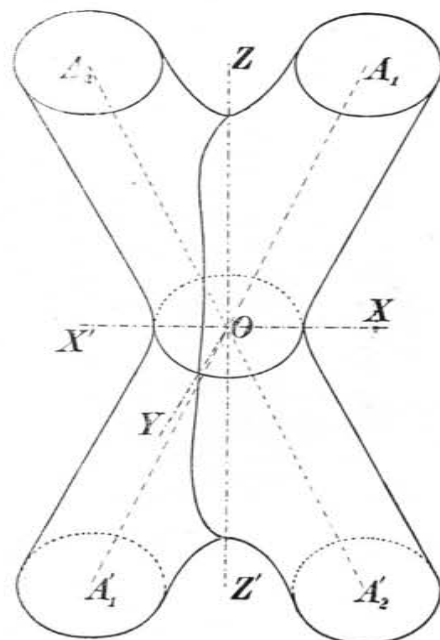
Vyřízneme z krystallu deštičku omezenou dvěma rovinami, jež jsou k této přímce kolmé. Do těchto rovin připadají průměty obou os. V konoskopu jeví se průměty jako temné body, kolem nichž se vinou isochromaty; tyto jsou z počátku oddělené, pak se spojí ve tvar osmičkový, konečně obepínají vždy více oba průměty osové. Achromaty mají však průběh závislý na poloze deštičky. Připadá-li rovina obou os do jedné z hlavních rovin konoskopu, jest achromatou kříž, který jednak jde oběma průměty — v nichž se zúžuje —, jednak souměrně napříč (obr. 450.). Otáčíme-li deštičku ve vlastní rovině, rozdělí se tento kříž, a když rovina obou os přijde do polohy souměrné k hlavním rovinám konoskopu, promění se ve dvě souměrné větve hyperbolické jež procházejí průměty os, zde se zúžující, ale odtud dále se rozširující (obr. 451.). Krásné tyto přechody lze objektivně ukázati polarisačním přístrojem Dubosegovým v úpravě podle obr. 442., na př. na krystallu ledku draselnatého.

Isochromatické křivky jsou (velmi přibližně) křivky Cassinovy (cassinoidy), jejichž význačným tvarem přechodním je lemniskata.

Křivky tyto vyšetřoval astronom Giovanni Domenico Cassini (1625—1712). V bipolárních souřadnicích mají rovnici $uv = \text{const}$. Značí-li $2e$ odlehlost obou ohnisek, vznikne lemniskata, když const má hodnotu e^2 ; neboť pro její bod dvojný jest $u = e = v$.



Obr. 452. Krystal dvojosý kolmo k jedné ose zříznutý; isochromaty téměř kruhové, achromatický trs hyperbolický.



Obr. 453. Isochromatická plocha Bertinova pro dvojosé krystally.

Jakožto příklady budtež ze sbírek fysik. ústavu uvedeny: aragonit (též pro Nörrenbergův konoskop), cerussit, baryt, ledek draselnatý, topas, diopsid, sfen, orthoklas a j. Ve světle monochromatickém jsou obrazce rozsáhlejší.

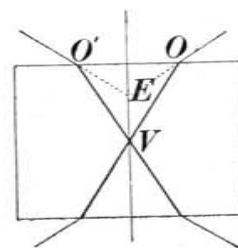
Je-li úhel optických os veliký, lze zříznouti krystal kolmo k jediné ose — druhá odlehlá jest jakoby nepůsobivá. Pak se ukazuje obraz, jenž upomíná na krystally jednoosé, totiž soustava téměř kruhových isochromat, prostoupených jediným trsem achromatickým, slabě hyperbolicky zakřiveným. Otáčíme-li nikolem analyzujícím, otáčí se též tento trs, ale v opačném smyslu (obr. 452.).

Přechod těchto zjevů, jak je ukazují krystally jednoosé a dvojosé, lze velmi zajímavě sledovati na dvojosém sádrovci, když se krystal zahřívá měděnými dráty jej objímajícími. Se stoupající teplotou se průměty os sblížíjí; pro určitou teplotu splynou, krystal se stane opticky jednoosým a při dalším stoupaní teploty se průměty zase rozstoupí a to v rovině k dřívější kolmé. Ochlazování způsobuje postup opačný.

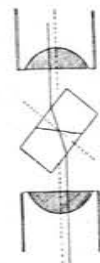
Jinak lze i zde souvislost obrazců studovati na isochromatické ploše Bertinově. Skládá se ze dvou válcovitých útvarů vzájemně se prostupujících, jež se rozestírají kolem optických os A_1A_1' a A_2A_2' jsouce v jejich směru otevřeny (obr. 453.).

§ 293. Jak se měří úhel optických os.

V odstavci 277. bylo výtčeno, že vypočítávání úhel $2V$ optických os z hlavních tří indexů lomu je věc málo spolehlivá (leč by indexy mohly býti zabezpečeny na pět desetinných míst). Lze však



Obr. 454. Úhel optických os skutečný a zdánlivý.



Obr. 455. Jak se měří úhel optických os.

také přímo úhel tento měřiti, anebo vlastně úhel jiný $2E$ (obr. 454.), totiž zdánlivý úhel optických os, z něhož se pak úhel skutečný snadno vypočítá. Základem toho jest obrazec, který v rozbihavém světle pozorujeme konoskopem na deštičce krystalové, zříznuté kolmo k ostré bisektrix a položené rovinou optických os souměraě k hlavním rovinám konoskopu. V tomto obraze promítají se obě osy tmavými body, jimiž procházejí hyperbolické trsové achromaty. Jde jen o to upravit přístroj, aby se krystal mohl otáčeti kolem osy, jež je kolmá k rovině obou os krystalových. Pak lze uvésti jednu průmět O , podruhé — po otočení o jakýsi úhel $2E$ — i druhý průmět O' do osy konoskopu, jež jest vyznačena vláknovým (nebo do skla vrytým) křížem v okuláru (obr. 455.). Je-li

s otáčecím přístrojem spojen rozdělený kruh, lze úhel $2E$ odečísti. Jest pak

$$\frac{\sin E}{\sin V} = n_2 \quad \text{čili} \quad \sin V = \frac{1}{n_2} \sin E.$$

Lom děje se v rovině optických os, kmity jsou rovnoběžné s osou střední elasticity, tudíž exponent lomu je střední $= n_2$.

Ke konoskopu jak Steegově tak Nodotově jsou připojeny takové otáčecí přístroje, jež se nasadí na dolejší soustavu čoček. Úhel lze jimi určit přesně jen na několik desetín stupně. Krystal musí býti malý, čočky co možná k němu blízko, aby obrazec zřetelně vynikl. Jde-li o přesnost větší, nutno sestrojiti přístroje zvláštní. Na těch lze pak pracovati se světlem homogenním, po případě bílým a spektrálně rozloženým a studovati tak dispersi os.

V odstavci 277. byly počítány úhly V pro baryt a aragonit. Pro baryt nalezeno $V = 17^\circ 14'$; ježto jest $n_2 = 1.63712$, vypočteme $E = 29^\circ 1'$ čili

$$2V = 34^\circ 28', \quad 2E = 58^\circ 2',$$

Pro aragonit stanoven byl ostrý úhel optických os $V = 8^\circ 54'$. Při středním exponentu $n_2 = 1.6816$ odvodíme $E = 15^\circ 5'$ čili

$$2V = 17^\circ 48' \quad 2E = 30^\circ 10'.$$

Tyto příklady — platné pro světlo natriové — objasňují, jaké úhlové hodnoty se tu vyskytují.

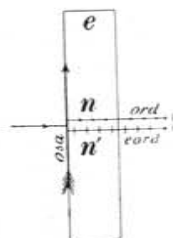
§ 294. Čtvrtvlnová deštička. Kompensátor Babinetův a Soleilův.

1. Čtvrtvlnovou nazýváme takovou deštičku krystallovou, z níž oba paprsky, jež vznikají dvojlomem kolmo dopadajícího paprsku, vystupují s rozdílem optických dráh $\lambda/4$. Předpokládá se tedy jednoduché světlo vlnové délky λ ; při bílém světle jest míněna střední barva, žlutozelená. Fázový rozdíl jest tu $\pi/2$.

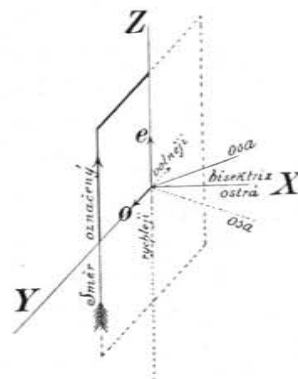
Budiž na př. dána křemenná deštička tloušťky e zříznutá rovnoběžně s osou (obr. 456.). Paprsek řádný s indexem n postupuje rychleji než paprsek mimořádný s indexem n' . Optické dráhy jsou ne , $n'e$, jejich rozdíl $(n' - n)e$. Má-li tento rozdíl býti $= \lambda/4$, nutno vyhověti vztahu $(n' - n)e = \lambda/4$. Pro natriové světlo jest $n = 1.5442$, $n' = 1.5533$, tudíž $n' - n = 0.0091$, $\lambda = 0.5893$ (mikronu). Z těchto hodnot vypočítáme $e = 16.2$ (mikronu) čili 0.0162 mm. Čtvrtvlnová deštička měla by tedy tloušťku jen půl druhé setiny mm. Tak tenké deštičky křemenné není možno udělati. Proto se volí jiný materiál, který jest méně dvojlomný než křemen. Tím je buď sádrovec nebo ještě lépe slída. Tato je dvojosá, negativní, t. j. bisektrix, půlicí ostrý úhel obou optických os splývá s osou největší pružnosti. Kolmo k tomuto

směru dá se slída štípati v lístečky velice tenké, do nichž připadá osa pružnosti střední a nejmenší (obr. 457.).

Takový lísteček vloží se mezi krycí sklička do lepenky, jež se přiřízne buď obdelně nebo čtvercově. Při tvaru obdelníkovém jest pravidlem položiti obdelnou stranu směrem osy nejmenší pružnosti čili souhlasně s rovinou optických os; na tvaru čtverečném bývá tento směr úhlopříčný. Poněvadž se směr tento vždy na deštičce (čárkou nebo šipkou) označuje, budeme v následujících výkladech jej jakožto »označený« vytykáti (obr. 457.). Ježto kmity připadající do osy nejmenší pružnosti se šíří rychlostí c , kmity připadající do osy střední pružnosti rychlostí b , kdež $c < b$, možno říci, že ty kmity, které připadají do směru označeného, jsou vzhledem ke kolmým zpožděny o $\pi/2$. Míněny



Obr. 456. $\frac{\lambda}{4}$ deštička.



Obr. 457. Slidová deštička čtvrtvlnová.

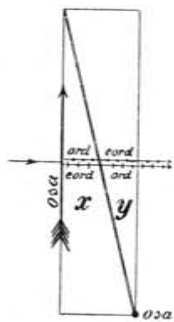
jsou tu ovšem, jako vždycky, kmity Fresnelovy. Tloušťka takového lístečku činí 0.032 mm; je tedy dvojnásobná než tloušťka pro křemen. Položí-li se slidová deštička čtvrtvlnová na dolejší zrcadlo přístroje Nörrenbergova, takže polarisované světlo jí projde dvakrát (směrem dolů a zase nahoru), jeví se jako deštička dvojnásobně silná ve význačných barvách, totiž v purpurové a v doplňkové k ní žlutozelené, když nikol s polarisátorem učiníme zkříženým nebo souhlasným.

2. Čtvrtvlnovou deštičkou dostáváme určitý rozdíl dráhový $\lambda/4$ čili určitý rozdíl fázový $\pi/2$. Můžeme si však zjednatí také měnlivý rozdíl dráhový i fázový v mezích dosti značných a můžeme tento rozdíl přesně měřiti. To se stane Babinetovým kompensátorem*). Tento se zakládá na *diferenčním* účinku, který vzniká,

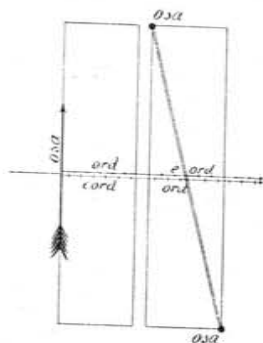
*) Jacques Babinet (1794—1872), fysik a hvězdár, proslul velmi četnými pracemi, zejména z optiky meteorologické a krystalické. (Znám jest Babinetův kohout na starších vývěvách.) Babinet byl první, jenž navrhol, aby vlnová délka určitého světla se volila za délkovou jednotku.

složili se dva klínky křišťálové, z nichž jeden má hranu rovnoběžnou s optickou osou, druhý k ní kolmou.

Budiž na př. v prvním klínku optická osa kolmo k hraně, v druhém rovnoběžně s hranou (obr. 458.). Paprsek kolmo dopadající dělí se při vstupu do prvního klínku ve dva, řádný postupuje rychleji, mimořádný volněji. Pak vstoupí oba do druhého klínku, kde se poměr obrátí; řádný postupuje — zde jakožto mimořádný — volněji, mimořádný — zde jakožto řádný — rychleji. Značí-li x, y tloušťky křišťálu, jimiž světlo projde v prvním a druhém klínku, jsou dráhové rozdíly v prvním $(n' - n)x$, ve druhém $(n' - n)y$, tedy rozdíl jejich $(n' - n)(x - y)$. Uprostřed, kde $x = y$, není dráhový rozdíl žádný; toto místo kompensátoru slove nullové. Pošinouje-li se jeden klínek podél druhého, mění



Obr. 458. Kompensátor Babinetův.



Obr. 459. Kompensátor Soleilův.

se x i y ; dráhový rozdíl roste ve smyslu kladném nebo záporném; roste volněji nebo rychleji, podle toho, jsou-li klínky ostřejší nebo tupější. Obvykle bývá jejich úhel asi půl stupně. Jeden klínek posouvá se podél druhého (který jako pevný může být kratší) šroubem; otočení šroubu lze na hlavici přesně měřiti, po případě podle vlnových délek vyčísliti.

Soleil nahradil dva klínky dvěma planparalelními deskami, z nichž druhá jest úhlopříčně rozříznuta (obr. 459.), takže oba klínky tím vzniklé lze pošinouvat a tím tloušťku desky měniti. V nullové její poloze jsou obě desky stejně tlusté, takže se vzájemně ve svém optickém účinku vyvažují. Soleilův kompensátor má proti Babinetově výhodu většího pole a větší jasnosti.

§ 295. Polarisace elliptická a cirkulární.

Jednajíce v akustice *) o skládání kmitů k sobě kolmých, stejnodobých — což jest případ nejjednodušší —, seznali jsme, že z kmitů takových vznikají všeobecně kmity *elliptické*. Je-li fázový rozdíl buď 0 nebo π , přejde elipsa v úsečku (dvojitou), kteráž, jsou-li amplitudy daných kmitů stejné, má k daným kmitosměrům polohu střední. Je-li fázový rozdíl buď $\pi/2$ nebo $3\pi/2$, má elipsa polohu souměrnou, t. j. její osy souhlasí s danými kmitosměry; při stejných amplitudách daných kmitů stane se elipsa kruhem.

Kmity k sobě kolmé dává příroda dvojlomem. Nechť dopadá polarisované světlo kolmo buď na deštičku jednoosého krystalu zříznutého rovnoběžně s osou; nebo kolmo na deštičku krystalu dvojosého zříznutého kolmo na bisektrix; nebo konečně obecněji kolmo k jedné z hlavních os pružnosti. V obou případech vznikají z daného polarisovaného paprsku dvojlomem dva jiné v téže směru postupující, jež jsou k sobě kolmo polarisovány, jejichž kmitosměry jsou tedy na sobě kolmé. Tyto vystoupí s jakýmsi fázovým rozdílem a skládají se tudíž ve kmit povšechně elliptický. Pro deštičku čtvrtvlnovou je tento fázový rozdíl $\pi/2$; elipsa má zde polohu souměrnou. Jsou-li pak amplitudy obou paprsků stejné, vzniká kmit kruhový (cirkulární). Rozhodující je kmitosměr paprsku dopadajícího; je-li uprostřed mezi kmitosměry obou paprsků dvojlomem vznikajících, jsou amplitudy těchto dvou paprsků stejné a tyto vystupující skládají se ve kmit cirkulární. Padne-li onen kmitosměr do kmitosměru jednoho nebo druhého paprsku dvojlomem vznikajícího, jest příslušná amplituda nullová a elipsa se smrští na úsečku; výsledný kmit jest lineární, jako by dvojlomné deštičky nebylo.

Těmito úvahami rozšiřuje se pojem polarisovaného paprsku. Dosavad jsme přihlíželi k paprskům lineárně polarisovaným. Všeobecnější jest paprsek ellipticky polarisovaný; tu částičky aetherové vykonávají kmity elliptické a to každá následující částička ve směru postupu světla poněkud později než předcházející, jak to vůbec je ve vlnění postupném. Zvláštní případy polarisace elliptické jsou jednak přímková (lineární), jednak kruhová (cirkulární).

Polarisátorem pro světlo lineárně polarisované byl na př. nikol; polarisátorem pro světlo ellipticky polarisované jest nikol spojený se čtvrtvlnovou deštičkou. Nullová poloha deštičky je ta,

*) Akustika § 17. str. 48. 1902.

ve které označený její směr padne do kmitové roviny nikolu. Vystupující světlo je polarisováno přímkově. Otáčí-li se odtud deštička ve vlastní rovině do rostoucího azimutu, dostáváme světlo ellipticky polarisované. Ellipsa z počátku úzká se rozšiřuje, až v azimutu $\pi/4$ přejde v kruh. Pak dále se opět zúžuje, až v azimutu $\pi/2$ přejde opět v úsečku. Jde-li se ještě dále, opakují se změny, jenomže ellipsy a kruh se probíhají v opačném smyslu. V azimutu $3\pi/4$ máme opět polarisaci kruhovou, pro π přímkovou, jako v poloze nullové.

Jako je kombinace nikolu se čtvrtvlnovou deštičkou elliptickým polarisátorem, tak jest též elliptickým analysátorem, kterým možno poznati světlo polarisované. Místo nikolu může být i jiný polarisátor nebo analysátor, na př. turmalin. Kleště turmalinové, zobrazené v obr. 440. mají v té příčině zařízení úplné. Za prvním turmalinem hned za spojnou čočkou jest deštička čtvrtvlnová. Pak se vkládá krystal; po něm následuje turmalin, ale před ním jest opět čtvrtvlnová deštička. Nullové polohy obou deštiček jsou označeny. Otočení jejich do různých azimutů lze na připojené stupnici úhlové sledovati. Zde tedy jest první turmalin s deštičkou čtvrtvlnovou elliptickým polarisátorem, druhý turmalin s předchozí deštičkou čtvrtvlnovou elliptickým analysátorem. V nullových polohách jsou čtvrtvlnové deštičky zkřížené, tudíž neúčinné, jako by jich nebylo; máme pak obyčejný polarisátor i analysátor.

Zavedou-li se elliptické kmity, získává se na přehlednosti a jednoduchosti; místo dvou soudobých kmitů lineárních máme jednotný kmit elliptický. Dlužno však připustiti, že mnohdy bývá výhodou od elliptického kmitu se vrátiti k lineárním kmitům, z nichž vznikl.

Zařídí-li se na jmenovaných kleštích turmalinových jak polarisátor tak analysátor na cirkulární vibrace a vloží-li se krystal jednoosý kolmo k ose zbrošený (na př. vápenec), nebo dvojosý kolmo k bisektrix zbrošený (na př. aragonit, ledek draselnatý), pozoruje se, že achromatické křivky zmizí a zůstávají jen křivky isochromatické, kruhy nebo cassinoidy, jejichž průběh, ničím nerušený, lze překrásně při bílém světle v barvách pozorovati. Též objektivně lze tuto významnou změnu ukázati v úpravě obr. 429. Pokusem tímto vynikne význam světla cirkulárně polarisovaného velice zřetelně.

§ 296. Pokračování; výklady theoretické.

Světlo ellipticky polarisované vzniká všeobecně tehdy, když složíme libovolný počet lineárně polarisovaných kmitů, jež svírají jakékoliv úhly a mají libovolné rozdíly fázové. Každý z těchto kmitů můžeme si totiž rozložití podle os OX a OY . Složky připadající do každé z těchto os mají též směr, můžeme je tedy sečísti na př. podle mnohoúhelníka amplitudového. Tím obdržíme na konec dva kmity k sobě kolmé, jež se obecně skládají ve kmit elliptický. Poněvadž i naopak možno elliptický kmit nahraditi dvěma kmity lineárními k sobě kolmými, je patrné, že na výsledku se nic nezmění, skládáme-li nejen kmity lineárně polarisované, ale i elliptické.

Vyšetříme, jaká je *intensita* ellipticky polarisovaného světla, které je dáno rovnicemi

$$x = A \sin \frac{2\pi}{T} t, \quad y = B \sin \left(\frac{2\pi}{T} t - \varepsilon \right).$$

Pokládáme-li světlo za projev vlnivého pohybu aetheru, je *intensita* jeho dána průměrnou hodnotou kinetické energie aetherové částice, tedy průměrnou hodnotou výrazu $mv^2/2$. Při tom je rychlost

$$v^2 = \left(\frac{dx}{dt} \right)^2 + \left(\frac{dy}{dt} \right)^2$$

čili

$$v^2 = \frac{4\pi^2}{T^2} \left[A^2 \cos^2 \frac{2\pi}{T} t + B^2 \cos^2 \left(\frac{2\pi}{T} t - \varepsilon \right) \right].$$

Máme nyní stanoviti průměrnou hodnotu v^2 , na př. za dobu kmitové periody T . Průměrné hodnoty výrazů

$$\cos^2 \frac{2\pi}{T} t \quad \text{a} \quad \cos^2 \left(\frac{2\pi}{T} t - \varepsilon \right)$$

jsou *stejné*, neboť oba výrazy nabudou za dobu T docela týchž hodnot, jen druhý je zpožděn o fázový rozdíl ε . Největší jejich hodnota je 1, nejmenší 0; za střední možno tedy položití $1/2$, jak se ostatně dá dokázati přesně (§ 187.). Průměrná hodnota kinetické energie je pak

$$m \frac{\pi^2}{T^2} (A^2 + B^2).$$

Možno tedy zkrátka říci, že *intensita* ellipticky polarisovaného světla je úměrna $A^2 + B^2$. *Intensita* paprsku, jehož kmit připadá do osy x -ové, je úměrna A^2 , *intensita* paprsku druhého je B^2 ; vidíme tedy, že jejich *intensity* se jednoduše *sečítají*, ať jest jejich rozdíl fázový jakýkoliv. Tím jsme zároveň dokázali druhý zákon Fresnelův-Aragův, podle něhož dva kmity kolmo k sobě polarisované nikdy neinterferují. Z výrazu pro *intensity* výslednou vypadl totiž fázový rozdíl ε , který je podmínkou interference.

Až dosud volili jsme osy OX a OY , podle nichž jsme kmit elliptický rozkládali na kmity lineární, docela libovolně. Zvolíme-li si místo

nich jiné, změni se nejen amplitudy obou složek, ale i jejich fázový rozdíl. Možno vždycky vhodně voliti osy tak, že fázový rozdíl obou kmitů, na něž eliptický kmit rozkládáme, je roven $\pi/2$. Nejjednodušeji lze to dokázati takto: Vyloučíme-li čas t z rovnice pro x a y , obdržíme rovnici křivky, již aetherová částice opisuje. Je to elipsa, která má střed v počátku souřadnic a jejíž poloosy mají obecně polohu libovolnou. Výsledek plyne z toho, že v rovnici elipsy mimo čtverce souřadnic, x^2 a y^2 , je i jejich součin xy . Stočíme soustavu souřadnou tak, aby její osy splynuly s poloosami elipsy a a b . Rovnice elipsy v těchto nových osách ξ a η je pak

$$\frac{\xi^2}{a^2} + \frac{\eta^2}{b^2} = 1.$$

Rozložme dále eliptický kmit na kmity lineární podle těchto os. Největší hodnota ξ je patrně a , největší hodnota η je b ; má tedy složka připadající do osy ξ amplitudu a , do osy η amplitudu b . Položíme-li

$$\xi = a \sin \frac{2\pi}{T} t,$$

plyne z rovnice elipsy

$$\eta = \pm b \cos \frac{2\pi}{T} t = b \sin \left(\frac{2\pi}{T} t \pm \frac{\pi}{2} \right).$$

Obdrželi jsme tedy vskutku dva kmity k sobě kolmé, jejichž fázový rozdíl je $\pm \pi/2$, ovšem osy ξ a η mají nyní polohu určitou; jen tehdy, je-li $a = b$, přejde-li tedy elipsa v kruh, možno je voliti jakkoliv. Platí-li znamení kladné nebo záporné, závisí na tom, v jakém smyslu částice po ellipse obíhá. Volme nejdříve znamení kladné; pak je

$$\xi = a \sin \frac{2\pi}{T} t \quad \eta = b \cos \frac{2\pi}{T} t.$$

Pro $t = 0$ máme $\xi = 0$, $\eta = b$, částice padá do osy η ; pro $t = T/4$ je $\xi = a$, $\eta = 0$, částice přešla na osu ξ , a to nejkratší cestou. Míří-li tedy osa ξ , jako obyčejně, napravo, osa η nahoru, děje se pohyb napravo; říkáme, že poslední dvě rovnice značí eliptický kmit *napravo* neboli kmit *pravotočný*. Stejně nalezneme, že rovnice

$$\xi = a \sin \frac{2\pi}{T} t \quad \eta = -b \cos \frac{2\pi}{T} t$$

značí eliptický kmit *nalevo* neboli *levotočný*. Označení »napravo« nebo »nalevo« je míněno tak, že se díváme světlu vstříc, jako by světlu vystupovalo z roviny nákresné. Polohou os ξ a η , jež připadají do poloos elipsy, poměrem poloos a a b , jenž měří t. zv. *eliptičnost* světlu, konečně směrem oběhu je eliptické světlu úplně charakterisováno.

