

PRAKTIKUM Z FYZIKY PLAZMATU

Diagnostika plazmatu doutnavého výboje pomocí jednoduché sondy

Zpracovali: Radek Horňák, Lukáš Vrána

Naměřeno: 1. 3. 2022

1 Teorie

1.1 Elektrostatická Langmuirova sonda

Langmuirova sonda je vodič malých rozměrů zavedený do plazmatu, pomocí něž lze měřit nejdůležitější parametry plazmatu jako elektronovou hustotu n_e , teplotu elektronů T_e , rozdělovací funkci elektronů $f(v)$ a prostorové rozdělení potenciálu a elektrického pole. Napětí sondy V_S určujeme vzhledem k referenční elektrodě. Potenciál plazmatu v místě sondy vůči stejné referenční elektrodě označme V_p . Pokud je vůči ní plocha sondy velmi malá, můžeme sondu nazvat jednoduchou. Podle tvaru lze dále sondy dělit na válcové, kulové a rovinné. Závislost proudu protékajícího sondou I_S na napětí přiloženém na sondu V_S tvoří voltamperovou (VA) charakteristiku sondy. Napětí sondy vůči plazmovému potenciálu U_S získáme pomocí vztahu

$$U_S = V_S - V_p \quad (1)$$

Pokud sonda není připojena k vnějšímu obvodu a proud elektronů i iontů na ni se ustálí, je výsledný proud nulový a sonda se ustálí na napětí V_{fl} , tedy na plovoucím potenciálu.

VA charakteristiku jednoduché sondy můžeme rozdělit na tři části. Tou první je oblast saturovaného iontového proudu označená na obr. 1 jako *A*. Sonda je záporně nabita vzhledem k potenciálu plazmatu, elektrony jsou odpuzovány a ionty naopak přitahovány. Vizuálně se to projevuje temným prostorem obalujícím sondu.

Druhou část charakteristiky tvoří přechodová oblast, pro kterou lze U_S vymezit jako $-2(V_p - V_{fl}) \leq U_S \leq 0$. Na obr. 1 se jedná o oblast *B*. Celkový proud sondou I_S můžeme vyjádřit jako

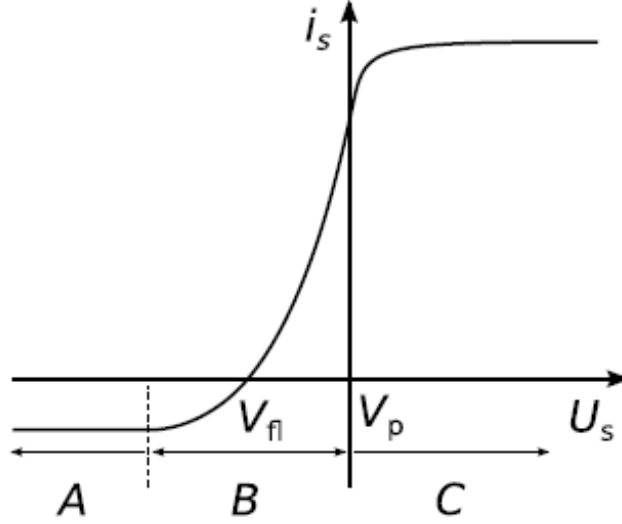
$$I_S = I_i + I_e \quad (2)$$

kde I_i je iontový proud a I_e elektronový proud, který je dán vztahem

$$I_e = S n_e \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m_e}} \exp\left(\frac{-eU_S}{kT_e}\right) \quad (3)$$

kde S je povrch sondy, e elementární náboj, n_e koncentrace elektronů, k Boltzmanova konstanta a m_e hmotnost elektronu.

Oblast saturovaného elektronového proudu je na obr. 1 označená jako *C*. Sonda je vzhledem k potenciálu plazmatu na kladném napětí a přitahuje tak elektrony. U válcové sondy nejví tato oblast nasycení, nýbrž parabolicky narůstá.



Obrázek 1: VA charakteristika jednoduché rovinné sondy [1].

1.2 Rozdělovací funkce energie

V předchozí části předpokládáme Maxwellovo rozdělení energie elektronů. Zda-li tento předpoklad platí lze dokázat Druyvesteynovým vztahem:

$$f(|U_s|) = \frac{1}{A} \sqrt{\left(\frac{8m_e}{e^3}\right)} \sqrt{|U_s|} \frac{d^2 i_e}{dU_s^2} \quad (4)$$

Existuje několik metod, jak získat ze sondové charakteristiky funkci $\frac{d^2 i_e}{dU_s^2}$, která udává rozdělovací funkci. Jednou z možností je přiložení slabého střídavého napětí $U = \varepsilon \sin(\omega t)$, přičemž musí platit $\varepsilon/U_s \ll 1$. Složka stejnosměrného proudu sondy vzroste o hodnotu

$$\Delta i \approx \frac{\varepsilon^2}{4} \frac{d^2 i_e}{dU_s^2} \quad (5)$$

Rozdělovací funkce $f(|U_s|)$ je tedy úměrná $\sqrt{|U_s|} \Delta i$. Tuto závislost graficky zobrazíme a lze ji porovnat s obecnými předpisy Maxwellova a Druyvesteynova rozdělení

