

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 α 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 α na E/p je ve tvaru

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

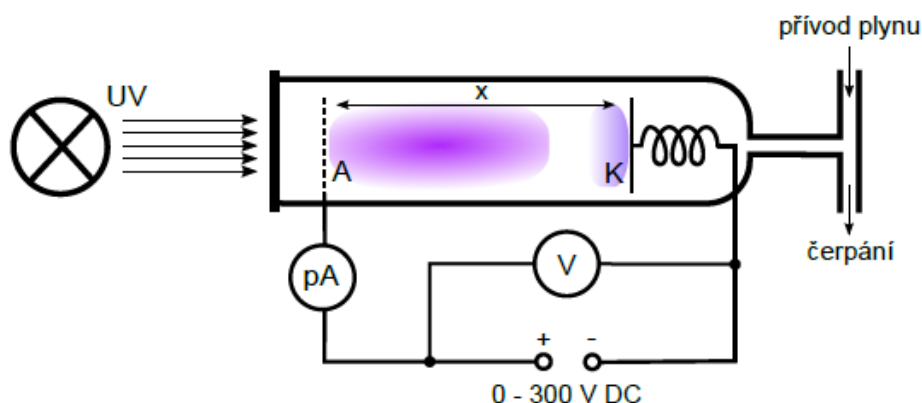
kde A a B jsou konstanty, pro které platí

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

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

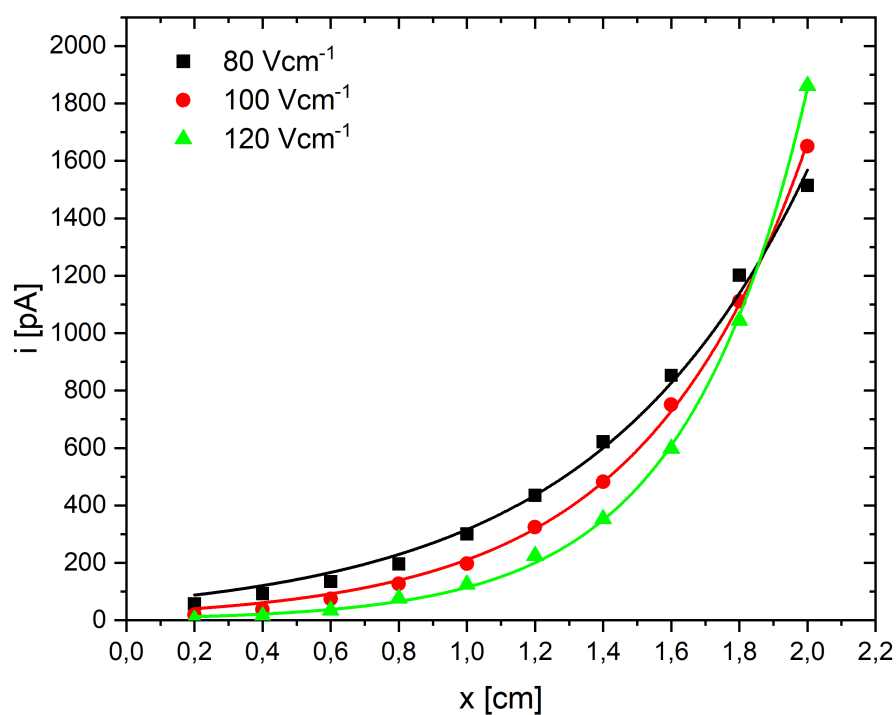
Při měření musíme dbát na to, aby ve výbojce nevznikl samostatný výboj, tedy měříme pro hodnoty intenzity elektrického pole 80–120 V/cm. Konstantní elektrické pole v jedné sérii měření udržujeme nastavením napětí na zdroji a přizpůsobením vzájemné vzdálenosti elektrod, přičemž posouváme i UV lampou, 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 α jsou uvedené v levé části tabulky 1.