Ukážeme nyní, jak je možno eliptické světlu zjistiti. Propustíme nejdříve eliptické světlu *nikolem*. Jeho kmitová rovina nechť svírá s osou ξ úhel φ . Pak nikol propustí z kmitu připadajícího do osy ξ složku $a \cos \varphi$, z kmitu připadajícího do osy η složku $b \sin \varphi$; fázový rozdíl obou složek je $\pm \pi/2$. Z trojúhelníka amplitud, který je v tomto

případě pravoúhlý, nalezneme, že intenzita světlu nikolem propuštěného je

$$I = a^2 \cos^2 \varphi + b^2 \sin^2 \varphi.$$

Píšeme-li tento výraz ve tvaru

$$I = a^2 - (a^2 - b^2) \sin^2 \varphi$$

a předpokládáme-li, že je, jak obyčejně, $a > b$, vidíme, že I nabývá maxima pro $\varphi = 0$, které je $I = a^2$; minima pak pro $\varphi = \pi/2$, které je $I = b^2$. Otočíme-li tedy nikolem jednou do kola, nabývá intenzita světlu jím propuštěného dvakrát maxima a dvakrát minima, vždy v polohách o $\pi/2$ rozdílných. Minimum *není nullové*, tím se světlu eliptické liší od světlu lineárního. Rozdíl mezi maximem a minimem je tím menší, čím menší je rozdíl mezi a a b ; když $a = b$, t. j. dopadá-li na nikol světlu cirkulární, je $I = a^2$; intenzita světlu nikolem prošlého se nemění, když nikolem otáčíme.

Maximum a minimum intenzity I připadá do poloos elipsy; můžeme tedy nikolem jejich polohu stanoviti. Ale nikol sám nestačí, abychom mohli rozhodnouti, je-li světlu naň dopadající vskutku eliptické, po případě cirkulární, nebo ne. Projde-li totiž nikolem světlu polarisované jen částečně lineárně, tedy směs světlu přirozeného s lineárně polarisovaným, obdržíme při otáčení nikolem zase dvě maxima a dvě minima nenullová, tedy totéž, co pro světlu eliptické. Světlu přirozené chová se procházejíc nikolem jako světlu cirkulární. Abychom tedy rozeznali světlu eliptické od světlu částečně lineárně polarisovaného, nebo světlu cirkulární od přirozeného, musíme k nikolu připojiti ještě deštičku čtvrtvlnovou. Deštičku postavme tak, aby její osy připadaly do těch poloh, v nichž při pozorování nikolem nastává maximum a minimum intenzity, tedy do os ξ a η , při tom směr označený (§ 294.) nechť splyne s osou η . Bylo vyloženo, že kmit připadající do směru označeného procházejíc deštičkou *zpozdí* se proti kmitu kolmému o $\pi/2$. Necháme pak světlu projíti napřed deštičkou, potom nikolem.

Předpokládejme nejdříve, že jde o kmit eliptický *napravo*, který tedy je dán rovnicemi

$$\xi = a \sin \frac{2\pi}{T} t, \quad \eta = b \cos \frac{2\pi}{T} t = b \sin \left(\frac{2\pi}{T} t + \frac{\pi}{2} \right).$$

Složka η je proti složce ξ *zrychlena* o $\pi/2$. Projde-li deštičkou, zpozdí se o $\pi/2$; fázový rozdíl obou složek se vyrovná, takže pro kmit prošlý deštičkou můžeme psáti

$$\xi = a \sin \frac{2\pi}{T} t \quad \eta = b \sin \frac{2\pi}{T} t.$$

To je kmit lineární; částice aetherová opisuje přímku, jejíž rovnice je $\eta/\xi = b/a$. Úhel ψ , který svírá rovina kmitová s osou ξ , vypočteme ze vztahu $\tan \psi = b/a$; je vždy *ostrý*. Pro světlu cirkulární je $\psi = \pi/4$. Dopadá-li na deštičku eliptický kmit *nalevo*, je nejdříve

$$\xi = a \sin \frac{2\pi}{T} t, \quad \eta = -b \cos \frac{2\pi}{T} t = b \sin \left(\frac{2\pi}{T} t - \frac{\pi}{2} \right).$$

Složka η je nyní *zpožděna* proti složce ξ o $\pi/2$. Průchodem deštičkou toto zpoždění vzroste na π ; kmit deštičkou prošlý je proto dán rovnicemi

$$\xi = a \sin \frac{2\pi}{T} t, \quad \eta = b \sin \left(\frac{2\pi}{T} t - \pi \right) = -b \sin \frac{2\pi}{T} t.$$

Je to zase kmit lineární; úhel ψ , který rovina kmitová svírá s osou ξ , je nyní dán rovnicí $\operatorname{tg} \psi = -b/a$. Je *tupý*; pro světlo cirkulární je $\psi = 3\pi/4$.

Celkem tedy čtvrtvlnová deštička promění kmit eliptický nebo cirkulární v lineární, jsou-li ovšem osy její orientovány tak, jak bylo vloženo; jde-li ostatně o vibraci cirkulární, mohou být orientovány jakkoliv. Naproti tomu světlo částečně lineárně polarisované zůstane i po průchodu deštičkou částečně lineárně polarisovaným, a světlo přirozené přirozeným. Analysujeme-li tedy světlo deštičkou prošlé nikolem, můžeme ihned rozhodnouti, bylo-li světlo dopadající eliptické, po případě cirkulární nebo ne. Nikolem můžeme stanoviti i úhel ψ , z něhož vypočteme poměr a/b ; konečně podle toho, je-li ostrý nebo tupý, rozhodneme, jde-li o kmit na pravo nebo na levo. Tím je světlo eliptické, po případě cirkulární, úplně stanoveno.

§ 297. Jak lze rozpoznati polarisované světlo.

Na základě odstavce předešlého můžeme již přehledně pojednati o způsobu, jak se rozpoznává světlo polarisované. Bylo již řečeno, že povšechným analysátorem je tu nikol a čtvrtvlnová deštička. Užíváme především nikolu a přihlížíme, jak se mění jasnost zorného pole, když nikolem otáčíme. Vytkaňme především význačné případy tyto:

1. *Světlo lineárně polarisované.* Pozorujeme maximum a nullové minimum.

2. *Světlo přirozené.* Nepozorujeme ani maxima ani minima, jasnost pole se nemění.

3. *Světlo cirkulárně polarisované.* Nepozorujeme rovněž ani maxima ani minima, jasnost pole se rovněž nemění.

Podle toho je patrné, že samotným nikolem nerozeznáme světlo přirozené a světlo cirkulárně polarisované. Rozdílnost se však ukáže, když před nikol dáme čtvrtvlnovou deštičku. Je-li světlo přirozené, nemění se jasnost pole. Je-li však světlo cirkulárně polarisované, objeví se maximum a nullové minimum.

4. *Světlo elipticky polarisované.* Ve dvou význačných k sobě kolmých polohách nikolu pozorujeme maximum a minimum jasnosti, ale toto minimum není nullové. Zde však můžeme čtvrtvlnovou deštičkou dané světlo elipticky polarisované přeměnit na

lineárně polarisované — podobně jako při 3. — jenže musíme čtvrtvlnovou deštičku položit nikoli libovolně, nýbrž tak, aby její kmitoměry souhlasily s oběma těmi význačnými polohami nikolu. Pootočíce pak nikol dále nalezneme minimum nullové.

Všechny jinaké případy jsou ty, kdy polarisace buď lineární nebo cirkulární nebo eliptická *jest jenom částečná*, kdy tedy jest přimíšeno světlo přirozené. Toto přimíšené světlo přirozené *nepřipouští minima nullového* ani, užije-li se čtvrtvlnové deštičky, a to jest pro takovou směs vlastnost význačná. Jinak zůstávají hořejší metody vyšetřovací v platnosti.

5. Je-li tedy světlo z *části polarisováno lineárně*, jako jest tomu, když se polarisuje odrazem, ale ne v úhlu polarisačním, pozorujeme maximum a minimum, avšak toto minimum není nullové. Vložíme-li před nikol čtvrtvlnovou deštičku souhlasně s těmito polohami, nic se nezmění; máme tedy zase nenullové minimum *v téže* poloze. Světlo přirozené totiž zůstává přirozeným, i když projde deštičkou; světlo lineárně polarisované kmitá rovnoběžně s jednou z hlavních os deštičky; procházejíc deštičkou se tedy nerozkládá.

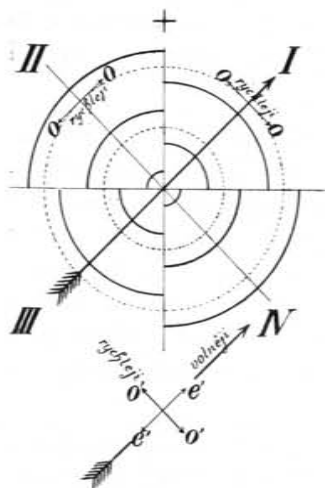
6. Je-li světlo z *části polarisováno cirkulárně*, nepozorujeme, že by se jasnost měnila, až teprve když vložíme před nikol čtvrtvlnovou deštičku; pak se ukáží změny, ale minimum není nullové. Deštička promění cirkulární kmit ve kmit lineární; vystupuje tedy z ní světlo z *části polarisované lineárně*.

7. Je-li světlo z *části polarisováno elipticky*, pozorujeme maximum a minimum ve dvou k sobě kolmých polohách nikolu. Když pak souhlasně s těmito polohami vložíme deštičku čtvrtvlnovou, objeví se minimum, avšak opět nikoli nullové, a to v jiné poloze nikolu. Z deštičky zase vystupuje světlo z *části lineárně polarisované*. Kdežto však původně, bez deštičky, maximum a minimum připadalo do poloos elipsy, připadá po průchodu deštičkou do roviny kmitové a kolmo k ní. Ta je pak vzhledem k poloosám stočena.

Výklad je zde podán tak, jako by určité světlo bylo dáno, a my pozorujeme, jakými vlastnostmi se jeví. Při vyšetřování je ovšem pochop obrácený; pozorujeme jisté vlastnosti světla a z těch soudíme na jeho povahu. Postup zde zachovávaný jest srozumitelnější; když se promyslí, pak není věc nesnadná jej obrátiti.

§ 298. Jak se pozná, je-li krystal pozitivní nebo negativní.

1. Mějmež v konoskopu mezi zkříženými nikoly krystal jednoosý, kolmo k ose sřiznutý. Tmavým křížem dělí se pole na čtyři kvadranty I, II, III, IV (obr. 460.), jež jsou prostoupeny isochromatickými kruhy. Položme na tento krystal jiný, o němž víme, zdali je pozitivní nebo negativní. Jestliže se isochromaty



Obr. 460. Jak se rozpoznává jednoosý krystal pozitivní a negativní.

rozšíří, znamená to, že nastane účinek *opáčné*; oba krystally mají označení *opačné*. Pakli se isochromaty zúží, znamená to, že nastane účinek *summační*; oba krystally mají označení *stejně*. Kombinace odpovídá v prvním případě deštičce tenčí, v druhém tlustší.

Jednodušeji rozpoznáme daný krystal čtvrtvlnovou deštičkou. Položíme ji označeným směrem do dvou protějších kvadrantů, na př. I a III. Achromatický kříž zmizí; isochromatické kruhy nejsou už spojitě, nýbrž pošinou se ve dvou protějších kvadrantech blíže ke středu, ve dvou druhých protějších dále od středu, kde zároveň poblíže středu vzniknou nové dvě isochromaty úzké, jakoby bodové. Je-li spojnice těchto bodů s označeným směrem čtvrtvlnové deštičky *zkřížena* (+), je daný krystal *pozitivní*; pakli je *souhlasná* (—), je *negativní*. Znamení + naznačuje mnemotechnicky jednak »zkřížení«, jednak »pozitivnost«.

Položme do konoskopu krystal pozitivní, např. fenakit nebo amethyst*). Na analyzující nikol nahoře položíme červené sklíčko. Kvadranty, achromatickým křížem vytvořené, jsou prostoupeny kruhy střídavě červenými a tmavými. Kruhy tmavé náležejí dráhovým rozdílům $0, \lambda, 2\lambda, 3\lambda \dots$ o které paprsek řádný, kmitající perifericky, předbíhá. V obr. 460. jsou tyto původní kruhy isochromatické narýsovány tečkovaně. Položíme čtvrtvlnovou deštičku označeným směrem přes kvadranty I, III. Onen perifericky kmitající paprsek řádný oo vstoupí do čtvrtvlnové desky, kde postupuje též jako řádný $o'o'$ rychleji, takže bude o $\lambda/4$ napřed (obr. 460.). Tím se dráhový rozdíl v místech původních minim zvětší na $\lambda/4, \lambda + \lambda/4, 2\lambda + \lambda/4 \dots$ a poněvadž minima

*) zajímavá odrůda křemene, slabě fialově zbarvená, která není opticky aktivní a chová se tudíž jako obyčejný krystal jednoosý.

zase vznikají tam, kde rozdíl dráhový je $\lambda, 2\lambda, 3\lambda \dots$, pošinou se blíže ke středu. Naopak je tomu v kvadrantech II a IV. Zde řádný paprsek oo , perifericky kmitající vstoupí z daného krystalu do čtvrtvlnové deštičky podle zmíněné orientace jako mimořádný, $e'e'$ postupuje tedy volněji, opozdí se o $\lambda/4$. Tím se dráhový rozdíl zmenší na $-\lambda/4, \lambda - \lambda/4, 2\lambda - \lambda/4 \dots$, takže se dosavadní minima odšinou od středu dále; nové minimum vznikne však na tom místě, kde dráhový rozdíl od $-\lambda/4$ přejde na 0 , a to právě jsou obě charakteristické nové skvrny bodové; jejich spojnice rozhoduje svým směrem o znamení daného krystalu. V našem případě je tato spojnice napříč k označenému směru čtvrtvlnové deštičky, což mnemotechnicky upomíná na kříž, t. j. na znamení pozitivní.

Ke studiu negativních krystalů hodí se velmi dobře vápence (tloušťky asi $1/2 \text{ mm}$) nebo apatit. Poučené je čtvrtvlnovou deštičku neklásti hned úhlopříčně, do azimutu 45° , nýbrž nejprve do azimutu 0° a pak odtud ji stáčet do azimutů vyšších; pak lze sledovati velmi pěkně, jak se isochromaty rozširují a zúžují. Achromatický kříž vzniknouti nemůže, poněvadž lineární kmit polarisátoru kombinováním se čtvrtvlnovou deštičkou se přeměnil v cirkulární; daný krystal v těch místech je tedy neúčinný. V sousedních kvadrantech je relativní posunutí $\lambda/2$; proto na rozhraní kvadrantů sousedí vždy proužek jasný s proužkem tmavým.

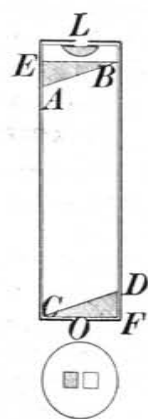
2. Jde-li o krystally dvojosé, vycházíme od deštičky zříznuté dvěma rovinami kolmo na ostrou bisektrix. Krystal položíme do konoskopu tak, aby vznikl tmavý kříž achromatický. Pole se tím rozdělí ve čtyři kvadranty prostoupené isochromatickými křivkami (cassinoidami), jež se vinou kolem stopy os. Položíme na nikol červené sklo, aby se křivky staly monochromatické, a pak klademe čtvrtvlnovou deštičku úhlopříčně označeným směrem, na př. přes kvadranty I a III. Tmavý kříž zmizí. Když se křivky smrští v těch kvadrantech, jimiž označený směr prochází, je krystal pozitivní; jinak negativní. Odůvodnění jest podobné jako pro krystally jednoosé.

Jako na krystallech jednoosých, tak i na krystallech dvojosých stýkají se, když se čtvrtvlnová deštička úhlopříčně položí, v sousedních kvadrantech jasné čáry s tmavými, takže pokračováním čáry na př. jasné v jednom kvadrantu, je čára tmavá v kvadrantu sousedním. Příkladem pro pozitivní krystal je baryt, pro negativní aragonit; oba hodí se ke studiu toho zjevu velmi dobře.

§ 299. Pleochroismus.

Nádherné barevné zjevy, jež jsme vyličili v předešlých odstavcích, mají základ v interferenci světla; krystal sám je bezbarvý, čirý. Mohou však krystally míti *vlastní zbarvení*, jaké mají i látky isotropní, na př. barevná skla. Základem tohoto za-

barvení jest absorpce. Jako tam interferenci z bílého světla některé barvy se sházejí a zbývající dají dohromady zbarvení výsledné, tak mohou některé barvy látkou samou býti, jak pravíme, zadržovány, pohlcovány; zbývající dávají pak zbarvení té látky vlastní. Avšak v krystallech druží se k tomu ta zvláštnost, že dvojlomem se v krystallu šíří paprsky *dua*, k sobě kolmo polarisované, podle kmitosměru různou rychlostí, a že podle toho se jeden i druhý paprsek pohlcují nesterjně. Různost v rychlostech jest největší pro krystally jednoosé v řezu osovém, pro krystally dvojosé v řezech hlavních. Když tedy dáme takovou deštičku krystallovou rovnoběžně s těmito řezy broušenou, na př. pennin (chlorit), před nikol a když jím otáčíme propouštějící oba na sobě kolmé kmity jednotlivě, objeví se krystal ve dvou různých barvách, jednou v barvě hnědočervené, po druhé v barvě smaragdovězelené, jeví *dichroismus*. Kdybychom užili dvojpaprskového analysátoru, na př. achromatisovaného hranolu vápencového, pozorovali bychom ve správné poloze tohoto analysátoru obě barvy ne po sobě, jako nikolem, nýbrž vedle sebe, což jest pro srovnání pohodlnější. Tak lze tento dichroismus i objektivně ukázati. Při subjektivním pozorování nutno krystal dáti do vhodné vzdálenosti od dvojlomného analysátoru, aby obrazy nepadly částečně přes sebe, nýbrž vedle sebe.



Obr. 461.
Dichroskop.

Aby pozorování dichroismu usnadnil, sestrojil (1845) *Haidinger**) zvláštní dichroskop (též, ač méně vhodně, zvaný dichroskopická lupa), který není leč dvojpaprskový analysátor danému účelu zvláště přizpůsobený. Hlavní jeho část je hranol *ABCD* z islandského vápence (*AB*, *CD* brachydiagonály), k němuž nahoře i dole je připojen skleněný hranol *AEB* a *DFC*, jehož roviny *EB* a *CF* jsou kolmé na hrany *AC* a *BD*. To vše je vloženo do mosazné trubice, která má dole na dně čtverečný malý otvor (strana 2 mm), nahoře pak okulární čočku plankonvexní (obr. 461.). Všechny rozměry jsou zvoleny tak, aby oko v dále zrakové vidělo oba obrázky čtverečného otvoru, dvojlomem vznikající, těsně vedle sebe; obrázky tyto jsou od osy na obě strany stejně odchýlené. Když se položí na otvor krystal ve správné orientaci tak, aby jeho kmitosměry souhlasily s kmitosměry vápence — vynikne dichroismus zřetelně. K usnadnění této orientace přešinu

*) *Vilém rytíř Haidinger* (1795—1871) proslulý mineralog, rodák vídeňský, první ředitel (1849—1866) a organisátor c. k. říšského geologického ústavu ve Vídni.

přes dichroskop otáčivý obal válcový, na jehož základně jest uprostřed poněkud větší kruhový otvor, na který se krystal (malinkým kouskem vosku) připevní. Pak se manipuluje tímto obalem, což jest pohodlnější než krystallem, aby přišel do správného azimutu.

Ve dvojosých krystallech máme tři hlavní směry rychlosti, tudíž pozorujeme *trichroismus*. To však jsou jen krajní hodnoty rychlostní a tudíž i krajní způsoby zbarvení. Mezi nimi jsou podle směru paprsků krystallem prostupujících nenáhlé přechody. Proto můžeme přesně vzato mluvit o *pleochroismu*. Obvyklé označení *dichroismu* hledí jen k tomu, že dichroskopem pozorujeme současně podle dvou kmitosměrů na sobě kolmých barvy dvě.

Ve sbírkách fysik. ústavu č. university jsou obě lupy, *Haidingerova* i *Langova*. Z praeparátů jednoosých ukazují krásný dichroismus mimo pennin, již nahoře zmíněný, zejména alexandrit (chrysoberyl hnědožlutý a zelený), andalusit (jasnožlutý a hnědý), rubín (červený a žlutý), safír (zelenavý a tmavomodrý), šfovan chromitoammonatý (purpurový a modrý). Na dvou exemplárech turmalinu, žlutém a zeleném, lze dobře studovati absorpci kmitů kolmo k ose. Z dvojosých epidot (žlutý, hnědý, zelený), kordierit (žlutý, jasnomodrý, tmavomodrý).

O absorpci platí pravidlo *Babinetovo* — ač jsou též výjimky —: Paprsek rychlejší pohlcuje se méně, volnější více. Tudíž se pohlcuje více v pozitivních krystallech jednoosých paprsek mimořádný, v negativních krystallech jednoosých paprsek řádný. Anebo: paprsek, který se více láme, také se více pohlcuje. Pravidlo toto se osvědčuje na př. na penninu, kordieritu a j.

§ 301. **Zákony Biotovy.**

Zákony o rotační polarisaci, jak je Biot pokusně zjistil, jsou tyto:

1. Otočení polarisační roviny jest úměrně tloušťce desky.
2. Při stejné tloušťce otáčí deska pravotočná o tolikéž kladně jako levotočná záporně.
3. Otočení způsobené několika křemennými deštičkami pravotočnými rovná se algebraickému součtu jednotlivých otočení.
4. Otočení vzrůstá s indexem lomu čili, jak nyní pravíme, s klesající délkou světelné vlny, jsouc nepřímo úměrně čtverci této délky.

Ve smyslu prvního zákona postačí pro křemenné desky (a podobně pro desky z jiných pevných látek) znáti otáčivost q příslušnou tloušťce 1 mm; úhel q zove se *specifická otáčivost*. Při tloušťce e je tedy otočení α patrně

$$\alpha = q \cdot e.$$

Ve smyslu třetího zákona jest

$$q\lambda^2 = \text{const.} \quad \text{aneb} \quad q = \frac{A}{\lambda^2}.$$

V době, kdy Biot zákon tento zjistil, byly sice čáry Fraunhoferovy již objeveny; Fraunhofer totiž ukázal v pojednání z roku 1814—15, jak jimi indexy lomu různých druhů skla lze přesně stanovití. Francouzsky však vyšlo toto pojednání teprve roku 1823. Proto Biot užíval světla monochromatického různých druhů, avšak jen přibližně dokonalého; stojí na stanovisku teorie výronové nerosnával otáčivost q s vlnovou délkou, nýbrž s indexem lomu. Když později (r. 1846) Broch*), užívaje Fraunhoferových čar, vykonal přesnější měření, dovodil, že zmíněný zákon jest jenom přibližný. Vycházejí totiž pro jednotlivé čáry Fraunhoferovy, když se délka λ stanoví v jednotce mikron (μ) a q ve stupních ($^\circ$), pro součin $q\lambda^2$ hodnoty tyto:

	B	C	D	E	F	G
$q =$	15·30	17·24	21·67	27·46	32·50	42·20
$q\lambda^2 =$	7·24	7·43	7·51	7·60	7·62	7·84.

Závislost $q = f(\lambda)$ je tedy složitější, než jak Biot se domníval.

*) Ole Jacob Broch, (1818—1889) professor matematiky na universitě v Christianii.

XIV.

