

Přírodovědecká fakulta Masarykovy univerzity

# PRAKTIKUM Z FYZIKY PLAZMATU

Měření prvního Townsendova koeficientu

**Zpracovali:** Radek Horňák, Lukáš Vrána

**Naměřeno:** 1. 3. 2022

---

## 1 Teorie

Teorie lavin popsaná Townsendem vysvětluje základní ionizační mechanismus elektrického výboje. Mějme dvě paralelní kovové desky a mezi nimi homogenní elektrické pole  $E$ . Elektrony jsou v poli urychlovány a sráží se s neutrálními částicemi, přičemž může docházet k nepružným srážkám vedoucím k excitaci nebo ionizaci neutrální. Pokud počet elektronů v místě  $x$  označíme  $n$ , pak podél dráhy  $dx$  vznikne ionizačními srážkami  $dn$  nových elektronů a platí

$$dn = n\alpha dx \quad (1)$$

kde  $\alpha$  je označení pro první Townsendův, někdy nazývaný i ionizační koeficient. Ten vyjadřuje počet ionizačních srážek jednoho elektronu na jednotkové délce. Integrací získáme

$$\ln n = \alpha x + \text{konst} \quad (2)$$

a následnou úpravou dostáváme vztah

$$n = n_0 e^{\alpha x} \quad (3)$$

kde  $n_0$  je počet elektronů v počátečním bodě  $x = 0$ . Ionizační koeficient závisí na intenzitě elektrického pole  $E$  a na tlaku plynu v aparatuře  $p$ . Je-li dán podíl  $E/p$ , můžeme psát

$$\alpha = p f\left(\frac{E}{p}\right) \quad (4)$$

tedy ionizační koeficient je úměrný počtu srážek na jednotku délky. Experimentální výsledky ukazují, že konkrétní závislost  $\alpha$  na  $E/p$  je ve tvaru

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

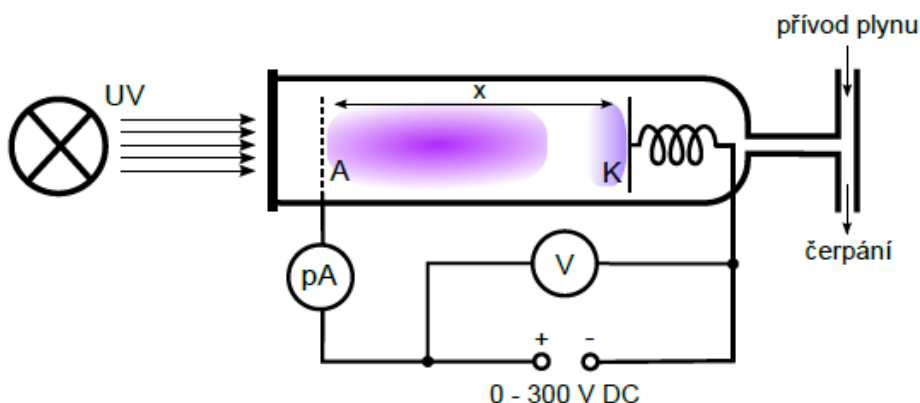
kde  $A$  a  $B$  jsou konstanty, pro které platí

$$U_i = \frac{B}{A} \quad (6)$$

kde  $U_i$  je ionizační potenciál plynu v aparatuře. Hodnotu konstant  $A$  a  $B$  lze určit experimentálně.

## 2 Měření a výsledky

Aparatura použitá v tomto praktiku je schematicky znázorněna na obr. 1. Jejími hlavními komponenty jsou zdroj napětí, rotační olejová vývěva, výbojka s pracovním plynem, rtuťová výbojka, jehlový ventil, Piraniho manometr, ampérmetr a voltmetr. Je založena na principu fotoelektrického jevu. Pomocí rtuťové výbojky osvětlujeme hliníkovou rovinnou katodu UV zářením, a produkujeme tak fotoelektrony. Ty jsou urychlovány homogenním elektrickým polem na mřížkovou anodu. Katodu můžeme posouvat, a tím měnit dráhu, po níž dochází k ionizaci neutrálů. Výbojku čerpáme vakuovou vývěvou, tlak se nastavuje regulací toku argonu jehlovým ventilem a měří Piraniho manometrem. Jedná se o nepřímý manometr, pro argon je tedy odečítaný tlak potřebné vynásobit faktorem 1,59.