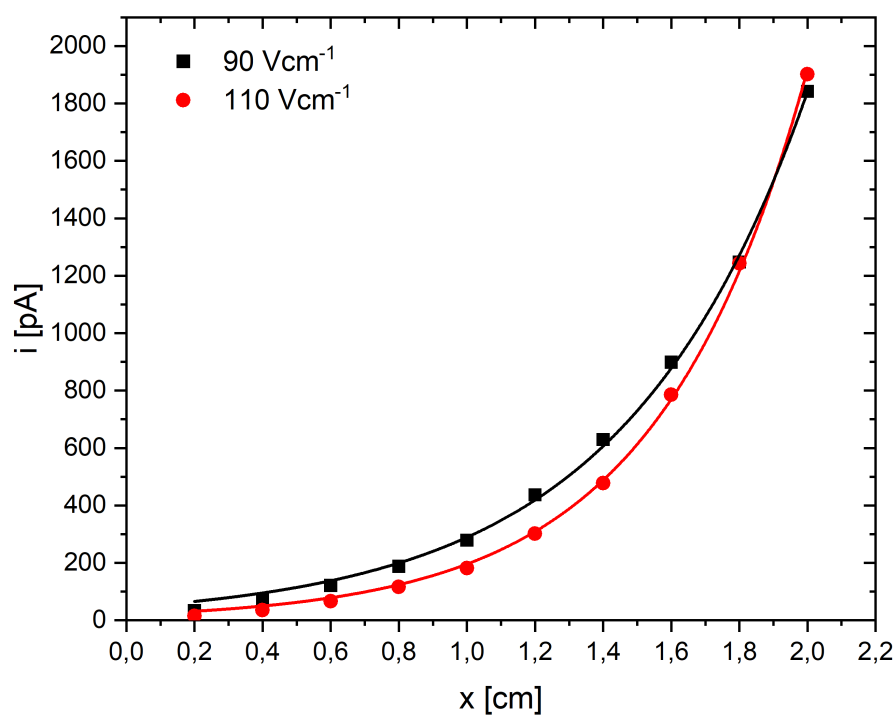
Dále můžeme vytvořit graf závislosti $\ln i = f(x)$, viz obr. 4 a obr. 5. Závislost je proložena lineární funkcí $\ln i = \ln i_0 + \alpha x$, získané i_0 a α jsou uvedené v pravé části tabulky 1. U naměřených dat pro $E = 120$ V cm⁻¹ jsme vynechali z fitu hodnotu $x = 0,2$ cm, protože se viditelně odchyluje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

Lineární fit v grafech 4 a 5 na první pohled odpovídá vynesené závislosti, ale body při nízkých x se odchylují. Zkusíme provést zpřesnění a data proložíme funkcí $\ln i = \ln(i_0 e^{\alpha x} + i_p)$, kde veličinou i_p se pokusíme opravit posunutí nuly. Hodnoty i_0 , α a i_p získané z tohoto přesnějšího fitu jsou uvedené v tabulce 2

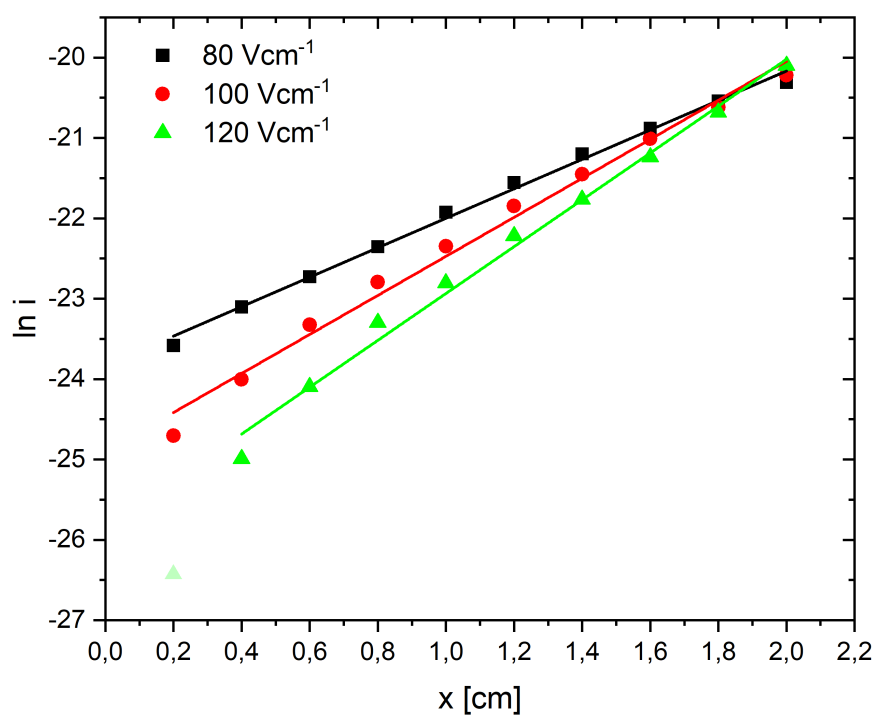
Ve všech případech je vidět, že ionizační koeficient α roste. Důvodem klesajícího proudu i_0 je ruční ladění clony rtuťové výbojky pro omezení proudu ampérmetrem.