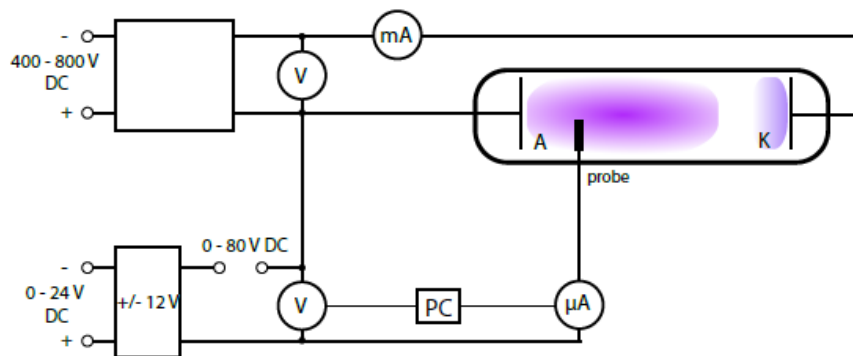
$$f(E) = A\sqrt{E} \exp \left[- \left(\frac{E}{B} \right)^K \right] \quad (6)$$

s parametry A, B, K . Pokud je $K = 1$, jedná se o Maxwellovo rozdělení, v případě $K = 2$ je rozdělení Druyvesteyново.

2 Měření a výsledky

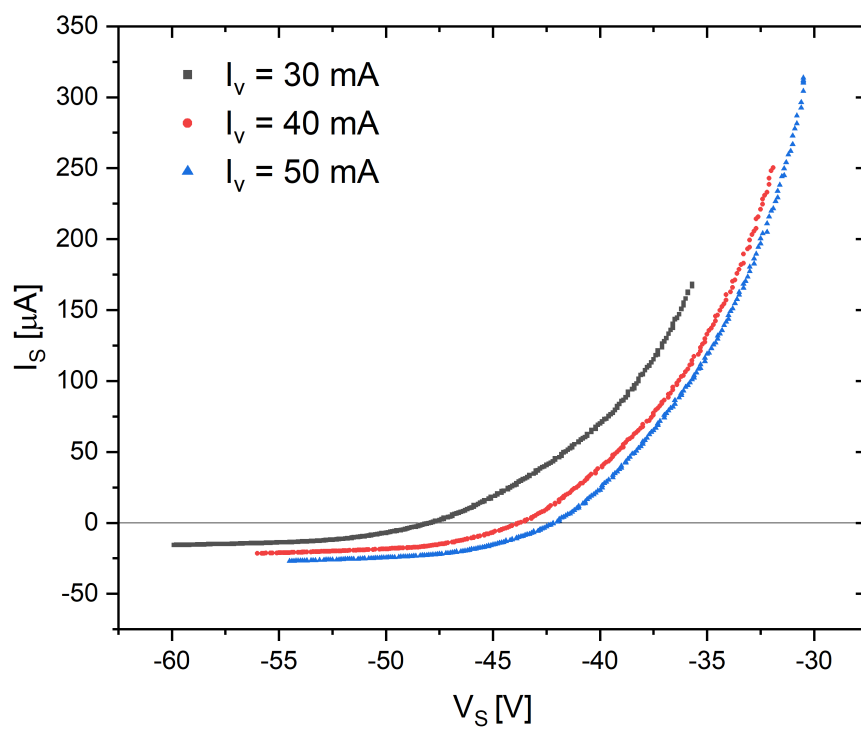
Měření provádíme na aparatuře, jejíž schéma je vidět na obr. 2. Výbojka je čerpaná rotační olejovou vývěvou. Tlak nastavujeme změnou průtoku argonu a měříme jej Piraniho manometrem. Do výbojky je zavedená jednoduchá válcová sonda, jejíž délku jsme odhadli na 8 mm a průměr 0,1 mm. Povrch podstavy válcové sondy je k povrchu jejího pláště S zanedbatelný, po zaokrouhlení dostáváme $S = 2,5 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2$.

Při měření vždy nejprve nalezneme plovoucí potenciál, abychom měli jistotu, že naměříme oblast nalevo i napravo od něj. Napětí přiložené na sondu V_S se mění automaticky pomocí potenciometru, který je poháněn elektrickým motorkem, kde stačí zařadit rychlostní stupeň v jednom ze směrů chodu. Data jsou ukládána na počítač. Při vyhodnocování jsme je museli synchronizovat. VA charakteristiku jsme naměřili v obou směrech chodu potenciometru. Tato data se mezi sebou mírně lišila. Pro následné zpracování jsme použili vždy data pouze jednoho směru.