Rotační polarisace.§ 300. **Historický úvod.**

Polarisaci rotační (otáčivou) objevil roku 1811 současně s polarisací chromatickou Arago*). Zkoumaje různé deštičky dvojlomné, zejména slidové, jak se chovají mezi polarisátory, zjistil překvapující zjev, že křemenná deštička, 6 mm tlustá, kolmo k ose zbroušená, jevila úkazy zcela rozdílné, než na př. deštička vápencová. Tato zůstávala bezbarvá, křemenná však ukazovala barvy, které se měnily při otáčení analysátoru, nikoli však, když se otáčela deštička ve své rovině sama. Arago vyslovil též myšlenku, že by se úkaz vyložil otáčením roviny polarisační. Podrobněji zkoumal tento úkaz Biot**), jenž poznal, že některé křemeny otáčejí rovinu polarisační — když se díváme světlu vstříc — napravo (kladně), jiné nalevo (záporně); jsou tedy křemeny *pravotočné* i *levotočné* (*dextro- a laevogyraty****). Objevil (1815) též rotační polarisaci některých kapalin, zejména roztoku cukru. Stanovil pak (1818) empiricky zákony rotační polarisace, kteréž se nyní kladou v čelo dalších úvah.

*) Dominique F. J. Arago (1786—1853) viz § 279., tamtéž citováno příslušné pojednání.

**) Jean Baptiste Biot (1774—1862), od r. 1800 professor fysiky na Collège de France, od r. 1809 prof. astronomie na fakultě věd v Paříži, auktor velmi četných prací fysikálních i astronomických, jež uveřejnil dilem sám, dilem s jinými, jako byl Arago, Cuvier, Pouillet. Pojednání, obsahující zákony o rotační polarisaci, má název: Mémoire sur les rotations, que certaines substances impriment aux axes de polarisation des rayons lumineux, Mém. de l'Acad. des sciences z. 41, 1818.

***) z latinského dexter pravý, laevus (= sinister) levý, gyros kruh (z řeckého ὀ γῆρος kruh). Při rozeznávání rotace na pravo a na levo předpokládá se tedy subjektivní pozorování, jak to vidí pozorovatel, dívá-li se proti světlu křemen postupujícímu — nikoli pozorování objektivní, když se světlo promítá na bílou stěnu.

Broch a Stefan přijali vzorec

$$\rho = A + \frac{B}{\lambda^2},$$

Boltzmann pak vzorec

$$\rho = \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4}.$$

Oba tyto vzorce upomínají na jiný vzorec obdobný, totiž

$$n = A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4},$$

kterým Cauchy hleděl vysvětlit, jak závisí index lomu n na vlnové délce λ , a který v oboru viditelného záření se dobře osvědčuje. Podle toho by průběh rotační disperse souhlasil s průběhem disperse lomu. Číselně jeví se oba uvedené vzorce, jak následuje, a to v jednotkách již dříve užitých (stupeň pro ρ a mikron pro λ):

$$\rho = -1.753 + \frac{8.1622}{\lambda^2},$$

$$\rho = \frac{7.07018}{\lambda^2} + \frac{0.14983}{\lambda^4}.$$

Z pozdějších měření pro jednotlivé čáry Fraunhoferovy buďtež stručně uvedeny ty, jež vykořistili Soret a Sarasin.

Čára	A	B	C	D	E	F	G	H
$\rho =$	12.67	15.75	17.32	21.71	27.54	32.77	42.60	51.19.

Čísla mají platnost pro teplotu 20°. Pro obě čáry natriové byly stanoveny hodnoty 21.684 a 21.727; hořejší číslo jest průměr obou. Měření byla rozšířena též na čáry v ultrafialové části spektra, a to až k hodnotám (Cd 26) $\lambda = 0.2144$, $\rho = 235.97$. Jiní pozorovatelé konali měření (thermosloupem nebo bolometrem) též pro infračervenou část spektra, a to až k hodnotám $\lambda = 2.90$, $\rho = 0.58$ (Hupe 1894). Pro tyto extremy od $\lambda = 2.90$ do $\lambda = 0.2144$ dostáváme jako rotační disperi číslo 235.39. Hledíme-li jen k viditelné části spektra, dostáváme od čáry A až H disperi 38.52, od čáry B až H disperi 35.44. Obyčejně počítá se od čáry B až H, poněvadž čára A se pro absorpci nesnadno pozoruje.

Zmíněná analogie mezi průběhem disperse rotační a disperse lomu jde ještě dále. Cauchyův vzorec pro závislost indexu lomu na vlnové délce platí jen přibližně; je to vzorec interpolační, vyhovující jen v určitém rozsahu spektrálním. Přesně v celém rozsahu spektra,

platí dispersní vzorec Kettelerův-Helmholtzův

$$n^2 = a^2 + \sum \frac{M}{\lambda^2 - \lambda_m^2},$$

kdež λ_m značí vlnovou délku, pro niž nastává největší absorpce, ěili střed absorpčního pruhu *). Stejně je tomu i pro disperi rotační. Vzorec dříve uvedený platí jen přibližně; přesně je vystižena závislost specifické otáčivosti na vlnové délce vzorcem, který je zcela podobný dispersnímu vzorci Kettelerovu-Helmholtzovu. Je totiž

$$\rho = \sum \frac{k_m}{\lambda^2 - \lambda_m^2},$$

kde značí opět λ_m vlnovou délku největší absorpce; součet se vztahuje na všechny absorpční pruhy. Může se ovšem státi, že pro některý pruh absorpční je $k_m = 0$. Vzorec odvodil z elektronové theorie Drude (1900).

Užijme vzorce tohoto pro křemen. Ten má dva absorpční pruhy v infračervené části spektra, pro něž je (v jednotce μ)

$$\lambda_1^2 = 430.6 \quad \lambda_2^2 = 78.22;$$

pak pruh v ultrafialové části, pro nějž je

$$\lambda_3^2 = 0.010627;$$

konečně ještě další pruhy, jimž přísluší vlnové délky velmi malé a pro něž položíme úhrnem $\lambda_4 = 0$. Vzorec pro ρ má tedy tvar

$$\rho = \frac{k_1}{\lambda^2 - \lambda_1^2} + \frac{k_2}{\lambda^2 - \lambda_2^2} + \frac{k_3}{\lambda^2 - \lambda_3^2} + \frac{k_4}{\lambda^2};$$

jenž obsahuje čtyři libovolné konstanty. Z výsledků měrných plyne, že možno položit $k_1 = 0$, $k_2 = 0$; vzorec má pak dvě konstanty, totiž

$$k_3 = 12.200 \quad k_4 = -5.046.$$

Jak souhlasí s měřením, je viděti z těchto několika dat:

λ	2.14	1.45	0.671	0.589	0.480	0.344	0.219
ρ počít.	1.57	3.43	16.56	21.70	33.60	70.61	220.57
ρ měř.	1.60	3.43	16.54	21.72	33.67	70.59	220.72

Lowry **), který měřil otáčivost opticky bezvadného pravotočného sloupu křemenného délky 18.14 cm a otáčivost levotočného sloupu křemenného délky 22.64 cm pro 24 různé délky vlnové, dospěl výsledku, že vliv absorpčních pruhů v infračervené části spektra nelze zhlola zanedbat. Klade tedy $k_1 = 0$, takže zanedbává jen absorpční pruh ležící hluboko v infračervené části spektra; vzorec pro ρ pak zní

$$\rho = \frac{k_2}{\lambda^2 - \lambda_2^2} + \frac{k_3}{\lambda^2 - \lambda_3^2} + \frac{k_4}{\lambda^2}.$$

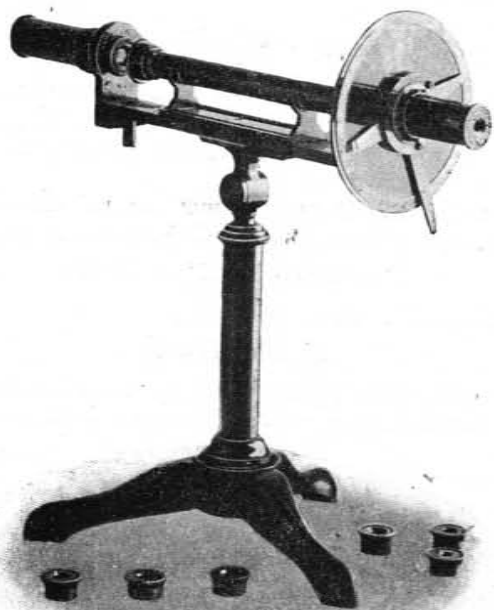
*) Srv. též Thermika, str. 524. 1908.

***) Th. M. Lowry, Phil. Trans. (A) 212, 261—297, 1912; Beiblätter 38, 158, 1914.

Obsahuje tedy tři konstanty; podle měření Lowryových je

$$k_2 = 13.42 \quad k_3 = 11.6064 \quad k_1 = -4.3685.$$

Ze vzorce Drudeova vysvitá, že (absolutní hodnota) ρ roste, když se blížíme absorpčnímu pruhu, v jeho středu stalo by se ρ nekonečně velké, pak klesá. Po obou stranách pruhu má ρ opačná označení; látka, která pro vlnové délky ležící na jedné straně pruhu je na př. pravotočná, stane se na druhé straně pruhu levotočnou. Tento zjev nazývá se



Obr. 462. Polarimetr Biotův-Mitscherlichův.

anomální (nepravidelná) disperse otáčivosti; pozoroval ji Cotton na některých solech kyseliny vinné.

Mimo křemen otáčejí rovinu polarisační ještě mnohé jiné látky, pevné i kapalné; označujeme tu vlastnost jako *optickou aktivitu*, pravice, že látky ty jsou *opticky aktivní* (činné).

§ 302. Přístroje k subjektivnímu pozorování rotační polarisace.

1. S úkazy rotační polarisace lze se předběžně obeznámiti *přístrojem Nörrenbergovým* (obr. 425.), který se upraví tak jako ke studiu chromatické polarisace ve světle rovnoběžném. Spojné

čočky se dají stranou. Za analysátor zvolí se nikol nebo achromatisovaný hranol vápencový. Na stolek se kladou křemenné desky, jež se přikryjí kruhovým diafragmatem z černého plechu anebo diafragmatem se šterbinou 1 mm až 2 mm širokou, jde-li o rozbor spektrální. Vystupující světlo se rozkládá přímohledným hranolem, nahore u přístroje připraveným, který se vloží před analysující nikol. Jinak může býti polarisátorem též nikol nebo hranol Glanův, jak v odstavci 281. bylo poznamenáno, čímž se získá světlejšího pole potřebného zejména pro spektrální rozbor. Po ruce je sklíčko zpola červené a zpola modré.

2. Ke studiu rotační polarisace zejména kapalin byl sestrojen *přístroj Biotův-Mitscherlichův* (obr. 462.). Polarisátorem i analysátorem má nikol. Mezi oběma je dostatečně místa, aby se vložila skleněná trubice s mosazným obalem; na koncích uzavřená skleněnými kotoučky, které se k trubici přitisknou mosaznými objímkami na závit, jež tlačí na kruhové vložky kaučukové. Trubice naplňuje se kapalinami opticky aktivními. Různé deštičky křemenné, v mosazných pouzdech — jednoduché i dvojité — (jak jsou v obrazi dole rozloženy) vkládají se hned za polarisátor. Analysátor je v mosazné trubici, jež se alhidadou otáčí; otočení lze na rozděleném kruhu dvěma o 180° odlehými rameny s indexem odečísti. Přístroj velice jednoduchý a přehledný hodí se velmi dobře k úvodním měřením *).

3. Dokonaleji a k přesnějšímu měření upraven je přístroj, který podle auktorova návrhu sestrojila f. Dr. Steeg a Reuter. Obr. 463. ukazuje přístroj v pohledu, obr. 464. schematicky. Přístroj spojuje v sobě polariskop a spektroskop. Světlo dolejším zrcátkem odražené prostupuje nikolem *P*, dopadá na křemennou desku *K*, projde analysátorem *A*, který jest otáčivý s rozděleným kruhem. V těchto částech je shoda s přístrojem předešlým. Co dále zbývá, je přímohledný spektroskop, jehož částí jsou šterbina *S* — kterou lze zúžovati nebo rozšiřovati —, achromatická čočka kollimující *1*, hranol přímohledný *H* a malý dalekohled, který se skládá z achromatického objektivu *2* a z okulárních čoček *3*, *4*. Důležitou součástí okuláru je vláknový kříž upravený úhlopříčně k hlavním rovinám přístroje, který lze v rámečku mikrometricky po zorném poli jemně posouvat; tyto posuvy možno, jak z obrazce 464. patrně, též měřiti. Objektivem dalekohledu zobrazuje se šter-

*) *Eilhard Mitscherlich* (1794—1863), professor na universitě berlínské, znamenitý chemik; polarimetr popisuje ve své učebnici chemie (1844).

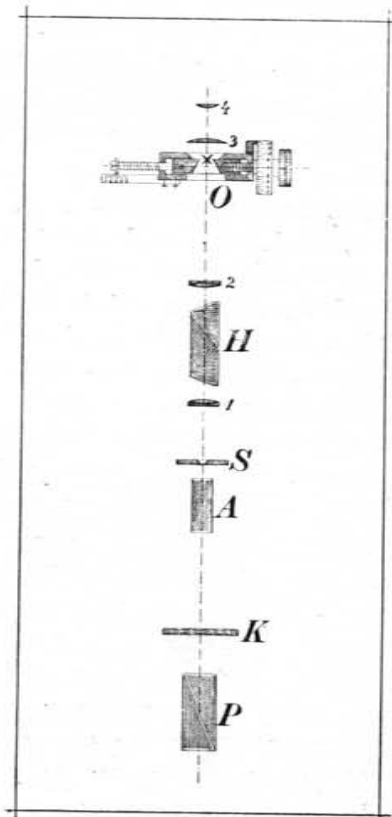
bina přesně v rovině vláknového kříže. Když tedy pozorovatel podle svého oka zařídí okulár tak, aby viděl jasně a ostře vláknový kříž, má zároveň celý přístroj připravený pro pozorování.

§ 303. Přístroje k objektivnímu pozorování rotační polarisace.

K tomuto účelu hodí se nejlépe přístroj Duboseqův. Pro úvodní pokusy upravuje se tak, jako pro polarisaci chromatickou



Obr. 463. Přístroj Strouhalův.



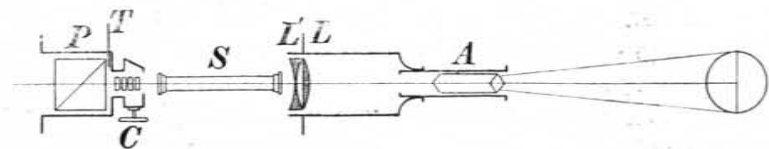
Obr. 464. Schema přístroje Strouhalova.

ve světle rovnoběžném (obr. 429.). Experimentuje se postupem souhlasným, aby per contrarium vynikl rozdíl polarisace chromatické a rotační, které jinak jeví mnohé podobnosti. Podstatné součástky přístroje tedy jsou polarisátor, diafragmata, křemenná deštička kolmo k ose zbroušená, přes níž lze pošinoucí šterbinu, projekční čočku, analysující nikol, — po případě místo něho rotující nikol

s achromatickým hranolem —, konečně přímohledný spektroskop. Pro pokusy další, zejména saccharimetrické, hodí se lépe úprava znázorněná v obr. 465. Je tu větší projekční čočka L zeslabená negativní čočkou, bikonkávní L' , pak po případě křemenná dvojdeska s kompensátorem Soleilovým C (o nichž bude dále jednáno) a trubice S pro cukrový roztok.

§ 304. Úkazy ve světle monochromatickém.

Úkazy studují se subjektivně nejlépe přístrojem Mitscherlichovým. Polarizující nikol zařídí se na př. tak, aby jeho polarisační rovina byla svíslá. Je-li analysující nikol s ním zkřížen, jeví se při jakémkoli osvětlení pole tmavé. Osvětíme tedy na př.



Obr. 465. Úprava přístroje Duboseqova pro saccharimetrické pokusy.

světlem natriovým. Pole je tmavé. Vyjasní se však, když mezi nikoly (hned za polarisátor) vložíme křemennou deštičku kolmo k ose zbroušenou tak, aby stála kolmo k dopadajícím paprskům. Když však analysujícím nikolem otáčíme — ve správném smyslu, napravo nebo nalevo — přijdeme k poloze nikolu, ve které se jeví pole opět tmavé. Vlastně slabě modravé; poněvadž plynový (nesvitivý) plamen Bunsenův je modravý. Úhel, o který bylo nutno analysujícím nikolem otočiti, odečte se na rozděleném kruhu. Když se úhel dělí tloušťkou deštičky (v millimetrech), obdrží se specifická otáčivost ρ křemene pro světlo natriové. Podobně lze určit ρ pro červené světlo lithiové ($Li a$); třeba jenom vyloučiti červeným sklem současné světlo natriové. Podobně učiníme pro zelené světlo thalliové. Ukáže se, že je $\rho(Li) < \rho(Na) < \rho(Tl)$.

Měření lze opakovati na křemenných deštičkách různě tlustých; pravotočných i levotočných, a srovnávatí pak výsledky pro specifickou rotaci ρ , jež v mezích pozorovacích chyb mají souhlasiti. Tloušťka deštiček určuje se kontaktním měřítkem.

Modravé světlo Bunsenova plamene lze odstraniti slabým roztokem (asi 6%) dvojhromanu draselnatého v nádobce 1.5 až 2 cm široké se stěnami z dobrého skla zrcadlového; taková nádobka se vkládá mezi plamenník Bunsenův a polarisátor.

§ 305. Úkazy ve světle bílém.

Nejvýhodnějším zdrojem světla je světlo sluneční anebo světlo obloukové lampy, jejíž paprsky kollimátorem se staly rovnoběžnými. Užíváme přístroje Duboscqova a postupujeme zcela obdobně jako při polarisaci chromatické (§ 283.). Polarisační rovina P upravíme tak, aby jeho polarisační rovina byla svislá; zvolíme diafragma T přiměřeně veliké a zobrazíme je reálně na bílé stěně projekční čočkou L . Na konec A vložíme analyzující nikol a otočíme tak, aby pole bylo tmavé; hlavní roviny polarisačního přístroje jsou pak zkríženy.

1. Za diafragma T dejme křemennou deštičku na př. (jako Arago) 6 mm tlustou, kolmo k ose vybroušenou. Pole se vyjasní a zabarví (červeně). Otáčíme-li deštičkou kolem její optické osy (t. j. ve vlastní rovině), nepozorujeme změny žádné. Věc je sice samozřejmá, ale je v tom důležitý rozdíl od chromatické polarisace, kdy křemen byl vybroušen s osou rovnoběžně. Vkládáme-li křemenné deštičky různě tlusté, dostáváme pro ně zabarvení různé, na př. červené, žluté, zelené, modré a pod. Podle tohoto zabarvení označujeme pak každou takovou deštičku, kteráž ovšem sama sebou jest bezbarvá, čirá, jako »červenou«, »žlutou«, »zelenou«, »modrou« a pod.; označení vztahuje se tedy na polarisátory *zkrížené*. Zabarování jest význačné, mají-li deštičky tloušťku mezi 1 až 10 mm; zabarvení však málo vyniká, je-li tloušťka deštičky jen několik desetin mm anebo je-li několik centimetrů. Ona deštička 6millimetrová označila by se tedy jako červená.

2. Otáčejme analyzujícím nikolem; pozorujeme, že se zabarvení pole plynule mění; obdržíme řadu barev. Při tom přechází jedna barva v druhou buď vzestupně nebo sestupně, t. j. — podle obdoby akustické — buď od barvy nižší (červené) k vyšší (fialové) nebo naopak. To záleží jednak na smyslu, v jakém otáčíme analyzujícím nikolem, ale také na deštičce křemenné samé, je-li pravotočná nebo levotočná. Stanovme toto pravidlo. Hledíme paprskům světlým vstříc — jako činíme pozorující subjektivně; otáčejme pak analyzujícím nikolem tak, aby barvy se měnily vzestupně, t. j. od červené k fialové. Je-li třeba otáčeti analyzujícím nikolem napravo (jako jde ručička hodinová), slove křemen pravotočný; pak-li třeba otáčeti analyzujícím nikolem nalevo (proti ručičce hodinové), slove křemen levotočný.

3. Postup barev přehlédneme najednou, když užijeme analyzujícího nikolu otáčivého, k němuž je připojen achromatický hra-

nol, který světlo uchyluje stranou. Poněvadž zrakový vněm nějakou dobu trvá, obdržíme otáčejíce nikolem souvislý barevný kruh. Na místech o 180° odlehlých se barvy opakují; na místech pak o 90° odlehlých jeví se barvy doplňkové.

4. Přímou dokážeme tuto doplňkovost, když místo nikolu užijeme analyzátoru dvojlomného, na př. achromatisovaného hranolu vápencového, a když uděláme diafragma poněkud větší, aby oba obrázky dvojlomem vznikající (jeden přímý, druhý odchýlený) se částečně kryly. Otáčíme-li tímto dvojlomným analyzátozem, ukazuje se velmi poučně, jak zabarvení obou obrázků se mění, ale jak při tom v části, kde se oba kryjí, zůstává pole bílé. *Tak se velmi pěkně ukazují doplňkové barvy.*

5. Chtějíce se poučiti o povaze barev zde vznikajících užijeme spektrální analýze. Vložíme opět analyzující nikol, který však postavíme souhlasně s polarisátorem, aby pole bylo jasné, zůžeme toto pole podélným svislým diafragmatem, jehož šířku lze mikrometricky měniti, a za nikol postavíme přímohledný hranol s lámavou hranou rovněž svislou. Na promítací stěně obdržíme spektrum. Když pak za podélné diafragma klademe křemenné deštičky různě silné, objeví se ve spektru jeden, po případě dva neb i více tmavých pruhů. Z toho soudíme, že barvy, jež křemennými deštičkami obdržíme, jsou barvy smíšené. Vznikají tím, že z bílého světla některé barvy jsou vyňaty. Tak na př. pro deštičku 3 millimetrovou objeví se jediný pruh v části spektra zelené, pro deštičku 6 millimetrovou (kterou jsme pokusy začali) dva pruhy, jeden na červeném kraji spektra, druhý v části fialové, pro křemennou kostku 22-millimetrovou pět pruhů, jeden na kraji červeném, druhý v části žluté, třetí v zelené, čtvrtý v jasně modré, pátý v modrofialové. Je-li počet pruhů větší, jsou užší a ostřejší.

6. Otáčejme analyzujícím nikolem; pozorujeme, že pruhy ve spektru postupují, buď vzestupně (od červeného kraje spektra k fialovému) nebo sestupně (opačně) podle toho, jak nikolem točíme, a podle toho, zdali je deska pravotočná nebo levotočná. Točíme-li nikolem na pravo (hledíce paprskům vstříc), postupují pruhy vzestupně u desk pravotočných a sestupně u desk levotočných. Podle toho, jak pruhy postupují, zhášejí se jiné a jiné barvy. Tím se vysvětluje, proč zabarvení pole se mění. Je-li ve spektru jen jeden pruh, jako u desky 3millimetrové, pozorujeme, jak projde spektrem, jak na jednom konci mizí a opět na druhém vstupuje. Když pruh přijde do střední části spektra, t. j. když se zháší barva žlutá a z části zelená, vzniká zvláštní a význačné zabarvení.

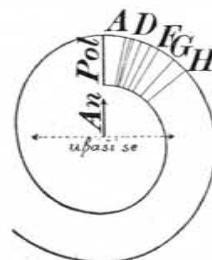
Zeslabují se totiž zároveň i barvy oranžová a zelená, takže zbývá jen červená a modrá s fialovou. Jejich směsí vzniká barva purpurová, význačná svou citlivostí, s jakou se mění její tón, když se analyzujícím nikolem jen málo pootočí; přejde hned buď v červenou nebo modrou. Zove se proto *barva cillivá*, též *přechodní*. Této barvy lze dobře použítí, aby se rozeznaly desky pravotočné od levotočných. Když se analyzátozem točí napravo, vznikne barva citlivá pro desky pravotočné přechodem z modré do červené, pro desky levotočné přechodem z červené do modré.

§ 306. Grafické znázornění.

