

Kapitola 7

Typy laserů

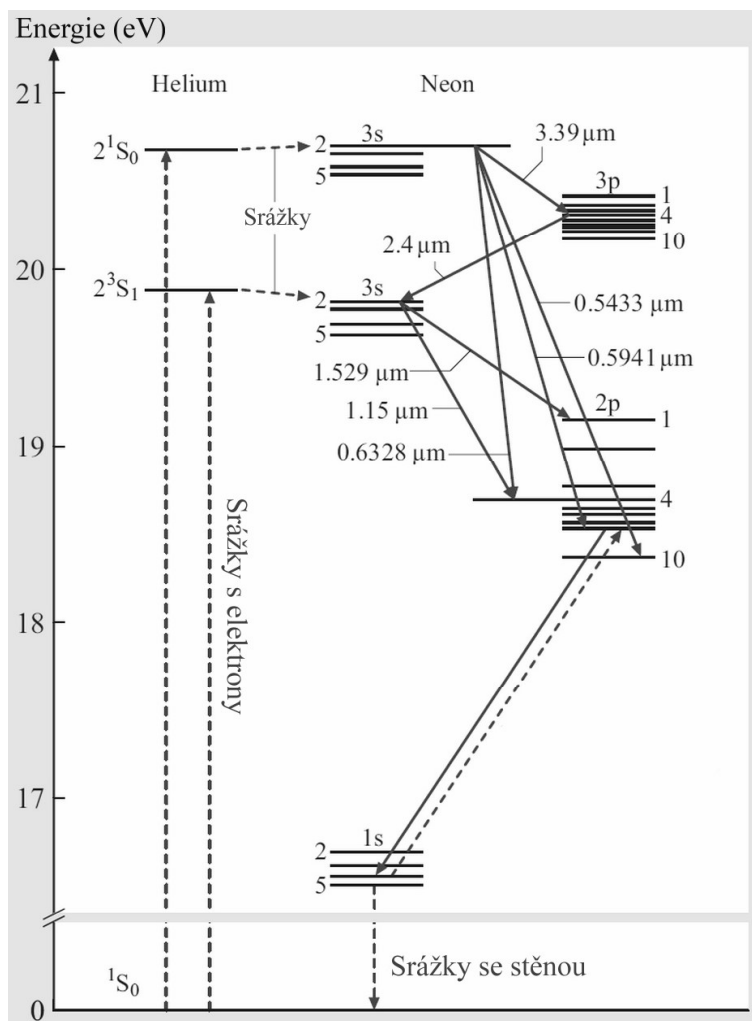
Zesílení světla stimulovanou emisí bylo demonstrováno v řadě látek. Byly publikovány přehledy laserových přechodů a jejich základních vlastností. Jejich množství se počítá v desítkách tisíc. Nicméně pro praktické účely se využívá poměrně malý počet typů laserů, které jsou také dostupně komerčně. Obvyklé je dělení laserů podle skupenství aktivního prostředí: lasery plynové, kapalinové a pevnolátkové.

7.1 Plynové lasery

Plynové lasery mají vzhledem ke svému skupenství malou koncentraci aktivních atomů, iontů nebo molekul. Vynikají ale vysokou optickou homogenitou, jejich módová struktura se blíží často teoretickému rozložení pole pro prázdný rezonátor. Výhodou je také, že většinu plynových laserů je možné čerpat přímo elektricky výbojem.

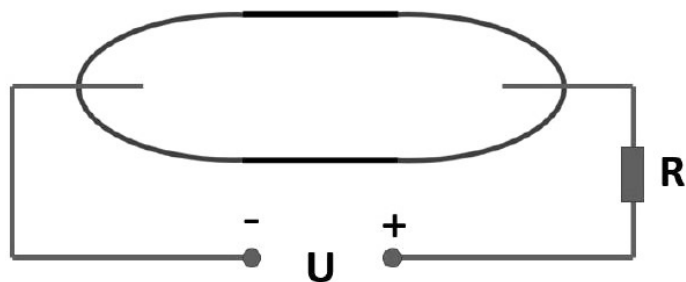
Plynové lasery – neutrální atomy

Hélium-neonový laser je nejstarším komerčně užívaným, ale asi stále nejznámějším laserem vůbec, známá je jeho červená čára na vlnové délce 632,8 nm. Aktivní prostředí je tvořeno neutrálními atomy *Ne*, ke kterým je přidáno *He*. Schéma energetických hladin *Ne* a *He* je na obr. 7.1.



Obrázek 7.1: Schéma energetických hladin $Ne\ He$ laseru [25]. Jsou znázorněny srážky atomů se stěnou trubice, srážky elektronů

Laser je možné popsat čtyřhladinovým schématem laseru s hladinami Ne . K čerpání se užívá elektrický proud, elektrony se srážejí s atomy Ne a tím je excitují. Tento proces není energeticky selektivní a proto by nevedl k vytváření kladné inverze. Proto se k atomům Ne přidává He , jehož nejnižší energetické hladiny jsou také znázorněny na obr. 7.1. Je zřejmé, že hladiny odpovídající nejnižším excitovaným stavům He jsou přibližně v rezonanci s hladinami $2s$, $3s$ neonu. Při srážce atomů He s atomy Ne dochází s velkou pravděpodobností přenosu excitační energie, vyšší stavy atomu Ne jsou tak dostatečně obsazovány, což vede k zajištění kladné inverze. Používá se směs plynů He a Ne s poměrem koncentrací 5 : 1 až 10 : 1. Tlak plynné směsi bývá nízký, zpravidla okolo 500 Pa (5 mbar). Laserový přechod nastává mezi stavy $2s$, $3s$ a stavy $3p$ a $2p$, jak je znázorněno na obrázku 7.1. Doba života horních hladin, stavů s je přibližně 100 ns, doba života dolní hladiny je přibližně 10 ns. Doba života stavu $1s$ je velmi dlouhá, depopuluje se hlavně



Obrázek 7.2: Základní schéma $He - Ne$ laseru. Výbojová trubice obsahuje dvě elektrody, na které je připojen zdroj elektrického proudu

srážkami se stěnami výbojové kapiláry. Na obrázku jsou znázorněny optické přechody s odpovídajícími vlnovými délkami. Základní uspořádání $He - Ne$ laseru je na obrázku 7.2.

Výkon $He - Ne$ laseru neroste s procházejícím proudem lineárně, ale dochází k saturaci. Proto je výstupní výkon z $He - Ne$ laseru omezený na poměrně malé hodnoty. Dá se nalézt hodnota proudu pro optimální čerpání. Dominantním kanálem čerpání je přenos energie z excitovaných atomů He , proto je důležitá závislost populace excitovaných atomů He na proudu. Rychlost excitačních přechodů vyvolaných proudem I je $r_1 I$, excitované stavy jsou depopulovány jednak srážkami se stěnami trubice s rychlostí r_2 a také srážkami s elektrony s rychlostí $r_3 I$. Je-li pro atomy He populace dolní hladiny N_d (kterou považujeme za konstantní pro obvyklé malé rychlosti čerpání) a horní hladiny N_h , platí ve stacionárním režimu

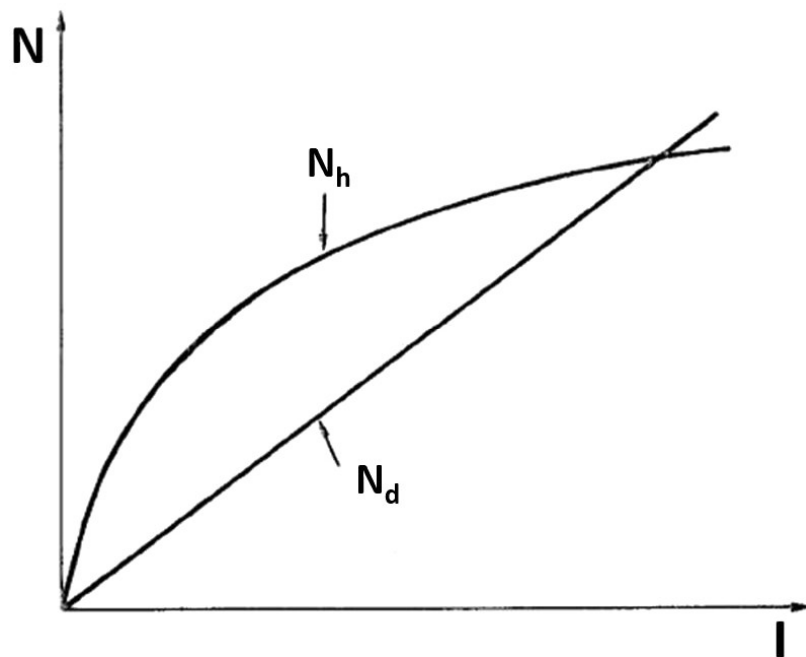
$$r_1 I N_d = (r_2 + r_3 I) N_h, \quad (7.1)$$

tedy

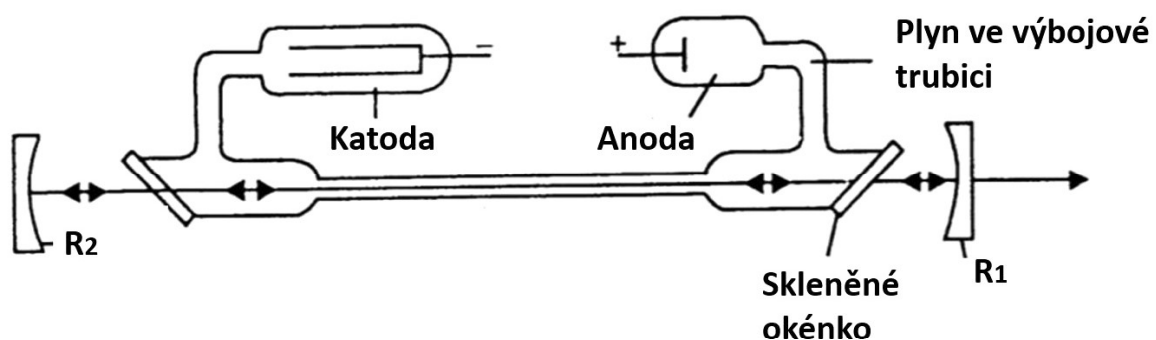
$$N_h = \frac{r_1 I}{r_2 + r_3 I} N_d. \quad (7.2)$$

Vzhledem účinnému přenosu energie z He na atomy Ne závisí populace horních laserových hladin Ne na proudu analogicky. Na druhou stranu při průchodu proudu dochází i k obsazování dolních laserových hladin, tato závislost je lineární. Výsledkem je závislost populace obou hladin na proudu čerpání, jejichž tvar je na obrázku 7.3.

Schéma konstrukce laseru je na obrázku 7.4.



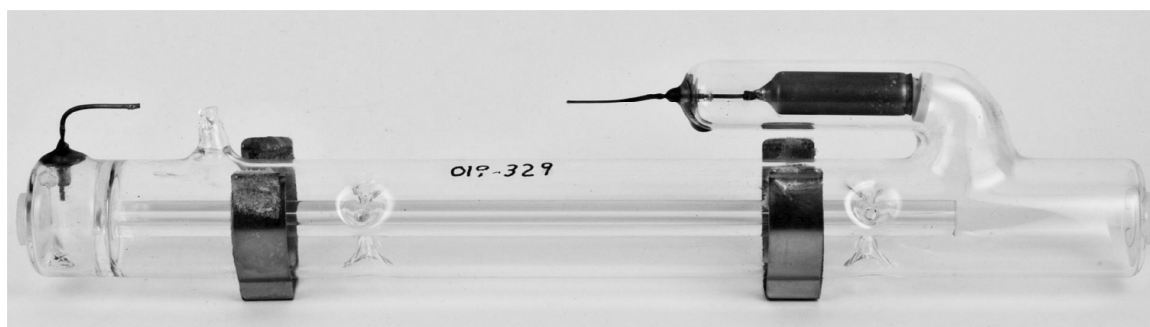
Obrázek 7.3: Závislost populace dolní a horní laserové hladiny $He-Ne$ laseru na proudu čerpání. Optimální proud je v oblasti, kde je největší rozdíl mezi populacemi



Obrázek 7.4: Schéma konstrukce $He-Ne$ laseru

Ve výbojové trubici protéká mezi anodou a katodou stejnosměrný proud, jehož elektrony v prostoru kapiláry vedou k excitaci atomů. Znázorněný laser pracuje s externími zrcadly, okénka výbojové trubice jsou umístěna pod Brewsterovým úhlem, světlo laseru je v tomto případě lineárně polarizované. V případě levnějších současných laserů jsou okénka trubice přímo tvořena zrcadly a jejich výstup je nepolarizovaný. Pro rezonátor se nejčastěji používá hemisférické uspořádání. Pro zajištění optimálních podmínek kontinuálního čerpání (důležitá je teplota elektronů – pro malou teplotu nemusí jejich energie být dostatečná k excitaci horních atomárních hladin, příliš velká teplota může vést k excitaci nevhodných vysokých stavů, k ionizaci nebo

nestabilitě elektrického výboje) vychází z podrobného rozboru podmínka pro hodnotu součinu pd (tlak plynu *krát* průměr kapiláry). Hodnota inverze je úměrná za daných podmínek celkovému počtu atomů, tedy tlaku a pro $pd \approx konst.$ je nepřímo úměrná d . Z optického hlediska se ale pro malé hodnoty průměru začne projevovat difrakce. Zpravidla se proto používají průměry kapilár jednotek mm (např. 2 mm). Vlastnosti laserového přechodu $He - Ne$ laseru na 632,8 nm jsou: průřez stimulované emise $3 \times 10^{-13} \text{ cm}^2$, doba života horní laserové hladiny 150 ns, doba života dolní laserové hladiny 10 ns, spektrální šířka přechodu 1,5 GHz (dopplerovské rozšíření při pokojové teplotě a běžných parametrech laseru).