Obrázek 1: Schéma použité aparatury

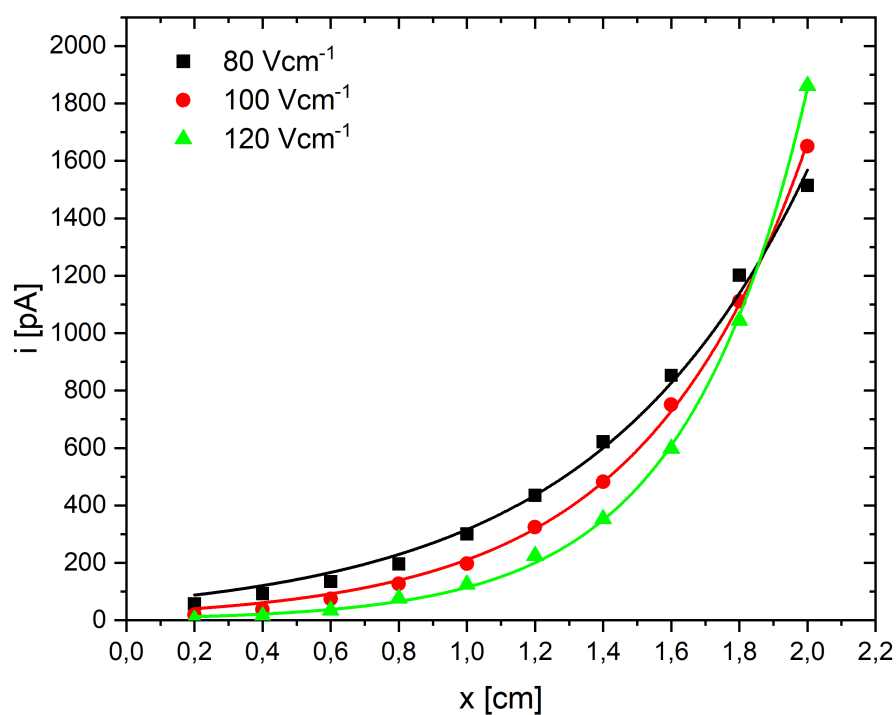
Při měření musíme dbát na to, aby ve výbojce nevznikl samostatný výboj, tedy měříme pro hodnoty intenzity elektrického pole 80–120 V/cm. Konstantní elektrické pole v jedné sérii měření udržujeme nastavením napětí na zdroji a přizpůsobením vzájemné vzdálenosti elektrod, přičemž posouváme i UV lampou, aby vzdálenost mezi ní a katodou byla stálá. Výstupem z měření je poloha katody  $x$ , hodnota napětí  $U$  a proud  $i$  pro několik hodnot konstantní intenzity elektrického pole  $E$ . Pro každou změnu intenzity pole naladíme irisovou clonu UV výbojky tak, abychom měli maximální proud okolo 1800 pA z důvodu rozsahu na přístroji do 1999 pA. Proud je tedy řádově pA až nA, pro zlepšení přesnosti měření z ampérmetru odečítáme vždy 3 hodnoty a dále budeme pracovat s jejich průměrem. Tlak je konstantní o hodnotě  $p = 79,5$  Pa.

V rovnicích (2) a (3) lze nahradit počet elektronů proudem. Z naměřených dat můžeme sestavit graf závislosti  $i = i_0 f(x)$ , viz obr. 2 a obr. 3. Body jsou proloženy exponenciální funkcí  $i = i_0 e^{\alpha x}$ , z toho získané  $i_0$  a  $\alpha$  jsou uvedené v levé části tabulky 1.

