

Přírodovědecká fakulta Masarykovy univerzity

PRAKTIKUM Z FYZIKY PLAZMATU

Paschenův zákon, katodový spád potenciálu v doutnavém výboji

Zpracovali: Radek Horňák, Lukáš Vrána

Naměřeno: 15. 3. 2022

1 Teorie

1.1 Paschenův zákon

Z Townsendovy teorie lavin víme, že působením elektrického pole na zředěný plyn dochází k urychlování přítomných elektronů. Takto urychlené elektrony mohou ionizovat neutrální částice a vytvořit takzvanou Townsendovu lavinu. Počet elektronů vzniklých v důsledku Townsendovy laviny závisí exponenciálně na dráze d

$$n = n_0 e^{\alpha d} \quad (1)$$

kde n_0 je počet elektronů v počátečním bodě $d = 0$ a α je první Townsendův nebo také ionizační koeficient. Elektrické pole můžeme charakterizovat napětím U přiloženým mezi dvě rovinné elektrody, dráha d je vzdálenost mezi elektrodami. Elektronovou lavinu doprovází vznik iontů, jejichž počet lze vyjádřit jako

$$n_i = n_0 [e^{\alpha d} - 1] \quad (2)$$

Ionty jsou polem urychlovány ke katodě, dopadají na ni a vyvolávají sekundární emisi elektronů. Tu popisuje Townsendův třetí koeficient neboli koeficient sekundární emise γ . Konkrétně udává průměrný počet elektronů emitovaných jedním iontem při jeho dopadu na katodu. Pomocí γ lze vyjádřit podmínku zapálení výboje jako

$$\gamma (e^{\alpha d} - 1) = 1 \quad (3)$$

tedy že v lavině musí být jedním primárním elektronem vytvořeno tolik iontů, které dopadem na katodu způsobí emisi jednoho nového elektronu. Ionizační koeficient α závisí na intenzitě elektrického pole

$$\frac{\alpha}{p} = A e^{-\frac{Bp}{E}} \quad (4)$$

kde $A = 1/\lambda_1$ a $B = U/\lambda_1$ jsou konstanty závislé na druhu plynu, λ_1 je střední volná dráha elektronů při jednotkovém tlaku. Dále lze (4) přepsat jako

$$\frac{\alpha}{p} = A e^{-\frac{Bpd}{U}} \quad (5)$$

Logaritmováním a úpravou (5) získáme

$$U = \frac{Bpd}{\ln A - \ln \frac{\alpha}{d}} \quad (6)$$

Dosazením αd z (6) do (3), logaritmováním a dalšími úpravami dojdeme k tvaru

$$A p d e^{-\frac{B p d}{U_z}} = \ln \left(\frac{1}{\gamma} + 1 \right) \quad (7)$$

kde U_z je zápalné napětí výboje. Pro daný plyn a materiál katody položíme pravou stranu (7)

$$\ln \left(\frac{1}{\gamma} + 1 \right) = C \quad (8)$$

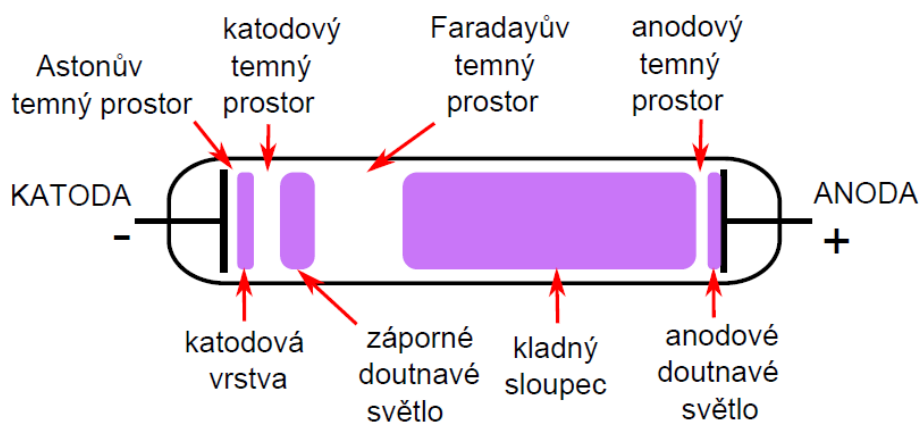
Úpravami dostáváme

$$U_z = \frac{B p d}{C' + \ln(p d)} \quad (9)$$

kde $C' = \ln C - \ln A$. Závislost $U_z = f(p d)$ se nazývá Paschenův zákon. Má charakteristický tvar, včetně minima nazývaného Stoletowův bod.