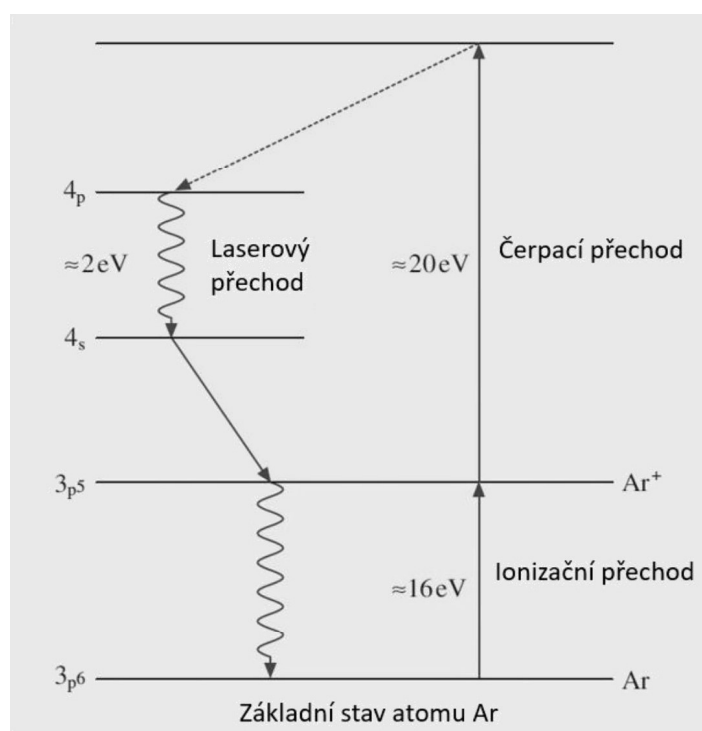
Obrázek 7.5: Trubice $He - Ne$ laseru firmy Spectra-Physics (přelom 60. a 70. let 20. století) [26]

Na obrázku 7.5 je jedna z historických trubice $He - Ne$ laseru, jak je vyráběla velmi úspěšná laserová firma Spectra-Physics (jedná se o významného výrobce laserů od začátku šedesátých let 20. století dodnes) na přelomu 60. a 70. let 20. století. $He - Ne$ laser byl první plynový laser spuštěný krátce po rubínovém laseru a je široce používán dodnes. Jeho omezením je poměrně nízký výkon málokdy převyšující desítky mW. Pro odhad výkonu laseru lze v praxi použít empirický vztah $P [\text{mW}] = 0,01 - 0,015$ (délka laseru [mm]) \times (průměr kapiláry [mm]). Velkou předností je dlouhá životnost laseru, která dosahuje běžně desetitisíce hodin, a velmi nízká cena. Laser se používá v interferometrii, v laserových tiskárnách, ve čtečkách čárových kódů, ve ske-nerech, v geodézii apod.

Plynové lasery – ionizované atomy

Další typ plynových laserů má aktivní prostředí tvořené ionty atomů. Hodnoty dob života relevantních laserových hladin jsou pro vytvoření podmínek pro zesílení světla příznivé, a proto není nutné zajistit selektivní excitaci jako

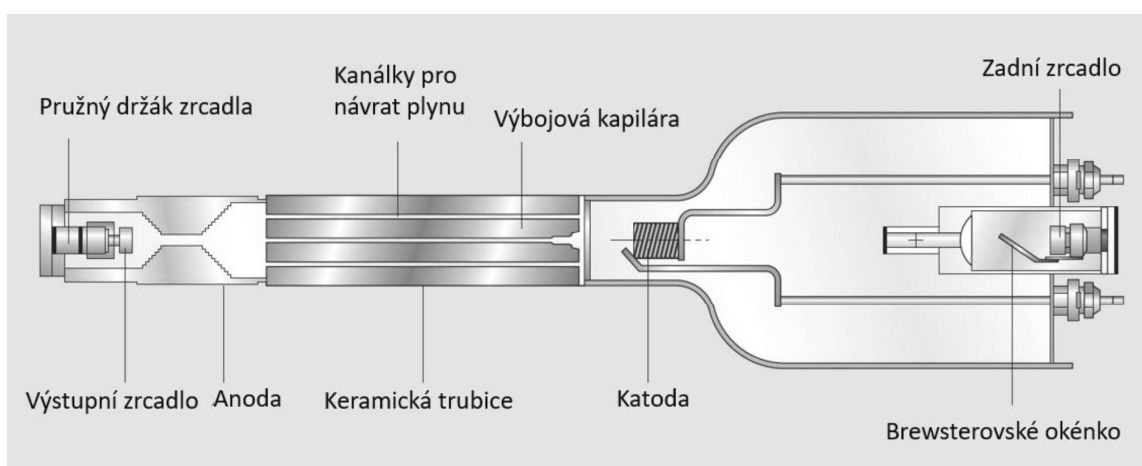
u $He - Ne$ laseru. Čerpání je zajištěno průchodem elektrického proudu, přičemž srážky elektronů s atomy vedou jak k ionizaci atomů, tak k excitaci vzniklých iontů. Nejčastěji se používá Xe^+ méně často Kr^+ jako aktivní prostředí. Iontové lasery jsou výborné zdroje kontinuálního světla s vysokým výkonem, které jsou do jisté míry spektrálně laditelné. Například komerčně dostupné kontinuální Ar^+ lasery generují desítky wattů ve viditelné (450–520 nm) a jednotky wattů v ultrafialové (230–360 nm) oblasti. Nejznámějšími a nejsilnějšími vlnovými délkami argonového laseru jsou 514,5 nm a 488 nm. Iontové lasery mají relativně malou účinnost a v poslední době se začínají v řadě aplikací nahrazovat pevnolátkovými lasery. Činnost iontového laseru vysvětlíme podle schématu energetických hladin na obr. 7.6.



Obrázek 7.6: Schéma hladin Ar^+ laseru. [25] Ze základního stavu atomu Ar může dojít ionizačním přechodem k tvorbě iontu argonu. Čerpacím přechodem dochází k tvorbě inverze, která vede k laserovému přechodu ve viditelné oblasti

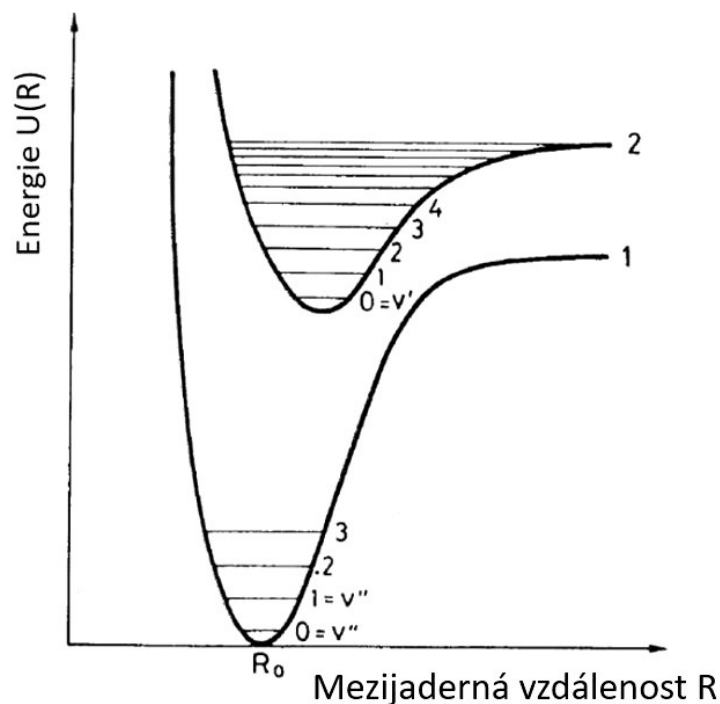
Atomy Ar v základním stavu jsou srážkou s elektronem ionizovány (ionizační energie cca 16 eV) a ionty Ar^+ jsou pak excitovány do vzbuzeného stavu. Mohou být excitovány přímo, nebo přes hladinu, která leží výše a z níž dochází k rychlé relaxaci. Doba života horní laserové hladiny je přibližně 10 ns, zatímco doba života dolní hladiny je 0,4 ns. Proto je dobře

splněna podmínka pro čtyřhladinový laser a pro kontinuální režim. Populace dolní laserové hladiny přechází pak do základního stavu iontu a odtud do základního stavu neutrálního atomu. Na převedení neutrálního atomu do excitovaného stavu iontu jsou zapotřebí srážky s dvěma elektrony (ionizace + excitace), proto je rychlost čerpání úměrná druhé mocnině protékajícího elektrického proudu čerpání. Obě energetické hladiny laserového přechodu sestávají z řady subhladin, laser proto může svítit na řadě spektrálních čar. Vlastnosti laserového přechodu Ar^+ laseru na 514,5 nm jsou: průřez stimulované emise $25 \times 10^{-14} \text{ cm}^2$, doba života horní laserové hladiny 7 ns, doba života dolní laserové hladiny 0,4 ns, spektrální šířka přechodu 4 GHz (dopplerovské rozšíření). V případě laserů s velkým výkonem 30 W trubicí protéká proud až 60 A. Ve výbojové trubici, která má milimetrový průměr (např. 3 mm), je plasma s poměrně vysokou teplotou ($\sim 3000 \text{ K}$). To vede k značnému namáhání stěn trubice. Trubice má proto stěny vyrobené z keramiky a je chlazena vodou. Na obrázku 7.7 je znázorněna možná konstrukce výbojové trubice argonového iontového laseru.



Obrázek 7.7: Schéma konstrukce trubice vzduchem chlazeného Ar^+ laseru [25]

Navíc se užívá solenoid navinutý externě na trubici, jehož podélné magnetické pole působí na pohybující se ionty Lorentzovou silou a zabraňuje jejich přímému pohybu v radiálním směru. Problémem je dále unášení iontů elektrickým polem. Usazování iontů na elektrodách stěnách trubice vede k postupnému snižování tlaku plynu, který může být doplňován pomocí elektromagnetického ventilu z připojeného zásobníku. Pokles tlaku a rozprašování elektrod vede k omezené době života laserových trubic, která je okolo 5000 hod. Vzhledem k dosti vysoké ceně trubice, je tak provoz laseru ná-



Obrázek 7.8: Křivky potenciální energie a vibrační stavy dvojjaderné molekuly

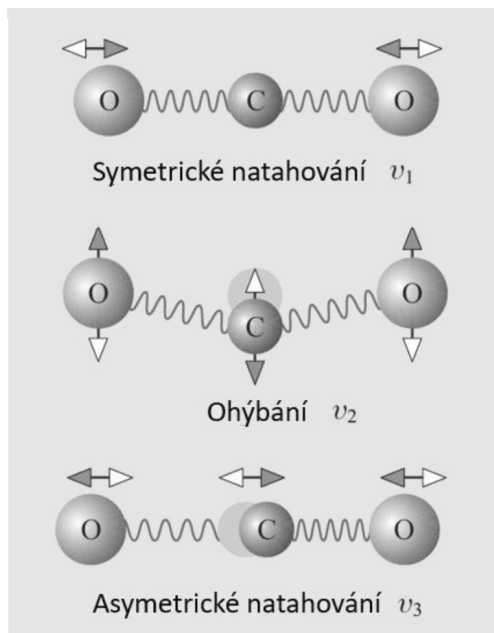
kladný. Argonové iontové lasery byly jediné vhodné čerpací lasery pro pevnolátkové (např. titan-safírový laser) a barvivové lasery v 80.–90. letech 20. století, nyní se zde nahrazují pevnolátkovými systémy. Vzhledem k laditelnosti a vlastnostem výstupního svazku se však stále používají například v Ramanově spektroskopii, holografii aj.

Plynové lasery – molekuly, CO_2 laser

Dosud jsme se věnovali laserům, jejichž aktivní prostředí byly atomy nebo jejich ionty, optické přechody odpovídaly přechodům mezi energetickými stavy elektronů. Takové přechody jsou ovšem i v molekulách a odpovídají obvykle ultrafialové části spektra. Nicméně v molekulách můžeme uvažovat i další kvantované energetické stavy, které odpovídají vibračním nebo rotačním stupňům volnosti. Přechody mezi sousedními rotačními stavy jednoho vibračního stavu molekuly odpovídají spektrálně typicky daleké infračervené oblasti ($50 \mu\text{m} - 1 \text{mm}$), přechody mezi vibračními stavy střední ($5 \mu\text{m} - 50 \mu\text{m}$) a blízké infračervené oblasti ($0,8 \mu\text{m} - 5 \mu\text{m}$). Příklad potenciální energie dvojjaderné molekuly v závislosti na mezijaderné vzdálenosti je na obr. 7.8. Na obrázku jsou znázorněny také vibrační stavy.