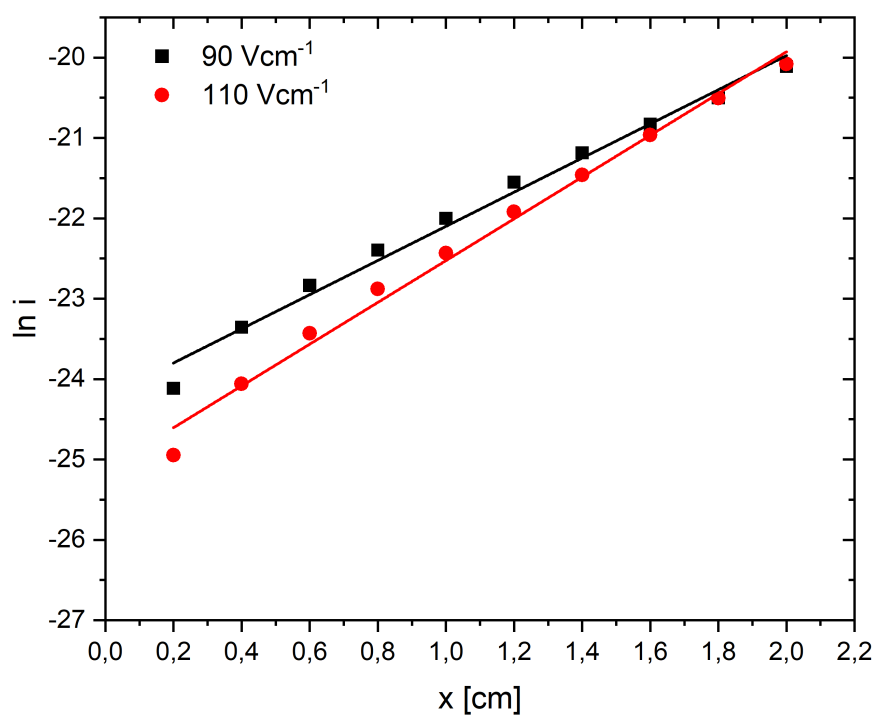
Obrázek 2: Graf závislosti i na x .



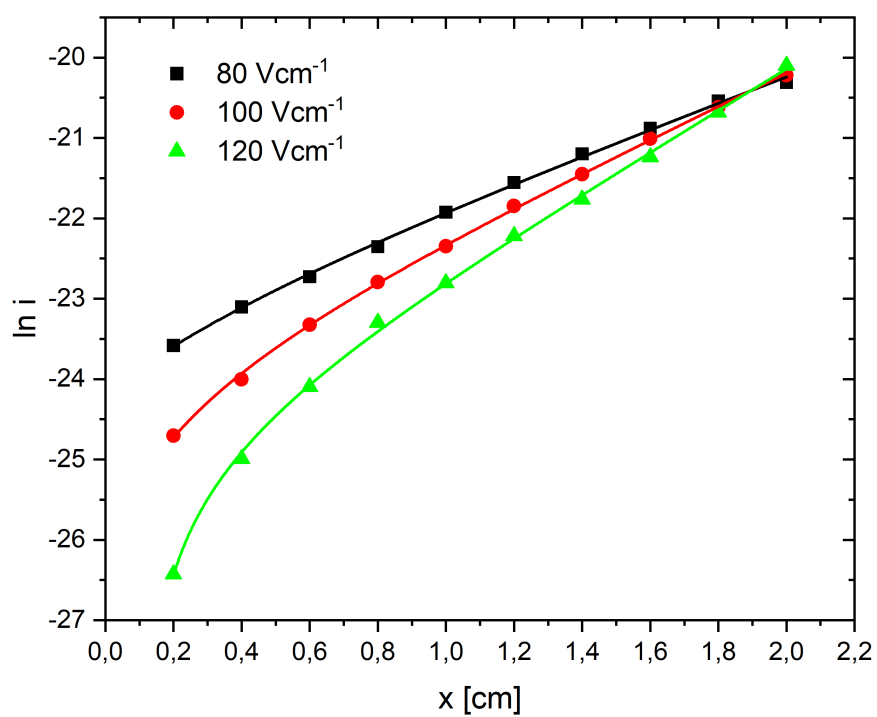
Obrázek 3: Graf závislosti i na x .