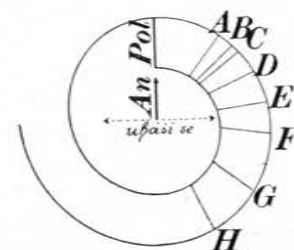
Podrobněji a poučněji studují se tyto zjevy grafickým znázorněním. Je-li tloušťka křemenné deštičky známa, můžeme vypočítí, o jaký úhel se otočí polarisační roviny na př. jednotlivých čar Fraunhoferových na základě čísel v odstavci 301. pro tyto čáry uvedených, a podle výsledků můžeme toto otočení graficky sestrojiti. Původní polarisační rovinu polarisátoru zvolíme při tom nejlépe svislou. Otočení bylo by pak vyznačeno úhlem nebo kruhovým obloukem. Avšak pro silnější desky činí toto otočení několikrát 2π , takže by polarisační roviny ve výkresu do sebe zasahovaly, což by nebylo přehledné a zřetelné. Proto se výhodněji pro jednotlivé polohy polarisačních rovin užije kontury nikoli kruhové, nýbrž spirálovité, nejpřirozeněji závitnice Archimedovy. Tak jsou upraveny výkresy v obrazech zde připojených a přesně narýsovaných pro pravotočné desky určité tloušťky. Přímký označené »Pol.« a »An.« značí polohu polarisační roviny polarisátoru a analyzátozem; přímká tečkovaná, kolmá k přímce »An«, ukazuje, které barvy ve spektru (jak jsou dány čarami Fraunhoferovými) se zhasí; tím se zároveň stanoví poloha tmavých pruhů. Když se analyzátozem otáčí, ukazuje tečkovaná přímká, jak pruhy ve spektru postupují. V obrazech jest vyznačena jako začáteční poloha analyzujícího nikolu ta, kdy nikol stojí souhlasně s nikolem polarisujícím, jak jsme předpokládali v předcházejícím odstavci při spektrálním rozboru. Snadno lze však si představití, jak se věc mění, když se analyzujícím nikolem otáčí a když přijde na př. do polohy zkřížené s polarisujícím nikolem. Možno také připojití k obrazci mosaznou ručičku kolem středu *O* otáčivou, s drátkem v bodu *O* k ručičce napříč upevněným, který odpovídá osé tečkované přímce. Při otáčení ručičky ukazuje drátek, které barvy se zhasí, čili kde vznikne tmavý pruh, jeden nebo několik, a jak postupují.

Obr. 466. znázorňuje, jak jsou rozestaveny polarisační roviny příslušné čarám Fraunhoferovým *A* až *H* pro deštičku jednodemilimetrovou. Hned vidíme, že při souhlasném postavení nikolů se vůbec ve spektru pruh neobjeví. Teprve, otáčí-li se analyzujícím nikolem na př. napravo, vstoupí pruh do části červené, přejde celým spektrem, avšak je široký, takže zastíní větší jeho část. Proto vzniká takovouto deštičkou zabarvení mdlé, málo význačné.

Obr. 467. znázorňuje, jak jsou rozestaveny polarisační roviny příslušné týmž čarám Fraunhoferovým pro desku 3milimetrovou. Pěkně vidíme, jak v souhlasném postavení nikolů vznikne pruh hned za čarou *E*, a když se analyzujícím nikolem na pravo otáčí, jak tento pruh postupuje k modrému konci spektra, kde se ztrácí.



Obr. 466. Rotační disperse křemenné deštičky 1 mm.



Obr. 467. Rotační disperse křemenné deštičky 3 mm.

a jak po přestávce opět vstupuje do červené části. Je možný jen jeden pruh; neboť úhel rovin *AH* — rotační disperse — činí jen $38^{\circ}52 \times 3 = 115^{\circ}56$, tedy méně než 180° . Citlivá barva by vznikla, kdyby se pootočil analyzující nikol ze souhlasného postavení poněkud zpátky, aby tečkovaná přímká přišla mezi *D* a *E*.

Obr. 468. náleží deštičce, která má tloušťku 6 mm. Zde mohou vzniknouti dva pruhy. Činí totiž disperse $38^{\circ}52 \times 6 = 231^{\circ}12$, tedy více než 180° .

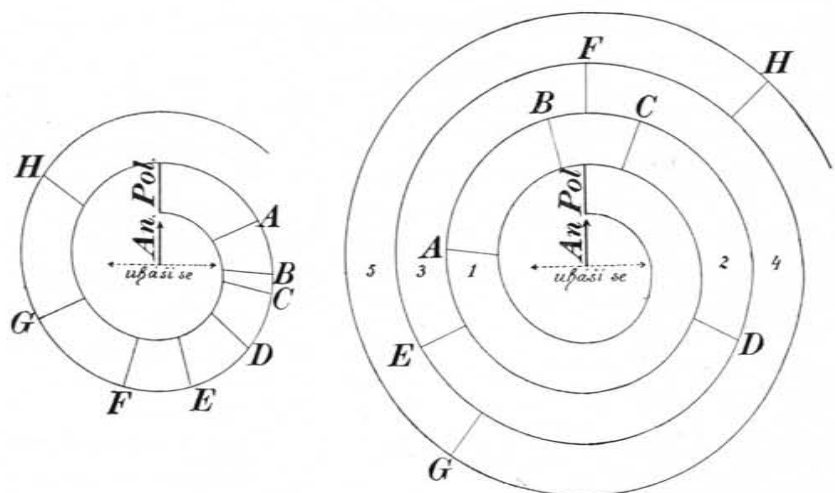
Konečně obr. 469. ukazuje, jak se postavení rovin polarisačních utváří pro křemennou krychli s hranou 22 mm. Rotační disperse činí zde $38^{\circ}52 \times 22 = 847^{\circ}44$ čili $4 \times 180^{\circ} + 127^{\circ}44$; vzniknou tedy pruhy čtyři nebo i pět pruhů.

Sloupce křemenné, mnoho centimetrů dlouhé, způsobují značný počet pruhů. Tím se vysvětluje, proč takovými sloupci vzniká zabarvení pole málo význačné a proč se také málo mění, když se analyzátozem otáčí; pole zůstává téměř bílé. Příčina toho je, že spektrální barvy, když je skládáme, dávají barvu bílou i tehdy,

vyjme-li se hřebenovitým diafragmatem ze spektra řada acquidistantních barev.

Z grafického znázornění je též patrné, proč vznikají barvy doplňkové ve dvou o 90° rozdílných polohách analysátoru; neboli právě ty barvy, jež se zžáhají v azimutu α , propouštějí se plnou intenzitou v azimutu $\alpha + 90^\circ$ a naopak.

Z výkladu a grafického znázornění plyne zároveň, jak se pozoruje kvantitativně přístrojem v § 302. popsaným a v obr. 463. znázorněným. Přístroj postaví se proti slunci tak, aby zrcátkem se do něho odrážely paprsky přímo z okolí slunce anebo, je-li šter-



Obr. 468. Rotační disperse křemenné deštičky 6 mm.

Obr. 469. Rotační disperse křišťalové kostky o straně 22 mm.

bina velmi uzounká, paprsky sluneční samy. Analysátor je s polarisátorem souhlasný. Pozorujeme spektrum s čarami Fraunhoferovými velmi četnými a ostrými. Položíme pak předběžně křemennou deštičku na stolek a otáčíme polarisátorem napravo. Když pruhy ve spektru postupují od červeného kraje k modrému, je deštička pravotočná; jinak levotočná. Všimněme si zároveň, že pruhy, prostupující spektrum od červeného kraje k fialovému, se poněkud rozšiřují; příčinou je, že hranolová disperse v tomtéž smyslu roste. Po této předběžné zkoušce odloží se deštička a vláknový kříž se mikrometrickým šroubem pošine tak, aby průsek úhlopříčných vláken padl právě na čáru, pro kterou chceme otáčivost určit. Pak se zkříží analysátor s polarisátorem, až spektrum zmizí, a

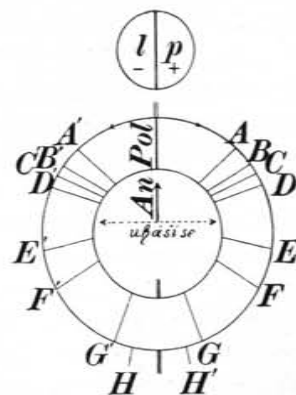
poloha analysátoru se odečte na rozděleném kruhu. Na stolek se položí křemenná deska. Pole se vyjasní, po případě vidíme již v něm, je-li deštička tlustší, některé tmavé pruhy. Točí se pak analysátorem ve správném smyslu tak dlouho, až pruh do červené části spektra vstupující přijde svým středem do průseku vláknového kříže. Toto postavení analysátoru se opět na rozděleném kruhu odečte. Rozdíl tohoto a předešlého výsledku dává otočení α pro zvolenou čáru Fraunhoferovu. Pro desky silnější, kde je počet pruhů velký, nutno k tomuto úhlu připočísti 180° nebo $2 \cdot 180^\circ$ atd., což dlužno uvážiti předběžným rozpočtem nebo skizzou podle tloušťky desky a podle disperse látky.

Veliké polarispektrometry bývají zařízení tak, že se šterbina pokryje jen z polovice křemenem; vidí pak pozorovatel současně čáru Fraunhoferovu a při správném zařízení také pruh, jehož střed vypadá jako pokračování této čáry Fraunhoferovy. Posouzení tuto koincidence nelze však tak pohodlně a jistě, jako když se užívá onoho vláknového kříže, kde souměrnost polohy pomáhá ke správnému zařízení.

Studium úkazů rotační polarisace, když se děje podle konstrukce nahore popsané a když se ověřuje vhodným a jednoduchým polarispektrometrem, jaký je znázorněn na př. v obr. 463., stává se velmi zajímavé a poučné. Dlužno připomenouti, že se taková spirála, jako na př. v obr. 469., rýsuje jen jednou pro vždy na tuhém papíře, přes který se pro jednotlivé případy klade průsvitný list, na který se podle výpočtů nakreslí poloha čar Fraunhoferových.

§ 307. Soleilova dvojdeska.

Slepíme-li dvě stejně tlusté a rovně přiřiznuté deštičky křemenné kolmo k ose broušené, z nichž jedna je pravotočná a druhá levotočná, obdržíme dvojdesku (obr. 470., l, p). Budiž dán polarisační přístroj na př. Mitscherlichův pro pozorování subjektivní nebo Dubosequův pro pozorování objektivní. Polarisační rovina polarisátoru budiž — jak jsme dosud vždy předpokládali — svislá. Vložíme-li za polarisátor dvojdesku tak, aby styková rovina byla rovněž svislá, a pozorujeme-li analysátorem, jeví se v libovolné poloze analysátoru dvojdeska různě světlá, je-li osvětlení homogenní, nebo



Obr. 470. Rotační disperse dvojdesky Soleilovy.

různě barevná, je-li osvětlení bílé. Když však postavíme analysátor k polarisátoru buď souhlasně nebo zkříženě, jeví se dvojdeska ve světle homogenním *stejně* světlá a ve světle bílém *stejně* barevná, *necht jest její flouška jakákoliv*. To plyne ze souměrnosti zjevu vzhledem k hlavním rovinám polarisačního přístroje.

Můžeme však žádati, aby se dvojdeska ve světle bílém jevila *v zabarvení cillivém* (§ 305.) a to, když je analysátor s polarisátorem buď souhlasný, nebo zkřížený. *Požadavkem tímto je určena flouška dvojdesky*. Obyčejně se předpokládá *souhlasné* postavení analysátoru s polarisátorem. Budiž pravotočná deska napravo, levotočná nalevo. Jediný pohled na obr. 467, který objasňuje rozestavení polarisačních rovin pro deštičku pravotočnou 3 mm silnou, poučuje nás, že by dvojdeska musila býti tak tlustá, aby polarisační roviny pro čáry *D* a *E* byly otočeny jedna trochu méně, druhá poněkud více než 90° tak, aby střední část spektra mezi čarami *D* a *E* se analysátorem zhášela. Otáčivost pro čáru *D* je $21^\circ 7'$, pro čáru *E* je $27^\circ 5'$, průměrná otáčivost tedy $24^\circ 6'$. Obyčejně brává se zhruba 24° . Dvojdeska musila by tedy míti floušku *x* takovou, aby bylo $x \cdot 24^\circ = 90^\circ$, z čehož $x = 3.75$ mm. Tak se udává flouška dvojdesky, jak ji zavedl Soleil. Když by dvojdeska mezi *zkříženými* nikoly se měla jeviti v barvě citlivé, musila by její flouška býti dvojnásobná, tedy 7.5 mm. Taková dvojdeska je na př. přidána k přístroji Duboseqovu. Jak jsou polarisační roviny hlavních čar Fraunhoferových rozestaveny pro dvojdesku 3.75 mm, objasňuje obr. 470. Číselný základ k němu obdržíme, když specifickou otáčivost, jak byla sdělena v § 301. pro čáry Fraunhoferovy *A* až *H*, násobíme číslem 3.75. Tak vyjdou čísla (ve stupních): *A* (47.5), *B* (59.4), *C* (64.9), *D* (81.4), *E* (103.3), *F* (122.9), *G* (159.7), *H* (192.0). Z diagrammu je dobře viděti, otáčeli-li se analysátorem napravo, že pro deštičku pravotočnou přejde citlivá barva v červenou a pro deštičku levotočnou že přejde v modrou.

Význam stejného zabarvení dvojdesky barvou citlivou lze velmi pěkně ukázati spektrálním rozbořem. Otočíme dvojdesku o 90° (na př. nalevo, zpátky) tak, aby její styková čára byla vodorovná, t. j. napříč k polarisačním rovinám polarisátoru i analysátoru. Přes dvojdesku položíme podélnou štěrbinu svisle, která tedy pokrývá z polovice desku pravotočnou (hořejší) a z polovice levotočnou (dolejší). Nato se přímohledný hranol postaví za analysátor. Obdržíme dvě spektra nad sebou; v každém je tmavý pruh v části žlutozelené, ale tyto pruhy splývají v jediný. Točí-li se však analysátorem, rozejdou se pruhy ve smyslu opač-

ném; otočí-li se analysátorem napravo, postoupí pruh v hořejším spektru do části modré, v dolejším do části červené tak, jak obr. 470. naznačuje. Jest patrné, že z koincidence obou pruhů můžeme naopak usouditi, kdy jest analysátor v souhlasné poloze s polarisátorem, kdy tudíž celá dvojdeska je zbarvena jednotně, t. j. citlivě.

§ 308. Jak se dvojdeskou zkoumá optická aktivita látek.

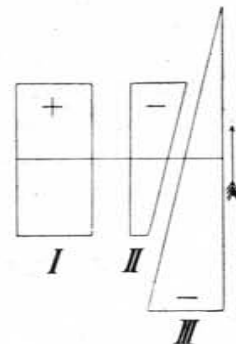
Křemenné dvojdesky užívá se hojně, aby se zkoumala optická aktivita látek, a to ve dvojm způsobu, buď jen kvalitativně nebo též kvantitativně, má-li se totiž aktivita pouze rozpoznati anebo také změřiti.

1. Budiž analysátor s polarisátorem souhlasný; dvojdeska se pak jeví ve světle homogenním, na př. natriovým, stejně jasná, ve světle bílém stejně a to citlivě zbarvená. Dáme-li za dvojdesku látku jen poněkud aktivní, poruší se stejnost buď jasnosti nebo zabarvení. Právě kontrastem, který jeví jedno pole dvojdesky proti druhému, vynikne optická aktivita daleko citlivěji než bez dvojdesky, když při zkřížených nikolech se pole buď vyjasní nebo zbarví.

2. Můžeme však užiti dvojdesky k *měření* optické aktivity a to zase dvojm způsobem, buď *přímou* nebo *nepřímou*. Přímou se otočení měří v míře úhlové; nepřímou se kompenzuje jinou deštičkou křemennou tak tlustou, aby její optická aktivita byla s hledanou rovnomocná (aequivalentní). Je-li světlo homogenní, lze užiti obou method; je-li bílé, je možná jen metoda kompenzační.

Kompensátor Soleilův je kombinace křemenné deštičky pravotočné I (pozitivní) tloušťky určité, s levotočnou deštičkou II + III (negativní) tloušťky měnlivé (obr. 471.). Této měnlivosti nabývá se dvěma klínky opačně postavenými, z nichž jeden II (zkrácený) je pevný, druhý III podél něho rovnoběžně posuvný. V poloze nulové rovná se tloušťka II + III tloušťce I, obě deštičky se svým účinkem ruší. Pošine-li se klínek III ve směru v obrazení šipkou naznačeném, převládá deštička levotočná.

a) Majíce optickou aktivitu nějaké látky měřiti přímou, na př. přístrojem Mitscherlichovým, osvětlíme polarisátor světlem natrio-



Obr. 471. Kompensátor Soleilův.

vým, vložíme za polarisátor dvojdesku, jak nahoře bylo uvedeno, a otáčíme analysátorem do polohy — nulové — v níž obě polovice dvojdesky se jeví stejně světlé, takže hraniční čára mizí. Pak vložíme před analysátor aktivní látku. Světlost obou poloviček dvojdesky nebude už stejná. Otáčíme tedy analysátorem — ve správném smyslu kladném nebo záporném —, aby celé pole bylo opět stejně světlé. Otočení se odečte na rozděleném kruhu.

Postupovatí stejně při osvětlení bílém není možno; jakmile se aktivní látka vloží za dvojdesku, neobjeví se celé pole dvojdesky nikdy stejně zabarvené. Přestává tu souměrnost v obr. 470. znázorněná. Je-li na př. látka pravotočná, rozšíří se vějíř rovinných polarisačních napravo ještě více, nalevo se však srazí poněkud dohromady.

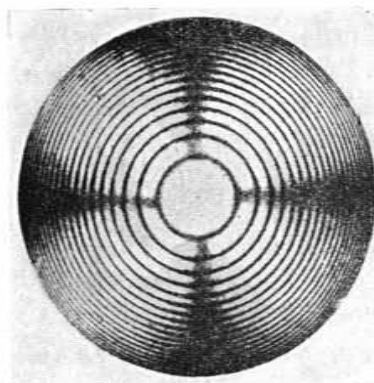
b) Nepřímo můžeme určití aktivitu nějaké látky při osvětlení jakémkoli. Analysátor zůstane trvale v poloze s polarisátorem souhlasné; před něj vložíme Soleilův kompensátor v poloze nulové. Dvojdeska se jeví stejně světlá nebo stejně citlivě zabarvená. Vloží se poté látka aktivní, na př. kladná. Tato stejnost se poruší; nastává však znovu, když pošinujeme na kompensátoru negativní klínek tak, aby větší tloušťkou kompensoval vliv oné kladné látky. Posuv se odčítá na stupnici; dílcová hodnota této stupnice se zvláště volí, po případě stanoví. Tímto způsobem tedy určíme, že optická aktivita dané látky je taková, jako aktivita křemene určité tloušťky. Musí ovšem rotační disperse látky býti alespoň přibližně stejná jako rotační disperse křemene.

Pracuje-li se světlem bílým, není jednotejno, jakého je původu; neboť světlo na př. denní je poněkud jinak složeno než na př. světlo lampy Auerovy nebo Nemastovy nebo lampy žárové a j. Podle toho též citlivá barva se poněkud jinak ukazuje a také citlivost bývá dosti různá.

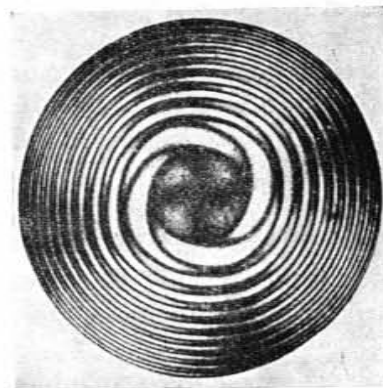
§ 309. Křemenné desky ve světle sbíhavém.

Jednoosé krystally kolmo k ose vybroušené dávají v konoskopu při zkřížených nikolech a ve světle bílém obraz význačný isochromatickými kruhy, jež jsou prostoupeny achromatickým křížem. Na deskách křemenných pro rotační dispersi není povšechně žádného achromatického kříže; jen na deskách velmi tenkých, kde je rotační disperse malá, jeví se mezi zkříženými nikoly achromatický kříž, avšak jen mlhavě naznačen; kříž vynikne však dobře, když se analysátor ve správném smyslu pootočí o tolik

stupňů, o kolik je stočena střední část spektra mezi čarami *D* a *E*. Tak pro případ millimetrové deštičky pravotočné (obr. 466.) vynikne achromatický kříž, když se analysátor otočí na pravo asi o 30° . Při malé rotační dispersi se totiž téměř všechny barvy najednou zhásejí. Na deskách tlustších pozorujeme jakési zbytky achromatického kříže ztelně ve větší od středu odlehlosti. Tento střed a jeho okolí ukazuje zabarvení takové, jako v orthoskopu, podmíněné tloušťkou deštičky. Odtud počínajíc mění se barva přecházející v barevné kruhy jako u neaktivních krystallů. Uvede-li se analysátor v polohu souhlasnou s polarisátorem, ukáže se obraz



Obr. 472. Kruhy s achromatickým křížem pro kremen.



Obr. 473. Spirály Airyovy.

doplňkový. Ponenáhly však přechod analysátoru od polohy zkřížené do souhlasné způsobuje zajímavé zjevy. Především mění se středové zabarvení jako v orthoskopu. Současně se — při otáčení analysátoru napravo — isochromatické kruhy roztahují na deskách pravotočných a stahují na deskách levotočných, měnice při tom kruhový tvar ve čtverečný se zaokrouhlenými rohy. Tento kruhový tvar ve světle monochromatickém objasňuje obr. 472. Zjev zvláště zajímavý ukazují dvě desky stejně tlusté, jedna pravotočná, druhá levotočná, když se položí na sebe. Vzniknou *Airyovy spirály*. Podle toho, je-li hned za polarisátorem deska pravotočná nebo levotočná, jsou tyto spirály konkávní napravo nebo nalevo. Obr. 473. ukazuje případ poslední.

Úkazy tyto lze velmi dobře studovati turmalinovými kleštěmi při dobrém světle buď denním (bílých oblaků poblíže slunce) nebo

umělem (hořáku Aurova, lampy Nernstovy, elektrické). Rovněž velmi dobře dítí se tak může přístrojem Nörrenbergovým, jehož slabé čočky, jedna pod stolkem, dvě nad stolkem, úplně stačí. Deštičky tlustší na př. 3 až 8 mm jsou výhodnější než tenší, poněvadž se celkový obraz lépe přehlédne. Desky ještě tlustší ukazují barvy méně skvělé. K pozorování spirál Airyových hodí se dobře dvě deštičky opačně aktivní, tloušťky 3-8 mm. Také jedinou takovou deštičkou lze spirály pozorovati, položí-li se v přístroji Nörrenbergově na dolní zrcadlo vodorovné.

§ 310. Výsledky.

Optická aktivita není jen křemenu vlastní. Již Biot našel, že terpentýnový olej, roztok cukru a roztok kyseliny vinné rovněž stáčí polarisační rovinu. Nová pak doba, která vytvořila množství nových sloučenin, ukázala, že tato vlastnost jest velice rozšířena a že náleží nejen látkám anorganickým, nýbrž mnohem více organickým, beztvarym i krystallovaným, z nichž mnohé otáčejí polarisační rovinu mnohokrát více než křemen. Na prvním místě budtež uvedeny látky krystallované.

1. Opticky aktivní krystally soustavy *krychlové* otáčejí rovinu polarisační ve všech směrech stejně. Jejich počet je malý.

2. Opticky aktivní krystally soustavy *čtverečné* otáčejí polarisační rovinu jen ve směru hlavní osy.

3. Opticky aktivní krystally soustavy *šesterečné* otáčejí polarisační rovinu též jen ve směru hlavní osy.

4. Opticky aktivní krystally ostatních soustav, *opticky dvojosých*, otáčejí polarisační rovinu ve směru obou optických os, při čemž specifická otáčivost ve směru každé osy se může lišiti i velikostí i znamením. Přirozené krystally opticky dvojosé a aktivní našel teprve nedávno (1901) *Pocklington*; je jich až dosud známo jen několik. Že však krystally jednoosé aktivními zůstávají, učiníme-li je dvojosými, na př. tlakem, ukázali mnohem dříve (1875) *Mach* a *Merten*, kteří podrobili křemen tlaku ve směru kolmém k optické ose.

Z látek beztvarych (amorfních) je malý počet těch, jež ve skupenství pevném jeví optickou aktivitu; naproti tomu velmi veliký počet těch, jež jsou ve skupenství kapalném. Některé krystally, opticky aktivní, podržují tuto aktivitu i v roztocích.

Konečně dlužno poznamenati, že i plyny a páry některých látek jsou opticky aktivní.

Vypočítávati všechny látky sem náležející vedlo by příliš daleko a bylo by zbytečné*). Zde budtež uvedeny jen některé příklady. K posouzení kvantitativnímu jest připojena otáčivost specifická q pro světlo natriové, v obyčejné teplotě. Vzpomeňme na srovnanou, že pro křemen jest $q = 21.7$.

K r y s t a l l y :

1. Chlorečnan sodnatý, $NaClO_3$, $q = 3.67$; bromičnan sodnatý, $NaBrO_3$, $q = 2.8$; octan uranylosodnatý, $NaC_2H_3O_2 \cdot UO_2 (C_2H_3O_2)_2$, $q = 1.8$; siroantimoničnan sodnatý (Schlippeho sůl), $SbS_4Na_3 \cdot 9H_2O$, $q = 2.7$.