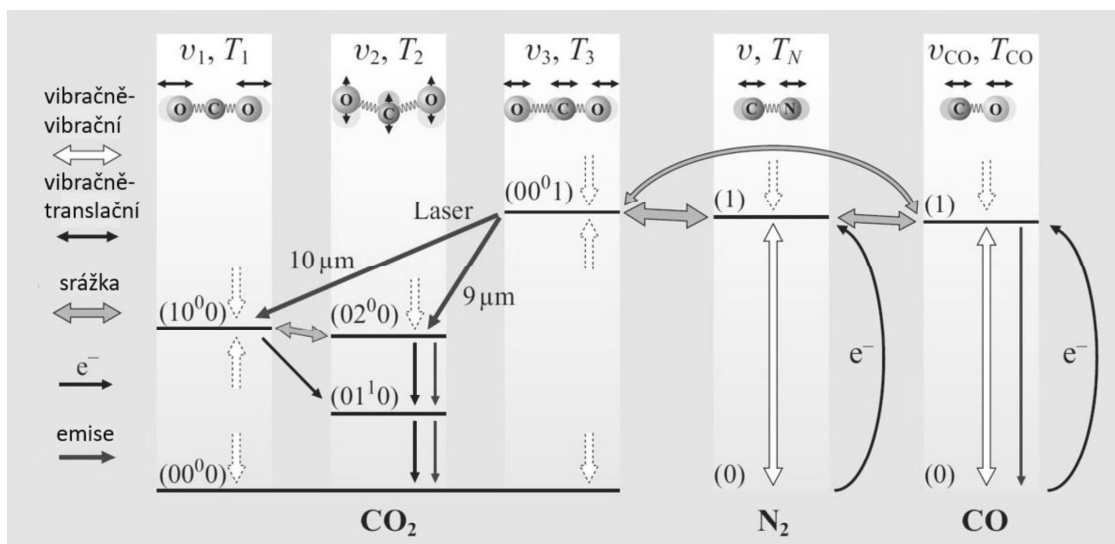
Pokud by bylo možné aproximovat závislost potenciální energie na vzdálenosti parabolicky, což lze udělat v blízkosti minima, byly by vibrační stavy energeticky ekvidistantní a popsané stejně jako v harmonickém oscilátoru. Molekuly navíc mohou rotovat, rotační pohyb je také kvantován. Energetická vzdálenost dvou následujících rotačních stavů roste lineárně s rotačním kvantovým číslem J (energie $E_r(J) = BJ(J + 1)$). Rovnovážné (bez čerpání) populace jednotlivých hladin jsou dány termodynamickým faktorem $\sim g_e g_v g_r \exp\left[-\frac{E_e + E_v + E_r}{k_B T}\right]$, kde g_j jsou degenerační faktory a indexy vyznačují elektronové, vibrační a rotační stavy. Řády jednotlivých energií jsou $E_e \approx 1$ eV, $E_v \approx 0,1$ eV a při pokojové teplotě $k_B T (300\text{ K}) \approx 0,026$ eV, takže $E_e, E_v \gg k_B T$ a populovány jsou nejnižší stavy. Naproti tomu rotační energie $E_r \ll k_B T$, výraznou roli hraje degenerační faktor ($g_J = 2J + 1$) a populace nabývá maxima pro vyšší energie. Podrobnostmi kvantových stavů molekul a s nimi svázaných optických přechodů se zde nebudeme zabývat.

Nejznámější laser s optickými přechody mezi molekulárními vibračními hladinami je CO_2 laser. Kmity molekuly CO_2 lze rozložit do tří módů znázorněných na obr. 7.9. Módům odpovídají frekvence $f_1 = 40,51$ THz, $f_2 = 20,15$ THz a $f_3 = 71,84$ THz.



Obrázek 7.9: Vibrační módy molekuly CO_2 [25]

Mód 2 má dva směry kmitů v rovině obrázku a v rovině kolmé. Podobně jako v případě $He - Ne$ laseru, i v CO_2 laseru se používá pomocný plyn ke zvýšení účinnosti čerpání, v tomto případě se jedná o molekulární dusík N_2 .



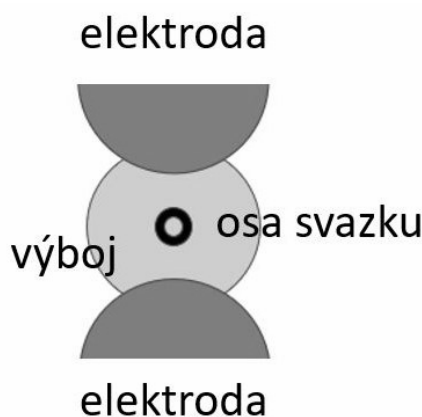
Obrázek 7.10: Schéma energetických hladin a přechodů v CO_2 laseru. Na obrázku jsou vyznačeny typy interakcí (vlevo), typy vibračních módů v_j a odpovídající teploty T_j [25]

Schéma energetických hladin a přechodů, které se podílejí na činnosti laseru jsou na obr. 7.10.

Molekula N_2 je excitovaná srážkami s elektrony do prvního excitovaného stavu, který je v dobré rezonanci s energií vibračního módu 3 molekuly CO_2 , který se tak s velkou pravděpodobností excituje – stav (001) . Současně je ovšem excitován srážkami s elektrony i přímo. Tato hladina je horní laserovou hladinou, dolní laserová hladina je stav (100) odpovídající první excitaci vibračního módu nebo stav (020) odpovídající dvojnásobné excitaci módu 2. Vlnová délka prvního přechodu je přibližně $10,4 \mu\text{m}$, druhého přechodu $9,4 \mu\text{m}$. Stav odpovídající dolním hladinám i stavu (010) se depopulují díky srážkám mezi molekulami CO_2 . Ke směsi plynů CO_2 a N_2 se někdy přidává ještě He , které působí ochlazování elektronů i vibrujících molekul, čímž se zlepšuje depopulace dolních hladin. Brali jsme v úvahu pouze vibrační stavy, ale u molekul CO_2 se projevují také rotační stavy a tak optické přechody nastávají mezi rotačně-vibračními stavy. Výběrové pravidlo pro změnu rotačního kvantového čísla při přechodu mezi různými vibračními stavy je $\Delta J = \pm 1$. Největší zisk odpovídá nejvíce populované rotační hladině (což není základní stav, například pro horní stav je nejvíce populovaná hladina s $J = 21$). Čáře okolo $10,4 \mu\text{m}$ tak odpovídá asi 70 přechodů s obvyklým maximem intenzity okolo $10,6 \mu\text{m}$.

Pro jemné ladění laseru se používá v rezonátoru optická mřížka. Zpravidla se jedno zrcadlo nahradí odraznou mřížkou, která je navržena tak, aby

pro pracovní vlnovou délku docházelo k difrakci světla ve směru dopadu svazku, jedná se o tzv. Littrowovo uspořádání [5]. Analogické uspořádání se používá také v barvivových laserech, viz dále obr. 7.18. Parametry laseru jsou: průřez stimulované emise $39 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$, doba života horní laserové hladiny $650 \text{ } \mu\text{s}$, doba života dolní laserové hladiny $65 \text{ } \mu\text{s}$, spektrální šířka přechodu 55 MHz (dopplerovské rozšíření). Z hlediska konstrukce se v podstatě dají rozlišit dva typy laserů: laser s nízkým tlakem plynů a laser s atmosférickým tlakem. Laser s nízkým tlakem plynů pracuje kontinuálně, tlak plynů je typicky 4 kPa , směs plynů $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 3 : 5 : 1,5$ a výstupní výkon může být $50\text{--}5000 \text{ W}$. Laser s atmosférickým tlakem pracuje pouze pulzně, energie v pulzu je $1\text{--}30 \text{ J}$. Konstrukce laseru s nízkým tlakem je podobná uspořádání $\text{He} - \text{Ne}$ laseru. Při velkých výkonech je vzhledem k zahřívání plynné směsi nezbytné zajistit její dostatečně rychlé proudění v oblasti výboje při zachování optické homogenity. Stejnoseměrný proud výboje je v oblasti desítek mA, napětí při podélném čerpání bývá $\sim 10 \text{ kV}$. V poslední době se místo stejnosměrného proudu používá také střídavé čerpání na frekvencích desítek MHz, které dovoluje kompaktnější konstrukci laseru. Pro zvýšení výkonu laseru je vhodné zvýšit tlak plynné směsi. S tím jsou ale spojeny potíže, protože pro udržení vhodné hodnoty čerpacího proudu je nutné zvýšit přiložené napětí na vysokou hodnotu, výboj v plynu při velké hustotě přestane být homogenní. Proto se v případě laserů s vyšším tlakem používá jiného uspořádání, laser se nazývá příčně excitovaný laser při atmosférickém tlaku (TEA laser), kdy elektrický proud protéká ve směru kolmém k optické ose rezonátoru. Elektrody jsou podlouhlé, umístěné podél osy svazku a vzdálené pouze několik centimetrů.

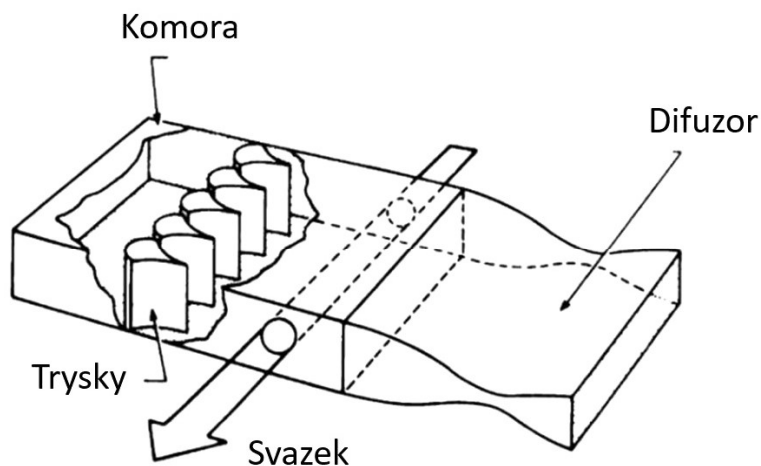


Obrázek 7.11: Schéma uspořádání TEA CO_2 laseru, pohled ve směru osy rezonátoru

Elektrický výboj je tvořen milisekundovým proudovým pulzem, který vzniká vybíjením nabitého kondenzátoru. Pro tento laser jsou typické energie v pulzu 10–20 J. CO_2 lasery se používají široce v průmyslu pro řezání a sváření, pro úpravu povrchů kovů. Nalézají ale uplatnění i v chirurgii, záření laseru je totiž velmi dobře absorbováno vodou, proto dobře řeže tkáň a současně svým účinkem způsobuje koagulaci a zastavuje krvácení.

Plynový dynamický laser, CO_2 laser

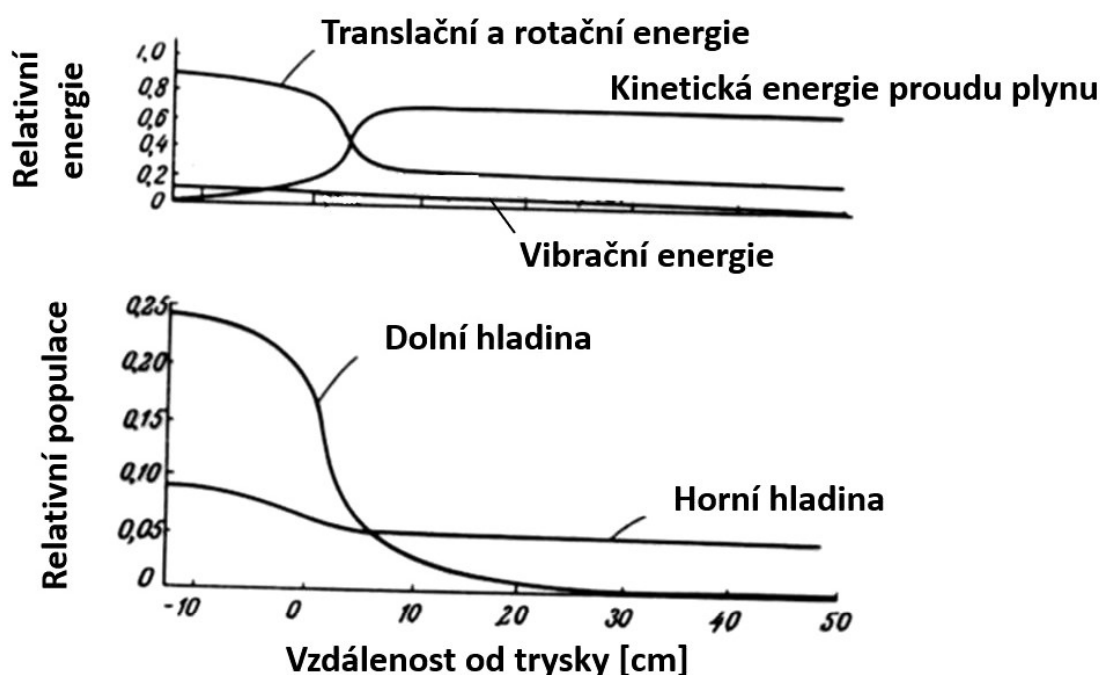
Název *plynový dynamický* (*gas dynamic*) se používá pro plynové molekulární lasery, ve kterých se k excitaci molekul používá proudění plynu v prostoru, bez elektrického proudu. Tato metoda se používá ve spojení s CO_2 laserem. Plynná směs je stlačena v zásobníku, ze kterého se pak nechá vytékat štěrbinou velkou rychlostí. Při adiabatickém rozšiřování plynu dochází k jeho ochlazování, energie se přelévá do energie usměrněného proudu. Při ochlazování ztrácejí jednotlivé vibrační hladiny své původní rovnovážné populace, které odpovídají parametrům stlačeného plynu, s rychlostními konstantami danými dobami života hladin. Schéma základní konstrukce laseru a princip činnosti jsou znázorněny na obr. 7.12.