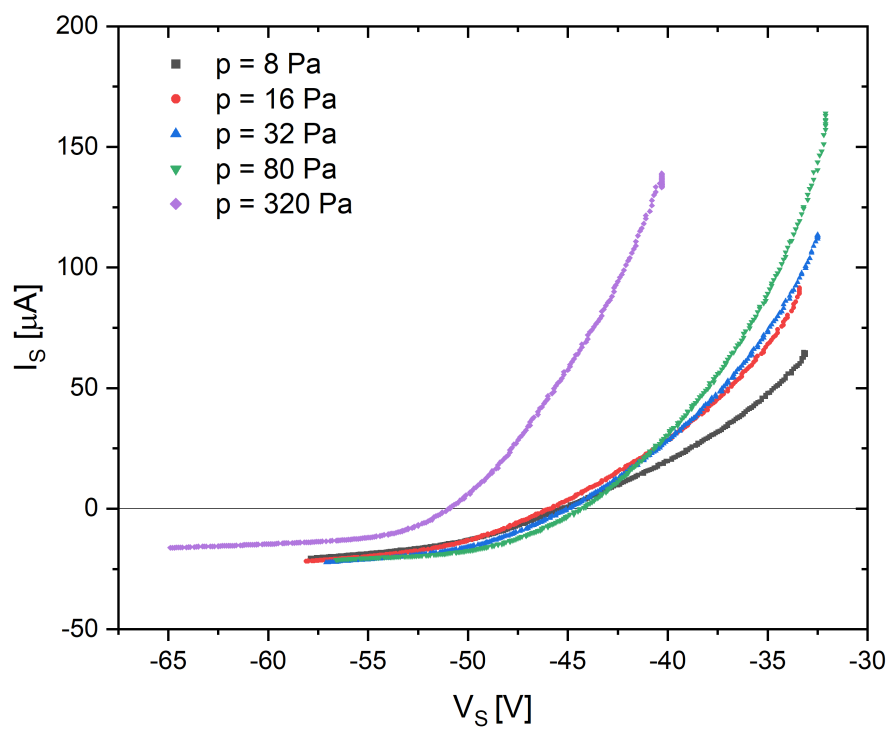


Obrázek 2: Schéma aparatury [1].

Provedli jsme měření za konstantního tlaku 160 Pa pro tři hodnoty výbojového proudu I_v . Výsledné VA charakteristiky jsou v grafu na obr. 3. Z nich lze určit plovoucí potenciál, který se s rostoucím výbojovým proudem zvětšuje, viz tab. 1. Dále jsme provedli měření za konstantního výbojového proudu 40 mA pro pět hodnot tlaku. Odpovídající VA charakteristiky jsou v grafu na obr. 4. Pro tlak 320 Pa je plovoucí potenciál nejmenší, v oblasti 8–80 Pa však nevykazuje žádný trend, viz tab. 1.

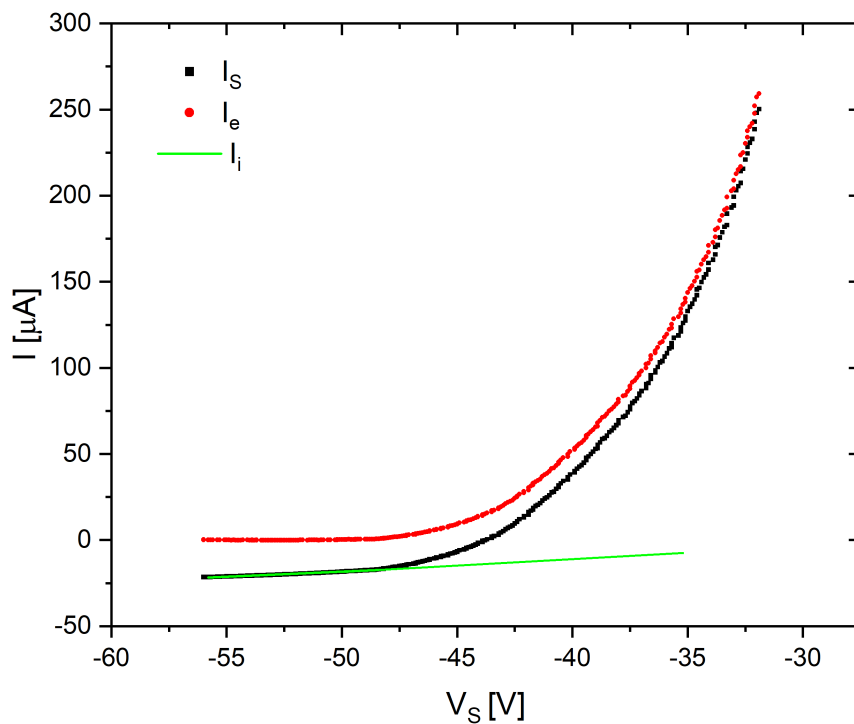


Obrázek 3: Naměřené VA charakteristiky za konstantního tlaku 160 Pa.