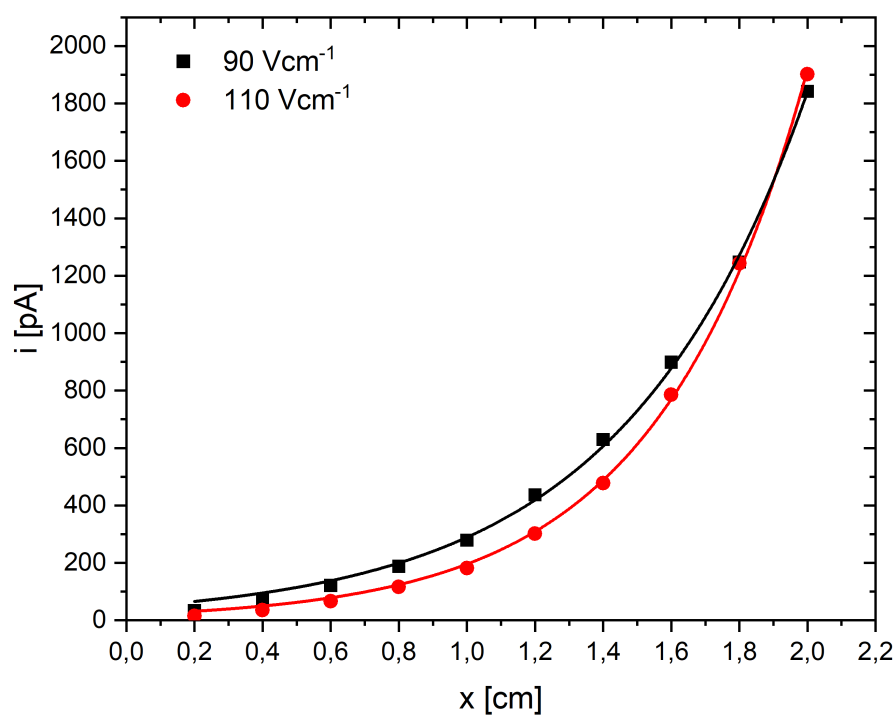
Dále můžeme vytvořit graf závislosti  $\ln i = f(x)$ , viz obr. 4 a obr. 5. Závislost je proložena lineární funkcí  $\ln i = \ln i_0 + \alpha x$ , získané  $i_0$  a  $\alpha$  jsou uvedené v pravé části tabulky 1. U naměřených dat pro  $E = 120$  V cm<sup>-1</sup> jsme vynechali z fitu hodnotu  $x = 0,2$  cm, protože se viditelně odchyluje od zbytku měření a je v ní tedy nejspíše zanesena hrubá chyba.

Jelikož lineární fit v grafech 4 a 5 na první pohled příliš neodpovídá vynesené závislosti, zkusíme provést zpřesnění a data proložíme funkcí  $\ln i = \ln(i_0 e^{\alpha x} + i_p)$ , kde  $i_p$  nazveme posuvným proudem.  $i_0$ ,  $\alpha$  a  $i_p$  získané z tohoto přesnějšího fitu jsou uvedené v tabulce 2

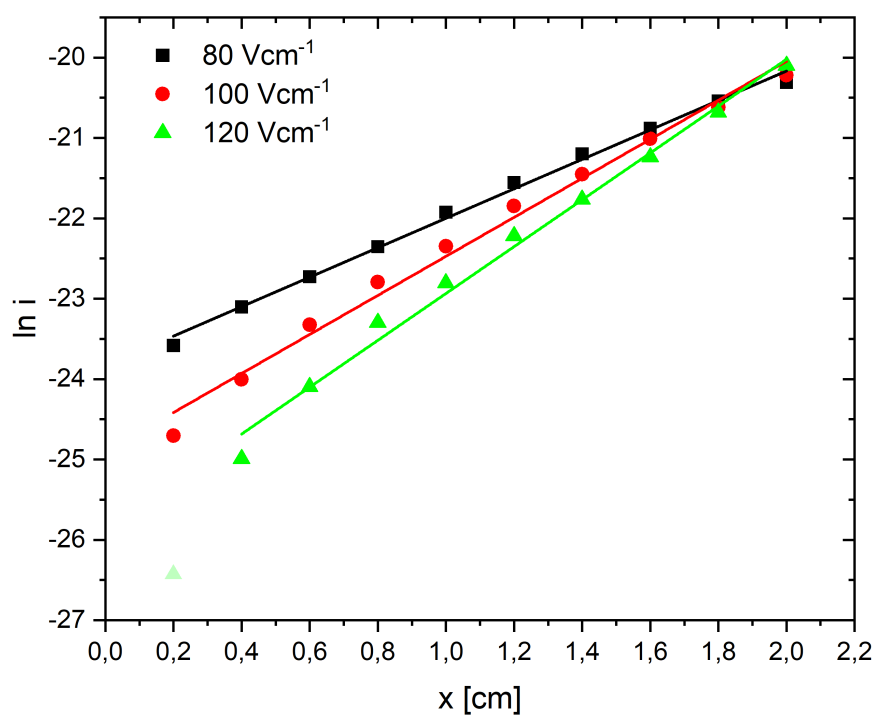
Ve všech případech je vidět, že s rostoucí intenzitou elektrického pole  $E$  proud  $i_0$  klesá a ionizační koeficient  $\alpha$  roste.