Obrázek 7.12: Schéma plynově dynamického laseru s tryskami pro získání homogenějšího proudu plynu. Plyn teče kolmo ke směru laserového svazku, vnější laserová zrcadla nejsou nakreslena

Na obr. 7.13 a je znázorněno relativní rozdělení celkové energie plynu na jednotlivé stupně volnosti v závislosti na vzdálenosti od výstupní štěrbiny. Uvnitř zásobníku je ve stlačeném plynu (rovnovážná) energie molekul plynu součtem translační, rotační a vibrační energie. V místech blízcích se

výstupní štěrbině se začíná projevovat kinetická energie spojená s uspořádaným proudem molekul, která dále výrazně narůstá v oblasti štěrbin. Tato energie se získává na úkor energie ostatních stupňů volnosti. Rychlost změn populací jednotlivých energetických hladin závisí na jejich dobách života. Například, jak jsme uvedli, doba života horní laserové hladiny je řádově větší než doba života hladiny dolní. Proto vychází prostorová závislost relativní populace horní a dolní laserové hladiny tak, jak je uvedeno na obr. 7.13.



Obrázek 7.13: Princip činnosti plynového dynamického laseru [27]

Z obrázku je zřejmé, že v určité prostorové oblasti je v proudících molekulách dosaženo kladné inverze obsazení. Rezonátor laseru je tvořen zrcadly umístěnými tak, že osa rezonátoru je kolmá k proudu molekul. Plynový dynamický laser pracuje v kvazi-stacionárním režimu – laser svítí kontinuálně po dobu, po kterou vytéká plyn štěrbinou, zpravidla několik sekund. Jedná se o laser velkých rozměrů.

Pro získání představu můžeme uvést příklad hodnot parametrů laseru: plyn (směs CO_2 (8 %), N_2 (91 %), He (1 %)) je stlačena na tlak $1,7 \times 10^6$ Pa (17 atmosfér), zahřátá na teplotu 1400 K, rychlost proudu molekul je přibližně 4 Mach. Laser po dobu několika sekund generuje 100 kW. Možnost čerpání laseru bez elektrického proudu a vysoký výkon jsou vhodné pro vojenské aplikace. Uvádí se i možnost detonačního čerpání.

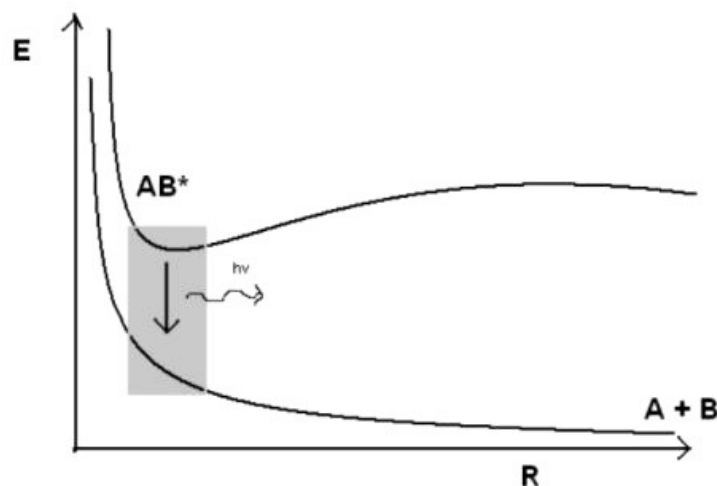
Plynové lasery-chemické lasery

Důležitou skupinu plynových laserů tvoří lasery, kde je čerpání výsledkem exotermní chemické reakce. Mluví se o *chemických laserech*. Příkladem může být laser s F_2 a H_2 . Disociací lze získat atomární F , který reaguje s vodíkem $F + H_2 \rightarrow HF^* + H$, dále může docházet k reakci $H + F_2 \rightarrow HF^* + F$. Při obou reakcích se uvolňuje teplo, které vede k excitaci vibračních stavů molekuly HF , jak je označeno hvězdičkou. Laser generuje ve spektrální oblasti 2,7–3,3 μm . Konstrukce je podobná plynovému dynamickému laseru, oba plyny proudí tryskami do prostoru, kde dochází k reakcím, ve směru kolmém jsou umístěna zrcadla. Také tento druh laserů, pro svůj velký výkon a možnost čerpání bez elektrické energie může být používán jako vojenská zbraň.

Plynové lasery - excimerové lasery

Zatím jsme se věnovali plynovým laserům, jejichž optické přechody byly přechody mezi vibračně-rotačními stavy a spektrálně spadaly do infračervené oblasti. Používají se však i lasery, jejichž optické přechody jsou spojeny s různými elektronovými stavy v molekulách. Molekula v každém elektronovém stavu má řadu kvantovaných vibračních a rotačních stavů. Příklad schématu elektronově-vibračních energetických hladin dvojjatomové molekuly jsme již uvedli na obr. 7.8. Excimerové dimery pracují s aktivním prostředím, které je tvořeno molekulami, které „neexistují“ v základním stavu, tedy jsou tvořeny atomy, které vytvářejí chemickou vazbu pouze v excitovaném stavu. Vznikají tedy excitované dvojjatomové molekuly, *excitované dimery*, neboli *excimery* (v případě více atomů se mluví o exciplexech) [9]. Příkladem takových molekul jsou například dimery vzácných plynů, jako Xe_2 , Ar_2 , Kr_2 nebo dimery z atomů vzácných plynů a halogenů, ArF , $KrCl$, $XeBr$, $XeCl$. Na obrázku 7.14 je znázorněna závislost energie excimeru na mezijaderné vzdálenosti. Na rozdíl od „normální“ molekuly na obr. 7.8, nemá nyní křivka minimum, v základním elektronovém stavu atomy nevytvářejí vazbu. V excitovaném stavu vazba a rovnovážná vzdálenost existují. K laserovým přechodům dochází mezi horní hladinou, tvořenou vazebným stavem, dolní laserová hladina je „neexistující“, resp. její doba života je dána rychlostí s jakou se nesvázané atomy od sebe vzdálí.

Vzhledem k „neurčitosti“ mezijaderné vzdálenosti způsobené kmity v horním stavu je spektrální šířka optického přechodu velká. Jedná se o homogenní rozšíření. Energie přechodu spadá do UV oblasti, a proto jsou excimerové



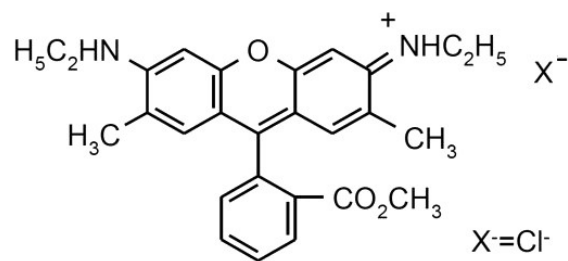
Obrázek 7.14: Energie excimeru v závislosti na mezijaderné vzdálenosti

lasery často používány, např.: Ar_2 ... 126 nm, Kr_2 ... 146 nm, Xe_2 ... 172 nm, ArF ... 193 nm, $KrCl$... 222 nm, KrF ... 248 nm. Jako příklad parametrů typických excimerových laserů uvedeme pro ArF : doba života horní laserové hladiny 4 ns, průřez stimulované emise $\sigma = 2 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$, typická energie v 10 ns pulzu 500 mJ, opakovací frekvence $\sim 100 \text{ s}^{-1}$. V excimerových laserech se používá čerpání elektrickým proudem v příčném uspořádání, podobně jako pro CO_2 laser, viz obr. 7.11. Proces čerpání je dosti složitý, excimer $(ArF)^*$ může vznikat v plynné směsi iontovou cestou, kdy srážka s elektronem vede nejprve k ionizaci $e + Ar \rightarrow Ar^+ + 2e$, nebo neutrální cestou, kdy dojde při srážce s elektronem nejprve k excitaci atomu $e + Ar \rightarrow +e + Ar^*$. V polovodičovém průmyslu se používá čára 193 nm excimerového laseru k laserové litografii při výrobě čipů.

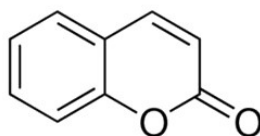
7.2 Barvivové lasery

Barvivové lasery používají jako aktivního prostředí roztoky organických barviv. Lze říci, že kapalinové lasery leží svými vlastnostmi mezi pevnolátkovými a plynovými lasery. V roztoku je větší koncentrace molekul než v plyném prostředí, ale menší než v typických pevnolátkových aktivních prostředích, roztoky jsou dobře opticky homogenní, i když ne tak jako plyny, místo poškozené vysokou intenzitou světla se „samo“ spraví. Chemická struktura vybraných známých laserových barviv je na obr. 7.15.

Jedná se o Rhodamine 6G ($C_{28}H_{31}N_2O_3Cl$) a Coumarine (1,2-Benzopyrone, $C_9H_6O_2$). Pro barviva je typické střídání jednoduché a dvojné vazby (konju-



Rhodamine 6G



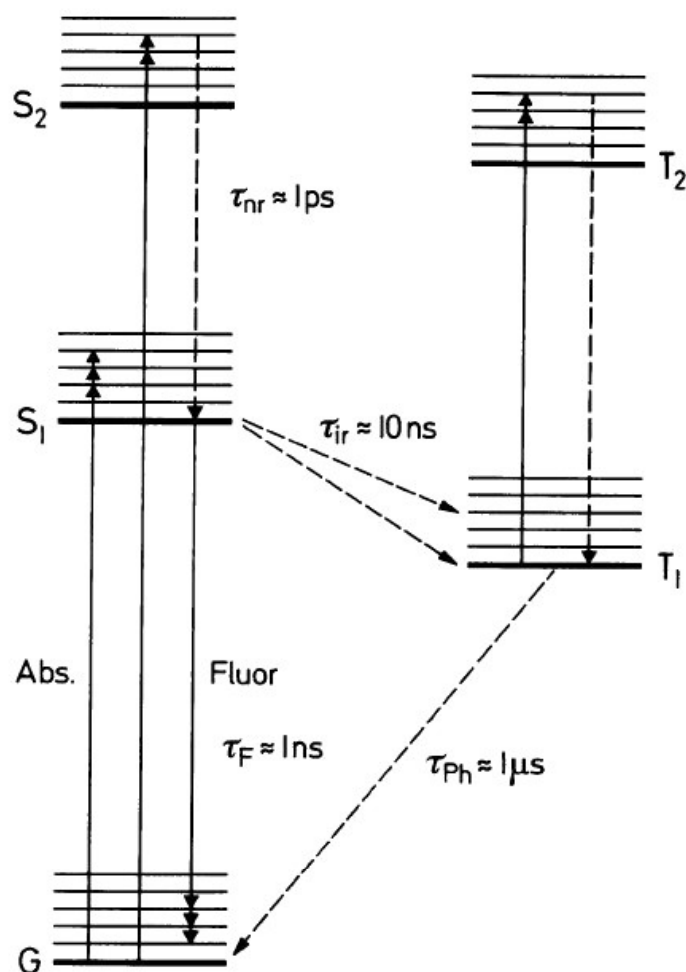
Coumarine

Obrázek 7.15: Chemická struktura vybraných laserových barviv

gované vazby), které vedou k silné interakci elektronů molekuly se světlem. Absorpční průřez molekul má proto velké hodnoty. Energetické stavy molekuly jsou tvořeny jak elektronovými tak vibračními stavy. Vibrační stavy velkých molekul leží energeticky blízko a vytváří „kvazikontinuum elektronově-vibračních stavů“. Optické přechody s nimi spojené jsou proto spektrálně velmi široké, zpravidla desítky nanometrů. Situace je znázorněna na obr. 7.16.

Základní stav molekuly je singletní stav S_0 (sudý počet elektronů s celkovým nulovým spinovým momentem). Populace jednotlivých vibračních stavů je dána v rovnovážném stavu termálním rozdělením, nejvíce je obsazen základní vibrační stav. Absorpce fotonu z vhodné části viditelné spektrální oblasti spektra vede k přechodu do prvního excitovaného singletního stavu elektronu S_1 , přesněji řečeno do libovolného vibračního stavu tohoto elektronového stavu. Uvnitř singletního stavu fotoexcitované elektrony velmi rychle relaxují typicky na škále stovek femtosekund doznívá a obsazuje se zejména (podle teplotního rozdělení) dolní vibrační hladina singletního stavu. Z této hladiny může docházet k zářivým přechodům do vibračních hladin singletního stavu S_0 , tomuto vyzařování světla molekulami se říká *fluorescence*. Doba života stavu S_1 závisí samozřejmě na vlastnostech molekuly a také na rozpouštědle, její hodnota je typicky $\tau_1 \approx 2\text{--}10$ ns.

