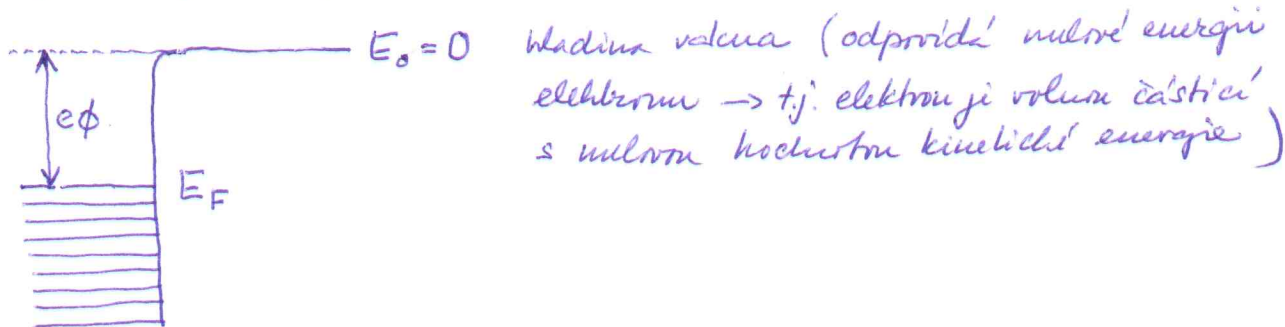


# Emise elektronů

K uvolnění elektronů z pevné látky dochází, pokud elektrony překonají výstupní energetickou bariéru. Výška bariéry - VÝSTUPNÍ PRÁCE -  $e\phi$  je dána rozdílem mezi hladinou vakua a nejvyšší hladinou obsazenou elektrony v pevné látce - při OK se jedná o Fermiho hladinu resp. energii -  $E_F$ .

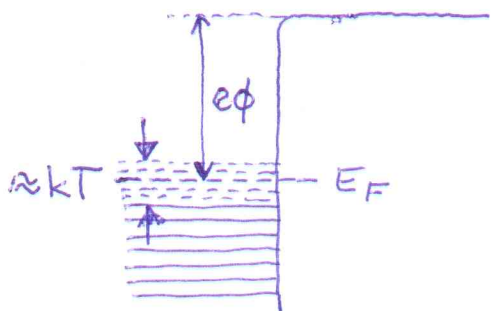


Elektrony mohou získat potřebnou energii:

- a) zahřátím pevné látky na vysokou teplotu  $\rightarrow$  TERMOEMISE
- b) dopadem elng. záření  $\rightarrow$  FOTOEMISE
- c) dopadem elektronů nebo iontů s potřebnou energií  $\rightarrow$  SEKUNDA'RNÍ EMISE

Elektrony mohou přelomát bariéru o malé šířce tunelovým jevem  $\rightarrow$  EMISE POLEM (AUTDEMISE)

## TERMOEMISE



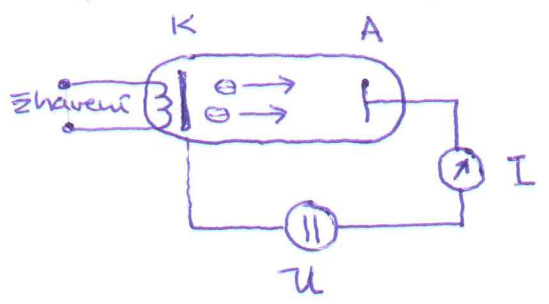
Při  $T > OK$  je obsazení energií v okolí  $E_F$  dáno Fermi-Diracovou obsazovací funkcí  $f(E) = \frac{1}{e^{\frac{E-E_F}{kT}} + 1}$ .

Elektrony se nacházejí v částicích zaplněném pásu o šířce  $\approx kT$ , odkud se dostávají do vakua.

Pro hustotu proudu lze odvodit vztah:  $i_s = AT^2 \exp\left(-\frac{e\phi}{kT}\right)$ , kde  $A$  je konstanta ( $\approx 120 A \text{ cm}^{-2}$ ),  $T$  - absolutní teplota,  $k$  - Boltzmannova konstanta a  $e\phi$  výstupní práce.

vztah se nazývá Richardsonův - Dushmanův.