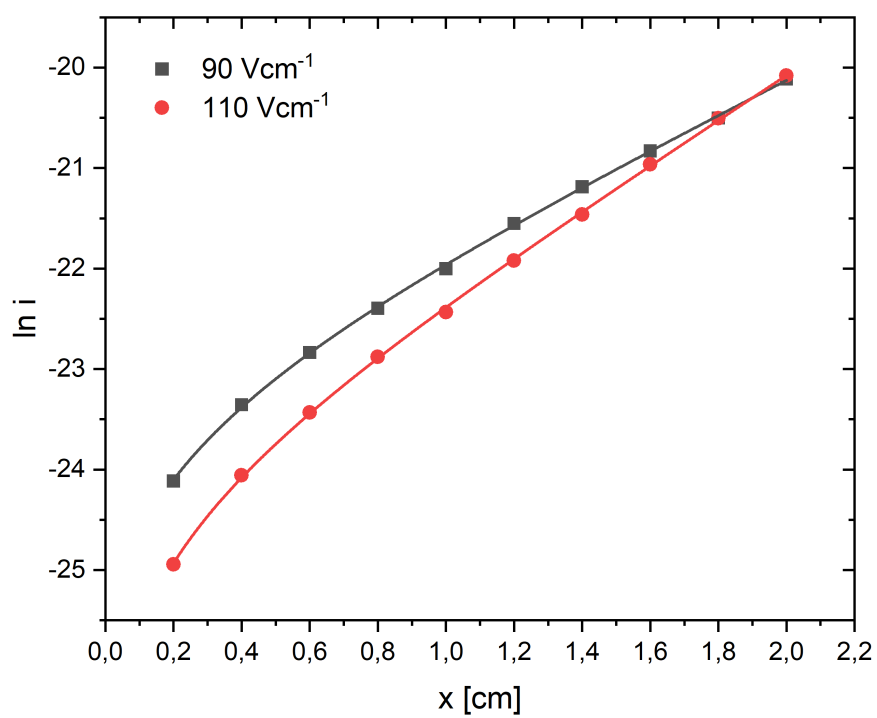
Obrázek 4: Graf závislosti $\ln i$ na x .



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



Obrázek 6: Graf závislosti $\ln i$ na x .



Obrázek 7: Graf závislosti $\ln i$ na x .