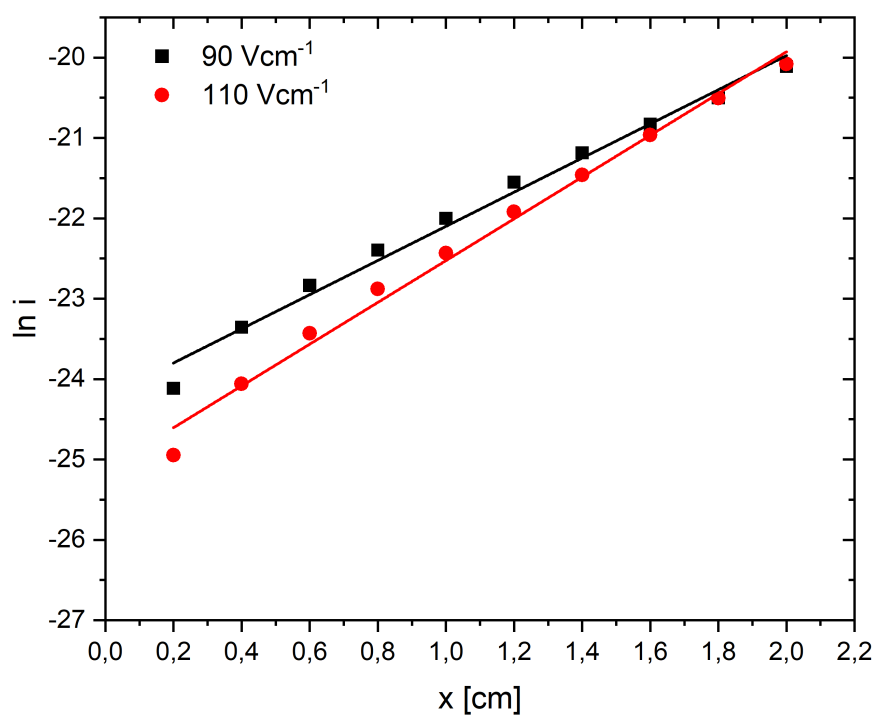
Obrázek 2: Graf závislosti  $i$  na  $x$ .



Obrázek 3: Graf závislosti  $i$  na  $x$ .



Obrázek 4: Graf závislosti  $\ln i$  na  $x$ .



Obrázek 5: Graf závislosti  $\ln i$  na  $x$ .