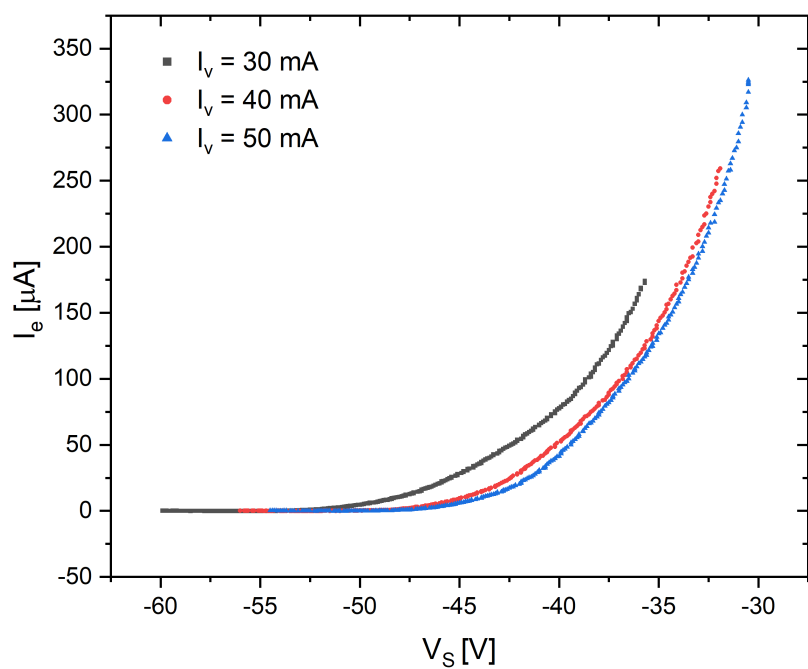


Obrázek 4: Naměřené VA charakteristiky za konstantního výbojového proudu 40 mA.

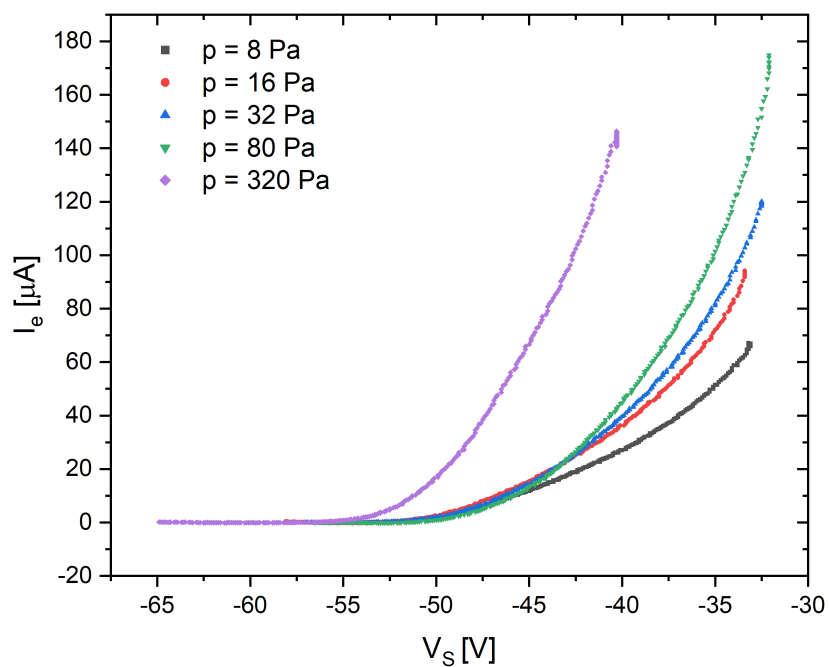
Nyní je potřeba od charakteristik odečíst iontový proud, oblast, kde saturuje, jsme proložili přímkou. Názorné proložení pro VA charakteristiku za podmínek $p = 160$ Pa a $I_v = 40$ mA je na obr. 5. Ve zbylých případech jsme postupovali obdobně. VA charakteristiky s takto odečteným iontovým proudem jsou v grafech na obr. 6 a 7.



Obrázek 5: Rozdělení sondového proudu na iontový a elektronový pomocí lineárního fitu saturovaného iontového proudu, $p = 160$ Pa a $I_v = 40$ mA.



Obrázek 6: VA charakteristiky s odečteným iontovým proudem pro měření s konstantním tlakem $p = 160 \text{ Pa}$.



Obrázek 7: VA charakteristiky s odečteným iontovým proudem pro měření s konstantním proudem $I_v = 40 \text{ mA}$.

