

# FYZIKÁLNÍ PRAKTIKUM

## Fyzikální praktikum 3

Zpracoval: Teodor Duraković

Naměřeno: 4. února 2024

Obor: F

Skupina: Út 14:00

Testováno:

### Úloha č. 4: Studium termoelektronové emise

#### 1. Zadání

1. Změřte závislost anodového proudu na anodovém napětí  $I_a = f(U_a)$ , kde  $U_a$  je v rozsahu od  $-5V$  do  $500V$ , pro dvě různé hodnoty žhavicího proudu  $I_f$  a závislosti vyneste do grafu.

- Náběhovou oblast anodového proudu  $I_a$  vyneste do grafu v souřadnicích  $\ln I_a = f(U_a)$  a určete teplotu elektronů.

- Oblast nasyceného anodového proudu

$I_{nas} = f(U_a)$  pro  $U_a < 500V$  zpracujte do souřadnic  $\ln I_{nas} = U_a$  a určete přírůstek proudu v důsledku Schottkyho efektu. Porovnejte experimentálně získanou hodnotu s hodnotou určenou dle vztahu (13). Intenzitu elektrického pole u povrchu katody lze odhadnout pomocí vztahu (14). 2. Určete anodové napětí  $U_a$ , pro které je anodový proud již nasycený,  $I_a = I_{nas}$ . 3. Změřením závislosti nasyceného anodového proudu na žhavicím  $I_{nas} = f(I_f)$  určete výstupní práci wolframu  $w$  pomocí Richardsonovy – Dushmanovy přímky.

#### 2. Teorie

Kovy nažhavené na dostatečně vysokou teplotu emitují elektrony - hranicí pro realizaci emise elektronů je teplota, při které elektrony získají energii větší, než je jejich výstupní práce ( $w$ ). Při konkrétní teplotě počet uvolněných elektronů popisuje nasycený emisní proud, jehož velikost závisí na samotné teplotě katody  $T$ , výstupní práci  $w$  specifickou danému kovu a konstantě  $B$  zohledňující plochu katody a termoemisní konstantu:

$$I_{nas} = BT^2 e^{\frac{-w}{kT}}. \quad (1)$$

Úpravou této formule lze získat vztah pro výpočet výstupní práce:

$$\ln(I_{nas}/T^2) = \ln B - w/kT. \quad (2)$$

Teplotu katody určíme ze závislosti odporu vodiče na teplotě:

$$R_t = \frac{\rho d}{S}(1 + \alpha t), \quad (3)$$

přičemž pro wolframové vlákno platí  $\rho = 4.89 \times 10^{-8} \Omega m$  při  $0^\circ C$ ,  $d$  je délka vlákna,  $S$  je průřez vlákna,  $d/S = 7.76 \cdot 10^6 m^{-1}$ ,  $\alpha = 4.83 \times 10^{-3} K^{-1}$  je teplotní součinitel odporu a  $t$  je teplota v stupních Celsia.

Odpor vlákna katody lze určit pomocí Ohmova zákona z hodnoty naměřeného žhavicího proudu  $I_f$  a úbytku napětí na katodě  $U_f$ .

Při termoemisi lze očekávat Maxwellovo rozdělení kinetické energie emitovaných elektronů, toto rozdělení měříme metodou brzdícího pole, které tvoří potenciálovou bariéru, již mohou přeskocit pouze elektrony s dostatečnou energií. Se změnou anodového napětí jsou totiž elektrony stále více bržděny a na anodu dopadají pouze elektrony s vyšší energií, pro které platí

$$\frac{1}{2}mv^2 \geq -eU_a \quad (U_a < 0) \quad (4)$$

Z VA charakteristiky lze též zjistit teplotu emitovaných elektronů, jelikož platí

$$I_a = I_0 \exp\left(\frac{eU_a}{kT}\right) \quad (5)$$

$$\ln I_a = f(U_a) \quad a = e/kT. \quad (6)$$

Ze směrnice ve formuli (6) lze teplotu porovnat s teplotou katody zjištěnou dle formule (3).