Popsaný „cyklus“ odpovídá také činnosti laseru na organických molekulách, laser se čerpá opticky výbojkou nebo jiným laserem. Je zřejmé, že se jedná o laser s čtyřhladinovým schématem. Z hlediska činnosti laseru

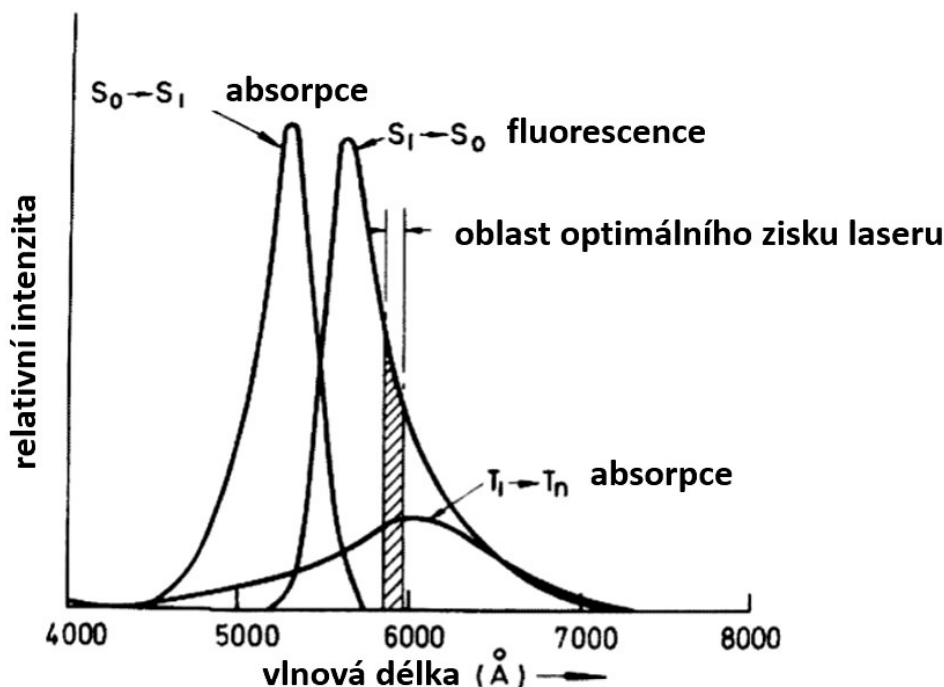


Obrázek 7.16: Energetické hladiny molekuly organického barviva s vyznačenými zářivými (plné šipky) a nezářivými (čárkované šipky) přechody a řádové hodnoty odpovídajících časů pro typické laserové barvivo [28]

působí jisté potíže existence tripletních hladin molekuly, které jsou ve schématu znázorněny jako hladiny T_1 a T_2 . Pokud je totiž molekula ve stavu S_1 , může přejít do stavu T_1 s rychlostní konstantou k_{ST} , jejíž typická hodnota je 10^8 s^{-1} , přitom dochází k překlopení spinu excitovaného elektronu (tzv. mezisystémová konverze, „intersystem crossing“). K nezářivým přechodům z tripletního do základního stavu $T_1 \rightarrow S_0$ dochází s malou pravděpodobností, doba života τ_T může být z oblasti ms až dokonce roků (např. barviva v tlejícím dřevě). Světlo, které molekula při těchto přechodech vyzařuje, se nazývá *fosforescence*.

Pro činnost laseru představují tripletní hladiny ztráty: jednak jsou molekuly v tripletních stavech „ztraceny“, nemohou již přispívat ke stimulované emisi, jednak může dokonce docházet k absorpci světla spojené s přechodem $T_1 \rightarrow T_2$, který se energeticky překrývá s fluorescenčním spektrem. V

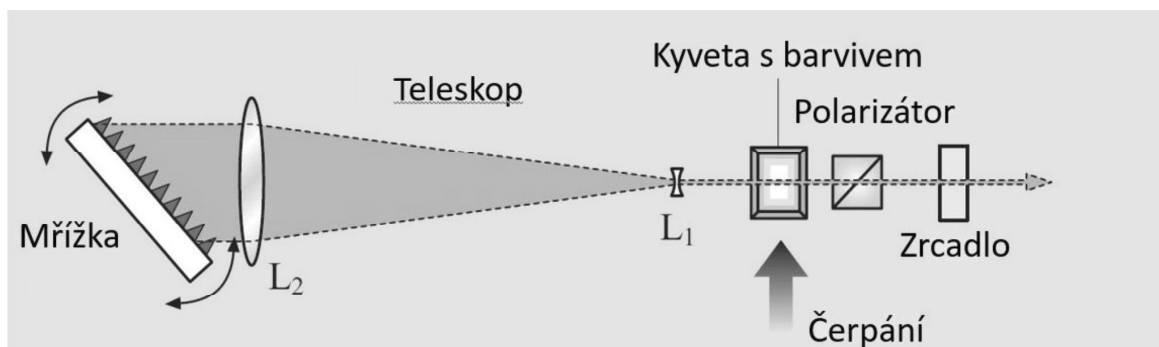
laserech obecně pro překonání běžných dodatečných ztrát v rezonátoru postačuje obvykle zvýšit čerpání, ale zde je situace neobvyklá, tripletní ztráty s rostoucím čerpáním také narůstají. Absorpční a fluorescenční spektrum, a absorpční spektrum spojené s triplety je znázorněno na obr. 7.17.



Obrázek 7.17: Absorpce, fluorescence a absorpce spojená s tripletními stavy pro barvivo Rhodamin 6G. Je znázorněna také spektrální oblast optimálního zisku laseru [29]

Díky vibračním stavům jsou absorpční a fluorescenční spektra široká typicky desítky nm a mají „zrcadlovou“ podobu. Přibližně v rozsahu fluorescenčního spektra je možné dosáhnout laserování. Jak je patrné z obrázku, oblast je zúžena na krátkovlnné straně „singletní“ absorpcí, na dlouhovlnné straně „tripletní“ absorpcí. Ladění v šířce desítek nanometrů je možné v laseru zajistit vložení mřížky nebo optických hranolů do rezonátoru, viz obr. 7.18.

Široké spektrální ladění je možné získat použitím různých barviv. V barvivovém laseru protéká roztok barviva laminárně vhodnou kyvetou nebo ve formě proudu vytékajícího do volného prostoru z trysky. Roztok je pročerpáván v uzavřeném okruhu, který obsahuje zpravidla několika litrový zásobník. Důvodem je, že v molekulách barviva dochází při osvětlování ke změnám jejich vlastností, které mohou být permanentní nebo relaxují velmi pomalu. Pročerpáváním se zajišťuje, že je v kyvetě stále „čerstvé“ barvivo. Po určité



Obrázek 7.18: Ilustrace uspořádání barvivového laseru s mřížkou [25]

době, například po několika týdnech, se musí roztok měnit. Pokud se v laseru mění druh organického barviva, je zpravidla nutné také vyměnit celý barvivový okruh včetně kyvety a zásobníku, někdy i včetně čerpadla.

Vzhledem k absorpci světla spojené s tripletními stavy je možná pulzní generace laseru s nanosekundovými pulzy („dříve, než se populují tripletní stavy“). Pro zajištění kontinuální (cw) generace je nutné splnit jistou podmínku, která závisí na parametrech barviva. Nutnou podmínkou kontinuálního laserování je zřejmě to, že zesílení světla stimulovanými přechody je větší, než absorpce spojená s triplety

$$\sigma_e N_2 > \sigma_T N_{T_1}, \quad (7.3)$$

zde N_2 a N_{T_1} jsou populace stavu S_1 a T_1 (rekombinace vyšších tripletních stavů je velmi rychlá, proto v případě tripletního stavu jde vlastně o celkovou populaci molekul v tripletních stavech $N_T \approx N_{T_1}$). Pro hladinu T_1 můžeme psát kinetickou rovnici

$$\frac{dN_{T_1}}{dt} = k_{ST} N_2 - \frac{N_{T_1}}{\tau_T}. \quad (7.4)$$

Ve stacionárním případě je $\frac{dN_{T_1}}{dt} = 0$ a můžeme vyjádřit explicitně N_{T_1} . Dostaneme tak nutnou podmínku pro kontinuální režim barvivového laseru

$$\tau_T < \frac{\sigma_e}{\sigma_T k_{ST}}, \quad (7.5)$$

ve které ovšem vystupují pouze parametry barviva. Pro splnění podmínky je možné zkrátit dobu života tripletní hladiny, když se do roztoku barviva přidá tzv. zhášedlo tripletních stavů, tj. látka, které interaguje se spiny elektronů molekuly barviva. Jedná se obvykle o speciální organické látky, napří-

klad COT (cyclooctatetraen). Aktivní prostředí barvivových laserů, které je tvořeno roztoky organických barviv, lze charakterizovat těmito parametry: vlnová délka 300–1700 nm (nutná vhodná výměna druhu barviv), molární koncentrace $10^{-3} - 10^{-4}$ mol/l, průřez stimulované emise $\sigma_e \approx 1 - 4 \times 10^{-16}$ cm², tripletní absorpční průřez $\sigma_T \approx 0,5 - 0,8 \times 10^{-16}$ cm², spektrální šířka rozsahu laserování $\Delta\lambda \approx 25-50$ nm, doba života horní laserové hladiny $\tau_1 \approx 2-6$ ns, rychlostní konstanta přechodu singlet-triplet $k_{ST}^{-1} \approx 100$ ns. Barvivové lasery byly velmi oblíbené v sedmdesátých a začátkem osmdesátých let 20. století pro svou širokou laditelnost. Velká spektrální šířka pásu zesílení byla též využívána v laserech se synchronizací módů, kde byly získány pulzy délky jednotek femtosekund ve viditelné spektrální oblasti. Nicméně barvivové lasery jsou poměrně nestabilní díky proudění roztoku; nepohodlná je také nezbytná periodická výměna roztoku barviva. Lasery tak rozhodně nejsou vhodné pro kosmické a vojenské aplikace. V současné době se všeobecně dává přednost laditelným pevnolátkovým laserům, které se začaly vyvíjet od devadesátých let 20. století.

7.3 Pevnolátkové lasery

Prvním laserem, který byl spuštěn, byl rubínový laser, jehož aktivní prostředí je tvořeno ionty Cr^{3+} zabudovanými v matici ze syntetického safíru Al_2O_3 . Z historických důvodů se pod názvem *pevnolátkové lasery* myslí právě lasery, ve kterých dochází k optickým přechodům v iontech zabudovaných v dielektrických krystalických nebo amorfních maticích. Polovodičové lasery, jejichž aktivní prostředí je také tvořeno pevnými látkami, se považují za zvláštní skupinu laserů, často se nazývají slangově jako laserové diody. Byly publikovány seznamy laserových přechodů na iontech v různých maticích, které obsahují stovky různých přechodů. Známé jsou trojmocné ionty prvků vzácných zemin, jako například Nd^{3+} , Er^{3+} , Ho^{3+} , dvojmocné ionty prvků vzácných zemin například Sm^{2+} , Dy^{2+} , nebo ionty přechodných kovů jako Cr^{3+} , Ti^{2+} , Co^{2+} . Matrice jsou tvořeny řadou vhodných průhledných krystalů oxidy, vanadáty, fluoridy nebo skel, či v poslední době také keramických materiálů. Výbornou maticí je například krystalický safír, Al_2O_3 , má totiž vysokou tepelnou vodivost, vysokou tvrdost (dá se proto velmi dobře leštit) a je možné vyrobit opticky homogenní krystaly velkých rozměrů (Czochralského metodou).

Vlnové délky pevnolátkových laserů (elektronových přechodů v iontech)

spektrálně spadají do viditelné až střední infračervené oblasti. „Klasické“ pevnolátkové lasery mají úzkou spektrální šířku, u některých laserů ale díky silné elektron-fononové interakci dochází ke značnému rozšíření šířky spektra optického přechodu. Pevnolátkové lasery vynikají vysokou koncentrací aktivních iontů, proto mohou být kompaktní a pracovat někdy s malými (centimetrovými) rozměry. Jsou trvanlivé, ale na druhou stranu při jejich poškození vysokým výkonem je nutné laserovou tyč vyměnit. Pro velké výkony se u nich také projevují výrazněji než například u plynových laserů problémy se zahříváním materiálu (vznik teplotní čočky). V posledních deseti letech vytlačují pevnolátkové a polovodičové lasery ostatní typy laserů. Široké spojitě laditelnosti přesahující možnosti barvivových laserů se dosahuje pomocí kombinace laserů s následným vyžitím nelineárních optických jevů.

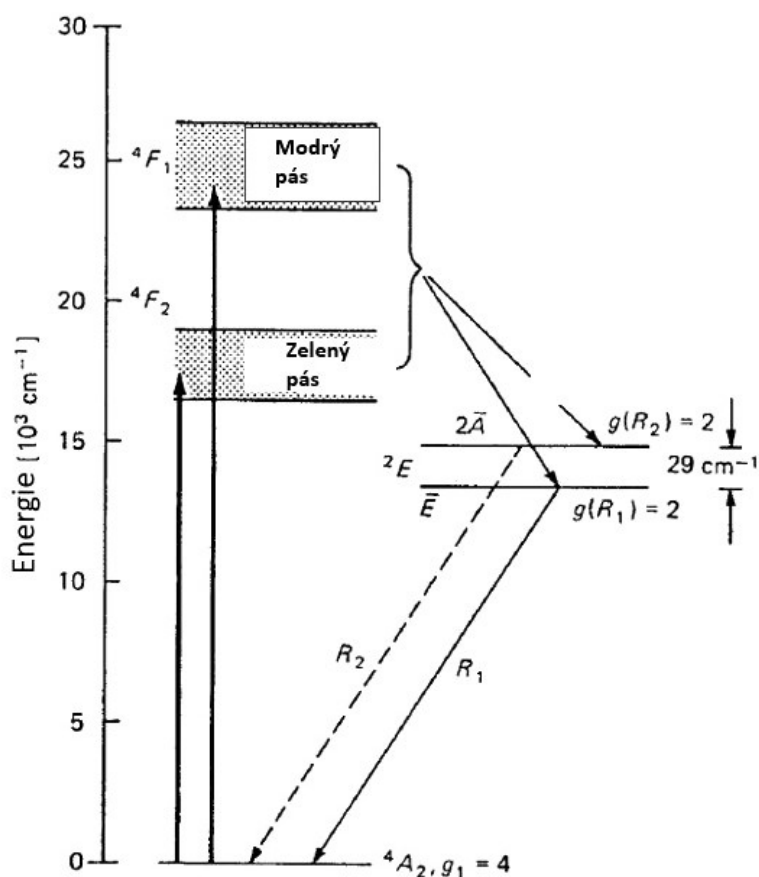
Horní a dolní laserová hladina v běžných pevnolátkových laserech odpovídá stejné elektronové konfiguraci, což znamená, že vlnové funkce popisující elektron na obou hladinách mají stejnou paritu. Podle našich úvah o velikosti přechodového dipólového momentu, který určuje velikost Einsteinových koeficientů, je v takovém případě přechodový dipólový moment roven nule (jedná se o dipólově zakázaný přechod). V iontech může ale být symetrie izolovaného iontu narušena interakcí elektronů s krystalickým polem a také s kmity matrice. Přechody proto nejsou striktně zakázané, ale doba života horní laserové hladiny je řádově delší než doba života hladin v atomech nebo izolovaných iontech (např. $Nd : YAG$ $\tau \approx 230 \mu s$, rubín $\tau \approx 3 ms$).