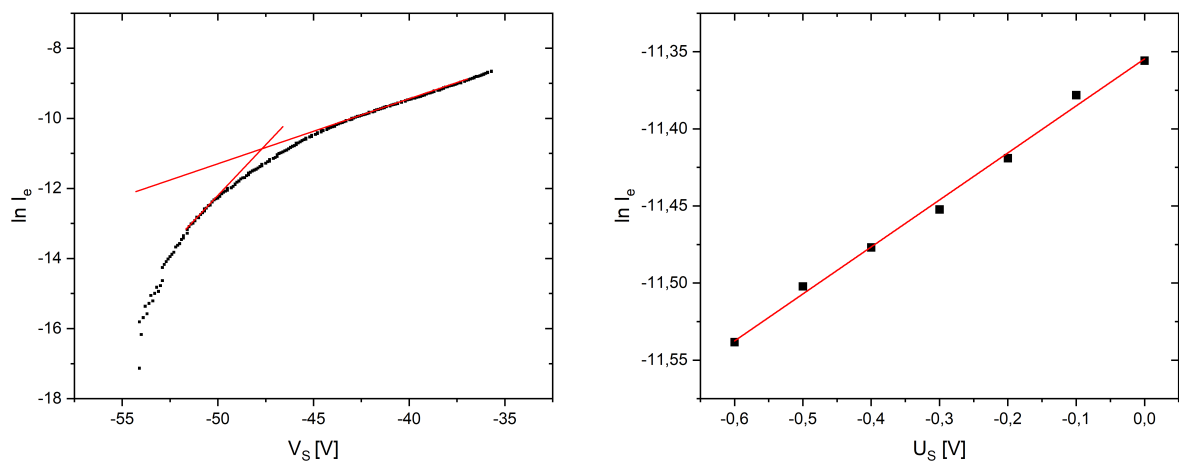
Potenciál plazmatu V_p přibližně určíme ze zlomu VA charakteristik jako průsečík asymptot k lineárním částem zlogaritmovaných závislostí. Postup je vidět na obrázcích 8 až 15 vlevo a výsledné V_p jsou uvedeny v tab. 1. Pokud máme proměřený dostatečný počet bodů, tak můžeme potenciál plazmatu určit také pomocí provedení druhé derivace, protože sondová charakteristika má v potenciálu plazmatu inflexní bod. Druhé derivace získané proložením dat polynomem 9. řádu jsou vyneseny na obr. 16 až 23. Nepodařilo se nám najít nulové body, spokojili jsme se vždy s lokálním minimem. Takto určený potenciál plazmatu je v tab. 1 označen jako $V_{p,d}$. Vždy platí, že V_p je větší než V_{fl} . Stejně jako V_{fl} , potenciál plazmatu s rostoucím výbojovým proudem roste, při změně tlaku nevykazuje žádný trend. Nyní můžeme ze vztahu (1) dopočítat U_S . Pokud následně vyneseme do grafů závislosti $\ln I_e = -\frac{e}{kT_e}U_S + C$ pro oblasti $-2(V_p - V_{fl}) \leq U_S \leq 0$, můžeme z elektronového proudu pro $U_S = 0$ dle vztahu (3) dopočítat koncentraci elektronů. Závislosti $\ln I_e = f(U_S)$ proložené přímkou jsou na obr. 8 až 23 vpravo. Výsledné elektronové teploty a koncentrace elektronů jsou v tab. 2, index d značí hodnoty získané z druhé derivace. S rostoucím výbojovým proudem roste i koncentrace elektronů. Metodou průsečíků asymptot teplota elektronů s výbojovým proudem klesá, ale metodou druhé derivace je konstantní. S rostoucím tlakem pozorujeme klesající teplotu a rostoucí koncentrace elektronů při použití obou metod. Rozdílem výsledků metod je hlavně nižší plazmový potenciál a koncentrace elektronů, jejichž závislost je výraznější při použití metody druhé derivace. V obou metodách jsme však ve stejném řádu 10^{14} m^{-3} .

Tabulka 1: Plovoucí a plazmové potenciály

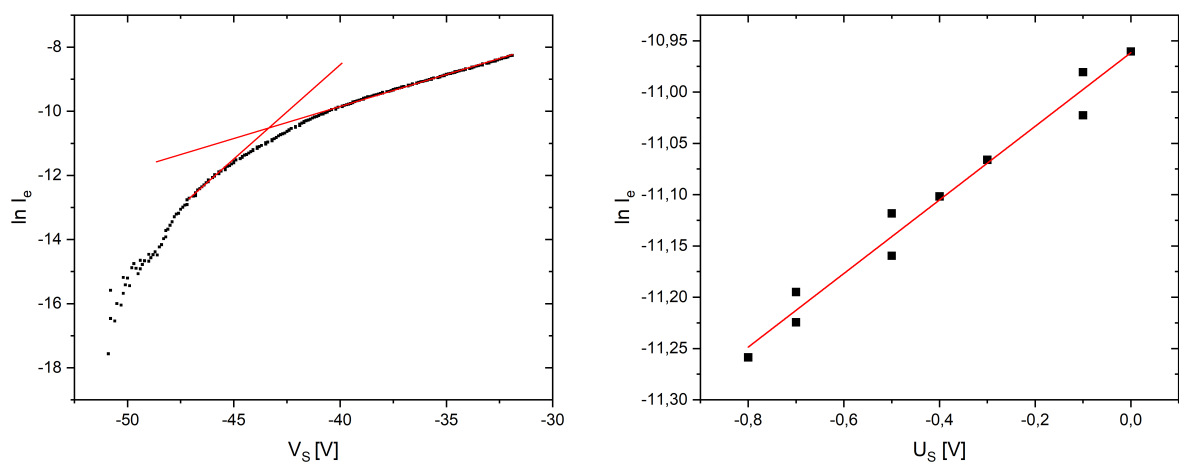
$p = 160 \text{ Pa}$				$I_v = 40 \text{ mA}$			
$I_v [\text{mA}]$	$V_{fl} [\text{V}]$	$V_p [\text{V}]$	$V_{p,d} [\text{V}]$	$p [\text{Pa}]$	$V_{fl} [\text{V}]$	$V_p [\text{V}]$	$V_{p,d}$
30	-48,0	-47,7	-43,4	8	-45,3	-44,8	-43,8
40	-43,8	-43,4	-39,7	16	-45,8	-45,2	-44,4
50	-42,2	-41,6	-37,5	32	-45,0	-44,6	-43,4
				80	-44,4	-43,9	-42,8
				320	-50,9	-49,9	-45,8