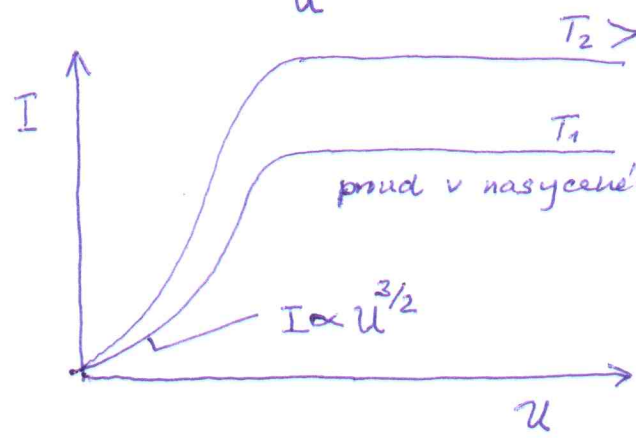
Experimentální uspořádání pro měření:



K - katoda (nepřímě žhavená) ze zkoumaného materiálu

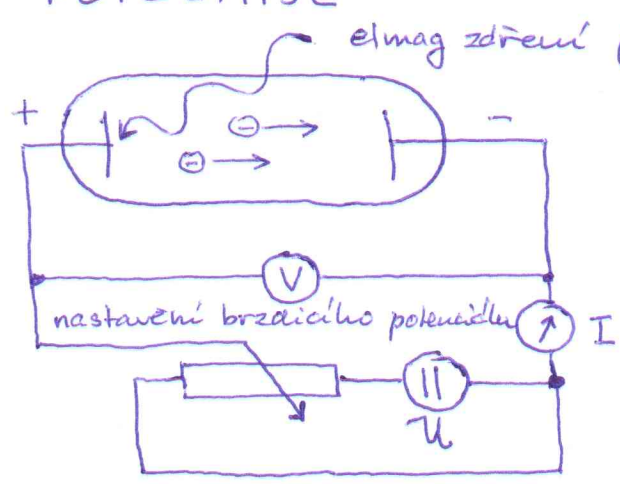
Měření za různých teplot katody lze určit hodnotu výstupní práce.

(měření v evakuované baňce)



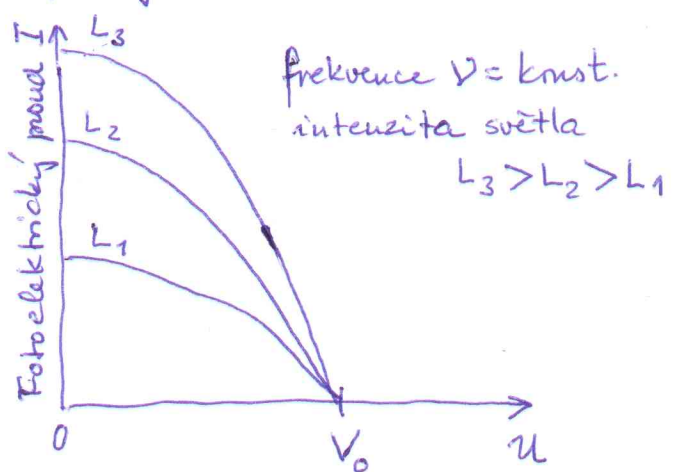
průd v nasyceném stavu není omezen prostorovým nábojem a jeho hodnota odpovídá termoe emisi při dané teplotě katody.

FOTOEMISE



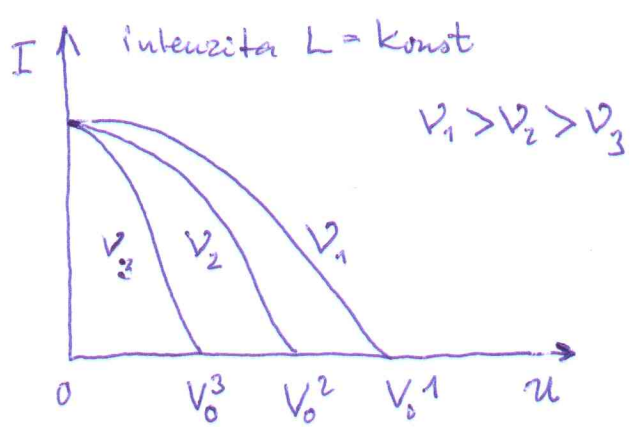
Klasická představa o akumulaci elmag. energie v pevné látce a její rozdělení mezi elektrony nedokáže jít vysvětlit.