V pevnolátkových laserech hrají důležitou roli také nezářivé přechody: při přechodu z horní na dolní laserovou hladinu představují konkurenci pro zářivé přechody a snižují inverzi nezářivým kanálem. Mají ale kladný význam pro relaxace excitovaných stavů, kdy se čerpá do vyšších stavů, a dochází k rychlým nezářivým přechodům na „pracovní“ hladinu, nezářivé přechody hrají také důležitou roli při „vyprazdňování“ dolní laserové hladiny. Nejčastějším mechanismem nezářivých přechodů je interakce s kmity matrice (fonony), při které se energie relaxujících elektronů předává fononům a matrice se zahřívá. Rychlost nezářivých přechodů závisí na konkrétních parametrech materiálu, ale může být velká (odpovídající doba života hladin pouze 1–10 ps). Nicméně rychle klesá s rostoucím počtem fononů, které se při větších energetických rozdílech hladin musí přechodu účastnit. Proto když například pod horní laserovou hladinou neleží jiná hladina s energetickým rozdílem méně než několik fononů (5 například) je možné v typických

pevnotlátkových laserech nezářivý kanál zanedbat. Nezářivá rekombinace se zrychluje s teplotou (roste populace fononů) a proto je nutné některé lasery chladit.

Rubínový laser

Jedná se o první spuštěný laser, který se ale dnes již moc nepoužívá. Z hlediska popisu laseru se jedná o trojhladinový laser, který vyžaduje silné čerpání pro dosažení inverze. Aktivní prostředí je tvořeno safírovou maticí Al_2O_3 , ve které jsou některé ionty Al^{3+} jsou nahrazeny Cr^{3+} s váhovou koncentrací $\sim 0,05\%$. (Rubínová laserová tyč vypadá růžově, tmavočervené rubínové šperky mají podstatně vyšší koncentraci iontů). Hladinové schéma je na obr. 7.19.



Obrázek 7.19: Zjednodušené schéma energetických hladin rubínového laseru [30]

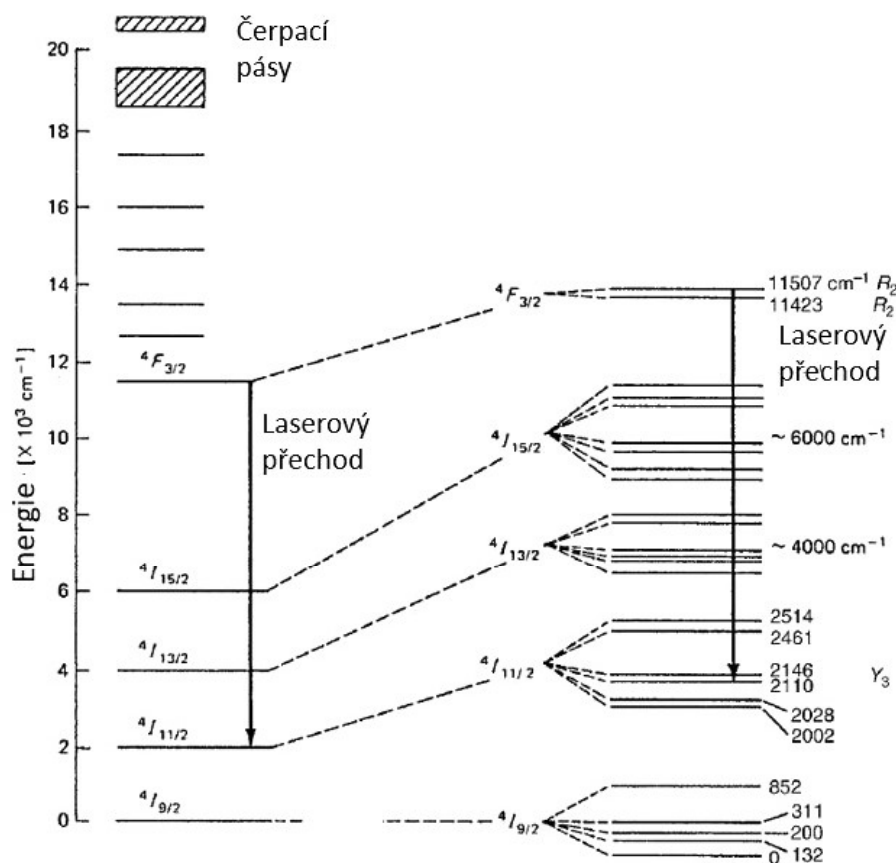
Laser se čerpá opticky ze základního stavu do dvou excitovaných (čerpacích) stavů, „modrého“ na 400 nm, a „zeleného“ na 555 nm, které jsou spektrálně široké (~ 100 nm). Jejich doba života je velmi krátká, omezená

rychlými nezářivými přechody na hladinu E s dlouhou dobou života 3 ms. Tato hladina rozštěpená na dvě hladiny, které jsou vzdálené 3,6 meV. K laserovému přechodu dochází z těchto hladin do základního stavu: dva přechody se označují R_1 a R_2 a nastávají na vlnových délkách 694,3 nm a 692,9 nm. Při pokojové teplotě je optický přechod homogenně rozšířen interakcí s fonony, spektrální šířka je 11 cm^{-1} ($\approx 0,5 \text{ nm}$). Populace dvou hladin jsou spojeny rychlými nezářivými přechody, jejich populace proto odpovídají rovnovážným hodnotám daným Boltzmannovým faktorem. Průřez stimulované emise $\sigma = 2,5 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$. Rubínový laser jako trojhladinový laser pracuje pulzně, vzhledem k dlouhé době života horní laserové hladiny je velmi vhodný pro Q-spínání, kdy typicky generuje pulzy časové délky desítek nanosekund a energie do deseti joulů. Vzhledem k vlnové délce se používá stále v holografii nebo medicíně.

Neodymový laser

Neodymové lasery jsou v současné době pravděpodobně nejčastěji používané klasické pevnolátkové lasery. Aktivní prostředí je tvořeno ionty neodymu Nd^{3+} ve vhodné matici. Klasickou maticí je yttrium aluminiový granát (YAG, $Y_3Al_5O_{12}$), který má dostatečnou tvrdost a tepelnou vodivost a lze ho pěstovat s výbornou optickou kvalitou. V laserových materiálech je přibližně 1 % iontů Y^{3+} nahrazeno ionty Nd^{3+} (atomární koncentrace, odpovídá přibližně 0,7 % váhové koncentrace). Jedná se o čtyřhladinový laser, zjednodušené schéma hladin Nd iontu je na obrázku 7.20.

Na obrázku je vyznačen laserový přechod na vlnové délce 1064 nm. Přechod je za pokojové teploty dominantně homogenně rozšířen interakcí s kmity mříže na 120 GHz. Horní laserová hladina (${}^4F_{3/2}$) má dobu života 230 μs . Dolní hladina leží energeticky dost vysoko nad základním stavem, není proto teplotně populována. Průřez stimulované emise je $\sigma \approx 2,8 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$ (tzv. efektivní průřez zahrnující více subhladin). Ve schématu jsou také patrné spektrálně široké vyšší stavy, tzv. čerpací pásy, do kterých je možné laser čerpat a ze kterých dochází k rychlým přechodům na horní laserovou hladinu. Čerpací přechody odpovídají vlnovým délkám 750 nm a 810 nm. Absorpční pás na vlnové délce 810 nm je velmi vhodný pro čerpací polovodičové diody na bázi GaAs. Kromě čáry 1064 nm může laser pracovat také na jiných vlnových délkách: 1330 nm nebo 946 nm. K tomu je nutné zavést do rezonátoru spektrálně závislý prvek jako disperzní hranol, etalon, nebo použít frekvenčně selektivní laserové zrcadlo.



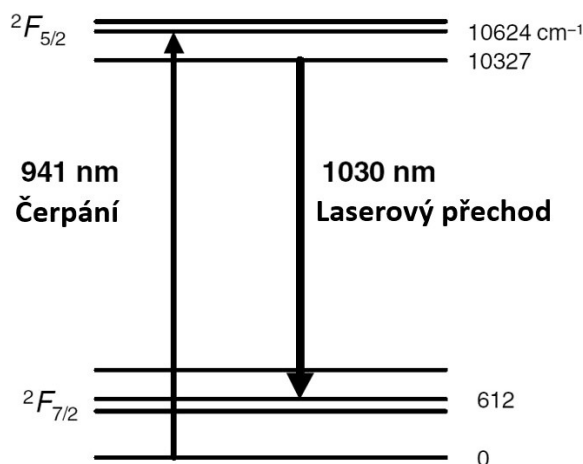
Obrázek 7.20: Zjednodušené schéma hladin laseru $Nd : YAG$ [30]

V posledních přibližně 20 letech se objevují neodymové lasery s jinými krystalickými maticemi, které mají poněkud odlišné vlastnosti a jsou vhodné zejména pro čerpání pomocí polovodičových diod. Například $Nd:YLF$ laser (lithium yttrium fluoride) má přibližně dvakrát delší dobu života (480 μs) horní laserové hladiny než $Nd : YAG$. Aktivní prostředí $Nd : YVO_4$ (vanadát yttria) má přibližně pětikrát větší průřez stimulované emise ($\sigma \approx 16 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$) než $Nd : YAG$ a velkou hodnotu absorpčního průřezu pro čerpací vlnovou délku 809 nm. Vlnové délky laserů se poněkud mění s druhem matrice.

Zvláštní skupinu neodymových laserů tvoří lasery s maticí ze skla. Kvalitní skleněný materiál je izotropní, může být dopován vyšší koncentrací iontů (5 %) než krystaly a je možné vyrobit aktivní prostředí velkých rozměrů až s metrovými průřezy. Teplotní vodivost skel je ovšem podstatně nižší než v krystalech. Díky nehomogennímu rozšíření je šířka čáry přechodu ($\sim 5 \text{ THz}$) širší než pro Nd v krystalických maticích, je tak možné zesilování i krátkých optických pulzů. Materiál Nd :sklo se používá často v laserových zesilovačích výkonových laserů.

Ytterbiový laser

Také ytterbiové lasery se začaly rozvíjet s možnostmi čerpání polovodičovými diodami. Schéma hladin $Yb : YAG$ laseru je na obrázku 7.21.



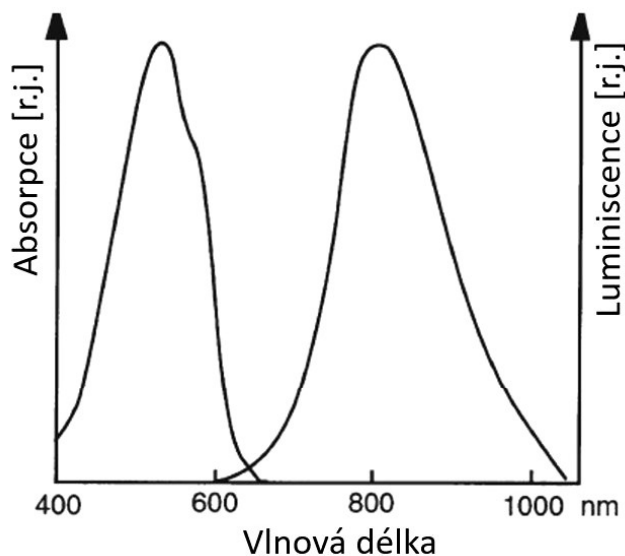
Obrázek 7.21: Schéma hladin $Yb : YAG$ laseru [30]

Aktivní prostředí má pouze jeden spektrálně úzký absorpční pás na vlnové délce 942 nm, která odpovídá spektrálně čáře polovodičového laseru InGaAs. Z naznačeného laserového přechodu je zřejmé, že při relaxaci z čerpací hladiny na horní laserovou hladinu dochází pouze k malým energetickým ztrátám. Laserový přechod odpovídá vlnové délce 1030 nm. Dolní laserová hladina je energeticky blízko základnímu stavu a je termicky populovaná. Jedná se proto o kvazi-trojhladinový laser, velký vliv na jeho činnost má chlazení. Průřez stimulované emise pro pokojovou teplotu je $\sigma \approx 2 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$, pro 220 K je průřez dvojnásobný. Doba života horní laserové hladiny je 950 μs (pokojová teplota). Vzhledem k malým energetickým rozdílům mezi hladinami nedochází při laserových cyklech k takovému zahřívání (a případnému vzniku tepelné čočky) jako u jiných pevnolátkových laserů. Další výhodou je, že iont Yb má pouze jeden excitovaný (několikahladinový) stav, což vylučuje absorpci generovaného záření do vyšších hladin. Pro ytterbiové lasery se používají i jiné matrice, jako například $Yb : KGW (KGd(WO_4)_2)$.