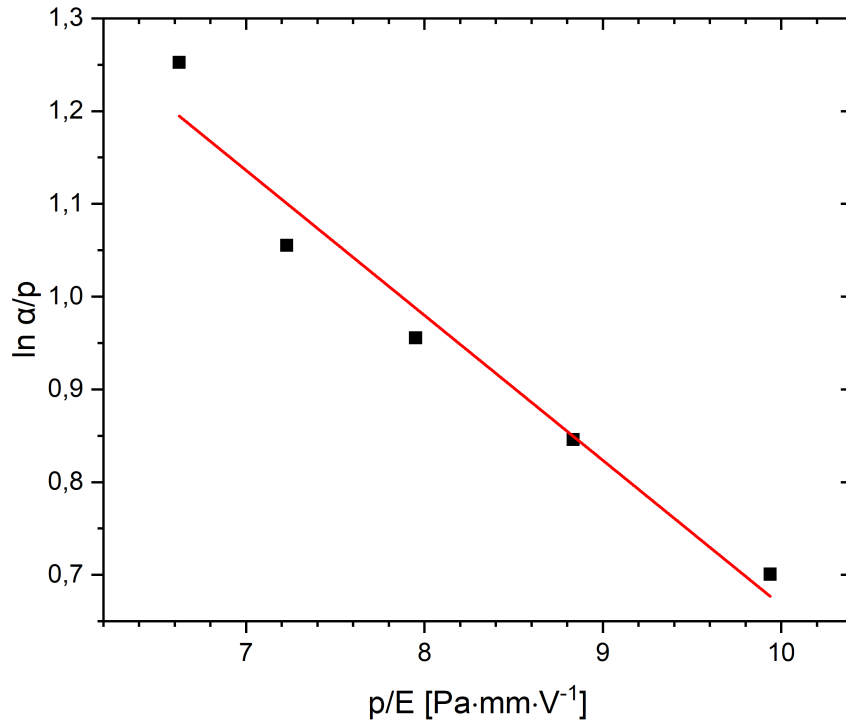
Tabulka 1: Hodnoty proudů  $i_0$  a ionizačních koeficientů  $\alpha$  pro různé hodnoty  $E$ .

	$i = i_0 e^{\alpha x}$		$\ln i = \ln i_0 + \alpha x$	
$E$ [Vcm <sup>-1</sup> ]	$i_0$ [pA]	$\alpha$ [cm <sup>-1</sup> ]	$i_0$ [pA]	$\alpha$ [cm <sup>-1</sup> ]
80	$63,7 \pm 6,6$	$1,60 \pm 0,06$	$44,7 \pm 1,1$	$1,83 \pm 0,04$
90	$45,3 \pm 2,8$	$1,85 \pm 0,03$	$30,2 \pm 1,1$	$2,12 \pm 0,08$
100	$26,7 \pm 1,7$	$2,07 \pm 0,03$	$15,3 \pm 1,1$	$2,43 \pm 0,09$
110	$19,9 \pm 1,2$	$2,23 \pm 0,03$	$12,3 \pm 1,1$	$2,60 \pm 0,09$
120	$7,1 \pm 0,5$	$2,80 \pm 0,04$	$5,9 \pm 1,2$	$2,91 \pm 0,11$

Tabulka 2: Hodnoty proudů  $i_0$ ,  $i_p$  a ionizačních koeficientů  $\alpha$  pro různé hodnoty  $E$ .

	$\ln i = \ln(i_0 e^{\alpha x} + i_p)$		
$E$ [Vcm <sup>-1</sup> ]	$i_0$ [pA]	$\alpha$ [cm <sup>-1</sup> ]	$i_p$ [pA]
80	$67,4 \pm 6,3$	$1,60 \pm 0,05$	$-36,1 \pm 8,9$
90	$63,5 \pm 2,8$	$1,69 \pm 0,03$	$-54,9 \pm 3,9$
100	$29,5 \pm 1,7$	$2,03 \pm 0,04$	$-26,1 \pm 2,5$
110	$22,9 \pm 0,9$	$2,22 \pm 0,03$	$-20,8 \pm 1,4$
120	$10,6 \pm 0,8$	$2,57 \pm 0,05$	$-14,4 \pm 1,2$