Tabulka 2: Teploty a koncentrace elektronů

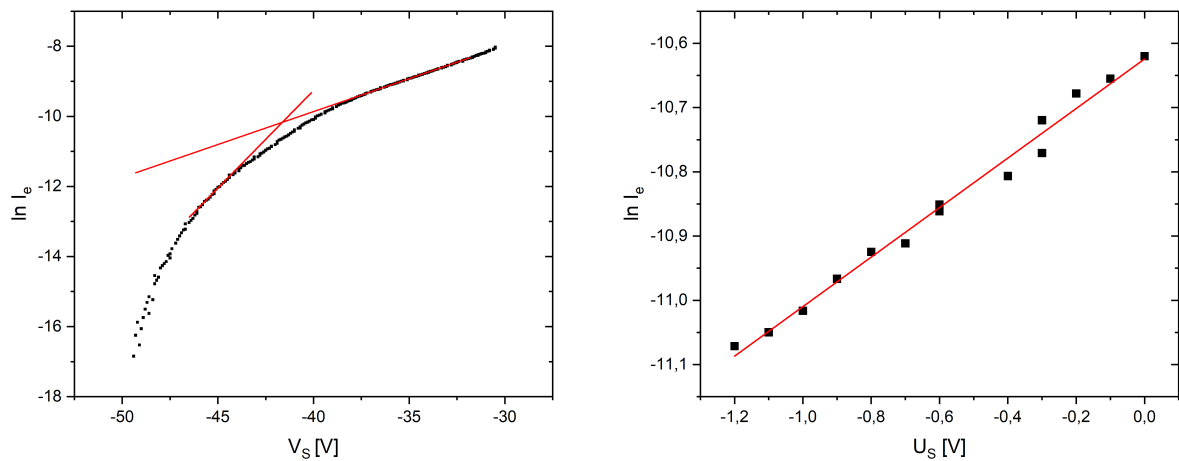
$p = 160 \text{ Pa}$			$I_v = 40 \text{ mA}$		
$I_v [\text{mA}]$	$T [\text{eV}]$	$n_e [10^{14} \text{ m}^{-3}]$	$p [\text{Pa}]$	$T [\text{eV}]$	$n_e [10^{14} \text{ m}^{-3}]$
30	3,3	1,0	8	4,6	0,8
40	2,8	1,6	16	4,3	1,1
50	2,6	2,3	32	4,0	1,2
			80	3,7	1,4
			320	2,2	1,7
$I_v [\text{mA}]$	$T_d [\text{eV}]$	$n_{e,d} [10^{14} \text{ m}^{-3}]$	$p [\text{Pa}]$	$T_d [\text{eV}]$	$n_{e,d} [10^{14} \text{ m}^{-3}]$
30	2,4	4,0	8	4,4	1,1
40	2,4	5,4	16	4,0	1,3
50	2,5	7,7	32	3,8	1,6
			80	3,5	2,0
			320	2,0	6,0



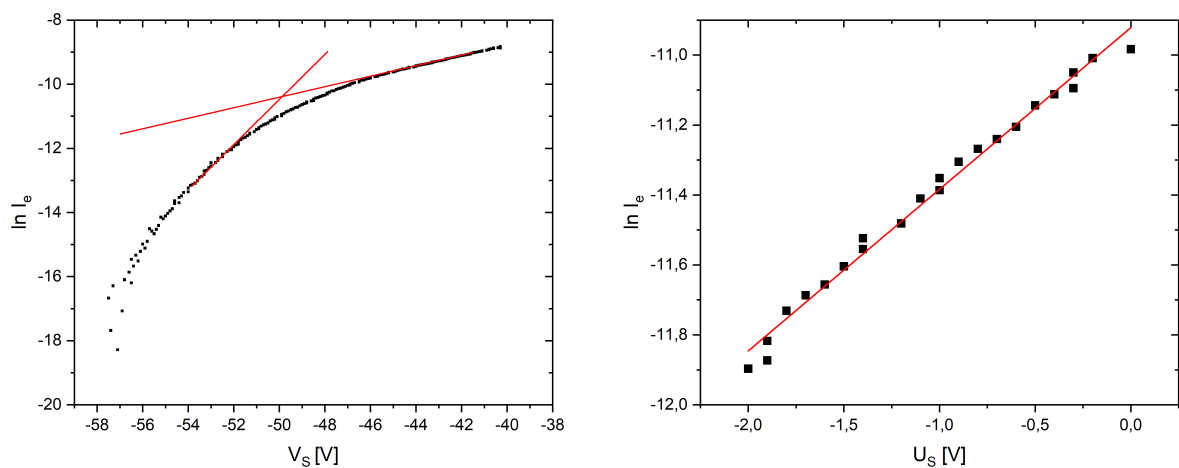
Obrázek 8: Stanovení potenciálu plazmatu a elektronové teploty pomocí průsečíku asymptot, $p = 160$ Pa a $I_v = 30$ mA.