Titan:safírový laser

$Ti^{3+} : Al_2O_3$ laser je pevnolátkový laditelný laser, v současné době velmi populární. Krystaly se pěstují Czochralského metodou. Některé ionty Al jsou v matici nahrazeny ionty Ti (zpravidla přibližně 0,1 % váhové, $4,6 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$). Protože poloměr iontů Ti je větší, dochází k silné interakci mezi

kmity mříže a iontem. Dochází tak k silnému homogennímu rozšíření přechodů, které svou vibračně elektronovou strukturou připomínají přechody v molekulách barviv. Absorpční a luminiscenční spektrum Ti:safíru je uvedeno na obr. 7.22.

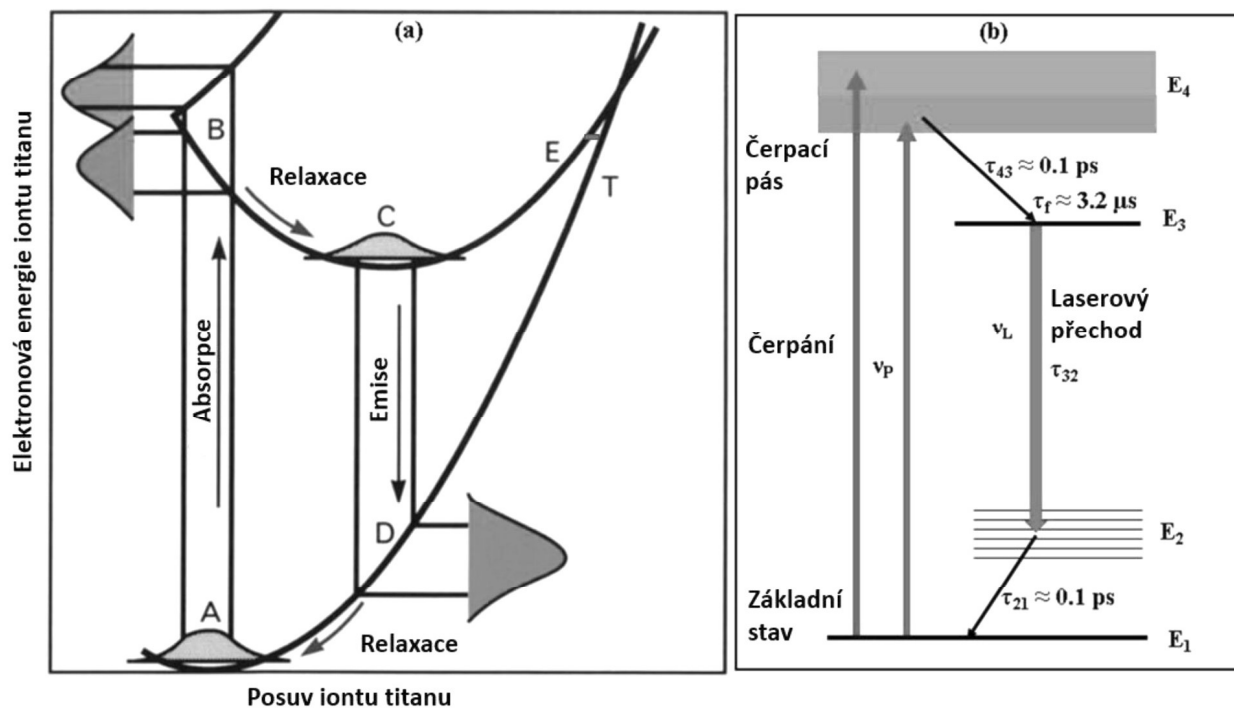


Obrázek 7.22: Absorpční a luminiscenční spektrum Ti:safíru

Hladinové schéma je uvedeno na obrázku 7.23. Je zde znázorněn posun vibračního minima v základním a excitovaném stavu (konfigurační souřadnice), který je důsledkem silné elektron-fononové vazby. Hladiny vznikají štěpením elektronického stavu $3d$ v krystalickém poli na hladiny 2T_2 (dolní hladina) a 2E horní hladina. Vyšší hladiny nevznikají, proto u laseru nejsou žádné ztráty spojené s absorpcí do vyšších stavů. Doba života horní laserové hladiny je při pokojové teplotě $3,2 \mu\text{s}$. Spektrální obor laditelnosti laseru je velmi široký, přibližně $680\text{--}1120 \text{ nm}$. Průřez stimulované emise v maximu pásu zesílení (střední, závisí na polarizaci) je $\sigma \approx 3 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$. Ti:safírový laser se dnes nejčastěji čerpá opticky zdvojenou frekvencí neodymových laserů nebo přímo polovodičovými diodami. Pro mimořádně široký pás zesílení se využívá ke generaci a zesilování femtosekundových pulzů nebo jako široce laditelný laser.

7.4 Polovodičové lasery

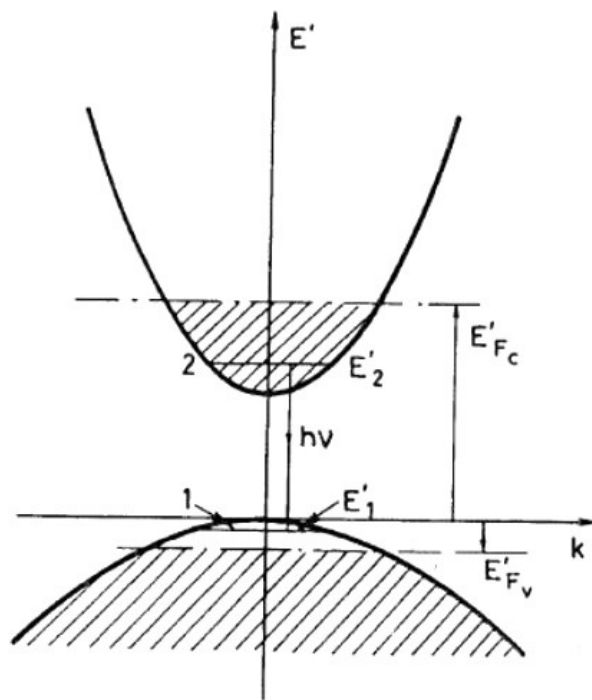
V *polovodičových laserech* (nebo také tzv. *polovodičových laserových diodách*) dochází k laserování mezi energetickými hladinami elektronu ve vodivostním a valenčním pásu polovodiče. V současné době jsou polovodičové lasery nej-



Obrázek 7.23: Hladinové schéma Ti:safírového laseru [31]. a) Elektronová energie iontu titanu v závislosti na posunutí iontu. b) Zjednodušené schéma energetických hladin

masověji vyráběnými lasery, lze je nalézt v řadě přístrojů jako DVD nebo CD přehrávače, čtečky čárových kódů, telekomunikační zařízení, v zabezpečovacích zařízeních atd. Díky pokroku v polovodičové technologii mají dnes polovodičové lasery pracující při pokojové teplotě velmi dlouhou životnost až 10^5 hodin. Dosahují velké účinnosti (převod elektrické energie do energie světla ve viditelné či blízké infračervené oblasti) až 50 %, takže jsou výbornými zdroji pro optické čerpání laserů.

V polovodičových laserech dochází k zářivým přechodům mezi elektrony ve vodivostním pásu a děrami ve valenčním pásu polovodiče. Situace, jak ji známe dobře z fyziky polovodičů, je připomenuta na obrázku 7.24, kde je znázorněn zářivý elektron-děrový přechod v přímém polovodiči s parabolickými pásy. Uvedeno je pásové schéma přímého polovodiče, tj. závislost energie elektronu na kvazihybnosti krystalu k . pro valenční (dole) a vodivostní (nahore) pás. Energetický interval od vrcholu valenčního pásu ke dnu vodivostního pásu odpovídá energii zakázaného pásu E_g . Pokud je část elektronů z valenčního pásu čerpáním převedena do pásu vodivostního, vzniknou odpovídající populace elektronů a děr. K zářivému přechodu mezi určitým stavem elektronu ve vodivostním pásu a stavem ve valenčním pásu může



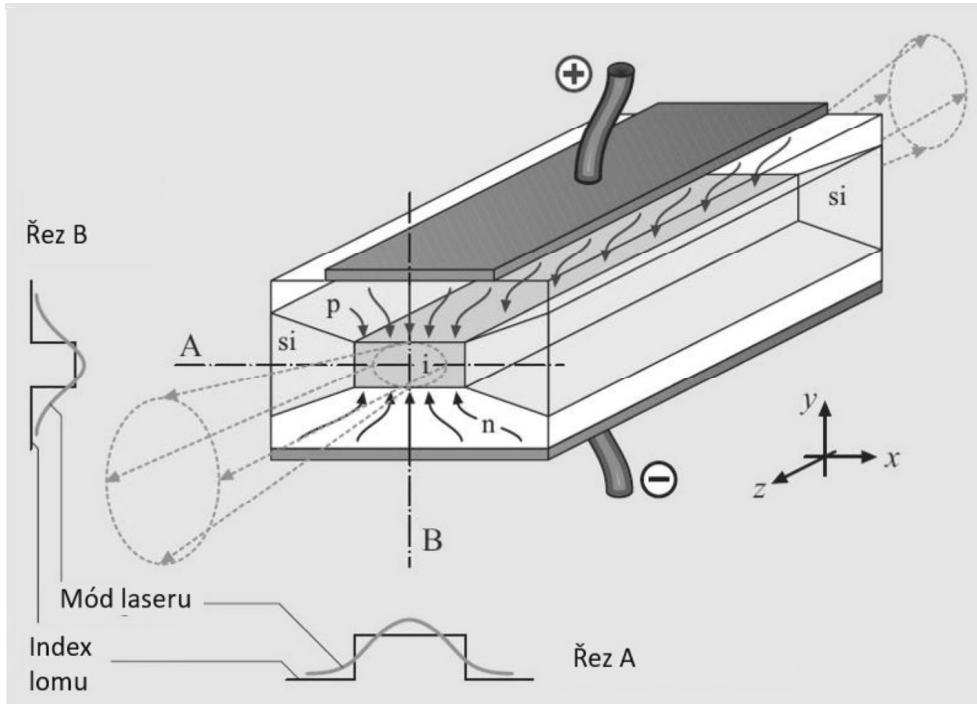
Obrázek 7.24: Zářivý elektron-děrový přechod v přímém polovodiči. Znázněna je pásová struktura přímého polovodiče $E = E(k)$

dojít pouze tehdy, když je horní stav populován elektronem a dolní stav populovaný dírou (není tam elektron). Vzhledem k velmi malé hodnotě hybnosti fotonu se v pásových schématech polovodičových energetických stavů přechody zakreslují svisle. Pro polovodičové lasery nelze převzít přímo kinetické rovnice, jak jsme je používali pro lasery s aktivním prostředím tvořeným atomy, ionty nebo molekulami. V případě polovodičů se místo populace horní hladiny používá pravděpodobnost $f_c(\vec{k})$, že stav pro určitou hodnotu kvaziimpulzu \vec{k} ve vodivostním pásu je obsazen, místo populace dolní hladiny, pravděpodobnost $1 - f_v(\vec{k})$, že stav pro určitou hodnotu kvaziimpulzu \vec{k} ve valenčním pásu je prázdný. Je-li jako obvykle $\rho(\omega) d\omega$ hustota elektromagnetického záření v intervalu $(\omega, \omega + d\omega)$ a konstanty B_{ij} odpovídají Einsteinovým koeficientům B , můžeme pro rychlost zářivých přechodů „dolů“ psát

$$R_{c \rightarrow v} = B_{cv} g_j(E) f_c(\vec{k}) [1 - f_v(\vec{k})] \rho(\omega) d\omega \quad (7.6)$$

a pro přechody „nahoru“

$$R_{v \rightarrow c} = B_{vc} g_j(E) f_v(\vec{k}) [1 - f_c(\vec{k})] \rho(\omega) d\omega. \quad (7.7)$$



Obrázek 7.25: Schéma „historického“ polovodičového laseru podle [25]

Například pro izotropní pásy nezávisí energie na směru \vec{k} , E je určitá hodnota energie v příslušném pásu. Veličina $g_j(E)$ se nazývá *hustota sdružených stavů* (*joint density of states*). Při přechodu mezi stavem s energií E_2 ve vodivostním pásu a E_1 ve valenčním pásu (měřeno od vrcholu valenčního pásu) je rozdíl energie spojen s energií fotonu

$$\hbar\omega = E_2 - E_1, \quad (7.8)$$

zřejmě musí být $\hbar\omega > E_g$.