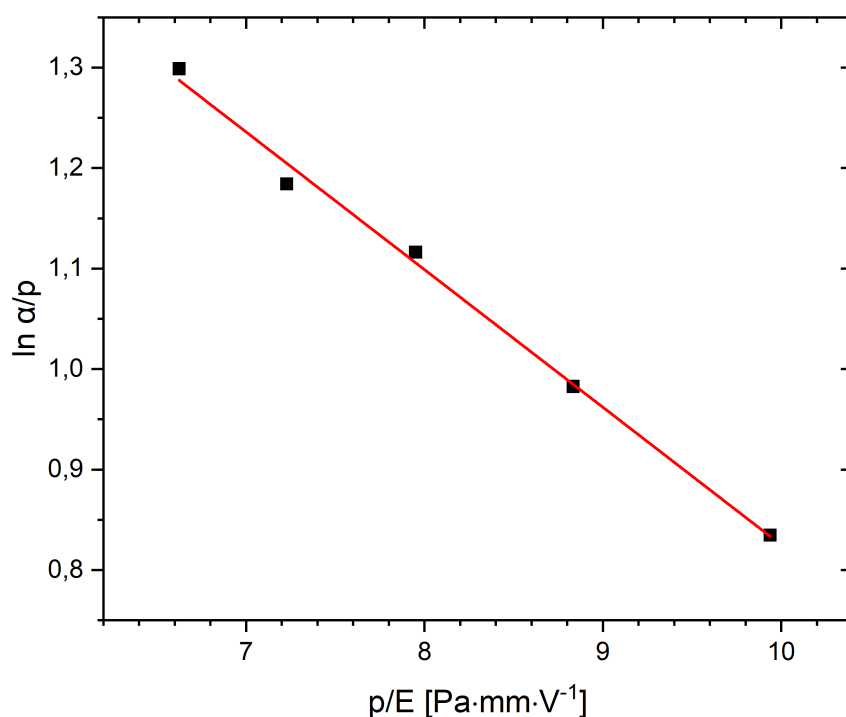
Jelikož jsme provedli měření pro několik hodnot  $E/p$ , můžeme sestavit grafy závislosti  $\ln \alpha/p = f(p/E)$  a proložit jej lineární funkcí  $\ln \alpha/p = \ln A - \frac{Bp}{E}$ , která vychází z úpravy rovnice (5). To provedeme jak pro  $\alpha$  získané z exponenciálního fitu, tak i pro  $\alpha$  z lineárního fitu. Následně pomocí rovnice (6) určíme ionizační potenciál argonu  $U_i$ , viz tab. 3. Tabulková hodnota pro argon je  $U_i = 15,76 \text{ eV}$ . Té se více přiblížil potenciál  $U_i = (15,3 \pm 1,9) \text{ eV}$  získaný po dosazení  $\alpha$  z lineárního fitu.



Obrázek 6: Graf závislosti  $\ln \alpha/p$  na  $p/E$  pro  $\alpha$  z exponenciálního fitu.

Tabulka 3: Hodnoty konstant  $A$ ,  $B$  a ionizačních potenciálů  $U_i$  argonu z  $\ln \alpha/p = \ln A - \frac{Bp}{E}$ .

Dosazení $\alpha$ z exponenciálního fitu			Dosazení $\alpha$ z lineárního fitu		
$A \text{ [Pa}^{-1} \text{ m}^{-1}]$	$B \text{ [V Pa}^{-1} \text{ m}^{-1}]$	$U_i \text{ [eV]}$	$A \text{ [Pa}^{-1} \text{ m}^{-1}]$	$B \text{ [V Pa}^{-1} \text{ m}^{-1}]$	$U_i \text{ [eV]}$
$9,3 \pm 1,2$	$156 \pm 18$	$16,8 \pm 2,9$	$9,0 \pm 1,0$	$137 \pm 5$	$15,3 \pm 1,9$



Obrázek 7: Graf závislosti  $\ln \alpha/p$  na  $p/E$  pro  $\alpha$  z lineárního fitu.

### 3 Závěr

Cílem této úlohy bylo seznámit se s Townsendovou teorií lavin. Z měření jsme ověřili exponenciální růst proudu s rostoucí vzdáleností elektrod. Také jsme určili první Townsendův koeficient pro různé hodnoty intenzity elektrického pole, který roste s rostoucí  $E$ . Nakonec jsme získali ionizační potenciál argonu ze závislostí  $i = f(x)$  a  $\ln i = f(x)$ , který nám vyšel přesněji z lineárního proložení  $\ln i = f(x)$  jako  $U_i = (15,3 \pm 1,9)$  eV, tabulková hodnota je  $U_i = 15,76$  eV. V případě fitu exponenciální závislosti metodou nejmenších čtverců mají body o vyšší  $y$  hodnotě ve fitu větší váhu než ty při nižších  $y$ .