1.2 Katodový spád potenciálu v doutnavém výboji

Doutnavý výboj je druh výboje, jehož typický vzhled můžeme vidět na schématu na obr. 1. V rozmezí tlaku 13-130 Pa v něm můžeme pozorovat střídající se temné nebo svítící oblasti. Elektron pohybující se ve výboji od katody k anodě získá dostatečnou energii k excitaci neutrálů až v oblasti katodové vrstvy, ta je tedy první svítící oblastí. Následuje temný katodový prostor, protože elektrony s vysokou energií ionizují neutrály, k vzniku fotonů zde nedochází. Nově vzniklé elektrony ionizací s malou energií vytvoří další svítivou oblast, kterou nazýváme záporné světlo. Energie elektronů dále klesá a následuje Faradayův temný prostor. Na jeho konci vzrůstá intenzita elektrického pole, energie elektronů opět roste a jsou schopné excitačních svítivých srážek, viz kladný sloupec. Jak se blížíme k anodě, na konci kladného sloupce vzniká anodový spád potenciálu v důsledku prostorového náboje, elektrony vystupují z kladného sloupce s malou rychlostí. Jakmile překonají anodový temný prostor, mají opět dostatek energie na excitaci i ionizaci neutrálů a tak u anody pozorujeme anodové světlo.



Obrázek 1: Schéma doutnavého výboje.

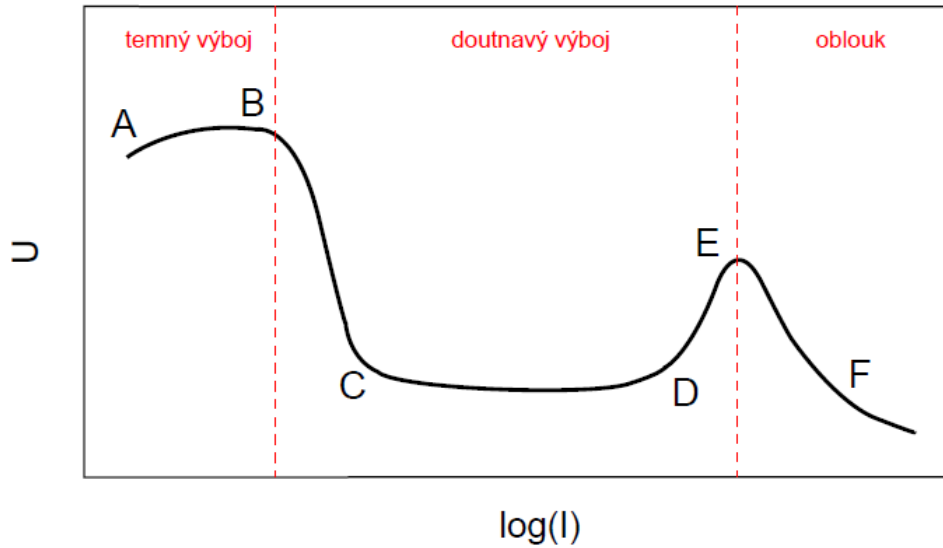
Výboj můžeme charakterizovat voltampérovou (VA) charakteristikou. Ta pro samostatný výboj je vidět na obr. 2. Za změnu proudu při konstantním napětí u bodu B je zodpovědný prostorový náboj, kvůli němuž dojde ke změně původního elektrického pole. To nové může podporovat ionizaci ve výboji, což způsobí další růst proudu, přičemž napětí na elektrodách může klesat a vznikne tak část charakteristiky mezi body B a C. Specifická oblast charakteristiky je mezi body C a D, zvyšování proudu zde nelze vysvětlit nárůstem driftové rychlosti

nabitých částic. Musí se zde měnit celkový počet částic procházejících průřezem výbojky. Celkový počet částic N lze napsat jako

$$N = \int n dS \quad (10)$$

kde n je koncentrace nabitých částic ve výboji a S je plocha, kterou zabírá záporné světlo na katodě. V katodové oblasti normálního doutnavého výboje vzrůstá N v důsledku růstu S , v kladném sloupci však vzrůstá koncentrace n . Napětí ve výbojce se skládá z napětí v katodové oblasti a ze spádu napětí na katodovém sloupci, který se s rostoucím proudem zvyšuje. Pokud vzroste proud tak, že celá katoda je pokryta záporným světlem, přechází doutnavý výboj do takzvaného anomálního stavu. Napětí v katodové oblasti roste rychleji než napětí v kladném sloupci klesá, výsledkem je oblast charakteristiky od bodu D k E. Oblast E-F odpovídá přechodu na obloukový výboj.