## 2.1. Schottkyho efekt

Přítomnost elektrického pole u povrchu katody bude výstupní práci snižovat. Kromě samotného snížení výstupní práce též kvůli vzniku potenciálového valu konečné tloušťky vzniká pro elektron možnost tunelování. Výstupní práce  $w$  je za přítomnosti elektrického pole snížena o hodnotu  $w_p$ :

$$w_p = \sqrt{\frac{e^3 E}{4\pi\epsilon_0}} \quad (7)$$

a nová hodnota výstupní práce je proto

$$w' = w - w_p = w - \sqrt{\frac{e^3 E}{4\pi\epsilon_0}}. \quad (8)$$

Richardsonova-Dushmanova formule (1) má proto pro nasycený emisní proud tvar

$$I'_{nas} = BT^2 \exp(-w'/kT) \quad (9)$$

$$= BT^2 \exp(-w/kT) \exp(w_p/kT) \quad (10)$$

$$= I_{nas} \exp(w_p/kT) \quad | \ln \quad (11)$$

$$\ln I'_{nas} = \ln I_{nas} + \frac{w_p}{kT} \quad (12)$$

$$\ln I'_{nas} = \ln I_{nas} + \sqrt{\frac{e^3}{4\pi\epsilon_0 k^2 T^2}} E, \quad (13)$$

kde  $I_{nas}$  je nasycený emisní proud bez přítomnosti pole. Ve formuli (11) lze elektrickou intenzitu získat vztahem

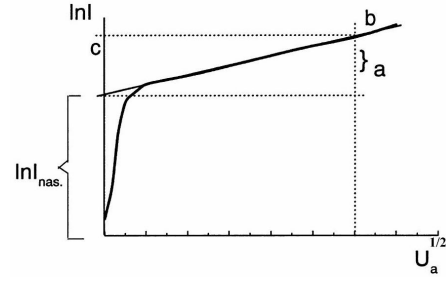
$$E = U_a \frac{L - D}{D} \frac{1}{r \ln(R/r)}. \quad (14)$$

přičemž vycházíme z výpočtu napětí válcového kondenzátoru s poloměry  $r$  pro válcovou katodu a  $R$  pro anodu, prvním zlomkem přizpůsobujeme tuto válcovou aproximaci skutečnému geometrickému rozložení, v tomto faktoru je  $D$  vzdálenost anody a žhavené katody, a  $L$  je vzdálenost anody od studené části katody.

Musí tedy platit.

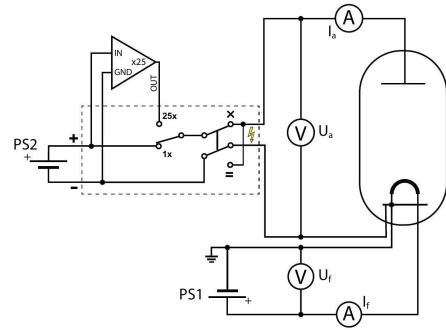
$$\ln I'_{nas} \propto \sqrt{U_a}, \quad (15)$$

Z přímo úměrné závislosti dle formule (15) lze tedy získat hodnotu  $I_{nas}$ ,  $\Delta I_{nas}$ , jak lze pozorovat na obr. 1.



Obrázek 1: Závislost  $I_{nas}$  na  $U^{1/2}$ , písm.  $a$  značí přírůstek proudu  $\Delta I_{nas}$

## 2.2. Popis měřící aparatury



Obrázek 2: Schéma zapojení experimentu

Aparaturu zapojujeme dle obr. 2; zdrojem PS2 s rozsahem 0-20V řídíme anodové napětí, přičemž napětovým měničem v obvodu dokážeme napětí zvýšit 25krát pro realizaci napětí 500V. Druhý přepínač v obvodu zajišťuje změnu polaritu bez nutnosti obvod rozpojovat. Druhý zdroj PS1 slouží ke žhavení wolframového vlákna.

### 3. Měření

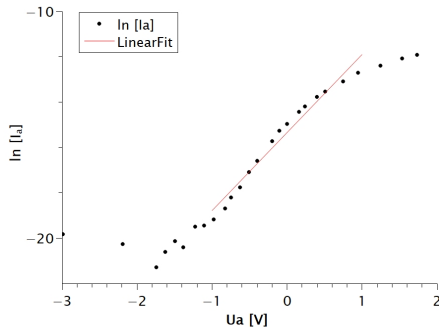
Z Ohmova zákona získáme odpor vlákna pro žhavicí proudy 1.92 a 1.98 A, úpravou formule (3) vypočteme teploty vlákna pro oba žhavicí proudy. Získáváme:

$$R_{192} = 2.5432 \pm 2.10^{-4} \Omega \quad T_{192} = 1173.27 \pm 0.11 ^\circ\text{C}$$

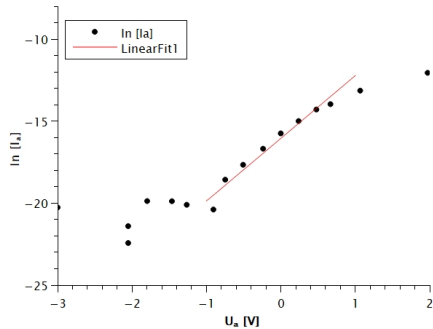
$$R_{198} = 2.5768 \pm 3.10^{-4} \Omega \quad T_{198} = 1192.47 \pm 0.15 ^\circ\text{C}$$

#### 3.1. VA charakteristika

Měříme VA charakteristiku anodového proudu na napětí. Při žhavicím proudu 1.92 a 1.98 A Zlogaritmované hodnoty proudu v náběhové části fitujeme lineárně, z formule (6) získáváme vztah mezi směrnicí a teplotou:  $T = e/ka$ .