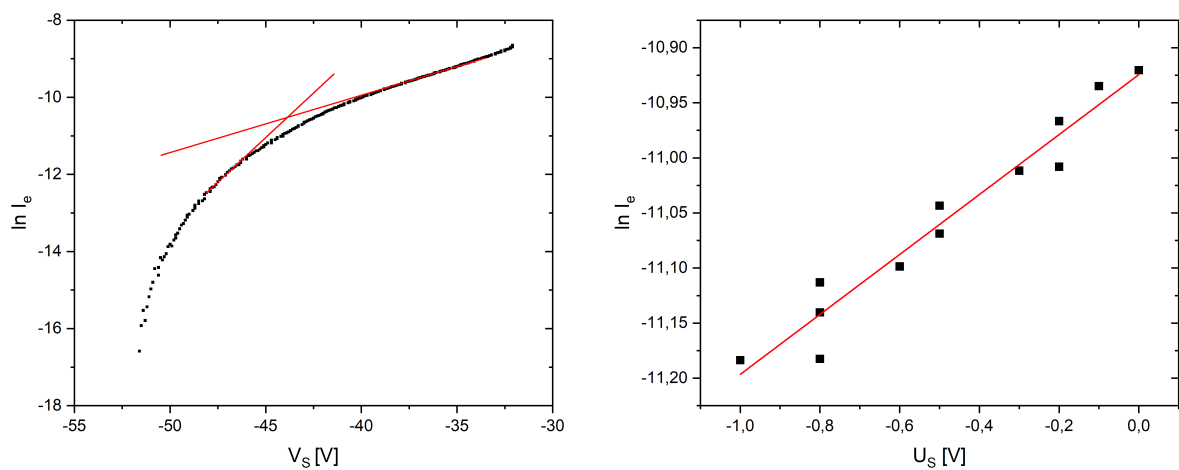
Obrázek 9: Stanovení potenciálu plazmatu a elektronové teploty pomocí průsečíku asymptot, $p = 160$ Pa a $I_v = 40$ mA.



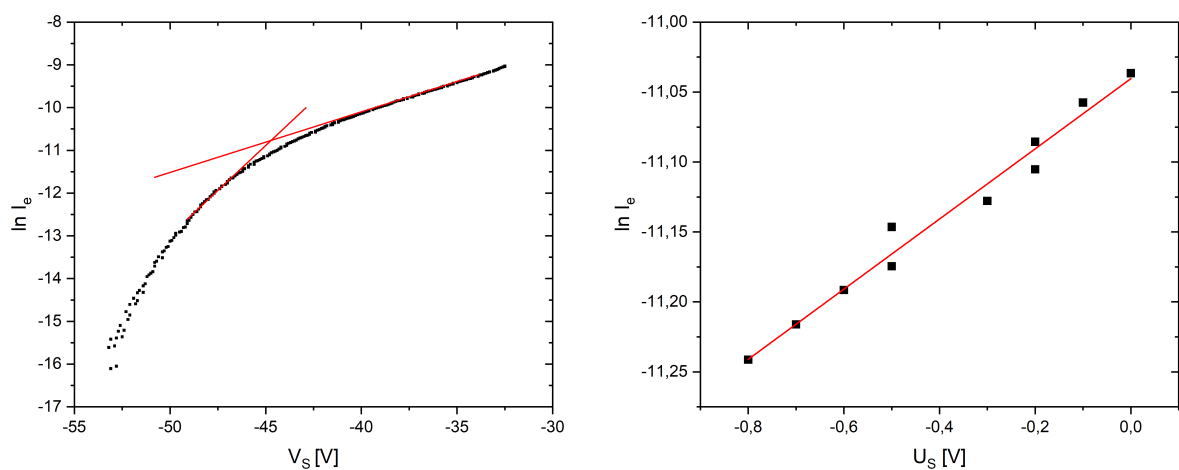
Obrázek 10: Stanovení potenciálu plazmatu a elektronové teploty pomocí průsečíku asymptot, $p = 160$ Pa a $I_v = 50$ mA.