2. Uhlíčan guadininu, $(CH_5N_3)_2 H_2CO_3$, $q = 14.6$. Dvojlom —. Síran strichninový $(C_{21}H_{22}N_2O_2)_2 H_2SO_4 \cdot 6H_2O$, $q = -11$ velmi snadno štípatelný. Vodní roztok jest též aktivní, ale slaběji. Dvojlom —. Síran aethylendiaminu, $(C_2H_4)_2 H_4N_2 \cdot H_2SO_4$, $q = 15.5$. Dvojlom +.

3. Sírnik rtuťnatý, rumělka, HgS ; jest pravo- i levotočný, části pravotočné a levotočné často prorůstají, takže na deštičkách lze pozorovati *Airyovy* spirály. Otáčivost rumělky je velmi značná, $q = 325$; deštička jednomilimetrová otáčí tak jako deštička křemenná 15milimetrová. Rumělka ukazuje zajímavý vztah rotační polarisace k absorpci. Bližšíme-li se k absorpčnímu pruhu, roste otáčivá schopnost urychleně. Protože se nízkou teplotou absorpční pruh posouvá a zúžuje, mění se obdobně i otáčivá schopnost (Becquerel 1908). Dvojlom +. Jodistan sodnatý, natriumperjodat, $JO_4Na \cdot 3H_2O$ pravotočný i levotočný, $q = 23.3$, otáčí tedy více než křemen; roztok je inaktivní. Dvojlom +. Dvojjáta pravotočná a levotočná ukazují též *Airyovy* spirály. Dithionan draselnatý, kaliumdithionat, $K_2S_2O_6 \cdot 4H_2O$, $q = 8.4$. Dvojlom +. Dithionan olovnatý, plumbodithionat, $PbS_2O_6 \cdot 4H_2O$, $q = 5.5$. Dvojlom +. Benzil, $C_{14}H_{10}O_2 = C_6H_5 \cdot CO \cdot CO \cdot C_6H_5$, dibenzoyl, $q = 25.0$, otáčí tedy silněji než křemen. Dvojlom +.

4. Síran hořečnatý, magnesiumsulfát, minerál epsomit, $MgSO_4 \cdot 7H_2O$, soustava rhombická, $q = 2.6$. Primární orthofosforečnan sodnatý, $NaH_2PO_4 \cdot 2H_2O$, soustava rhombická, $q = -4.45$. *d*-methyl- α -glukosid, soustava rhombická $q = -4.4$ (v roztoku točí na pravo). Vinan sodnato-draselnatý, Seignettova sůl, soustava rhombická, $q = -1.2$. Kyselina vinná, soustava monoklinická, $q = 11.4$ pro obě osy optické. Rhamnosa, soustava monoklinická, pro jednu osu optickou $q = 12.9$, pro druhou $q = 5.4$. Cukr třtinový, soustava monoklinická, pro jednu osu optickou $q = 2.2$, pro druhou $q = -6.4$.

Z kapalin budtež uvedeny roztoky kyseliny vinné, $C_4H_6O_6$, pravovinné a levovinné, opticky dvojosé, dvojlom +. Dále cukr a jeho roztoky. O těchto jednáme v následujících odstavcích podrobně.

*) Účelu tomu vyhovují fyzikální tabulky, jako na př. Landolt-Börnsteinovy, nebo Recueil de constantes physiques, a j. Ještě lépe obsáhlý spis, Dr. H. Landolt, Das optische Drehungsvermögen organischer Substanzen, 1898.

§ 311. Saccharimetrie.

Z kapalin opticky aktivních nejdůležitější jsou roztoky cukrové. Název cukr *) je souborný; jím označují se určité uhlohydráty, t. j. sloučeniny uhlíku C s vodou H_2O , z nichž téměř všechny jsou opticky aktivní. Označují se jakožto $d-$ nebo $l-$ nebo $i-$ sloučeniny, podle toho, jsou-li kladné (dexter, pravotočné) nebo záporné (laevus, levotočné) nebo nečinné (inaktivní). Rozlišují se skupiny: monosaccharidy $C_6(H_2O)_6 = C_6H_{12}O_6$, též hexosy zvané, a disaccharidy $C_{12}(H_2O)_{11} = C_{12}H_{22}O_{11}$, jež jsou anhydridy dvou molekul hexos $= 2C_6(H_2O)_6 - H_2O$ (všeobecněji pak polysaccharidy).

K monosaccharidám náleží 1. $d-$ glukosa (glykosa) čili dextrosa, cukr hroznový, v přírodě velmi rozšířený, ve sladkých plodech rostlinných, v medu, též normálně v těle živočišném (v krvi, v moči, zde abnormálně při diabetes mellitus i v množství větším, 1% až 10%). Průmyslně vyrábí se ze škrobu a sluje pak cukr škrobový. Z roztoků vodních neb alkoholických krystaluje buď jako bezvodý nebo s jednou molekulou krystalové vody. 2. $l-$ glukosa čili laevulosa, cukr ovocný, podobný předešlé a rovněž tak v sladkém ovoci a medu obsažený. Směsí obou vzniká $i-$ glukosa. Dále sem náleží $d-$ nebo $l-$ neb $i-$ mannosy, $d-$ neb $l-$ neb $i-$ galaktosa, $d-$ neb $l-$ neb $i-$ fruktosa, jež zde jen jménem uvádíme.

K disaccharidám náleží vesměs pravotočné: 1. maltosa čili cukr sladový, tvořící jemné bílé jehlice ve vodě snadno rozpustné; roztok je značně aktivní. 2. laktosa, cukr mléčný, obsažený v mléce ssaveců; chutná málo sladce. 3. saccharosa, cukr třtinový, velmi rozšířený v rostlinstvu, jako ve třtině cukrové, v řepě cukrové čili v cukrovce, v mrkvi, v mandlích, v některých palmách a j. Vyrábí se technicky ve velkém množství ze třtiny nebo z řepy cukrové. Krystaluje ve velkých jednoklenných krystallech (kandis). Hydrolysí, zahříváním se zředěnou kyselinou, štěpí se na směs stejných dílů $d-$ glukosy a $l-$ fruktosy; tato otáčí nalevo silněji než ona napravo; je tedy směs celkem levotočná, kdežto původní látka byla pravotočná. Proto se pochod tento nazývá inverse a směs slove cukr invertní.

Otočení α roviny polarisační pro určité světlo závisí na délce l vrstvy cukrového roztoku a na jeho koncentraci. Tato stanoví se

*) Cukr, $\sigma\acute{\alpha}\chi\alpha\rho -\omicron\varsigma$, τὸ saccharum, slovo cizí; $\gamma\lambda\upsilon\kappa\acute{\upsilon}$; sladký. Podrobněji viz Emil Votoček, Chemie organická, 1. díl, str. 401. 1912.

povšechně dvojím způsobem, buď podle váhy nebo podle objemu *). Roztok p -procentní podle váhy jest ten, který ve 100 grammech roztoku obsahuje p grammů cukru (čili v jednom g roztoku $p/100$ grammů cukru). Roztok q -procentní podle objemu jest ten, který ve 100 krychlových centimetrech roztoku obsahuje q grammů cukru (čili v jednom cm^3 roztoku $q/100$ grammů cukru). Je-li s specifická váha roztoku, jest $ps = q$.

Všeobecně, je-li m grammů cukru obsaženo ve V krychl. centimetrech roztoku, jehožto váha činí M grámmů, platí vztahy

$$\frac{p}{100} = \frac{m}{M}, \quad \frac{q}{100} = \frac{m}{V},$$

tudíž

$$\frac{q}{p} = \frac{M}{V} \quad \text{čili} \quad \frac{q}{p} = s.$$

Pro saccharimetrickou praxi jest patrně pohodlnější zvoliti objemovou koncentraci. Odváží se určité množství krystalovaného cukru, rozpustí v destilované vodě v odměrné baňce a doplní vodou do 100 cm^3 . Tak se mohou připravit »normální« roztoky, o nichž je níže řeč. Dlužno při tom — přísně vzato — redukovati vážení na vakuum, přihlížeti ke vlivu teploty a j.

Při úkolech saccharimetrických stanovíme koncentraci podle objemu. Z otočení α počítáme pak otáčivost specifickou q platnou pro $l = 1$ (decimetr) a $q = 1$ (procento). Značí-li tedy α úhel, o který se rovina polarisační (pro určité světlo) otočí vrstvou roztoku l (decimetrů) dlouhou při koncentraci q objemových procent ($q/100$ grammů na jeden cm^3), jest

$$q = \frac{\alpha}{l \cdot q/100} \quad \text{čili} \quad q = \frac{100\alpha}{lq}.$$

Tak zvaná molekulová otáčivost jest specifická otáčivost násobená molekulovou hmotou rozpuštěné látky aktivní.

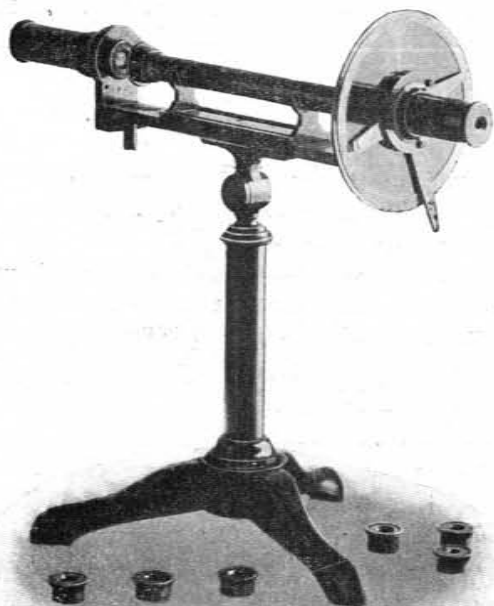
Z cukrů nahoře zmíněných jest nejdůležitější cukr třtinový. Úlohou, z optické aktivity určití koncentraci jeho vodního roztoku, zanáší se saccharimetrie. Specifická otáčivost q tohoto roztoku cukrového pro světlo natriové při 20° teploty byla stanovena číslem $66^\circ 49$. Máme tudíž číselné vzorce

$$66.49 = \frac{100\alpha}{lq}, \quad \alpha = 0.6649 lq, \quad q = 1.504 \frac{\alpha}{l}.$$

*) Obvyklé slovo váha značí ovšem vlastně hmotu (v grammech).

§ 312. Polarimetr Biotův-Mitscherlichův.

O tomto jednoduchém polarimetru jednali jsme již v odstavci 302. (obr. 474.). K pracím saccharimetrickým přidává se k němu trubice skleněná 2 dm dlouhá, obyčejně do mosazné trubice zasažená nebo jinak krytá; uzavře se dvěma planparalelními skličky,



Obr. 474. Polarimetr Biotův-Mitscherlichův.

jež se přitlačí šroubem s kaučukovou prstenovou vložkou. Polarisující nikol zařídí se tak, aby jeho rovina polarisační byla svislá. Osvětlí se světlem natriovým; pole se za nikolem omezí kruhovou clonkou. Analysující nikol zařídí se na minimum světlosti, postavení jeho se odečte na rozděleném kruhu. Poté vloží se trubice s aktivním roztokem a hledá se, otočením analysujícího nikolu o úhel α , opět postavení, v němž je pole nejtemnější. Z úhlu α počítá se objemová koncentrace cukrového roztoku v procentech q vzorcem $q = 1.504 \cdot \alpha/l$, kdež l je délka trubice v decimetrech.

Když se má trubice naplniti čistým, filtrovaným roztokem cukrovým, přitlačí se šroubem, v němž je prstěncová vložka kaučuková, nej-

prve jedno sklíčko, poté se leje do trubice mírně skloněné roztok a když je plná, pak se druhé sklíčko opatrně přešine tak, aby nezůstala bublinka vzduchová, a šroubem se přitlačí. Z téhož důvodu je dobře trubici, dříve než se naplní, vypláchnouti roztokem samým, čímž se zamezí, aby se vzduchové bublinky nenachytaly na stěnách. Sklíčka přitlačují se jen mírným tlakem, aby se sama nestala dvojlomnými. Délka l trubice je míněna ovšem bez krycích sklíček.

Pozorování polarimetrem Biotovým-Mitscherlichovým stává se značně citlivější a přesnější, když se za polarisátor na místě kruhové clonky vloží Soleilova dvojdeska, a to tak, aby na př. levotočná polodeska byla nalevo, pravotočná napravo (jak jsme předpokládali v obr. 470.) a rozhraní obou aby bylo svislé jako polarisační rovina polarisátoru. Tato rovina otočí se dvojdeskou o úhel $-\varphi$ nalevo a $+\varphi$ napravo, tudíž souměrně. Má-li dvojdeska obvyklou tloušťku 3.75 mm (§ 307.), činí pro světlo natriové, jež zde předpokládáme, úhel $\varphi = 81^{\circ}4$ tedy o $8^{\circ}6$ méně než 90° . Je-li analysátor s polarisátorem souhlasný, jeví se dvojdeska stejně světlá. Otočí-li se analysátor o malý onen úhel $8^{\circ}6$ nalevo, zatemní se pravá její polovice; otočí-li se o týž úhel napravo, zatemní se levá její polovice. Vysvětlení podává jediný pohled na obr. 470. Vloží-li se roztok cukrový, otočí se ony roviny obě napravo o úhel α , který určíme, když otočíme analysátorem tak, aby opět pole se jevílo stejně světlé. Na stejnou světlost celé dvojdesky zařídí se analysátor mnohem citlivěji než bez dvojdesky na minimum světlosti.

Dvojdeska se jeví ve stejné světlosti také tehdy, když analysátor zkřížíme s polarisátorem; zde však, poněvadž úhel φ se jen málo od 90° liší, je světlost veliká, a proto se malé rozdílnosti v této světlosti neukazují tak citlivě. Světelná amplituda jest zde úměrná $\sin 81^{\circ}4$, kdežto tam $\cos 81^{\circ}4$. Zde tedy jest světlost malá, obě polodeštičky jsou jakoby v polostínu. Kdybychom užili bílého světla, jevíla by se dvojdeska bez aktivního roztoku ve stejném zabarvení citlivém; s roztokem však nebylo by lze dojití stejného zabarvení. To pochopíme z obrazce 470. Vějíř polarisačních rovin se aktivním roztokem pravotočným ještě více napravo rozevře, ale nalevo se srazí, přestává souměrnost a tím i stejnost zabarvení (leda jen přibližná, kdyby otočení α bylo jen velmi malé).

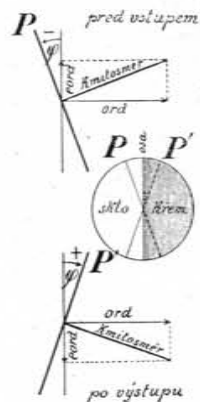
Uvidíme z následujících výkladů, že se opakuje myšlenka, aby se původní polarisační rovina polarisátoru jakoby rozevřela souměrně o úhly $-\varphi$ a $+\varphi$ nalevo a napravo, čímž vzniká osvětlení polostínové. Pro Soleilovu dvojdesku bylo φ blízké 90° . Jedno-

dušší jest, když úhel φ se volí malý, takže se neľší příliš od 0° , a když se dá vhodně měniti. Těto myšlenky užívají oba polarimetry, jejichž popis následuje.

§ 313. Polarimetr Laurentův.

Předešlý polarimetr přeměníme na Laurentův, když místo Soleilovy dvojdesky užijeme dvojdesky Laurentovy *). Tato se skládá z deštičky skleněné a z deštičky křemenné, rovnoběžně s osou vybroušené a postavené tak, aby směr osy souhlasil se směrem hraniční přímky (obr. 475.). Křemenná deštička jest polovlnová,

t. j. takové tloušťky, aby rozdíl optických dráh vystupujícího paprsku řádného a mimořádného se rovnal lichému počtu polovln světla natriového. V odstavci 294. jsme vypočetli, že nejmenší křemenná deštička čtvrtvlnová měla by tloušťku 0.0162 mm ; půlvlnová deštička má tedy tloušťku $0.0324 \cdot (2k + 1)$, kdež jest k číslo celé. Vložíme dvojdesku (na př. sklo nalevo, křemen napravo, obr. 475.) za nikol tak, aby hraniční přímka čili směr osy křemene souhlasil se svislým směrem polarisační roviny polarisátoru. Zkřížíme pak nikoly. Obě polovice dvojdesky se současně zatemní, podle čehož se také pozná, zdali dvojdeska byla správně tak postavena, jak bylo řečeno. *Na to pootočíme polarisátor zpátky (nalevo) o malý úhel φ .* Pro sklo jest tedy rovinou polarisační otočená rovina P . Pro křemen se však stane rovinou polarisační rovina P' , jež jest z důvodů níže vyložených o φ otočená napravo jako P nalevo. Následek tohoto souměrného rozvětvení polarisačních rovin P a P' jest, že obě polovice dvojdesky se poněkud vyjasní, že tmavý stín dřívější, když jsme analyzátor zkřížili, se promění v polostín, který jest více nebo méně světlý podle toho, je-li úhel φ větší nebo menší. Na tuto stejnost polosvitu lze velmi citlivě analyzátor zaříditi. Když se pootočí o úhel φ napravo, zatemní se polovice křemenná; když nalevo, polovice skleněná. Právě střední poloha odpovídá stejné světlosti pole. Když se pak vloží trubice s roztokem cukrovým, poruší se tato stejnost, ale



Obr. 475. Dvojdeska Laurentova.

*) *Léon Louis Laurent*, narozen 1840 v Paříži, optik a praecisní mechanik, zef Duboscqův, pracoval mnoho přesných přístrojů pro Bureau des longitudes v Paříži.

nastane opět, otočí-li se analyzátozem dále na pravo o úhel α , kterýž tímto způsobem lze citlivě stanoviti.

Vysvětlení, proč se polarisační rovina stočí v křemeni o úhel $+\varphi$, když se ve skle stočí o úhel $-\varphi$, jako by se ta rovina zrcadlila na rozhraní obou desk, podává obr. 475. Původní světlo, kmitající kolmo na polarisační rovinu P , rozloží se při vstupu ve dvě složky, na



Obr. 476. Polarimetr Lippichův.

paprsek řádný, kmitající kolmo k ose, a na paprsek mimořádný, kmitající podél osy. Tento mimořádný se průchodem deštičkou opozdí o půl kmitu, takže pak po výstupu, když se složí s paprskem řádným, dává kmitosměr a tudíž i polarisační rovinu P' o úhel 2φ otočenou.

Dokonalý přístroj Laurentův má vpředu ještě pozorovací dalekohled, který se ostatně též novějším polarimetrům Biotovým-Mitscherlichovým přidává a který lze ostře zaříditi na rozhraní dvojdesky Soleilovy nebo Laurentovy. Výhodou dvojdesky Laurentovy proti Soleilově jest, že intenzitu polostínu můžeme podle úhlu φ libovolně voliti. Jinak lze polarimetru Biotova-Mitscherlichova užívati s dvojdeskou buď Soleilovou nebo Laurentovou.

§ 314. Polarimetr Lippichův.

Jiným způsobem upravil rozevření rovin polarisačních v obou polovicích zorného pole Lippich *). Za větší Glanův-Thompsonův polarisátor P umístil do polovice pole druhý malý polarisátor podobný p (obr. 477.), který nazval polohranol, poněvadž kryje jen polovici zorného pole. Když jsou oba tyto polarisátory stejně postaveny, na př. rovinou polarisační svíslé, zatemní se zkříženým analysátorem celé pole současně. Lze však velký hranol poněkud pootočiti zpátky o malý úhel φ . Tím nastane podobná situace jako pro desku Laurentovu nebo Soleilovu. Polarisační roviny jsou rozevřeny v obou polovicích zorného pole o úhel φ . Analysátorem lze zatemnit buď jednu nebo druhou polovici; v postavení středním vzniká v obou



Obr. 477. Polarimetr Lippichův schematicky.

polovicích optická rovnováha, totiž stejné polosvětlo, jehož intenzitu lze úhlem φ vhodně řídit. Obr. 477. ukazuje původní polarimetr Lippichův »polostínový« schematicky v řezu vodorovném obr. 476. v pohledu. L jest kollimující čočka. Rozdělený kruh má průměr 22 cm, takže lze odečísti přímo $\frac{1}{4}^\circ$ a noniemi až půl setiny stupně. Před analysátorem A jest malý astronomický dalekohled D , který se zařizuje na ostrou hranu h malého polohranolu zvláště pečlivě vybroušenou. K přístroji se přidávají tři trubice pro cukrový roztok dlouhé 1 dm, 2 dm a 3 dm.

§ 315. Saccharimetr Soleilův.

V saccharimetru Soleilově jest polarisátorem i analysátorem nikol se svíslou rovinou polarisační. Za polarisátorem stojí Soleilova dvojdeska 3·75 millimetrová, jejíž rozhraní jest rovněž svíslé. Před analysátor se dává Soleilův kompensátor, kterým se otáčivost cukrového roztoku vyrovnává, což jest i při bílém světle možno, poněvadž rotační disperse roztoků cukrových a křemenných desk

*) Ferdinand Lippich (1838—1914), od roku 1874 professor mathem. fysiky na universitě pražské (od roku 1882 na německé).

je téměř souhlasná. Bylo však již poznamenáno, že dvojdeska, podle zdroje bílého světla, nejeví se vždy v nejcitlivějším zbarvení. Je tedy věc žádoucí, aby se bílé osvětlení mohlo pozměňovati tak, že zbarvení by se stalo co nejcitlivějším, t. j. aby již při velmi malém posuvu kompensáčního klínku z polohy nulové se obě polovice dvojdesky objevily v zbarvení červeno-modrém. K tomu je tak

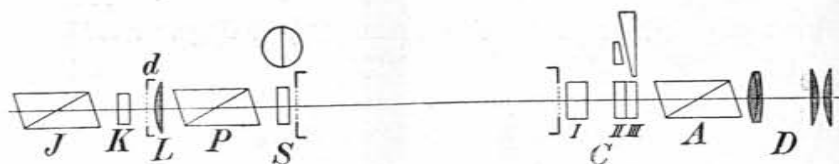


Obr. 478. Polarimetr Soleilův.

zvaný illuminátor (regulátor), totiž nikol J s křemennou deskou K kolmo k ose broušenou, který se klade před polarisátor. Podle toho, jak se nikol tento stočí, dopadá na polarisátor světlo různě zbarvené, takže je možno k danému zdroji bílého světla přidati na př. tón fialový, nebo zase červený, aby se dvojdeska jevila zbarvena nejcitlivěji. Zejména v tom případě nutno užití illuminátoru, když polarisovaná kapalina jest sama poněkud barevná. Obr. 479. uka-

zuje přístroj schematicky v řezu svislém, obr. 478. v pohledu celkovém. Světlo projde nikolem *J* a křemennou deskou *K* k diafragmatu *d*; čočkou kollimující *L* vstupuje do polarisátoru *P* a dvojdesky *S*, projde roztokem cukru, načež přijde do kompensátoru *C* (I., II., III.) a odtud do analysátoru *A* a konečně do malého dalekohledu, který se zařídí ostře na rozhraní dvojdesky. Kompensující klínek posouvá se jemně pastorkem a ozubnicí podél nonia; stupnice jde do 100 dílců; na noniu lze lupou desetinu dílce odečísti. Jaké koncentraci roztoku cukerního při určité délce trubice přísluší 100 dílců kompensátoru, musí býti buď udáno nebo pokusně stanoveno.

V této příčině značně se liší saccharimetry původu francouzského (Soleil) a německého (Ventzke). Vyjadřuje-li se výsledek



Obr. 479. Polarimetr Soleilův schematicky.

v rotačním úhlu α , jest v trubici 2-decimetřové 100 dílců na kompensátoru equivalentní

$$100 \text{ Soleil} = 21^{\circ}67, \quad 100 \text{ Ventzke} = 34^{\circ}66.$$

Podle vzorce

$$q = 1.504 \frac{\alpha}{l}$$

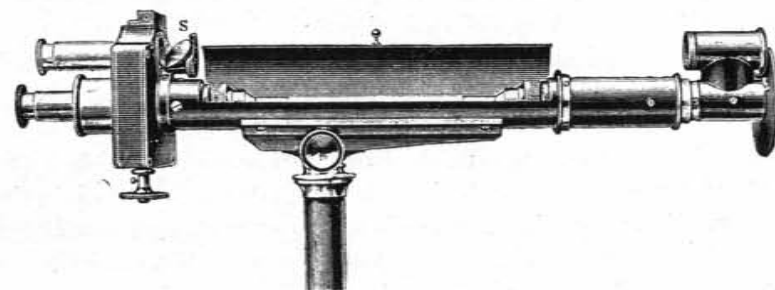
plyne z toho

$$100 \text{ Soleil} = 16.30\%, \quad 100 \text{ Ventzke} = 26.06\%.$$

Čísla tato mají jednoduchý význam. Otočení o $21^{\circ}67$ přísluší křemenné deštičce 1 mm tlusté; otočení o $34^{\circ}66$ deštičce křemenné 1.6 mm silné. Klínek kompensátoru Soleilova je tedy ostřejší než klínek kompensátoru Ventzkeova. Když se tento klínek pošine až do dílce 100, přibude na kompensujícím levotočném křemenu tloušťky o 1 mm (Soleil) po případě 1.6 mm (Ventzke).