Obrázek 3: Závislost  $\ln I_a$  na  $U_a$  pro žhavicí napětí 1.92 A



Obrázek 4: Závislost  $\ln I_a$  na  $U_a$  pro žhavicí napětí 1.98 A

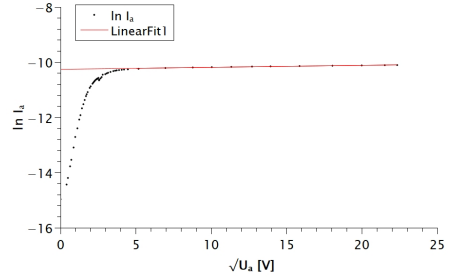
Ze směrnice lineárního proložení na obr. 3 a 4 pro hodnoty teploty získáváme

$$T_{192} = 3370 \pm 90 \text{ K}$$

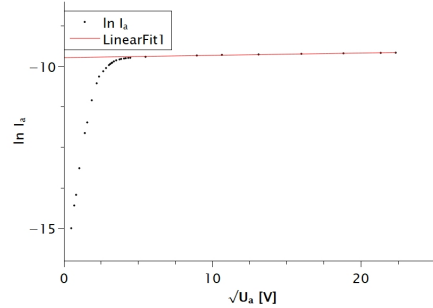
$$T_{198} = 3480 \pm 140 \text{ K}.$$

#### 3.2. Schottkyho efekt

Vynesením závislosti  $\ln I_a \propto \sqrt{U_a}$  a následným lineárním fitem (obr. 5,6) získáváme hodnoty  $I_{nas}$ ,  $\Delta I_{nas}$ .



Obrázek 5: Závislost  $\ln I_a$  na  $\sqrt{U_a}$  pro žhavicí proud 1.92 A



Obrázek 6: Závislost  $\ln I_a$  na  $\sqrt{U_a}$  pro žhavicí proud 1.98 A

Obrázek 7: b

$$I_{nas192} = 35.11 \pm 0.21 \mu\text{A} \quad \Delta I_{nas} = 5.9 \pm 0.2 \mu\text{A}$$

$$I_{nas198} = 59.7 \pm 0.5 \mu\text{A} \quad \Delta I_{nas} = 9.8 \pm 0.5 \mu\text{A}$$

K nasycenému anodovému proudu dochází při napětích 19.95, resp. 21.4 V. Intenzita při  $U_a = 500 \text{ V}$  je dle formule (13)  $1.25 \cdot 10^6 \text{ Vm}^{-1}$ , teoretické hodnoty  $\Delta I_{nas}$  jsou

$$\Delta I_{nas} = 24.99 \pm 0.15 \mu\text{A}$$

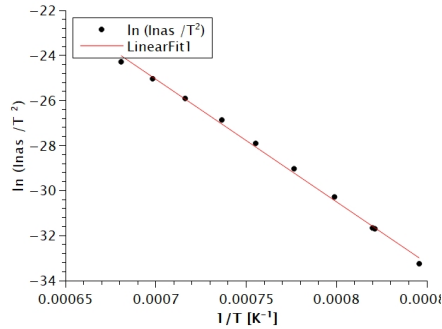
$$\Delta I_{nas} = 42.6 \pm 0.3 \mu\text{A}$$

### 3.3. Výstupní práce

Získáváme hodnoty:

$$w = 4.69 \pm 0.09 \text{ eV}$$

Ze závislosti změřeného anodového proudu na žhavicím proudu vykreslíme závislost  $\ln \frac{I_{nas}}{T^2}$ ,  $f(1/T)$ :



### 4. Závěr

Pro všechna měření se nám podařilo získat výsledky. V případě výstupní práce je výsledek smysluplný, od skutečné výstupní práce se značně neodchyluje. Při srovnání teoretických a měřených hodnot  $\Delta I_{nas}$  již pozorujeme větší rozdíly.

Získaná hodnota teploty elektronů má význam spíše jen orientační - neočekáváme od ní velkou přesnost, jelikož určení hranice náběhové oblasti pro provedení lineární aproximace nebylo jednoznačné. Lze nicméně pozorovat, že je teplota elektronů u vyššího žhavicího proudu též vyšší.