Nutnou podmínkou pro optické zesílení je

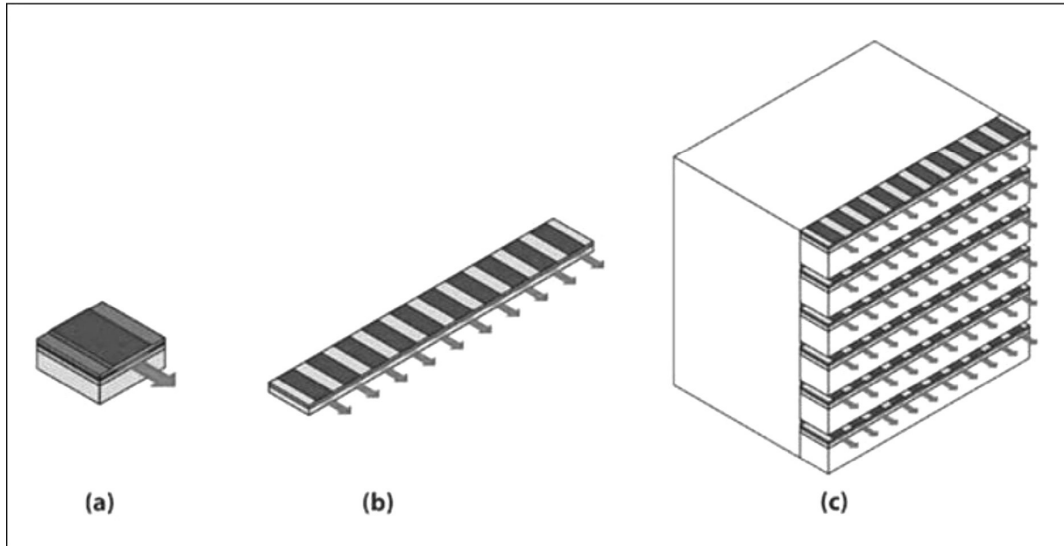
$$\frac{R_{c \rightarrow v}}{R_{v \rightarrow c}} > 1, \quad (7.9)$$

tedy

$$\frac{f_c(E_2) [1 - f_v(E_1)]}{f_v(E_1) [1 - f_c(E_2)]} > 1. \quad (7.10)$$

Funkce f jsou dány Fermi-Diracovými funkcemi, tj.

$$f_{c,v} = \frac{1}{\exp\left(\frac{E_{2,1} - E_{F2,F1}}{k_B T} + 1\right)}, \quad (7.11)$$



Obrázek 7.26: Kombinace polovodičových laserových diod [32]

kde E_{Fj} jsou příslušné Fermiho energie. Z posledních vztahů dostaneme

$$E_g < \hbar\omega < E_{F2} - E_{F1}. \quad (7.12)$$

Tuto podmínku odvodili Bernard a Durrafourg (1961). Lze si ji představit jednoduše graficky pro velmi nízkou teplotu: pro nízkou teplotu jsou zaplněné (elektrony a děrami) stavy v pásech do hodnot energie odpovídajícím Fermiho energiím a přechody mohou nastat jen pro zaplněné stavy, tedy $\hbar\omega < E_{F2} - E_{F1}$. Energie fotonu nemůže být menší než hodnota zakázaného pásu: $E_g < \hbar\omega$.

Schéma základního uspořádání „historického“ polovodičového laseru je na obrázku 7.25. Oblast optického zisku je soustředěna v oblasti p-n přechodu, typická šířka je $\sim 100 \mu\text{m}$, výška $\sim 1 \mu\text{m}$. Délka aktivní oblasti bývá kolem $100\text{--}300 \mu\text{m}$. Štěpením polovodičového krystalu podle vhodných ploch jsou vytvořena rovinná zrcadla rezonátoru s Fresnelovými odrazivostmi. K dosažení laserování je tak nezbytné mít velké hodnoty zisku ($g \sim 10\text{--}100 \text{cm}^{-1}$). Pro uvedenou geometrii s „hranovou“ emisí prochází čerpací elektrický proud kolmo ke směru svazku laseru. Světlo uvnitř rezonátoru je omezeno v příčném směru vlnovodnou strukturou, která vzniká modulací indexu lomu (vyšší index lomu v oblasti zisku) dosaženou při přípravě polovodičové struktury. Vzhledem k příčnému profilu ziskové oblasti nemá vystupující svazek gaussovský profil, ve směru kolmém k p-n přechodu má velkou divergenci. V současné době mají polovodičové lasery složitější strukturu, mluví se o heterostrukturách. Oblast zisku je tvořena zpravidla nedopovaným polovodičem,

Materiál	Vlnová délka generace
GaInN	375– 440 nm
AlGaInP/GaAs	620 – 680 nm
GaAlAs/GaAs	750 – 900 nm
GaAs/GaAs	904 nm
InGaAsP/InP	1100 – 1650 nm

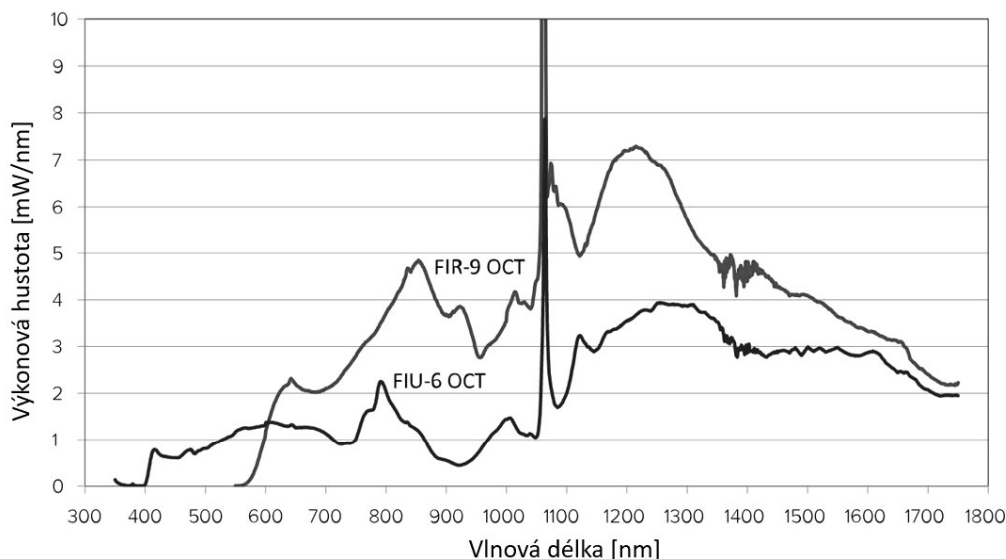
Obrázek 7.27: Přehled vybraných polovodičových laserů

který je obklopen p a n materiály. Vhodný návrh indexů lomu a velikostí zakázaného pásu materiálů vede k lokalizaci elektromagnetického pole i nosičů náboje čerpacího proudu v ziskové oblasti. Výsledkem je výrazné zlepšení parametrů laseru, zejména snížení hodnoty prahového proudu a možnost činnosti při pokojové teplotě. Polovodičové diody se kombinují do pásků nebo sloupců, čímž se dosahuje podstatně vyšších výstupních výkonů, viz obr. 7.26. Vlnové délky vybraných polovodičových laserů uvádíme v tabulce na obr. 7.27.

7.5 Vlákňové lasery

Optická vlákna se dnes široce používají k přenosu dat v globálním měřítku. Světlo je v nich přenášeno na dlouhých vzdálenostech. Nicméně vzhledem k nenulovému útlumu vláken je potřebné optický signál pravidelně zesilovat. Tato skutečnost vedla k vývoji optických vláken, ve kterých se dosahuje optického zisku na komunikačních vlnových délkách. Jedná se zejména o erbiové vlákňové lasery, v kterých je vlákno dopováno ionty erbia a jejichž vlnová délka je přibližně 1550 nm.

Od počátku devadesátých let 20. století se rozvíjejí také výkonové vlákňové lasery. Jedná se o vlákna dopovaná aktivními ionty, která jsou opticky čerpána čelem vlákna. K dosažení většího výkonu těchto vlákňových laserů je nutné zvýšit úroveň čerpání, čehož se dosahuje úspěšným navázáním světla diodových sestav ve vláknech s dvojitým pláštěm. Taková vlákna mají kromě jádra (nejvyšší index lomu), vnitřní plášť a pak ještě vnější plášť (nejnižší index lomu). Jádro spolu s vnitřním pláštěm vedou „čerpací“ světlo, které čerpá aktivní prostředí v jádře. Vnitřní plášť má rozměry stovek mikrometrů a dovoluje vést stowattové čerpací výkony. Jako aktivní iont se ve vlákňových laserech používá často Yb^{3+} . Tento iont vyniká tím, že díky struktuře



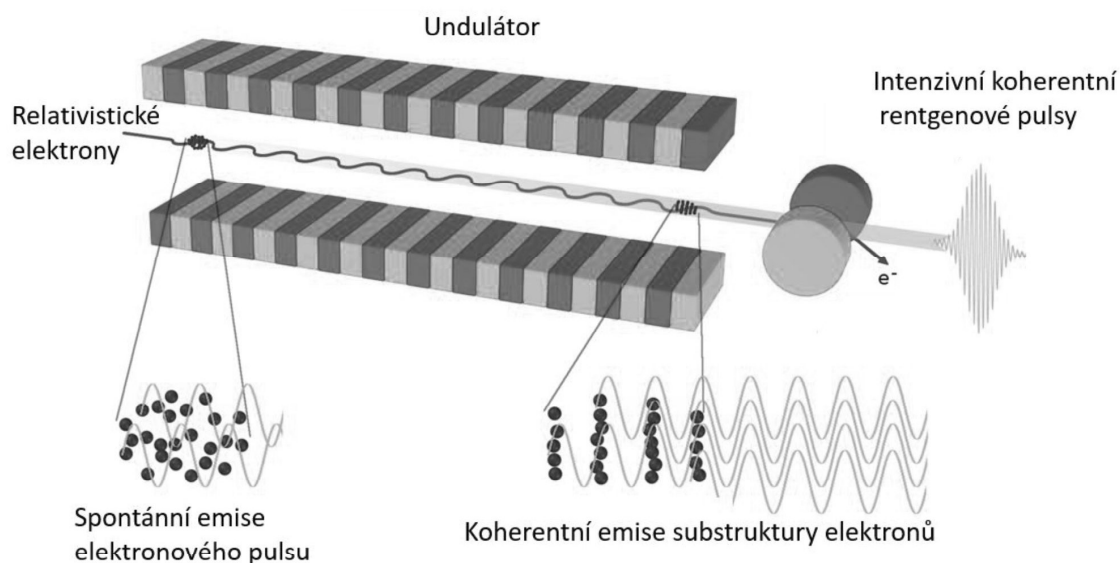
Obrázek 7.28: Laser s „bílým světlem“ . Spektrum výkonové hustoty světla komerčního laseru. Ostré maximum u 1064 nm pochází ze světla čerpacího Yb vláknového laseru [33]

elektronových stavů nejeví absorpci z excitovaných stavů, a také vhodnou vlnovou délkou 915 nm pro čerpání. Generované vlnové délky pro ionty ve skle jsou 915 nm, 975 nm a 1080 nm. Kontinuální lasery dnes dosahují kW výstupních výkonů (délky vlákna desítky metrů, účinnost až 80%).

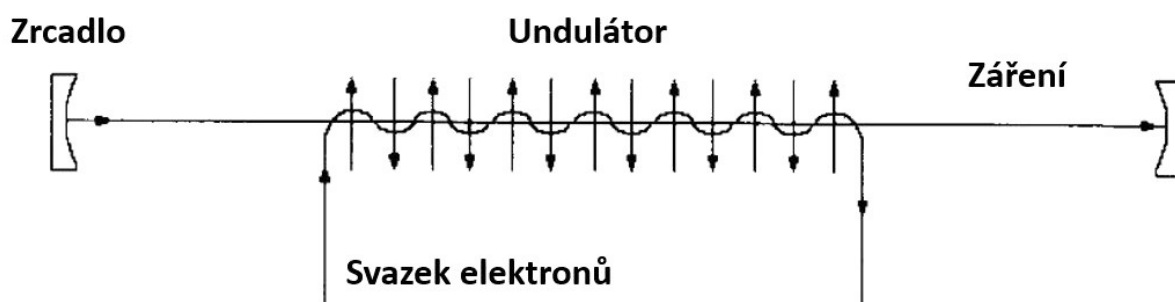
Konečně pulzní vláknové lasery a modulace fáze při šíření v optickém (fotonickém nebo dutém) vlákně daly vzniknout tzv. *laserům s bílým světlem* (white-light-lasers), které jsou přímo laditelné ve velmi širokém spektrálním intervalu. Tento typ laserů je založen na generaci superkontinua, tedy na výrazném spektrálním rozšíření krátkého intenzivního optického pulzu, který se šíří nelineárně optickým materiálem (index lomu závislý na intenzitě světla). Rozbor jednotlivých nelineárně optických jevů, jak se podílejí na spektrálním rozšíření, je předmětem nelineární optiky, srov. část II, kap. 12. Jako příklad spektra laseru s bílým světlem uvádíme na obr. 7.28 spektrální průběh výkonové hustoty komerčního laseru.

7.6 Laser na volných elektronech

Laser na volných elektronech (FEL, free electron laser) je zařízení, kde se světlo generuje na základě interakce světla se svazkem elektronů prolétávajícího ve vakuu. Dobře stlačené shluky elektronů jsou urychleny na relativistické rychlosti a prolétávají periodicky modulovaným magnetickým polem,



Obrázek 7.29: Princip laseru na volných elektronech, schéma laseru na volných elektronech. Podle [34]



Obrázek 7.30: Schéma laseru na volných elektronech s rezonátorem

keré je tvořeno řadou permanentních magnetů, viz. obr. 7.29 a 7.30.

Emitované elektromagnetické záření působí zpětně na shluk elektronů a vytváří z něj mikroshluky, které pak emitují záření koherentně. Tento laser se tedy liší od běžných tím, že frekvence generovaného záření není vázána na určitý přechod mezi kvantovými stavy v látce, je určena periodou magnetického pole a rychlostí prolétajících elektronů. Poprvé byl laser na volných elektronech spuštěn v sedmdesátých letech 20. století a zdálo se, že bude významným zdrojem koherentního záření v extrémních spektrálních oblastech XUV, rentgenové a infračervené. Nicméně zařízení je navázáno na urychlovač elektronů. Proto pracuje ve světě poměrně málo laserů s různými parametry.

V laseru na volných elektronech se světlo šíří ve stejném směru jako elek-