Katodový spád potenciálu U_k je označení pro napětí mezi ostrou hranicí záporného světla a katodou. Je funkcí materiálu elektrod a plynu ve výbojce.



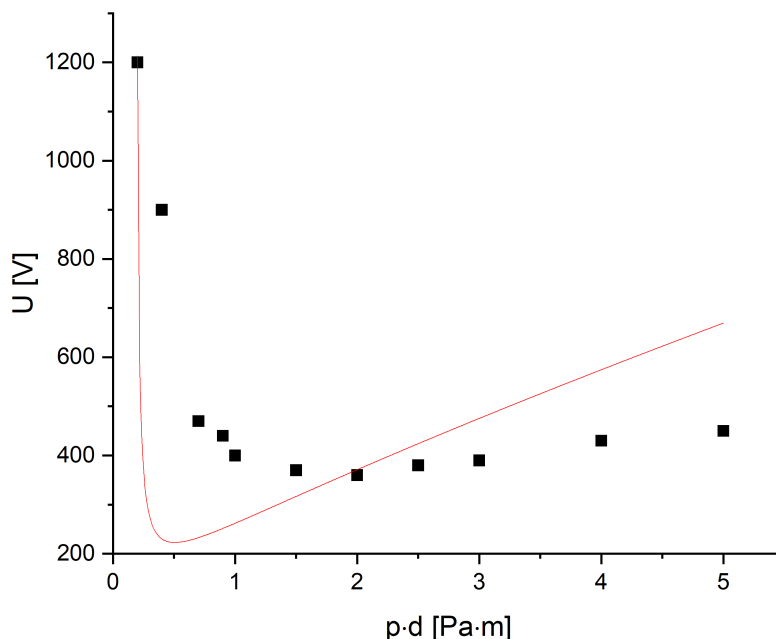
Obrázek 2: Voltampérová charakteristika samostatného výboje.

2 Měření a výsledky

2.1 Paschenův zákon

Pro měření použijeme výbojku s pohyblivými elektrodami. Tlak měříme Piraniho manometrem, zápalné napětí určujeme voltmetrem s vysokým vstupním odporem. Plyn ve výbojce je vzduch, kalibrační faktor k Piraniho manometru je tedy 1. První měření provedeme s konstantním tlakem $p = 100 \text{ Pa}$, přičemž budeme měnit vzdálenost elektrod od 2 mm do 50 mm. Na výbojce zvyšujeme napětí a odečítáme hodnotu napětí v okamžiku zapálení výboje. Mezi každým měřením vyčkáváme alespoň jednu minutu na rekombinaci náboje ve výbojce. Výsledný graf závislosti $U_z = f(pd)$ je na obr. 3. Body jsou proloženy funkcí podle rovnice (9) a dostáváme $B = 440,68 \pm 94,46$ a $C' = 1,68 \pm 0,03$. Výsledky měření se od ideální závislosti popsané rovnicí (9) docela odchyľují. Tato odchylka může být způsobena jak nepřesností odečítání zápalného napětí, tak nedostatečnou rekombinací nábojů mezi jednotlivými měřeními.

Druhé měření je za konstantní vzdálenosti elektrod $d = 20$ mm, měníme tlak od 25 Pa do 300 Pa. Opět zapisujeme hodnotu napětí v okamžiku zapálení výboje. Graf závislosti $U_z = f(pd)$ je na obr. 4. Body jsou proloženy funkcí podle rovnice (9) a dostáváme $B = 286,26 \pm 27,22$ a $C' = 0,79 \pm 0,01$. Toto měření se oproti předchozímu více blíží ideální závislosti popsané rovnicí (9), z grafu vidíme až na malou odchylku typickou závislost napětí na součinu tlaku a vzdálenosti elektrod.