§ 316. Saccharimetr Fričův.

Saccharimetr, který zdokonalila firma *Josef & Jan Frič* v Praze*), je polostínový, jako Laurentův, a kompensační, jako Soleilův. První přístroj toho druhu sestavil *Prazmowski* v Paříži r. 1873. Pole polostínové vzniká polarisátorem, který v (letech 1860 a 1870) upravili *Jellet* a *Cornu*. Je to dvojnokol (obdoba Soleilovy dvojdesky), jehož obě roviny polarisační svírají malý úhel α (obvyčejně 5° až 6°). Vznikne z obyčejného nikolu, jak je zobrazen v obr. 399., když se nikol rozpůlí rovinným řezem, který se vede hranou cC' a brachydiagonálou Aa a $a'C'$, a když se nové stěny tak vzniklé zeřiznou rovinnými řezy, které procházejíce hranou



Obr. 480. Polarimetr Fričův.

cC' svírají s původní stěnou $cC'Aa'$ úhel $\alpha/2$. Ubrousí se tedy od každého polonikolu klínek o úhlu $\alpha/2$. Nato se nové plochy vyleští a zahoustlým terpentýnem stmelí. Touto úpravou polarisátoru mění se dopadající světlo ve dva svazky, jejichž polarisační roviny svírají úhel α . Byla-li původní rovina polarisační na př. svislá, rozevře se tímto Jelletovým-Cornuovým polarisátorem ve dvě roviny polarisační o úhel $\alpha/2$ na jednu a druhou stranu odchýlené, tedy tak, jako činí dvojdeska Laurentova. Je pravda, že tato dvojdeska poskytuje úhel α , který lze měniti, kdežto polarisátor Jelletův-Cor-

*) *Josef* (* 1861) a *Jan* (* 1863, † 1897) *Frič*, synové politika a spisovatele českého *Josefa Václava Friče* (1829—1891), po absolvování studii vysokoškolských, kdež se věnovali vědám přírodním, založili dílnu pro přesnou mechaniku, ze které vyšla řada dokonalých přístrojů vědeckých, zejména optických. Záliba ve studiích astronomických a pieta k pracím bratra předčasně zesnulého přiměla Josefa Friče, aby založil soukromou hvězdárnu „Žalov“ u Ondřejova, kterou zbudoval a opatřil přístroji vědecky prvotními většinou vlastní konstrukce. Srovnej § 117. a obr. 209. na stránce 261. Práci na této v Čechách nejlepší observatoři účastní se prof. *Nužl* a *Mašek*.

nuív má tento úhel jednou pro vždy daný. Proti této nevýhodě vyniká však tento polarisátor velkou předností, že ho lze užívatí pro světlo jakékoliv, jednobarevné nebo bílé. Pole polostínové vznikne, když polarisační rovina analysátoru púli úhel $180 - \alpha$; pootočením o úhel $\alpha/2$ na levo zhasne polovice pravá, pootočením na pravo o úhel $\alpha/2$ levá polovice zorného pole. Je patrno, že tento polarisátor polostínový je ze všech podobných nejjednodušší a nejúčelnější; neboť jím samotným zjednává se totéž, co činí kombinace nikolu s dvojdeskou buď Laurentovou nebo Soleilovou.

Přístroj Fričovův je znázorněn v obr. 479. Analysátorem je hranol Glanův-Thompsonův (§ 259.). Tvoří uzavřenou skříňku, v níž jsou ukryty jemné součástky optické i kovové, zejména stupnice a křemenné klínky, aby neutrpěly prachem a upotřebením. Stupnice i nonius jsou do skla vleptány; osvětlují se týmiž paprsky, které procházejí polarimetrem, takže není zvláštního světla potřeba.

Nejdokonalejší model Fričových saccharimetrů polostínových s polarisátorem Lippichovým, dvojitým kompensátorem, jehož teplotura vnitřní čte se na teploměru dvakrát zahnutém, přijat byl (Batesem) jako normální pro cejchovní úřad Spojených států (National Bureau of Standards) ve Washingtoně. Jednoduchým mechanismem otáčí se Glanův hranol v Lippichově polarisátoru o libovolný úhel α a současně analysátor o úhel $\alpha/2$. Tak mění se světlost polostínu, ale neruší se nullové postavení indexu, takže při práci s roztoky různě tmavými lze velmi pohodlně zvoliti průměrnou světlost.

§ 317. Poznámky praktické.

Podle výkladů v odstavcích předešlých lze saccharimetry rozříditi ve dvě skupiny, podle toho, zdali se otočení α roviny polarisační aktivním roztokem měří (Biot-Mitscherlich, Laurent, Lippich) anebo křemenem kompensuje (Soleil-Ventzke, Frič). K polarimetrům první skupiny náleží též *Wildův polaristrobometr*, který užívá za indikátor Savartovy deštičky (§ 291.); budiž zde jen podle jména uveden. V praxi užívá se pohodlnějšího kompensátoru téměř výhradně. Pracuje se z pravidla při teplotě 20° ; jinak dlužno účinek teploty zvlášť uvéstí v počet.

Podle usnešení mezinárodní komise pro jednotné metody saccharimetrické v Paříži 24. července 1900 ustálila se pro praxis tato pravidla a to pro kompensátor Ventzkeův:

Ke kontrolle bodu 100 na kompensátoru odváží se ve vzduchu mosazným závažím 26·000 g čistého cukru, rozpustí ve vodě a zředí na 100 cm^3 při 20° C . Když se tento normální roztok polarisuje v trubici 2 dm dlouhé, ukazuje kompensátor teploty 20° C číslo 100.

Může však býti dána směs látek, v níž jest cukr obsažen jako látka opticky aktivní. Jde o to vyšetřiti, kolik váhových procent P cukru tato směs má. Odváží se opět 26·000 g této směsi ve vzduchu mosazným závažím, rozpustí ve vodě a zředí na 100 cm^3 při 20° C . Nato se roztok polarisuje v trubici 2 dm dlouhé; na kompensátoru teploty 20° C odečte se přímo procentový obsah P .

Podle předpisů platných pro Francii postupuje se zcela tak, jenomže se odváží 16·29 g čistého cukru anebo látky cukr obsahující.

Připojme zde ještě (zkráceně), vzhledem ke vztahu $ps = q$, jakou specifickou váhu s má při teplotě 20° cukrový roztok podle váhy p -procentní.

p	s	p	s
10	1·03814	60	1·28646
20	1·08096	70	1·34717
30	1·12698	80	1·41172
40	1·17645	90	1·47998
50	1·22957	99	1·54446

Budiž ještě poznamenáno, že — přísně vzato — specifická otáčivost cukrových roztoků vůbec není konstantou, nýbrž závisí poněkud na koncentraci. Tak se na př. udává pro dextrosu (d -glukosu) při 20° C číslo

$$q = 52·50 + 0·01880 p + 0·0005168 p^2$$

pro světlo natriové, kterýžto vzorec platí pro $1 < p < 18$, tedy v intervalu omezeném. Pro saccharosu udává se

$$q = 66·435 + 0·00870 p - 0·000235 p^2,$$

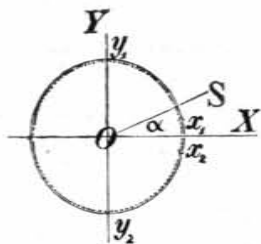
pro $0 < p < 65$. Zde tedy ukazuje q maximum = 66·52 při koncentraci $p = 18·5$. Číslo dříve zmíněné $q = 66·49$ náleží koncentraci $p = 8$.

§ 318. Theorie rotační polarisace.

První theoretický výklad rotační polarisace podal *Fresnel*. Lineární kmit určitého směru vstupující do křemenné desky kolmo k ose zbroušené (aneb do jiné látky opticky aktivní) rozloží se ve dva kruhové kmity opačného smyslu, jež postupují různě rychle,

Proto vystupující z křemene spojují se tyto kruhové kmity sice opět ve kmit lineární, ale jeho směr je pozměněn. Rozvineme-li tuto myšlenku matematicky, dospějeme k zákonům Biotovým. Budiž ve směru OX (obr. 481.) dán kmit

$$x = a \cos \frac{2\pi}{T} t,$$



Obr. 481. Výklad rotační polarisace.

kdež značí a amplitudu, T dobu kmitovou, t měnlivý čas. Předpokládejme tento kmit na př. vodorovný, v souhlasu s tím, že jsme dříve rovinu polarisační volili vždy svisle. Tento kmit můžeme rozložit ve dva shodné s amplitudou poloviční, totiž

$$x_1 = \frac{a}{2} \cos \frac{2\pi}{T} t, \quad x_2 = \frac{a}{2} \cos \frac{2\pi}{T} t$$

$$x_1 + x_2 = x.$$

K těmto dvěma kmitům připojme dva jiné kmity isochronní a opačné, a to ve směru OY kolmém na OX , se stejnými amplitudami $a/2$, ale ve fázi o $\mp \pi/2$ rozdílné, jež se vzájemně ruší. Jsou vyjádřeny rovnicemi

$$y_1 = \frac{a}{2} \sin \frac{2\pi}{T} t, \quad y_2 = -\frac{a}{2} \sin \frac{2\pi}{T} t$$

$$y_1 + y_2 = 0.$$

Máme tedy celkem čtyři kmity přímkové x_1, x_2, y_1, y_2 . Tyto můžeme spojit po dvou ve kmity nové (x_1, y_1) a (x_2, y_2) , kteréž jsou kruhové a smyslu opačného. V okamžiku $t = 0$ vyjdou tedy od bodu $x = a/2, y = 0$ dva kmity kruhové, z nichž jeden (1) jde od kladné osy OX ke kladné ose OY , tudíž ve smyslu kladném, druhý (2) opačně ve smyslu záporném. Při tom je

$$x_1^2 + y_1^2 = \frac{a^2}{4}, \quad x_2^2 + y_2^2 = \frac{a^2}{4}.$$

V tom smyslu nahraďujeme tedy lineární kmit původní dvěma opačnými kruhovými. Tyto postupují aktivním prostředím různou rychlostí v_1, v_2 ; rychlost ve vzduchu budiž v . Poměry

$$\frac{v}{v_1} = n_1, \quad \frac{v}{v_2} = n_2$$

určují relativní indexy lomu obou kruhových paprsků. Budiž dále e tloušťka aktivního prostředí, na př. křemenné deštičky. Touto projde kmit (1) za dobu τ_1 , kmit (2) za dobu τ_2 . Kmity z deštičky

vystupující budou tedy vyjádřeny rovnicemi

$$x_1 = \frac{a}{2} \cos 2\pi \frac{t - \tau_1}{T}, \quad x_2 = \frac{a}{2} \cos 2\pi \frac{t - \tau_2}{T}$$

$$y_1 = \frac{a}{2} \sin 2\pi \frac{t - \tau_1}{T}, \quad y_2 = -\frac{a}{2} \sin 2\pi \frac{t - \tau_2}{T}.$$

Hledíme-li (za rovinou nákresnou) jim vstříc, jakož je zde pravidlem, jde kmit (1) jako ručička hodinová napravo, kmit (2) nalevo; prvou složku budeme zváti pravokruhovou (dextrocirkulární), druhou levokruhovou (laevocirkulární). Je však:

$$\frac{\tau_1}{T} = \frac{v\tau_1}{vT} = \frac{r_1 n_1 \tau_1}{\lambda} = \frac{n_1 e}{\lambda}$$

$$\frac{\tau_2}{T} = \frac{v\tau_2}{vT} = \frac{v_2 n_2 \tau_2}{\lambda} = \frac{n_2 e}{\lambda}.$$

Sčítajíce složky $v\tau$ směrech OX a OY obdržíme

$$x = x_1 + x_2 = \frac{a}{2} \left[\cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{n_1 e}{\lambda} \right) + \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{n_2 e}{\lambda} \right) \right]$$

$$y = y_1 + y_2 = \frac{a}{2} \left[\sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{n_1 e}{\lambda} \right) - \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{n_2 e}{\lambda} \right) \right]$$

anebo, po jednoduché úpravě

$$x = a \cos \frac{\pi e}{\lambda} (n_2 - n_1) \cdot \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{e}{2\lambda} (n_1 + n_2) \right)$$

$$y = a \sin \frac{\pi e}{\lambda} (n_2 - n_1) \cdot \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{e}{2\lambda} (n_1 + n_2) \right).$$

Rovnice tyto vyjadřují dva kmity stejnodobé, na sobě kolmé, různé amplitudy. Skládají se ve kmit stejnodobý, ve směru S , vyjádřený rovnicí

$$s = \sqrt{x^2 + y^2} = a \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{e}{2\lambda} (n_1 + n_2) \right).$$

Kmit děje se původní amplitudou a , ale jeho směr S je stočen o úhel α určený rovnicí

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{y}{x} = \operatorname{tg} \frac{\pi e}{\lambda} (n_2 - n_1),$$

takže je v míře obloukové

$$\alpha = \frac{\pi e}{\lambda} (n_2 - n_1)$$

anebo, zavedeme-li rychlosti v, v_1, v_2 .

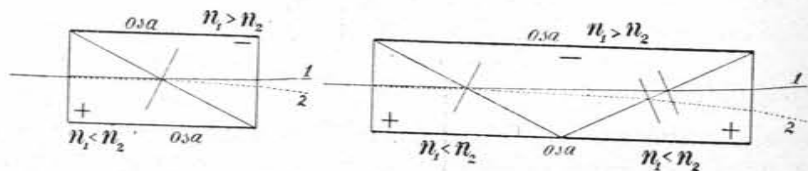
$$\alpha = \frac{\pi c}{T} \left(\frac{1}{v_2} - \frac{1}{v_1} \right).$$

Původní lineární kmit vstupující ve směru OX , jeví se tedy při výstupu (nehledíc ke změně fáse) otočen do směru OS o úhel α . Otočení nenastane, když by bylo $v_1 = v_2$ čili $n_1 = n_2$. Jinak je

$$\alpha \gtrless 0, \text{ je-li } v_1 \gtrless v_2 \text{ čili } n_1 \lesseqgtr n_2.$$

Úhel α je tedy kladný, t. j. stočení nastane ve smyslu paprsku pravokruhového, když rychlost tohoto paprsku převládá.

O rozdílu $n_2 - n_1$ obou exponentů lomu poučuje tento počet: Pro světlo natriové je $\lambda = 0.0005893 \text{ mm}$, pro křemennou deštičku



Obr. 482. Rozchod obou paprsků kruhových uspořádáním Fresnelovým.

bylo nalezeno $\alpha = \pi/2$ při tloušťce $e = 3.75 \text{ mm}$. Z toho vypočteme

$$n_2 - n_1 = 0.0000786.$$

Pro pravotočný křemen je $n_1 < n_2$, t. j. rozdíl $n_2 - n_1$ kladný. Pro křemen levotočný je $n_1 > n_2$, t. j. rozdíl $n_2 - n_1$ je záporný. Položíme-li přibližně $n_1 = 1.5$, vychází pro poměr obou exponentů a příslušných rychlostí

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{v_1}{v_2} = 1.0000524.$$

Z výkladů těchto vychází, že můžeme na úkaz, o němž zde jednáme, pohlízet ještě se stanoviska jiného. Je to též *dvojlom*, v tom smyslu, že z paprsku lineárně polarisovaného, dopadá-li kolmo na deštičku křemene (nebo jiného krystalu opticky aktivního) kolmo k ose vybroušenou, vznikají dva paprsky kruhově polarisované různého exponentu lomu n_1 a n_2 . Při výstupu jdou souhlasně a skládají se proto opět v paprsek lineárně polarisovaný, ovšem se změněnou rovinou polarisační. Můžeme však — jak to Fresnel učinil — tyto paprsky učiniti rozbíhavými, podobně, jak se to děje v polarisátorech dvojlomných. Tak na př. v polarisátoru Wollstonově dostaneme divergenci obou paprsků dvojlomem vznikajících

tím způsobem, že kombinujeme dva vápencové hranoly různě orientované. Podobně došel Fresnel divergence obou cirkulárně polarisovaných paprsků tím, že složil dva hranoly křemenné různě otáčivé, jeden napravo, druhý nalevo, po případě — podobně jako se děje u přímohledných hranolů — spojením jednoho středního tupouhlého křemene levotočného se dvěma bočnými pravouhlými křemeny pravotočnými. Divergence je ovšem nepatrná, činí jen málo minut. Úpravu znázorňuje obr. 482. V případě dvou hranolů paprsek lineárně polarisovaný dopadá kolmo a směrem osy na pravouhlý hranol pravotočný, štěpí se ve dva paprsky kruhové, postupující rovnoběžně, tyto přecházejí pak v šikmém řezu do hranolu levotočného, při čemž pravokruhový (v obrazci vytaženě narýsovaný) se přichyľuje ke kolmici dopadu, kdežto levokruhový (v obrazci tečkovaně označený) se od ní odchyľuje. Tím vzniká divergence, která při výstupu do vzduchu na ploše k ose kolmé se ještě stupňuje. Příklad druhý — tři hranolů — je jako dvojnásobný prvý. Je patrné, že divergence je tím větší, čím jsou hranoly táhlejší. V kombinaci tří hranolů učinil Fresnel tupý úhel $= 152^\circ$; tím nabyl divergence 4 minut. — Že jsou oba vystupující paprsky kruhově polarisovány, lze dokázati čtvrtvlnovou deštičkou.

Zajímavý důsledek této theorie vzniká v případě *dichroismu*, tak zvaného *rotačního*. Jsou některé opticky aktivní látky na př. amethyst anebo roztoky solí kyseliny vinné, které pohlcují oba kruhově polarisované paprsky, ale nesterjně. Proto vystupují s nesterjnou amplitudou, takže se skládají v paprsek nikoliv lineárně, nýbrž ellipticky polarisovaný.

Rejstřík věcný.

- Aberrace chromatická** 163; viz vada barevná.
 — sférická 43, 83, 130; viz vada kulová.
 — světla 13.
absorpce 170, 313.
 — jednostranná 388.
 — objektivů fotogr. 230.
 — selektivní 389.
 — spektrální 333.
 — v kovech 416.
 — a fluorescence 531—533.
aequikolory 789.
aether světelný 2—4, 562, jeho pružnost 736, 738.
achroity 724.
achromaty 789.
aktinometry 430—432, 461.
aktivita optická 814.
algrafie 501.
analysátor 697.
analýze spektrální 336, 419.
anastigmaty 202, 236.
antiplanet 236.
apertura 184, 189, 192.
aplanat 235.
apochromat 229.
aparát polarisační 697.
 — — Nörrenbergův 764—767.
askau-tisk 440.
assimilace 440, 448.
astigmatismus 63, 131, 195, 200, 201.
astrofysika 420.
atlanty spektrální 420.
autochrom 508.
autokollimace 305.
autooxydace 439.
autotypie 497, 498.
Barva 424 — povrchová 425; sčítání barev 168, odčítání b. 425.
 — předmětu 425.
 — světla 132.
barvivo 442, 443; míchání b. 425; barvivo stálé a nestálé 442.
barvy doplňkové 165, 167, 168.
 — tenkých vrstev 588, 597, 599, 600 až 602.
bílení barviv světlem 441.
binormály 755.
biradiály 755.
bisektrix 760, 793, 799.
bod blízký 171.
bod oční 636.
body sdružené 44.
 — uzlové 118, 124.
bromooleotisk 494.
Calotypie 457.
cassinoidy 793.
cirkumzenitál 219, 220.
citlivost desk fotogr. 475.
 — oka 324.
clonka irisová 230.
 — otvorová 187.
 — (pupilla) vstupní a výstupní 187.
clonky 185.
coelostaty 216, 403.
Čára spektrální, její stavba a složitost 615.
čáry Fraunhoferovy 146, 397, 420, 811.
 — Gramontovy 339, 340, 418.
 — spektr. ostré, okřídlené, osamocené, 331.
 — — zesílené 351.
 — spektr. vzdušné 396, 397, 417.
 — stejné tloušťky 591.
číslo Römerovo 12.
čočka achromatická 162, 165.
 — krajinářská 233.
čočky 101, 102, 105, 110, 111, 114, 115.
Daguerreotypie 456.
dalekohled 242.
 — čočkový = dioptrický = refraktor 243.
 — distanční 729.
 — Galileův 242.
 — holandský 242, 251.
 — hranolový 293.
 — Keplerův 242, 251.
 — laboratorní 252.
 — Newtonův 243, 249.
 — reliefový 294.
 — zreadlový = katoptrický = reflektor 243.

- dálka ohnisková** 46, 113, 122.
 — —, stanovení 56, 57, 129.
 — zraková, konvenční 186.
definice objektivu fotograf. 230, 231.
 — fotometrická 30.
 — mikroskopická 232.
děj kolloidový = mokrý 457.
depolarisace 762.
deska fotografická 454.
 — interferenční 618.
desky turmalinové 724, 763.
deštička čtvrtvlnová 797, 807.
 — Savartova 792, 840.
deviace paprsku 134, 136, 137, 139.
diafragmata = clonky 186, 187.
diakaustika 76, 83, 84.
diapositiv 280, 454, 483, 486, 510.
diazenitál 220.
difrakce viz ohyb.
diffuse světla 38, 650.
dichroismus 808, 809.
 — rotační 845.
dioptr 6.
dioptrie 104.
dispansivní čočka 101.
disperse (lomná) 142.
 — celková 149.
 — epipolická 524.
 — místní 153.
 — os optických 761.
 — poměrná 149.
 — rotační 812, 821—823.
 — — anomální 814.
 — střední 149.
 — úhrnná 149.
 — v kovech 416.
 — vnitřní 524.
dissimilace 448.
dissonance 614.
dráha optická 67, 617.
drobnohled 266, 267, 270.
 — fotografický 276.
 — podvojný 276.
 — polarisační 276, 281.
 — praeparační 275.
 — Zeissův 274.
dublety 222.
dvojdeska Soleilova 823—826.
dvojlom světla 2, 562.
 — v kryst. dvojosých 732.
dvojtěrbina Vierordtova 309.
Ekvatoréal 263, 265, 266.
elektroluminiscence 518, 523.
elektrony 411.
 — emisní 557.
 — fotoelektrické 556.
ellipsoid indexový 744.
 — pružnosti (prvý) 735—737.
 — rychlosti (druhý) 743.
emise světelná 313.
emise celková 332.
 — spektrální 332.
epidiaskop 281.
episkop 281.
exponent lomu 26, 143, 148.
exponenty lomu hlavní 749, 751.
exposice fotograf. 473.
exposimetr 475.
extinkee fotochemická 431.
 — optická 431.
Filtry fotograf. 476.
fixace negativu v. ustálení.
flokkule 402.
fluorescence 524, 525, 529, 531, 538, 539.
 — plynů a par 535.
 — polarisovaná 529.
 — vnitřní (latentní) 539.
fluorofory 539.
fontána Colladonova 74.
fosfor Balduinův 524.
fosforescence 524, 525, 542.
 — infračervená 548.
 — mžiková 558.
 — progresivní 549.
 — při nízkých teplotách 549.
 — theorie 556.
 — ultrafialová 548, 554.
 — vyznívání 548, 559.
fosforoskop Becquerelův 542, 543.
 — Lenardův 543.
 — Meyerův 543.
 — Posejpalův 543.
fosfory 544, 545.
fotochromie 433, 434.
fotografie amatérská 575.
 — kinematografická 516.
 — profesionální 515.
 — v přirozených barvách 503, 523, 624.
 — vynález 454.
fotohaloidy 459.
fotochemie 428, 435.
fotochloridy 504.
fotoisomerisace 433, 437.
foliolithografie 497, 501.
foliuminiscence 433, 434, 518, 520, 524.
fololyse 436.
fotometr 31, 172.
 — Bunsenův 32, 33.
 — elektrochemický 432.
 — Infallible 461, 474.
 — interferenční 36.
 — klínový 463.
 — Lummerův-Brodhunův 33, 310.
 — Novákův 463.
 — plošný 32.
 — polarisační 36.
 — selenový 431.
 — spektrální 36, 309, 430.
 — — Braceův 311.

fotometr spektrální Glanův 309.
 — — Hüfnerův 311.
 — — Lummerův-Brodhunův 310.
 — — scintilační 312.
 — stínový 32.
 — stupňový 462.
 — trubkový 463.
 — Vogelův 493.
 — Weberův 34.
 — Wynneův 461.
 fotooxydace 438, 442.
 fotopolymisace 433, 437.
 fotoredukce 438.
 fotosynthese 436.
 fototropie 433, 434, 437, 438.

Gigantotypie 500.
 goniometr 217.
 gumotisk 491.
 gyraty 810.