Uspořádání pro pozorování a měření fotoelektrického jevu.



frekvence  $\nu = konst.$   
intenzita světla  
 $L_3 > L_2 > L_1$

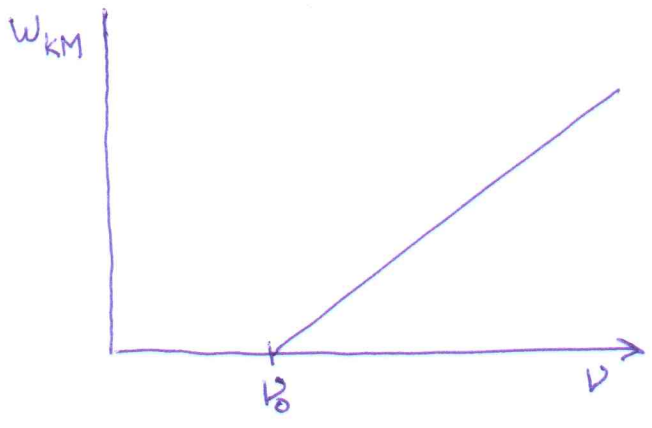
Mezní napětí nezávisí na intenzitě světla



intenzita  $L = konst$

$\nu_1 > \nu_2 > \nu_3$

Mezní napětí závisí na frekvenci světla



(A. Einstein, 1905)

Maximální kinetická energie fotoelektronů  $W_{KM}$  je lineární funkcí kmitočtu.

$$W_{KM} = h(\nu - \nu_0) = h\nu - h\nu_0$$

Planckova představa kvant záření

$$E = h \cdot \nu \quad (h = 6,63 \times 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s})$$

→ PLANCKOVA konstanta

$$h\nu = h\nu_0 + W_{KM}$$

$h\nu$  energie obsažená v každém kvantu dopadajícího světla

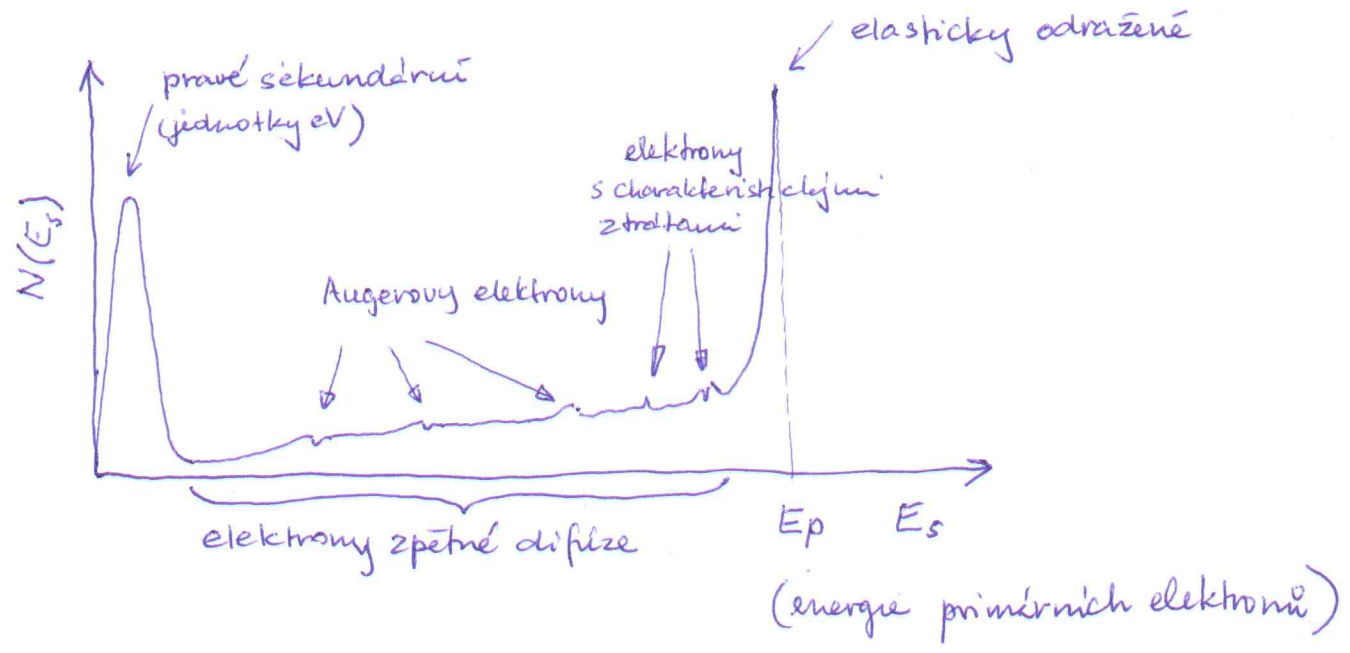
$h\nu_0$  minimální energie pro uvolnění elektronu z povrchu kovu (první  $\phi$ .)