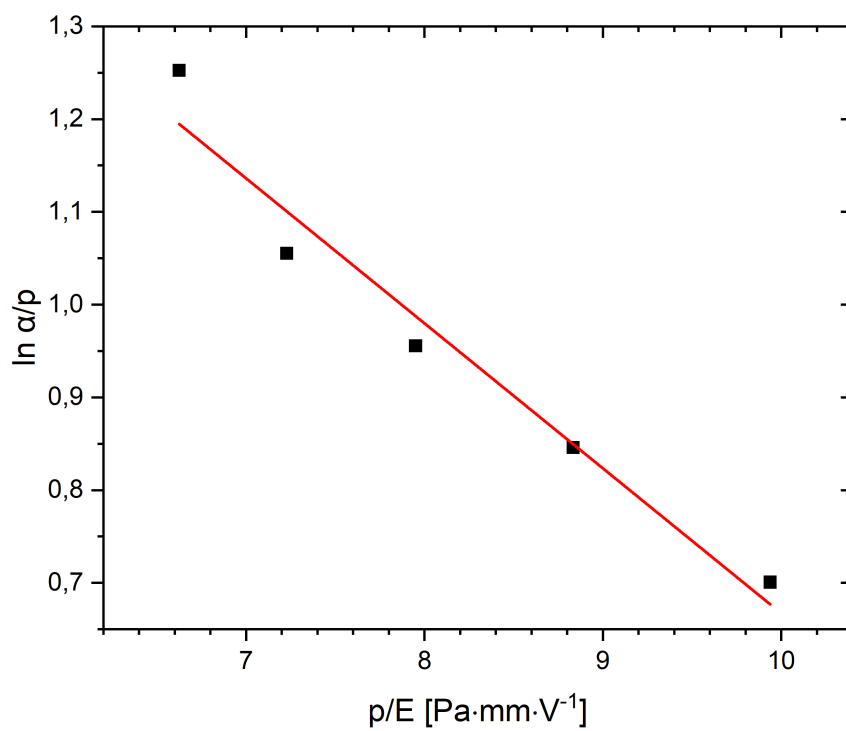
Tabulka 1: Hodnoty proudů i_0 a ionizačních koeficientů α pro různé hodnoty E .

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

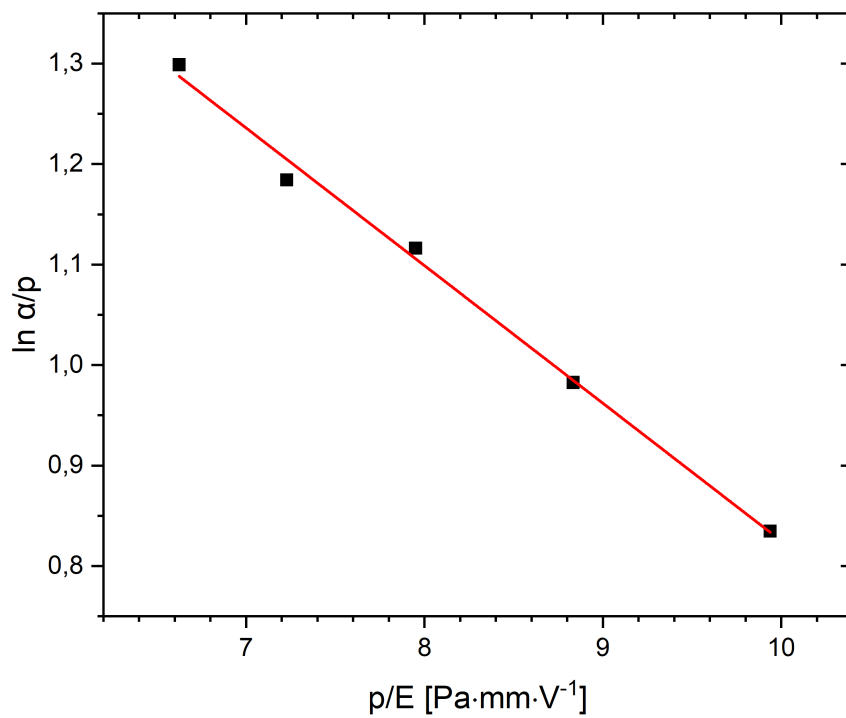
Tabulka 2: Hodnoty proudů i_0 , i_p a ionizačních koeficientů α pro různé hodnoty E .