Heliografie 497, 502.
 heliostaty 211, 212, 214, 215.
 heliotrop 216
 — Gausův 216.
 — Pantoflíčkův 217.
 hloubka ohnisková 230, 231.
 hořák Posejpalův 316.
 — klamná 386.
 hrana lámavá 132.
 hranol 132; rozlišovací schopnost 680.
 — absorpční 388.
 — achromatický 156, 158, 159.
 — achromatisovaný, vápencový 725 až 726.
 — Albrechtův 312.
 — Amiciův 161.
 — Broca-Pellinův 142.
 — Browningův 161.
 — Foucaultův 722.
 — Glanův 723.
 — Glanův-Thompsonův 723.
 — Goltschův 142.
 — Hartnackův a Prazmowského 724.
 — jehlanový 169.
 — kuželový 169.
 — Nikolův 721, 722.
 — převratný 209, 497.
 — přímohledný 160, 161, 770.
 — Rochonův 726—729.
 — Rutherfordův 161.
 — Sénarmontův 730.
 — se stálou deviací 141.
 — sirouhlíkový 151.
 — Wollastonův 730, 731.
 — Zengerův 161.
 hranoly zkřížené 166.
 hypergon Goerzův 233.

Chemiluminescence 518, 519, 522.
 chromatika 133.
 chromoskop 507.

Immerse 86, 268.
 index absorpční 389.
 — lomu absolutní 66, relativní 65; viz exponent.
 indukce fotochemická 449.
 Infallible 461, 474.
 inkolory 789.
 intenzita odraz. světla 705.
 — světla ellipt. polar. 801.
 interference světla 563.
 — — polarisovaného 762.
 interferometry 183, 315, 615.
 interval optický 266.
 isogyry 789.
 isochromaty 789, 294.
 isotropismus opt. materiálu 173.

Jednotky svítivosti 27.

Kahan Bunsenův 315.
 kaleidoskop 41.
 kamenotisk fotograf. 501.
 kasetta fotograf. 286.
 katalysátor 445.
 kathodoluminescence 550.
 kleště turmalinové 784, 800.
 klišoviny chromované 490.
 klín Goldbergův 468.
 — křišťálový 798.
 — sádrovcový 780.
 kmit levotočný 802.
 — pravotočný 802.
 — příčný 763.
 koeficient absorpční 389, 390.
 — dispersní 177.
 koincidence 621.
 kolektivní čočka 101.
 kollimátor 299.
 kollineace 97, 125.
 kolmice dopadu 37.
 koma 195, 200.
 kombinace čoček 129.
 komora cestovní 287.
 — dirková 286.
 — kinematografická 292.
 — miniaturní 288, 289.
 — Portova 286.
 — pro tříbarev. fotog. 291.
 — ruční 288.
 — sklopná 288.
 — státní 287.
 — stereoskopická 290.
 — světlá 292.
 — temná 7.
 — zrcadlová 289, 290.
 kompensátor Babinetův 796, 797.
 — Jaminův 606.
 — Soleilův 825, 826, 796, 798.
 kondensator 279.
 — Abbeův 269, 275.
 — bisférický 278.
 — kardiodický 278.

kondensator parabolický 278.
 — zrcadlový 278.
 konoskop 764, 782, 806.
 konoskop Dubosequův 785.
 — Nodotův 796.
 — Nörrenbergův 786.
 — Steegův 796.
 konsonance 613, 614.
 konstanta absorpční 389.
 — míříková 676.
 — zákona Stefanova 335, 373.
 konstanty aetherové pružnosti 736.
 konstrukce Huygensova 69, 633, 708, 718, 749, 750.
 — pro lámavou plochu 68, 97, 98.
 — pro zrcadlovou plochu 54, 55.
 — Reuschova 69, 139.
 — Weierstrassova 82.
 korona 400, 401.
 korony 694.
 kostka Brodhunova 311.
 koule aplanatické 86
 křemen 176, 778.
 — pravotočný, levotočný 810.
 křivka dispersní 176, 405.
 — charakteristická 467, 469.
 — katakaustická 59—64.
 kruh Biotův (Ramsdenův) 189.
 — oční 189.
 kruhy Newtonovy 593, 609, 611, 651.
 — stálého sklonu 613, 614.
 krychle Talbotova 597, 599.
 krystalloluminescence 518—520.
 krystally pozitivní, negativní 719, 758, 806; dvojsové 733.
 kvantum světelné 378.
 kyanotypie 490.

Lampa Carcelova 27.
 — Cooper-Hewittova 319.
 — Harcourtova 28.
 — Hefner-Alteneckova 28.
 — kadmiová 320.
 — křemenná 319, 320.
 — rtuťová 319.
 laterna magica 279.
 látky opticky činné 814.
 — radioaktivní 419.
 lavice optická 34.
 lesk předmětu 424, 427.
 lineoplast 238.
 lom (světla) 65, 75, 632.
 — hranolem 134, 135.
 — kuželový 734, 753.
 — — vnitřní 753.
 — — vnější 754.
 — plochou kulovou 81.
 — rovinou 75.
 lumen 30.
 — sekunda, hodina 30.
 luminescence, její druhy 518.
 lupa 221, 222.

lupa binokulární 224.
 — Brewsterova 222.
 — Coddingtonova 222, 235.
 — dichroskopická 808.
 — Fraunhoferova 222.
 — Gullstrandova 223.
 — Haidingerova 809.
 — Chevalierova-Brückeova 223.
 — Langova 809.
 — Stanhopeova 222.
 — Steinheilova 223.
 — Wilsonova 221.
 lux 30.
 — sekunda 30.

Magnar 238.
 materiál optický, jeho zkouška 181.
 megadiaskop 281.
 meniskus 101.
 měření délky vlnové 676.
 metoda fotog. reproduční 454.
 — kolmého výstupu 143.
 — Lippmannova 506.
 — nejmenší úchytky 143.
 — ostří nože 182.
 — práškovací ve fotog. 495.
 metr normální 616.
 metr-svíčka 30.
 mezzotinto 503.
 mikrofotografie 517.
 mikroskop polarizační Nodotův 783.
 — — Steegův 782.
 minimum deviace hranolem 136.
 — — míříkou 675.
 místo oční 189.
 množství elektrické 411.
 mohutnost odrazecí 38.
 — optická 104.
 monochromátor 305.
 mřížka autotypická 499.
 — prostorová 329.
 — stupňová 687; rozlišovací schopnost její 689.
 mřížky optické vůbec 673.
 — opt. kovové 681; rozlišovací schopnost 680.

Nádoby absorpční 388.
 nálada výronových částic 595.
 negografie 491.
 neotypie 503.
 normály délek vlnových 423.

Objektiv achromatický 177, 199.
 — dalekohledový 225.
 — drobnohledný 226, 227, 229.
 — fotografický 233, 237, 238.
 — Fraunhoferův 225.
 — Gaussův 225.
 — hvězdárny Lickovy, postupimské, pulkovské, Yerkesovy 226.
 — portrétní 326.

- objektiv zrcadlový 220.
oblouk par kovových 319.
— uzavřený 319.
— zpívavý 343.
obrácení čáry 395.
obrat čáry dvojité 395.
— — samovolný 396.
obraz bodu 87.
— geometrický 39.
— jednobarevný slunce 402, 403.
— předmětu 40.
— virtuální 39.
obrazce dechové 435.
odelání = vignetae 189.
odraz selektivní 426.
— světla 2, 36, 631.
— úplný 73.
— vnitřní 206, 207.
odrazivost látek 390.
ohniska plochy kulové 88.
ohnisko 46, 104, 122.
ohyb světla 626.
— kruhovým otvorem 641, 691, 692.
— — stínítkem 643.
— rovným stínítkem 645.
— šterbinou a šterbinami 655, 656, 658, 663, 666.
— tenkým drátem 649.
— úzkou šterbinou 650.
oko 171.
okulár fluorescenční 325.
— Fraunhoferův 241.
— Huygensův 239, 240.
— Kellnerův 241.
— kompenzační 229.
— monocentrický Steinheilův 239.
— Ramsdenův 239, 240.
— terestrický 239, 241.
oleotisk 494.
opacita = zčernání desky 464.
ophthalmometr 79.
optika fyziologická 1.
optimum fosforescence 553.
orthoskopy 764, 766.
osa hlavní zrcadla 42.
— vedlejší zrcadla 42.
osamocení dlouhovlnných paprsků 328.
osvětlení clonky vstupní 190.
— fot. objektivu 230.
— polem tmavým 277.
osy krystalů dvojosých 755.
— vedlejší 744.
otáčivost specif. 811.
otvor objektivu 230.
— zrcadla 42.
ovaloid polarisační 743.
ozonizátor 444.
Papír fotograf. 487.
paprsek světelný 7.
— mimořádný 697, 706, 716.
— řádný 697, 706, 716.
paprsky centrální (středové, nullové) 45, 87.
— homocentrické 7.
— kanálové 354.
— katodové 444.
— koherentní 573.
— osové (paraxiální) 44.
— Roentgenovy 421, 444.
— sagitální 200.
— tečné 200.
— zbytkové 327.
parallaxa 13, 14.
pásma difusní 386.
— dispersní 407.
— půlvlnová 644.
— — zony čoček 226.
pec regenerační 175.
periodicita světla 694, 761.
periskop 235, 294.
pigment v. barva, barvivo.
pinotypie 513, 514.
platinotypie 489.
pleochroismus 807, 809.
plocha Bertinova 791, 794, 795.
— Huygensova 629, 640.
— katakaustická 43, 44.
— kaustická 43.
— pružnosti 743.
podmínka Abbeova (sinusová) 196, 197.
— Clairautova 225.
— Eulerova 196.
— Herschelova 196.
pohltivost látky 390.
pohyb kmitavý 567, 568.
pochod negativní fot. 476.
— pozitivní fot. 483.
pokus Billetův a Meslův 584, 585.
— Foucaultův 564.
— Fresnelův 577, 581.
— Huygensův 768.
— Kirchhoffův 397, 552.
— křížový 167.
— Lloydův 583.
— Michelsonův-Morleyův 4.
— Wienerův 622, 623.
— Youngův 573, 576, 664, 665.
pól vlny 636.
polarimetr Biotův-Mitscherlichův 814, 832, 833.
— Laurentův 834.
— Lippichův 835, 836.
polarisace světla 3, 641, 697, 701.
— — dvojlomem 706.
— — elliptická, cirkulární 799.
— chromatická 762, 764, 771, 776.
— — jak se rozpoznává 804.
— — lomem 705.
— — ohybem 641.
— rotační 810.
polarisátor dvojlomný, jednopaprskový 720, 721.
— — dvojpaprskový 721.

- polaristrobometr 840.
pole magnetické na slunci 361.
— obrazové 188.
— předmětové 188.
poloha perspektivní 125.
poměr e/m 358.
posuv čar spektrál. 349—351.
praeparáty dvojlomné 779.
práh excitační 448.
pravidlo Babinetovo 809.
— Kundtova 392.
— Olmstedova 387.
— Ruzeova 358.
— Stokesova 526, 527, 545, 558.
princip Dopplerův 354, 421.
— Huygensův 628, 629, 718, 745.
— interferenční 3, 563, 635.
přístroj Biotův-Mitscherlichův 815, 825.
— Dubosequův 817, 818.
— Nodotův 784.
— Nörrenbergův 783, 814.
— Steegův 783.
— Strouhalův 816.
projekce 280—283.
prominence = protuberance 400.
prostředí anisotropní 708.
proud světelný 30.
proužky Herschelovy 597.
— interferenční 586.
— stejného sklonu 607, 608.
— stejné tloušťky 607.
— Talbotovy 587.
průhled vstupní, výstupní 188.
přechod světla planpar. deskou 79.
pupilla viz clonka.
Radiozenitál 220.
řád maxima 572.
— spektra 677.
řady Bergmannovy 375.
— kollineární 97.
— projekční 97.
— spektrální 339.
reakce fotochemická 447, 448.
redukcí délek vlnových 423.
reflektometr 295.
reflektor Cassegrainův 244, 245, 249.
— Crossleyův 249.
— Gregoryův 244.
— Herschelův 220, 245, 246.
— Newtonův 243, 244, 249.
— Ritcheyův 221, 249.
— Rosseův 249.
— v Passadeně 247, 250.
reflektory = projekty 279.
refraktometr Abbeův 296, 297.
— interferenční 604, 605.
— Pultrichův 298.
— spektrální 299.
refraktor hollandský 251.
— hvězd. v Zalově 263, 265.
— Keplerův 251, 252.
refraktor Yerkesův 254, 255, 257, 259.
resonance optická 322, 541.
retuš fotograf. 482.
reverse čáry 395.
řez vlnoplochou osový 709, 711, 713, 720.
— — pásový 709, 710.
rovina hlavní 112, 113, 118, 122, 123.
— hraniční 713, 714.
— kmitová 698, 699.
— ohnisková 48, 91, 124.
— polarisační 698, 699.
rovnice Abbeova-Helmholtzova 273.
— ohnisková 46, 90, 104.
— vlnoplochy 745.
rozbor spektrální 336, 417.
— — při chrom. polarisaci 771.
— — při interferenci 586, 599.
— — při rotační polarisaci 819.
rozdělení spekter 314.
rozklad světla = disperse 132, 144, 165.
— čar spektr. v poli elektr. 361.
— — — — magn. 355.
— nepravidelný 403, 405, 406.
rozsah měření spektrálních 328, 329.
rychlost paprsku 716.
— otáčecí slunce 353.
— světla 9, 16, 18, 22, 25.
— vlny 717.
Saccharimetr Fricův 839.
— Soleilův 836—838.
saccharimetrie 830, 831.
sádrovec 778.
sensibilizátor 445, 449, 458.
sensitometr Hurter-Driffieldův 465, 466.
— Novákův 469.
— Sheppardův-Meesův 466.
— Scheinerův 465, 466.
— Simonův 466.
sensitometrie fot. desek 464.
serie čar spektrálních 367, 376.
sextant Hadleyův 218, 219.
sférometr 593.
schopnost odrazová 177—180.
— rozlišovací 184, 192, 194.
— — dalekohledu 692.
— — mřížky 678, 680.
— — — — stupňové 689.
siderostaty 211, 215.
skioptikon 279.
skládání barev 169.
— světla 165.
sklínka Newtonova 613.
sklo optické 149, 173—176, jeho zkouška 181, jeho zpracování 182.
— uviolové 180.
slitiny magnaliové 177.
složení optických skel 149.
solarisace 470.
soustava centr. ploch kulových 122.
— čar spektr. normální 396.

soustava immersní 228.
— základních dělek vlnových 422.
souvislost spekter a svítící látky 337, 377.
spektra 314, 315, 324, 329, 332.
— absorpční 332, 387, 395, 417, 419.
— anomální 314.
— čárová 330, 380.
— difrakční 314.
— emisní 395.
— jiskrová 320, 344—346, 418.
— mnohonásobná 337.
— mřížková 673.
— normální 314, 677.
— oblouková 317, 342, 418.
— pásmová 330, 418, 386.
— pece elektr. 317, 348, 418.
— plamenová 315, 317.
— refrakční 314.
— rezonanční 535.
— seriová 366.
— spojitá 330.
spektrofotometr 299.
spektrograf 299, 306.
— Bruceův 307, 308.
— Féryův 307.
— Hilgerův 307.
— křemenný 307.
— vakuový 306, 325.
spektroheliograf 308.
spektrometr 299, 300, 351.
spektroskop 299, 301—303, 305, 308.
spektroskopie interferenční 613.
spektrum bleskové 401, 406.
— hlavní 551.
— indukované 551.
— infračervené 324.
— předběžné 551.
— roztokové 551.
— sluneční 144, 353, 396, 398.
— Swanovo 339.
— ultrafialové 325.
spirála Airyova 827.
— Cornuova 647.
stanovení hlav. a ohn. rovin čočky spojné 126—128.
stavy mezní molekulové 539.
stereokomparátor 295.
stín 1, 6, 7.
střed optický 121, 122.
stroje diaskopické 279.
— episkopické 279.
— fotografické 282, 285.
— hranolové 292.
— — spektrální 299.
— optické 171, 172.
— osvětlovači 279.
— promítači 279.
stupně Scheinerovy 467.
stupnice teplotní (spektr.) 348.
světlo diffusní = rozptýlené 38, 650;

světlo eliptický pol. 763, 799; — kruhové pol. 799.
— polarisované 763, 804.
— přirozené 804.
světlotisk 491, 501.
svíčka normální 27.
svítivost 31, 172.
šíření světla přímočaré 2, 6, 630.
Tabulky expoziční 473; — Rhedenovy 475.
talbotypie 457.
telemetry 294.
teleobjektiv 238.
teleplast 294.
teplota emisní (specif.) 341, 541.
— černá 542.
tessar 231.
theorie absorpce 408, 414.
— adsorpce 459.
— Bohrova čar spektr. 371, 412.
— disperse 414.
— elastická 565.
— elektromagnetická 4, 410, 565.
— elektronová 410.
— emanační (výronová) 2, 22, 633, 734.
— emise 408.
— flogistonová 409.
— fluorescence 540, 541.
— fosforescence 556—558, 560.
— Fresnelova 735.
— Huygensova 715.
— Lorentzova 413.
— mechanické světla 403.
— rotační polarisace 841.
— rozkladu čar polem magnet. 413.
— Sommerfeldova 372, 412.
— Starkova 412.
— subhaloidová 459.
— tělesných barev 504.
— vibrační 2.
— vlnivá 22, 561, 563, 565.
— výronová v. — emanační.
thermoluminiscence 518.
tisk anilínový 491.
— asfaltový (orthotypie) 497.
— askau 496.
— Mertensův 503.
— modrý 490.
— novinářský (rotační) 497, 503.
— offsetový 523.
— ozobromový 494, 513.
— pigmentový 493.
— plošný 496, 501.
— trojbarevný 509.
— vyvýšený 496.
— z hloubky 497.
tithonometr 430.
triboluminiscence 518—521.
triedr 294.
trichroismus 809.

triplety 222.
trubice Geisslerovy 321.
— Goldsteinova 323.
— Koláčkova 323.
— Paschenova 322.
turalin 724.
Účinek fotografický 458.
— fotochemický 429.
úhel hloubkový 210.
— lámavý 132.
— obrazový 188.
— os optických 757, 758, 795.
— otvorový 187.
— projekční 188.
— předmětový 188.
— výškový 210.
— zorný 230, 232.
uhlotisk 491, 493.
úkaz Dopplerův 12.
— Newtonův-Fizeauův 613.
— Tyndallův 525.
úklady základní světelné 1.
ultramikroskop 277, 278, 392.
úprava mřížky 685.
— oblouku elektr. 318.
ustálení = fixace negativu 476, 481.
Vada astigmatická 230.
— barevná (chromatická) 195, 197, 230.
— hloubková 205, 206.
— kulová (sférická) 230.
— ohybová 204.
— vnitřních odrazů 230.
— zklenutí pole 230.
— zkreslení obrazu 230.
vady optické 172, 194.
vápenec isla d'ský (dvojlomný) 695, 777.
vektor Poyntingův 718.
verant 223, 224.
věta Babinetova 693.
vlna řádná, mimořádná 739.
vlnění aetheru podélné 563.
— — příčné 565, 698.
vlnoplocha 628; — jednoosých krystallů 708; — dvojosých kryst. 745.
vlny světelné stojaté 622.
vývoj negativu 476, 477, 480.
vývojka 478, 480.
výzkumy spektr. slunce 400.
vzorec dispersní 154, 155.
vzorec Kettelerův-Helmholtzův 327, 813.
— Ritzův 369, 370.
vztah Moseleyův 422.
Zákon Balmerův 363—365.
— Beerův 392.
— Brewsterův 700—701.
— Bunsenův-Roscoův 469.
— Deslandresův 540.
— Einsteinův 452.

zákon Fresnelův-Aragův 774.
— Grothův 449.
— Guldbergův-Waageův 450.
— Hartleyův 366, 375.
— Kirchhoffův 333, 359, 417.
— kombinací 375, 376.
— kosinus-kvadrátový 697.
— Lambertův 31, 529.
— Malusův 698, 707, 768, 770.
— Planckův 333, 450.
— Prestonův 357.
— Ptolemaioův 66.
— Rydbergův-Schusterův 370, 374.
— Schwarzschildův 469.
— Snellův 66.
— stálé expozice 448.
— Starkův 469.
— Stefanův 334.
— Wienův 334.
zákonitosti ve spektrech 381, 386.
zákony absorpce 332.
— Biotovy rot. polarisace 811, 842.
— Deslandresovy 382—384.
— emisní 332.
— fotochemické 433, 449.
— Fresnelovy 702.
— lomu 65, 96.
— odrazu 36, 53, 54.
záření kalorické 332.
— Roentgenovo 329.
zařízení Beckmannovo 316.
— kilometrové fotog. 489.
závěr časový, momentní 285.
závislost lomu na úhlu dopadu 70.
— spektra na excitaci 340.
— — na hustotě a teplotě páry 347.
závislosti v čárových spektrech 378—380.
závitnice Airyova 827; — Archimedova 820; — Cornuova 647.
zčernání desky 464.
zdroj světelný 1.
zesílení a zeslabení negat. fotogr. 482.
zinkografie 497, 498.
zjev Claydenův 470.
— Herschelův 470.
— Tyndallův 277.
— Villardův 470.
— Warnerkeův 470.
— Zeemanův 355, 356, 359, 360, 413.
zklenutí pole 195, 202.
zkouška optického materiálu 181.
— optických zrcadel 41.
zkreslení obrazu 195, 202—204.
zobrazování druhotné 271.
— ččkami 116, 117.
— dvěma zrcadly 40.
— mikroskopické předmětů nesvítících 270, 271.
— mřížky drobnohledem 271.
— předmětu plochou kulovou 93, 95.

zobrazování prvotní 271.
způsob Bessemerův 421.
zrcadla 38.
— kulová 42, 49.
— rovinná 39.
— výroba a stříbření 207—211.
zvětšení 184, 185.
— absolutní, prosté 185.
— angulární, úhlové 87, 91, 92, 100,
108, 109, 186.

zvětšení bočné 50, 52, 92, 94, 99, 106—
108, 186.
— hloubkové 51, 52, 100, 107, 109.
— konvenční 186.
— okulárové 267.
— prázdné 268.
— smluvné 273.
— úhlové 45.
— užitečné 268, 273.
Žalov, hvězdárna 261, 265, 839.

Rejstřík jmen osobních.

Abbe 131, 142, 174, 186, 197, 229, 266,
269, 270, 296, 298, 300, 305, 613.
Abney 326, 396, 472.
Adams 351, 353, 407.
Adrien 521.
Airy 421, 588, 827, 828.
Albert 502, 509.
Albrecht 312.
Alefeld 434.
Ames 364.
Amici 86, 160, 227—229, 266.
Anderlini 341.
Ango 562.
Angström A. J. 686.
Angström K. 321, 392, 396, 399, 417,
686.
Arago 21, 22, 456, 517, 565, 595, 734,
762, 810, 818.
Aristoteles 561.
Armstrong 540.
Arons 319.
Arzruni 759, 760.
Aschkinas 329.
Auer 419.
Auerbach 348.
d'Azumbuja 539.
Babinet 797.
Bach 356.
E. z Bahrů 394.
Baldwin 343.
Balmer 363—365.
Baly 338, 392, 540.
Bancroft 522.
Bargellini 539.
Barnard 10.
Bartolinus 2, 562, 695, 696.
Bates 840.
Baudys 131.
Bauer 335, 341.
Bayer 328, 329.
Becker 437.
Beckmann 316, 343.
Becquerel E. 505, 544.
Becquerel H. 356, 360, 549,

Becquerel J. 360, 549, 552.
Beer 392.
Beisswenger 531.
Bell 686.
Benoit 620.
Bergmann 375.
Berthollet 429.
Bertin 791.
Bertram 216.
Bestelmeyer 358.
Bezruč 428.
Billet 584.
Biot 189, 564, 715, 734, 762, 780, 810,
840.
Birge 370.
Blakesley 302, 303.
Blažek 131.
Bloch 522.
Le Blanc 509.
Blythwood 326.
Bodenstein 451.
Bohr 371, 372, 412.
H. du Bois 361.
Boisbaudran 339.
Boll 453.
Bolton 346.
Boltzmann 812.
Le Bon 518.
Borisov 519, 550.
Börnstein 829.
Börsch 339.
Bostwick 392.
Böttger 457.
Boyle 588.
Brace 311.
Bradley 12, 16, 17.
Bragg 329.
Brahe (Tyge) 7.
Brand 524.
Brandes 179.
Brashear 38, 179.
Braun 308.
Bréguet 23.
Brewster 41, 222, 417, 524, 700, 734,
762,

Broca 142, 304.
Broch 811, 812.
Brodhun 183, 310.
Brotherus 341.
Brown 441.
Browning 161, 306.
Bruce 307.
Brücke 223.
Bruninghans 553.
Buisson 343, 354, 423.
Bunsen 32, 33, 301, 315, 317, 417, 430.
Burgess 431.
Burke 520, 535.
Burson 359.
Burwell 407.
Butman 560.

