

Elektronová optika a mikroskopie

Zdroje elektronů

Tomáš Radlička

4. 1. 2021

Ústav přístrojové techniky, AV ČR, v.v.i.

1. Elektronová emise
2. Elektronové zdroje
3. Kontrast v Elektronové mikroskopii

Elektronová emise

Kvalitativní popis elektronové emise

- Work function - rozdíl mezi potenciálem vakua a Fermiho hladinou energie
- Při nulové teplotě jsou obsazeny všechny energetické hladiny až po Fermiho energii
- Při zvyšování teploty se mění energetické rozložení
- Termoemise: Teplota se zvýší natolik, že nějaké elektrony mají tak vysokou energii, že překonají potenciálovou bariéru
- Pokud se přidá pole k povrchu kovu dojde:
(a) Ke snížení potenciálové bariéry - Schottkyho emise (b) zúžení potenciálové bariéry, dochází k tunelovému efektu - Extended Schottky emission
- Nízká teplota a vysoké pole - k tunelování dochází pouze v okolí Fermiho hladiny - cold field emission

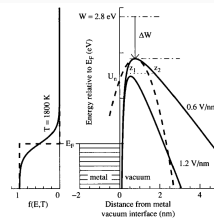


FIGURE 2. Simple model of the interface between metal and vacuum. The filling of energy levels in the metal is determined by the Fermi-Dirac distribution function, drawn at the left-hand side of the interface. At 0 K, the electron energy levels are filled up to the Fermi level, E_F , and empty above. The difference, W , between the vacuum potential and the Fermi level is referred to as the work function.

- Energiové rozložení elektronů v kovu je dáno Fermi Diracovou statistikou

$$f(E, T) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - (E_F + V_0)}{k_b T}\right)} \quad (1)$$

kde E_F je Fermiho hladina energie a parametr V_0 definuje nulovou hladinu energie.

- Proudová hustota

$$d^3j = \frac{2e}{mh^3} \mathbf{p} f(E, T) D(U_n) d^3p \quad (2)$$

kde jsem rozložili impuls na část normální a tečnou složku $\mathbf{p} = \mathbf{p}_n + \mathbf{p}_t$ a definovali jsme normalovou $U_n = \frac{1}{2m} p_z^2 + V(z)$, a tečnou $U_t = \frac{1}{2m} (p_x^2 + p_y^2)$ složku energie ($E = U_n + U_t$). $D(U_n)$ je transmisní koeficient, který definuje pravděpodobnost, že elektron, který dopadne na rozhraní projde potenciálovou bariérou.

- Brightness (proudová směrová hustota)

$$B_r = \frac{e}{\pi} \left(\frac{dj}{dU_t} \right)_{U_t=0} \quad (3)$$

- Hybnost pomoci sférických souřadnic

$$p_x = \sqrt{2m(E - V(z))} \sin(\theta) \cos(\phi) \quad (4a)$$

$$p_y = \sqrt{2m(E - V(z))} \sin(\theta) \sin(\phi) \quad (4b)$$

$$p_z = \sqrt{2m(E - V(z))} \cos(\theta) \quad (4c)$$

pak

$$d^3p = p^2 dp d\Omega = m \sqrt{2m(E - V(z))} \sin(\theta) dE d\theta d\phi \quad (5)$$

- Hybnost pomoci polárních souřadnic

$$p_x = \sqrt{2mU_t} \cos(\phi) \quad (6a)$$

$$p_y = \sqrt{2mU_t} \sin(\phi) \quad (6b)$$

$$p_z = \sqrt{2m(U_n - V(z))} \quad (6c)$$

pak

$$d^3p = m^2 p_z^{-1} dU_n dU_t d\phi \quad (7)$$

- Nulová haldina - vrchol potenciálové bariéry
- Potenciálová bariéra $V(z) = \begin{cases} -E_F - W & z < 0 \\ 0 & z > 0 \end{cases}$
- Transmisní faktor $D(U_n) = \begin{cases} 0 & U_n < 0 \\ 1 & U_n > 0 \end{cases}$
- Fermi Diracovo rozdělení lze aproximovat:

$$f(E, T) = \exp\left(-\frac{E + W}{k_b T}\right) \quad (8)$$

- Proudová hustota

$$\begin{aligned} d^3j &= d^3j_z = \frac{ep \cos \theta}{m} \frac{2}{h^3} f(E, T) D(U_n) d^3p \\ &\approx \frac{4me}{h^3} E \exp\left(-\frac{E+W}{k_b T}\right) \sin(\theta) \cos(\theta) dE d\theta d\phi \end{aligned} \quad (9)$$

- Po provedení integrace přes polární a azimutální úhly dostaneme

$$dj_T = \frac{4\pi me}{h^3} (k_B T)^2 \exp\left(-\frac{E+W}{k_b T}\right) dE \quad (10)$$

- Po integraci přes energiové spektrum ($0 < E < \infty$) dostaneme celkovou proudovou hustotu

$$j_T = \frac{4\pi me}{h^3} (k_b T)^2 \exp\left(-\frac{W}{k_b T}\right) \quad (11)$$

- Pro odvození brightness je nutné použít cylindrické souřadnice a rozdělení energie na normálovou a tečnou část

$$d^3j = d^3j_z = \frac{ep_z}{m} \exp\left(-\frac{U_n + U_t + W}{k_b T}\right) m^2 p_z^{-1} dU_n dU_t d\phi \quad (12)$$

- Po provedení integrace přes polární úhel a U_n dostaneme

$$dj_T = \frac{4\pi me}{h^3} k_B T \exp\left(-\frac{U_t + W}{k_b T}\right) dU_t \quad (13)$$

- A brightness pak vychází

$$B_{r,T} = \frac{4\pi me^2}{h^3} (k_b T)^2 \exp\left(-\frac{W}{k_b T}\right) = \frac{ej_T}{\pi k_b T} \quad (14)$$

- Nulová hladina energie - Fermiho hladina

- Potenciálová bariéra $V(z) = \begin{cases} 0 & z < 0 \\ W - eFz - \frac{e^2}{16\pi\epsilon_0 z} & z > 0 \end{cases}$ Maximum

potenciálové bariéry $z_m = \sqrt{e/16\pi\epsilon_0 F}$ a efektivní výška bariéry

$$V_m = W - \Delta W = W - \sqrt{\frac{e^3 F}{4\pi\epsilon_0}} \quad (15)$$

- Transmisní faktor

$$D(U_n) = \begin{cases} 0 & E < -(E_F + V_m) \\ 1 & E > -(E_F + V_m) \end{cases} \quad (16)$$

energie vzhledem k vrcholu bariéry.

- Vztahy budou ekvivalentní jako v případě termoemise, jen bude jiná hodnota potenciálové bariéry ...

$$dj_S = \frac{4\pi me}{h^3} (k_B T)^2 \exp\left(-\frac{E + V_m}{k_b T}\right) dE \quad (17)$$

$$j_S = \frac{4\pi me}{h^3} (k_b T)^2 \exp\left(-\frac{V_m}{k_b T}\right) = \exp\left(\frac{\Delta W}{k_b T}\right) j_T \quad (18)$$

$$B_{r,S} = \frac{4\pi me^2}{h^3} (k_b T)^2 \exp\left(-\frac{V_m}{k_b T}\right) = \frac{ej_S}{\pi k_b T} \quad (19)$$

- Bariéra se stenčuje - dochází k tunelování elektronů přes potenciálovou bariéru
- Transmisní faktor

$$D(U_n) = \frac{1}{1 + \exp(G)} \quad (20)$$

G – Gamovův exponent $G(U_n) = \frac{2}{\hbar} \int_{z_1}^{z_2} \sqrt{2m(V(z) - U_n)} dz$