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

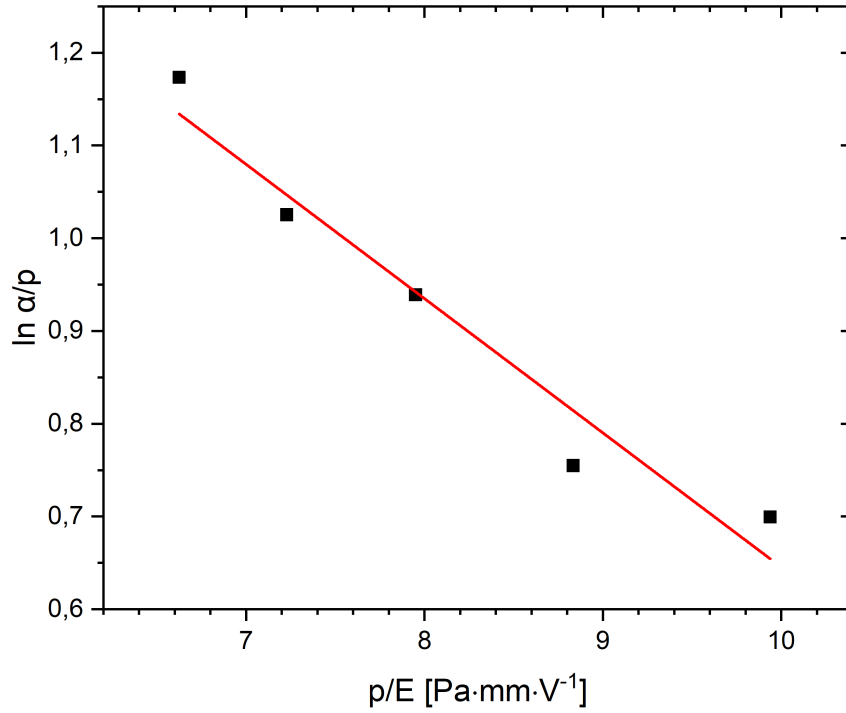
Jelikož jsme provedli měření pro několik hodnot E/p , můžeme sestavit grafy závislosti $\ln \alpha/p = f(p/E)$ a proložit jej lineární funkcí $\ln \alpha/p = \ln A - \frac{Bp}{E}$, která vychází z úpravy rovnice (5). To provedeme pro α získané z exponenciálního, lineárního i logaritmického fitu. Následně pomocí rovnice (6) určíme ionizační potenciál argonu U_i , viz tab. 3 a tab. 4. Tabulková hodnota pro argon je $U_i = 15,76$ V. Té se nejvíce přiblížil potenciál $U_i = (15,3 \pm 1,9)$ V získaný po dosazení α z lineárního fitu.



Obrázek 8: Graf závislosti $\ln \alpha/p$ na p/E pro α z exponenciálního fitu.



Obrázek 9: Graf závislosti $\ln \alpha/p$ na p/E pro α z lineárního fitu.



Obrázek 10: Graf závislosti $\ln \alpha/p$ na p/E pro α z logaritmického fitu.

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

Dosazení α z exponenciálního fitu			Dosazení α z lineárního fitu		
A [Pa ⁻¹ m ⁻¹]	B [V Pa ⁻¹ m ⁻¹]	U_i [V]	A [Pa ⁻¹ m ⁻¹]	B [V Pa ⁻¹ m ⁻¹]	U_i [V]
$9,3 \pm 1,2$	156 ± 18	$16,8 \pm 2,9$	$9,0 \pm 1,0$	137 ± 5	$15,3 \pm 1,9$

Tabulka 4: Hodnoty konstant A , B a ionizačního potenciálu U_i argonu z $\ln \alpha/p = \ln A - \frac{Bp}{E}$.

Dosazení α z logaritmického fitu s i_p		
A [Pa ⁻¹ m ⁻¹]	B [V Pa ⁻¹ m ⁻¹]	U_i [V]
$8,1 \pm 1,2$	$144,8 \pm 1,0$	$17,8 \pm 2,6$

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 závislosti $i = f(x)$ a $\ln i = f(x)$, který nám vyšel přesněji z lineárního proložení $\ln i = f(x)$ jako $U_i = (15,3 \pm 1,9) \text{ V}$, tabulková hodnota je $U_i = 15,76 \text{ V}$. V případě fitu exponenciální závislosti metodou nejmenších čtverců mají body o vyšší y hodnotě ve fitu větší váhu než ty při nižších y . Fit logaritmickou závislostí $\ln i = \ln(i_0 e^{\alpha x} + i_p)$ sice velmi dobře kopíruje naměřená data, výsledný ionizační potenciál $U_i = (17,8 \pm 2,6) \text{ V}$ z něj získaný je však od tabulkové hodnoty nejvzdálenější.