Camichel 535.
Campbell 249.
Canton 348.
Carcel 27.
Carrington 353.
Cartmel 404.
Casparolus 524.
Cassegrain 244, 245.
Cassini 10, 794.
Cauchy 155, 761, 812.
Chant 178.
Chapman 431.
Chevalier 223.
Choliňský 475.
Christiansen 404.
Clairaut 225.
Clark 226.
Classen 358.
Claude 322.
Claudet 472.
Clayden 470.
Clifton 339.
Clinkscapes 394.
Des Cloiseaux 751.
Coddington 222.
Cochin 437.
Cole 428.
Colladon 74.
Colten 509.
Common 249.
Cooper-Hewitt 319.
Cornu 21, 25, 26, 352, 356, 396, 397,
648, 839.
Cotton 358, 360.
Cowper-Coles 210.
Crew 347, 352, 422.
Crookes 400, 419.
Crossley 249.
Croze 338.
Curtis 173.
Daguerre 456.
Dahms 547.
Danker 751.
Daufresne 276.

Darwin 455.
Davy 455.
Delambre 12, 17.
Demarçay 419, 420.
Demiscianus 243.
Demokritos 561.
Descartes 66, 561, 633.
Deslandres 356, 359, 361, 382—384,
402.
Dewar 319, 400, 522, 549.
Dibbits 337.
Dickson 539.
Divini 266.
Dollond 174, 241.
Donau 519.
Doppler 352, 407, 416.
Draper 396, 430, 547.
Dreyc 334.
Drude 623, 624, 813.
Duboseq 766, 785.
Ducos du Hauron 509.
Dufet 751.
Dufour 338, 359, 360.
Duhamel 428.
Dumas 27.
Dunér 352.
Dunoyer 537, 538.
Dunz 375, 379.
Eder 306, 331, 420, 431, 439, 459, 466.
Edison 282.
Eginitis 344.
Egloffstein 499.
Einstein 452.
Elias 361.
Ellerman 308.
Elster 432.
Elston 533.
Englisch 469.
Epikuros 561.
Ernemann 283.
Escombe 441.
Euklid 39.
Euler 131, 563.
Evans 393.
Evershed 308, 359, 364.
Eversheim 423.
Exner 603.
Fabiánová 355.
Fabry 305, 319, 343, 354, 383, 423,
604, 617, 620—622.
Faraday 4, 355, 456, 564, 694.
Färber 358.
Faye 353.
Felix 355.
Fermat 67, 633.
Féry 307, 334.
Feussner 576.
Finger 337.
Fischer 551.
Fitzgerald 413.

Fizeau 18, 26, 326, 456, 587, 604, 613.
 Flamm 358.
 Flemmig 343.
 Fletcher 744.
 Foley 343.
 Fomm 547.
 Fontana 266.
 Formánek 392, 420.
 Fortrat 356, 358—359.
 Foucault 18, 22, 24, 67, 181, 212, 215,
 326, 417, 564, 565, 587, 722.
 Fowler 375.
 Francesconi 589.
 Franek 538.
 Fraunhofer 143, 146, 147, 174, 223, 225,
 241, 300, 321, 396, 397, 400, 627
 655, 673, 677, 692, 694.
 Fredenhagen 317.
 Fresnel 3, 563—566, 577, 581, 588, 592,
 624, 628, 635, 636, 641, 646, 700,
 702, 734, 735, 743, 761, 762, 841,
 844, 845.
 Fricke 404.
 Frič 219, 265, 266, 839, 840.
 Friedländer 442.
 Froment 21.
 Füchtbauer 394.
 Fuess 213, 301.

Gaediecke 492.
 Gale 349, 351.
 Galilei 9, 18, 242.
 Garbasso 412.
 Garnier 495, 553, 554.
 Gauss 131, 216, 225.
 Gehlhoff 342.
 Gehreke 552, 604, 617, 622.
 Geissler 321, 523.
 Geitl 432.
 George 383.
 Gerlach 335.
 Gernez 520, 545.
 Gibbs 393.
 Gill 17.
 Gladstone 388.
 Glan 309, 723.
 Glasenapp 12.
 Glazebrook 715.
 Gmelin 358, 359.
 Goerz 233, 237, 238.
 Goethe 455.
 Goldberg 450, 463, 468.
 Goldmann 432.
 Goldstein 323, 551.
 Goltsch 142.
 Goryzinski 156.
 Gotthard 306.
 Gouy 352, 641.
 Graetz 3.
 de Gramont 321, 339, 340.
 Gravesand 212.
 Green 761,
 Gregory 174, 243.
 Grimaldi 627.
 Gros 439, 442.
 Grotthuss 449.
 Groussilliers 295.
 Grubb 245, 306.
 Grünbaum 310.
 Gruss 421.
 Guinand 174.
 Guinchant 520.
 Guldberg 448.
 Gullstrand 223.
 Gumlich 320.

Hadley 218, 338.
 Hagen 177, 178.
 Hagen a Rubens 39, 177.
 Hagenbach 420.
 Haidinger 608, 609, 611, 808, 809.
 Hale 308, 346, 361, 403, 408.
 Hall 174.
 Halley 243.
 Hallwachs 432.
 Halm 383.
 Hamilton 754.
 Hamy 306, 320.
 Harcourt 28—30, 174.
 Harlov 520.
 Harnack 346.
 Hartley 337, 350, 366, 375.
 Hartmann 155, 226, 342, 343, 406, 422.
 Hartnack 724.
 Haschek 342.
 Hasselberg 161, 324.
 Heele 303.
 Hefner-Alteneck 28, 30.
 Heimstädt 278.
 Heinrich 429.
 Hejzlar 131.
 Helmholtz 79, 100, 131, 155, 445.
 Hemsalech 316, 323, 344, 346, 538.
 Henri 452.
 Herbert 345.
 Heron 39.
 Herschel J. 326, 456, 457, 461, 524.
 Herschel W. 51, 220, 245, 246, 417,
 470, 504, 505, 597, 651.
 Hertz 4, 410, 565.
 Hertvert 131.
 Heseckiel 510.
 Heusser 751, 760.
 Hevelius 242.
 Hewitt 540.
 Hicks 379.
 Higgs 326, 383.
 Hilger 304, 307, 605, 619.
 Hirschwald 276.
 Hittorf 337.
 Höchheimer 493.
 Holerofit 495.
 Hollnagel 329.
 Hooksby 523,

Hooke 561, 563, 588, 593, 627.
 Hoppe 346.
 Houston 392.
 Huff 342.
 Hüfner 311.
 Huggins 345, 421.
 Humphreys 343, 351, 359, 413.
 Hupe 812.
 Hupka 334.
 Hurter a Driffield 465, 467, 475.
 Husnik 497, 502.
 Husnik J. 498.
 Husnik a Häussler 510.
 Hutchins 178.
 Huygens 2, 12, 69, 239—241, 562, 565,
 628, 629, 635, 696, 708, 734, 735.

Ibn al Haitam 8.
 Ives 507, 548.

Jack 359.
 Jaffe 499.
 Jamin 588, 605.
 Janssen 242, 266, 308, 394, 400.
 Jellet 839.
 Jentzsch 276.
 Jewell 350.
 Jobin 305, 312.
 John 354.
 Joly 507.
 Jones 392.
 Julius 405—407.
 Jungfleisch 522.
 Jungjohann 341.

Kalähne 518.
 Kamäl al Dün 8.
 Kaufmann 531, 540.
 Kaye 676.
 Kayser 366, 368, 377, 380, 383, 420,
 422, 423.
 Keeler 249, 352.
 Keene 335.
 Keil 306.
 Kellner 241.
 Kelvin 566, 761.
 Kempf 686.
 Kennard 559.
 Kepler 242, 251.
 Kerr 355.
 Kerschbaum 322.
 Ketteler 155.
 Kilchling 393.
 King 317, 344, 348, 361, 363.
 Kirchhoff 301, 317, 333, 396, 397, 417,
 588, 640, 718, 744.
 Kirschbaum 363.
 Klatt 544, 545, 547.
 Klič 502, 503.
 Klimentko 430.
 Knoblauch 531.
 Koenigsberger 391, 393,
 Kohl 281.
 Kohlrausch F. 58, 296, 751.
 Kohlrausch W. 751.
 Kohnová 341.
 Koláček 156, 323, 410, 414, 735.
 Konen 341, 346, 420.
 König 310, 514.
 Kordys 349.
 Kosel 492.
 Kovalski 338, 549, 550, 553, 554, 560.
 Kramsztyk 343.
 Kreuzler 400.
 Krulle 321.
 Krüss 306, 419.
 Kučera 36, 131, 190, 196, 197, 393,
 576.
 Kundt 209, 392, 404, 780.
 Kúpfere 391.
 Kurbatov 393.
 Kurlbaum 335, 686.

Ladenburg 341.
 Lagrange 100.
 Lairdová 519.
 Lambert 31, 390.
 Lampa 329.
 Lamprecht 339.
 Landolt 829.
 Lang 300, 808, 809.
 Langlet 392.
 Langley 324, 329, 396, 685.
 Larmor 413.
 Láška 368.
 Laurent 834.
 Lazarev 452.
 Lea 459, 504.
 Lebeděv 329.
 Lecoq de Boisbaudran 419, 544, 550.
 Leggo 499.
 Lehmann 276, 300, 326, 356, 397, 543.
 Leithäuser 210, 334.
 Lemon 338.
 Lenard 342, 543—545, 547, 556, 558.
 Leonard 419.
 Leonardo da Vinci 8.
 Lepape 419.
 Levi ben Gerson 8.
 Levy 499.
 Lewis 338, 523.
 Lillienfeld 419.
 Lindener 521.
 Lindner 316.
 Link 429.
 Lippershey 242.
 Lippich 836.
 Lippmann 216, 505.
 Littrow 225, 306.
 Liveing 319, 345, 400.
 Lloyd 583, 754.
 Lockyer 331, 339, 399, 400, 410.
 Loewy a Puiseux 17.
 Lohmann 358.

- Lohse 308.
Lohuisen 376.
Lommel 326, 396, 528, 540, 547, 651
Lorentz 357, 413.
Löwe 304, 306.
Löwenherz 306.
Lowry 813.
Luckiesh 548.
Lumièrové bratři 508, 510, 550.
Lummer 310, 312, 319, 604, 608, 617, 622.
Lummer-Brodhun 33, 34.
Lüppo-Cramer 459.
Luther 450, 468, 472.
Lyman 325, 329.
- Mac Cullagh 591, 624, 699, 700, 744, 761.
Mac Dowell 533.
Mach 68, 177, 179, 828.
Macků 516.
Maddox 457.
Malaguti 461.
Malinowski 538.
Malpigi 428.
Malus 3, 564, 585, 697, 698, 700, 701, 715, 734.
Maraldi 12.
Marchand 431.
Marius 10.
Markwald 438.
Martens 310.
Mascart 396, 608, 715.
Mašek 839.
Matout 519.
Maul 515.
Maunder 354.
Maurolykos 8.
Maxwell 4, 311, 410, 507, 564, 565.
Mayer 215, 539.
Mecklenburg 532.
Mees 420, 466.
Meisenbach 499.
Melde 392.
Melotte 10.
Merritt 546, 548, 550, 559; v. Nichols.
Merten 828.
Mertens 503.
Meslin 584.
Metius 242.
Meyer 519, 535, 540, 543.
Meyerstein 143, 212, 300.
Micheli 550.
Michelli 522.
Michelson 25, 354, 356, 422, 576, 588, 604, 614, 616, 619, 620, 687.
Michelson a Morley 4.
Miethe 204, 397.
Milikan 373.
Millochau 326, 346.
Mitchell 361.
Mitscherlich 339, 815.
- Molyneux 12.
Moore 358.
Morley 620.
Morse 346, 519.
Moseley 371, 422.
Mosengeil 523.
Moser 435.
Moulin 335.
Mourelo 438.
Mouren 419.
Mrskoš 280.
Muklov 463.
Müller 212, 334, 686.
- Nachet 276.
Najman 131.
Namas 481.
Nasini 341.
Nelthorpe 339.
Nernst 623, 624.
Neubronner 515.
Neuhauss 504, 505.
Neumann 3, 624, 699.
Neumann F. 591, 761.
Neumann J. 295.
Newcomb 25, 421.
Newman a Guardia 289.
Newton 2, 12, 90, 133, 144, 148, 165, 173, 218, 243, 244, 266, 563, 588, 593—595, 609, 613, 627, 651.
Nichols 546, 548, 550, 559.
Nichols a Merritt 528, 529, 533, 535.
Niepce N. 455, 456, 498.
Niepce de St. Victor 457, 505.
Nikol 721, 722.
Nodot 783, 784.
Nörrenberg 764.
Novák V. 175, 463, 464, 491, 495, 513, 514, 673.
Nušl 219, 266, 839.
Nutting 345, 423.
- Obernetter 491, 495, 509.
Olmsted 387.
Onnes (Kamerlingh) 360, 549.
Ostromislenski 521.
Ostwald 434, 443.
- Packham 492.
Pafnutio Don 8.
Paget 508.
Pánek 131.
Pantoflíček 216.
Pardies 562.
Parsons 338.
Paschen 322, 323, 326, 356, 358, 372, 391, 538.
Pathé Frères 282.
Pauliové 325.
Paulson 380, 381.
Pekatores 430.
Pellin 41, 142, 304, 766.

- Perot 319, 604, 617, 620—622.
Perrine 10.
Perrotin 22.
Petavel 343.
Petrák 282.
Petrus de Alexandria 8.
Petzval 236.
Pfeffer 441.
Pflüger 180, 340, 341, 404.
Pfund 318, 320.
Pierce 507, 686.
Pietsch 502.
Pizzighelli 489.
Planck 333, 335, 336, 450.
Plinius 173, 524.
Plotnikov 453.
Plücker 321, 337, 417.
Pochettino 541.
Pocklington 828.
Poggendorff 218.
Pohl a Pringsheim 209.
Poisson 643.
Poitevin 491, 504.
Pollok 419.
Ponton 490.
Porro 294.
Porta 8, 286.
Porter 343.
Posejpal 316, 543, 556, 607.
Pouillet 651.
Poulton 504.
Powell 643.
Prazmowski 724, 839.
Precht 377, 378, 522.
Preston 356, 357.
Priestley 429.
Pringsheim 312, 341, 541; v. Pohl.
Ptolemaios 7, 66.
Puccianti 335, 343.
Pulfricht 295, 296, 298.
- Quineke 434, 583.
- Radzisevski 522.
Raehlmann 392.
Rajkov 434.
Ramsay 400, 419.
Ramsden 189, 239.
Ransonné 509.
Ray 428.
Raydex 513.
Rayleigh 131, 761.
Reaumur 428.
Regnault 27.
Reich 419.
Reinders 459.
Reinganum 379.
Reiss 317.
Reitz 216.
Renger-Patzsch 492.
Repsold 265.
Reusch 69, 139.
- Reuter 815.
Reznik 277.
Rheden 475.
Rice 392.
Richardson 413.
Richter 419.
Rieder 496.
Riesenfeld 316.
Risco 359.
Rithey 182, 216, 221, 226, 249.
Ritchie 32.
Ritz 326, 368, 412.
de la Rive 4.
Rivière 404.
Rochon 725, 727.
Roentgen 329.
Rohn 533.
Rohr 223.
Rolffs 503.
Römer 10, 562.
Roscoe 339, 430.
Ross 38.
Rossa 344.
Rosse 179, 220, 249.
Rousselon 502.
Le Roux 403.
Rowland 396, 399, 681, 685.
Rubens 177, 178, 327—329.
Rudberg 751, 759.
Rudolph 237.
Rumford 32.
Runge 357, 358, 366, 368, 377, 378, 383.
Russe 392, 457, 516.
Rutherford 161, 681.
Rydberg 366, 368, 374, 380.
- Salmon 495.
Salviati 9.
Sanger-Shepherd 510.
Sarasin 523, 812.
Saunders 320, 375, 391.
Saussure de 429, 430.
Savart 792.
Schaeffer 463.
Schaefferová 392.
Schaum 434, 435, 459, 470.
Scheele 428.
Scheffer 290.
Scheiner 242, 464, 465, 475.
Schmidt 540.
Schmidt G. C. 523, 541, 550.
Schmidt W. 155.
Schniederjost 338.
Schönbein 457.
Schönemann 179.
Schönrock 183.
Schott 149, 159, 174.
Schrauf 751.
Schultz 183.
Schulze 428, 455.
Schumann 306, 329, 325.
Schuster 323, 364, 374, 410.

Schröder 38, 179.
 Schwarzschild 469, 641.
 Schwert 627.
 Scoble 326.
 Scott Archer 457.
 Sealová 550.
 Seechi 352.
 Seebeck 455, 504.
 Seeliger 552.
 Sénarmont 725, 730.
 Senebier 429.
 Senf 743.
 Shakespear 335.
 Sheppard 466.
 Sherwoodová 533.
 Siedentopf 277, 278, 437.
 Siemens 431.
 Silbermann 212.
 Simon 346, 466.
 Simony 397.
 Sirturus 243.
 Smith 505, 523.
 Snell 66.
 Snowová 216.
 Snyder 380.
 Sohneke 530.
 Soleil 766, 798, 836, 840.
 Sommerfeld 372, 412, 641.
 Soret 325, 419, 812.
 Spoerer 354.
 Spring 526.
 Spurge 463.
 Srp 494.
 Staebler 238.
 Stanhope 222.
 Stark 354, 362, 363, 412, 469, 534,
 535, 539, 541.
 Steeg 782, 783, 815.
 Stefan 334, 744, 812.
 Steinheil 216, 223, 235, 236, 239, 265.
 Stettenheimerová 358.
 Steubing 541.
 Stierlin 216.
 Stokes 524, 566, 715, 761.
 Stoletov 432.
 Stoney 364.
 Straubel 304, 548.
 Strong 392.
 Strouhal 325, 327, 332, 352, 415, 816.
 Strouhal a Kučera 183, 211.
 Struve 17.
 Studnička 275.
 Stumpfe 392.
 Suckow 490.
 Swan 315, 339.

Šafařík 178, 265, 457.
 Štenc 510.
 Štěpánek 299.
 Šulc 355, 525.

Tafel 547.
 Talbot 417, 456, 490, 498, 502, 587,
 597.
 Taylor 463.
 Terquem a Trannin 296.
 Thalen 399.
 Theurer 131, 325, 326.
 Thiele 383.
 Thollon 306, 352.
 Thomas 343.
 Thompson 724.
 Thomson 413.
 Thovert 312.
 Töpler 181.
 Traubenberg 350.
 Trautz a Corigin 520, 522.
 Trivelli 459, 472.
 Trowbridge 306, 345, 550.
 Tswett 526.
 Twyman 312.
 Tyndall 277.

Uhler 420.
 Ulrich 509, 510.
 Urbain 388, 419, 550, 554.

Valenta 306, 331, 420.
 Valentiner 335, 532.
 Vallot 504.
 Vauquellin 490.
 Ventzke 840.
 Verdet 185, 694.
 Verneuil 544.
 Vierordt 309.
 Vieser de 544.
 Vilim 510.
 Villard 470.
 Villiger 180.
 Violle 27.
 Vogel E. 510.
 Vogel H. C. 352, 421.
 Vogel H. W. 425, 458, 462, 509.
 Voigt 300, 356, 359, 414, 540, 743.
 Voigtländer 236.
 Voller 346.
 Votoček 830.
 Vrba 576.

Waage 448.
 Waentnig 547.
 Walker 404, 576.
 Walter 346.
 Wanschaff 300.
 Warburg 335, 453.
 Warner a Swasey 265.
 Warnereke 431, 470.
 Waterhouse 435.
 Watteville 316, 317, 339, 343.
 Weber 34.
 Wedekind 522.
 Wedgwood 455.

Wehnelt 346.
 Weidell 435.
 Weierstrass 82.
 Weigert 445, 452, 468.
 Weishaupt 509.
 Weiss 358.
 Welcome 473, 474.
 Wenham 278.
 Wernadski 521.
 Werner 346.
 Wernicke 161, 599.
 Westphal 335.
 Wetzlar 458.
 Wheatstone 22, 417.
 Wiechmann 434.
 Wiedemann 540.
 Wiedemann E. 296, 324, 518, 520, 523,
 550.
 Wiedemann a Schmidt 35.
 Wien 334.
 Wiener 504, 505, 622, 623.
 Wigand 397.
 Wild 840.
 Willis 489.
 Winkelmann 548.
 Wittwer 430.
 Wohlers 316.

Wollaston 147, 217, 222, 295, 715, 725,
 730, 734.
 Wood 211, 328, 391, 404, 420, 426, 509,
 529, 530, 535, 537, 538.
 Worel 504, 505.
 Wright 276.
 Wülfing 722.
 Würmer 452.
 Wynne 461, 474, 475.

Yerkes 255, 257, 259.
 Young 3, 400, 401, 563, 565, 573, 588,
 596, 624, 627, 651, 664, 734, 762.
 Young a Forbes 22, 26.

Závada 292.
 Záváška 411, 566.
 Zeeman 355, 359, 360, 361, 377, 413.
 Zehnder 4.
 Zeiss 229, 237, 238, 243, 274, 277, 281,
 294, 295, 506.
 Zeissová 175.
 Zenger 161.
 Zenker 505.
 Zickendraht 538.
 Zschimmer 175, 180, 320.

Opravy z Optiky.

Str. 30.	řádek 5. shora	za $J =$ připojití: a pro jednotku prostorového úhlu.
Str. 31.	řádek 17. shora	Příklad slunce není vhodný, poněvadž pro plynový obal slunce zákony Lambertovy neplatí.

Chyby tiskové v Thermice.

(První číslo udává stránku knihy, druhé řádek, na to následuje čtení chybné a naposled je uvedeno čtení správné.)

419.	7. zdola	ztužené	zkapalněné
223.	6. zdola	§ 50	§ 51
224.	8. shora	0·10321	0·101321
346.	2. zdola	$E - e$	$E' - e$
379.	12. zdola	kyslíku	kysličníku
419.	14. zdola	q/N	N/q
419.	17. zdola	$N'N/q$	$N'q/N$
554.	3. shora	isochromat	isotherem
564.	24. shora	$-c/l^2 T^2$	$-c/l^2 T$
566.	26. shora	$C \left(\frac{\alpha}{c_1}\right)^\alpha$	$C \left(\frac{\alpha}{c}\right)^\alpha e^{-\alpha}$
577.	8. shora	12 . 6000	12 . 600
585.	26. shora	vypařování	vyařování
635.	7. shora	ABA_0B_0	ABB_0A_0
327.	tabulka	první tři hodnoty váh atomových a molekulových s příslušným r/Δ pošinout o řádek níže.	

Za vytčení těchto chyb vzdává autor díky referentovi o Thermice prof. Dru Felixovi (Časopis pro pěstování matematiky a fysiky ročník 1908 str. 546.)

Sborník Jednoty českých matematiků a fysiků:

- I. *Weyr Ed.*: Projektivná geometrie základných útvarů prvního řádu. 2. vyd. 1911. 192 str. s obr.
- II. Dr. *Kolářek F.*: Hydrodynamika. 1899. 290 str. s obr.
- III. Dr. *Studnička F. J.*: Úvod do nauky o determinantech. 1899. 231 str.
- V. *Weyr Ed.*: Počet diferenciální. 1902. 416 str. s obr.
- VI. Dr. *Strouhal Č.*: Akustika. 1903. 462 str. s obr.
- VII. Dr. *Studnička F. J.*: Úvod do analytické geometrie v rovině. 1903. 244 str. s obr.
- XIII. *Koloušek Jan*: Mathematická theorie důchodů jistých a půjček annuitních. 1904. 256 str.
- IX. Dr. *Kolářek F.*: Elekřina a magnetismus. 1904. 677 str. s obr.
- X. *Sobotka Jan*: Deskriptivní geometrie promítání paralelního. 1906. 644 str. s obr.
- XI. Dr. *Strouhal Č.*: Thermika. 1908. 658 str. s obr.
- XII. Dr. *Strouhal Č.* a dr. *Kučera B.*: Mechanika. 2. vyd. 1910. 818 str. s obr.
- XIII. *Petr K.*: Počet integrální. 1915. 638 str. s obr.
- XIV. Dr. *Kučera B.*: Nástin geometrické optiky a základů fotometrie. 1915. 464 str. s obr.
- XV. Dr. *Strouhal Č.* a dr. *Novák V.*: Optika. 1919. 864 str. s obr.

Knihovna spisů mathematických a fysikálních:

1. Dr. *Hostinský B.*: Diferenciální geometrie křivek a ploch. 1915. 136 str. s obr.
2. Dr. *Vojtěch J.*: Základy matematiky k studiu věd přírodních i technických. 1916. 310 str. s obr. Rozebráno.
3. a 4. Dr. *Novák V.*: Fysika. Základní poznatky fysikální na podkladě pokusném. Díl I. 1917. Díl II. 1918. 1062 str. s obr.