- Lze integrovat analyticky, ale nevhodné pro další úpravy – obsahuje eliptické integrály. K tunelování dochází je v blízkosti vrcholu bariéry - lze ji aproximovat parabolou

$$V_a(z) \approx V_m - \frac{e^2}{16\pi\epsilon_0 z_m^3} (z - z_m)^2 \quad (21)$$

pak

$$G(U_n) = \frac{V_m - U_m}{\kappa}, \quad \kappa = \frac{\hbar}{\pi\sqrt{m}} (4\pi\epsilon_0 eF^3)^{\frac{1}{4}} \quad (22)$$

- Po dosazení pak dostaneme

$$dj_{ES} = \frac{4\pi me}{h^3} \frac{\kappa}{1 + \exp\left(\frac{E+V_m}{k_b T}\right)} \log(1 + \exp(E/\kappa)) dE \quad (23)$$

$$j_{ES} = j_S \frac{\pi q}{\sin \pi q}, \quad q = \kappa/k_b T \quad (24)$$

$$B_{r,ES} = \frac{ej_{ES}}{\pi k_b T} \quad (25)$$

- Nedochází ke žhavení elektrod, emise je způsobená pouze vnějším polem - zúžení potenciálové bariéry. Výrazně převažuje tunelový efekt
- Aproximace popsané např. v Hawkes Principles of electron Optics II. Myuvedeme pouze výsledné vztahy

$$dj_{TF} = \frac{4\pi me}{h^3} d \exp\left(-\frac{bW}{d}\right) \frac{\exp(E/d)}{1 + \exp(E/k_b T)} dE \quad (26)$$

$$j_{TF} = \frac{4\pi me}{h^3} d^2 \exp\left(-\frac{bW}{d}\right) \frac{\pi p}{\sin \pi p} \quad (27)$$

$$B_{r,TF} = \frac{ej_{TF}}{\pi d} \quad (28)$$

kde $b \approx 0.6$ $d = \frac{e\hbar F}{2t(\Delta W/W)\sqrt{2mW}}$, s $t(y) \approx 1 + 0.1107y^{1.33}$ a $p = k_b T/d$

Elektronové zdroje

Několik základních typů

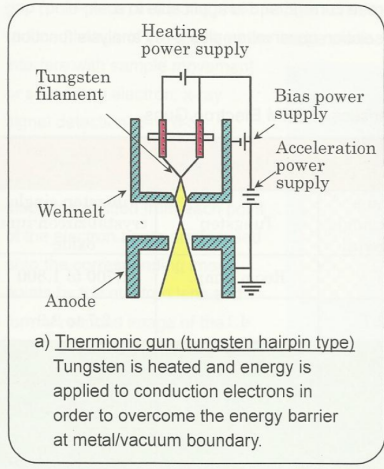
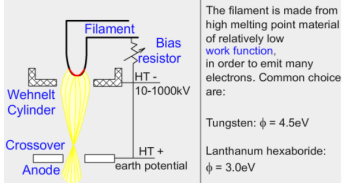
- Termoemisní zdroje
- Schottkyho zdroje (field emission sources)
- Studená emise (cold field emission sources)

Základní parametry zdrojů

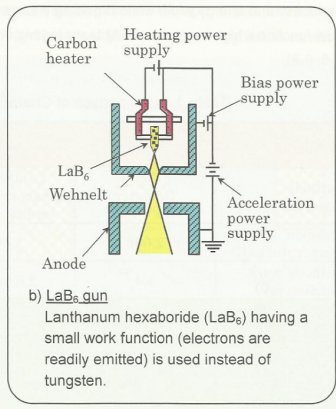
- Proud svazku
- Směrová proudová hustota (brightness), velikost virtuálního zdroje
- Energiová šířka

(a) Thermionic gun (tungsten)