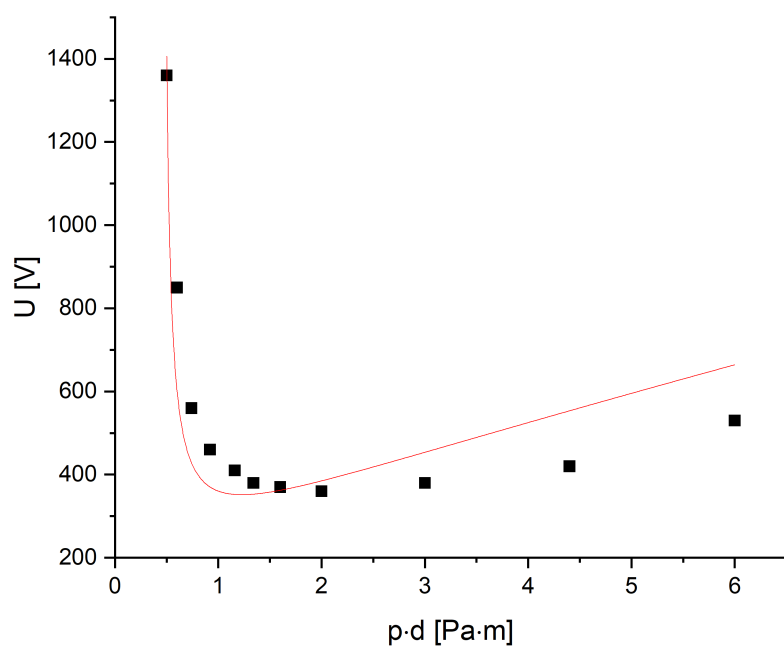


Obrázek 3: Naměřená Paschenova křivka při konstantním tlaku.

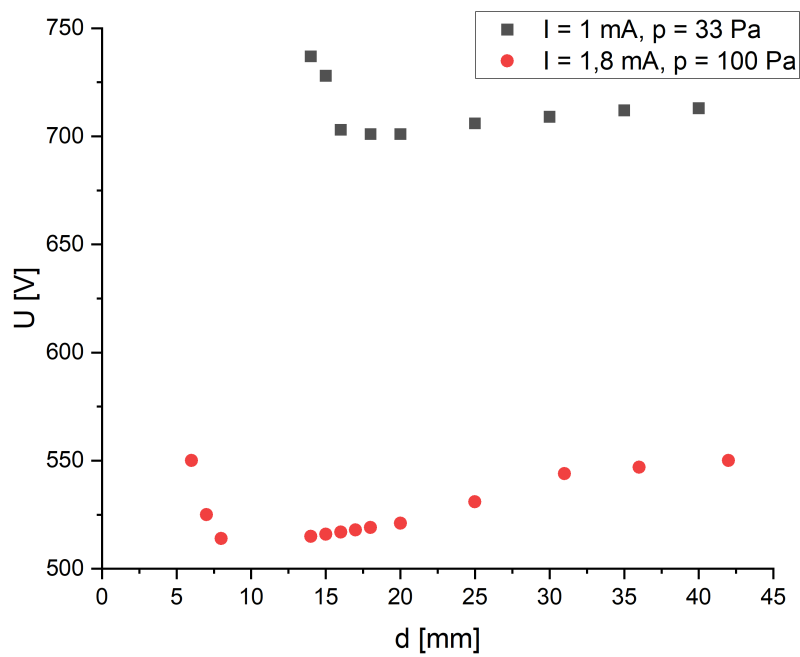
2.2 Katodový spád potenciálu v doutnavém výboji

Stanovení katodového spádu potenciálu provedeme metodou ztíženého výboje. Výbojový proud udržujeme konstantní, měníme vzdálenost elektrod a zapisujeme napětí. Když se anoda dostane do oblasti záporného světla, zmizí anodové světlo. Dalším zmenšováním vzdáleností elektrod začne napětí prudce růst. Napětí vzroste, protože je ztížená ionizace v důsledku zmizení anodového světla, které tedy hraje důležitou roli v mechanismu vytváření katodového spádu. Měření provedeme pro dvě konstantní hodnoty tlaku a proudu, zaznamenáváme změnu napětí se změnou vzdálenosti elektrod. V grafu na obr. 5 jsou vidět naměřené závislosti. Pro $I = 1$ mA a $p = 33$ Pa je katodový spád $U_k = 701$ V. Pro $I = 1,8$ mA a $p = 100$ Pa je katodový spád nižší, $U_k = 514$ V.

3 Závěr



Obrázek 4: Naměřená Paschenova křivka při konstantní vzdálenosti elektrod.



Obrázek 5: Závislosti napětí na vzdálenosti elektrod, kde minimum napětí odpovídá katodovému spádu.