$W_{KM}$  maximální možná energie fotoelektronu.

Využití ve fyzice povrchů a pevných látek - pro studium elektronové struktury, chemického složení a vazeb. (UV záření, RTG záření)  
↓ povrch                      ↓ objem

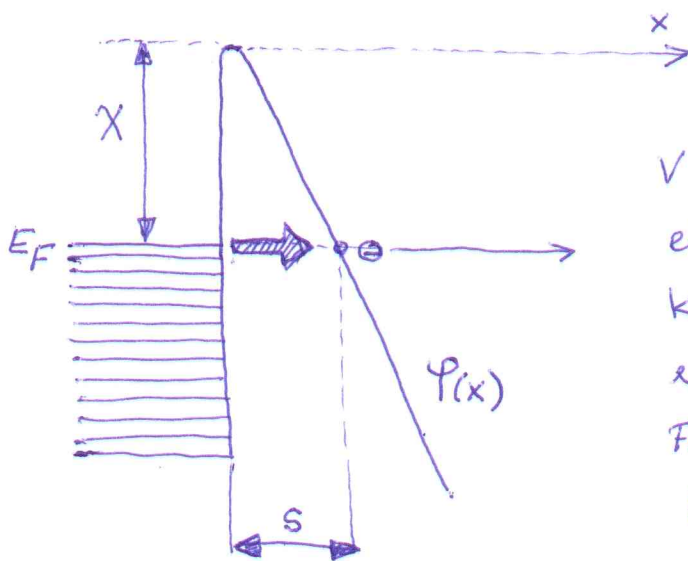
### SEKUNDÁRNÍ EMISE

(Energetické rozdělení sekundárních elektronů)





# EMISE POLEM - tunelový jev.



V důsledku přítomnosti silného elektrického pole v blízkosti povrchu kovové elektrody dochází k zahnutí energetické bariéry, která na úrovni Fermiho hladiny energie vykazuje šířku  $s$ . Bariéra se tak stane propustnou pro elektrony s energií v okolí  $E_F \rightarrow$  Elektrony se

dostávají na druhé straně bariéry tunelují jevem.

Na druhé straně bariéry jsou elektrony vychlazeným polem o potenciálu  $\Phi(x)$ .

Typické hodnoty  $\chi \approx 4-6 \text{ eV}$

$$E \approx 10^9 \text{ V/m} \quad (10^8 \div 10^{10} \text{ V/m})$$

Vysokou intenzitu el. pole lze snadno dosáhnout přiložením napětí na vodivý hrot s malým poloměrem křivosti

Pro hustotu proudu emitovaného polem lze odvodit

Fowlerův - Nordheimův vztah:

$$i = B \cdot E^2 \exp\left(-\frac{C \cdot \chi^{3/2}}{E}\right),$$

kde  $B$  a  $C$  jsou konstanty,  $\chi$  - výstupní práce,  $E$  - intenzita el. pole