Thermionic Electron Gun



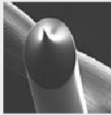
(b) LaB₆ gun



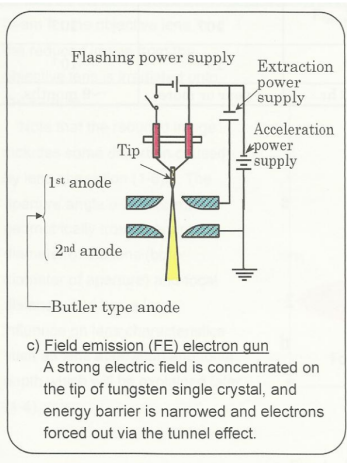
b) LaB₆ gun

Lanthanum hexaboride (LaB₆) having a small work function (electrons are readily emitted) is used instead of tungsten.

(c) cold field emission (FE) electron gun



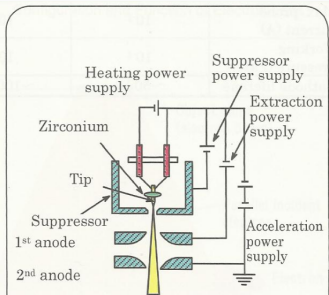
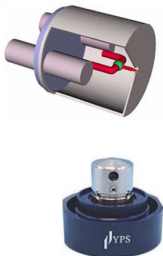
Field emitting tungsten tip.



c) Field emission (FE) electron gun

A strong electric field is concentrated on the tip of tungsten single crystal, and energy barrier is narrowed and electrons forced out via the tunnel effect.

(d) Schottky electron gun



d) Schottky electron gun

Tip is coated with ZrO_2 , a strong electric field is applied while heating and energy barrier is lowered via Schottky effect to emit electrons.

TABLE 9.2

Comparison of Pertinent Electron Source Characteristics

	Units	Tungsten Filament	LaB ₆ Emitter	CeB ₆ Emitter	Cold Field Emitter	Schottky Field Emitter
References		76	5,8,50	7	51,76,89,92,102	51,76,85,86,89–91,94
Angular current intensity	mA/str	n/a	n/a	n/a	<0.1	0.1–1.0
Source brightness	A/(cm ² · str)	10 ⁶	10 ⁷	10 ⁷	10 ⁹	10 ⁸ –10 ⁹
Emitting surface area	μm ²	≫1	>1	>1	0.02	0.2
Crossover or virtual source diameter	nm	>10 ⁴	>10 ³	>10 ³	3–5	15–25
Energy spread	eV	1–3	1–1.5	1–1.5	0.2–0.3	0.3–1.0
Source temperature	K	25–2900	1800	1800	300	1800
Work function	eV	4.5	2.6	2.4	4.5	2.8
Operating vacuum	Pa	10 ⁻⁴	10 ⁻⁶	10 ⁻⁶	10 ⁻⁹ –10 ⁻¹¹	10 ⁻⁸ –10 ⁻⁹
Short-term beam current stability	%RMS	<1	<1	<1	4–6	<1
Typical service life	h	40–100	1000	>1500	>2000	>2000

Kontrast v Elektronové mikroskopii

Signál v rastrovací elektronovém mikroskopu

- Sekundární elektrony - primární svazek vyrazí elektron z atomu. Elektrony mají malou emisní energii < 50 eV.
Topografický kontrast. Malý interakční objem. SE1
- Zpětně odražené elektrony - primární elektrony, které jsou rozptýlené na atomovém jádře. Materiálový kontrast.
 - Energie blízká energii primárního svazku (true BSE) - pružně odražené - malý interakční objem
 - Pokud proniknou hlouběji do vzorku dochází k vícenásobnému rozptylu. Energie je pak zpravidla výrazně menší než energie primárního svazku.
 - BSE dokáží také vyrazit sekundární elektrony - SE2

- Augerovy elektrony
- X-ray - materiálová analýza

- Katodoluminiscence