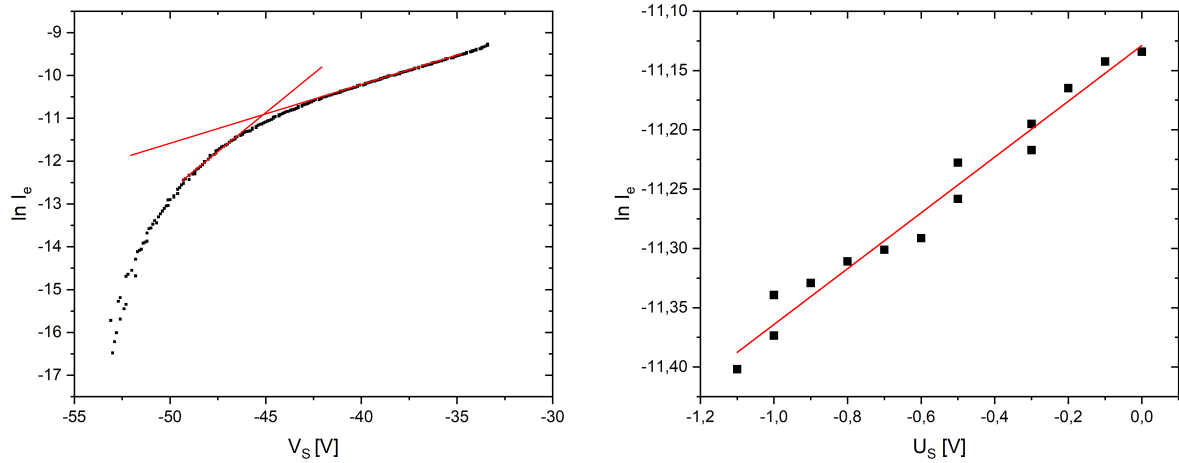
Obrázek 11: Stanovení potenciálu plazmatu a elektronové teploty pomocí průsečíku asymptot, $p = 320$ Pa a $I_v = 40$ mA.



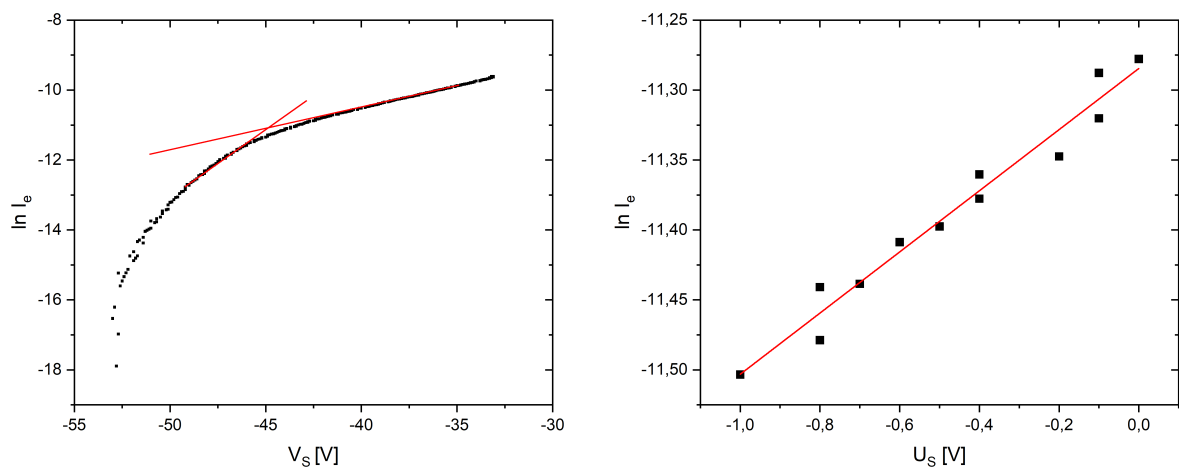
Obrázek 12: Stanovení potenciálu plazmatu a elektronové teploty pomocí průsečíku asymptot, $p = 80$ Pa a $I_v = 40$ mA.



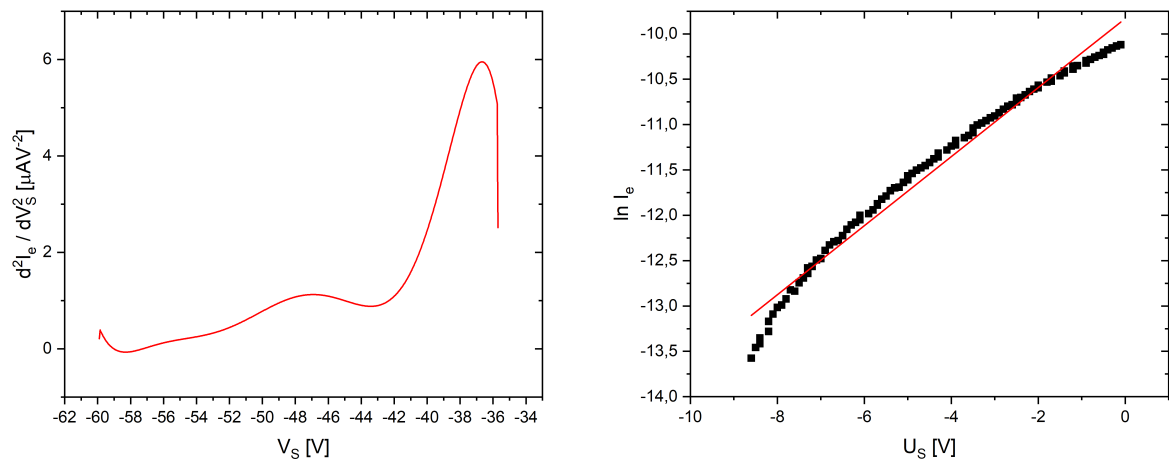
Obrázek 13: Stanovení potenciálu plazmatu a elektronové teploty pomocí průsečíku asymptot, $p = 32$ Pa a $I_v = 40$ mA.



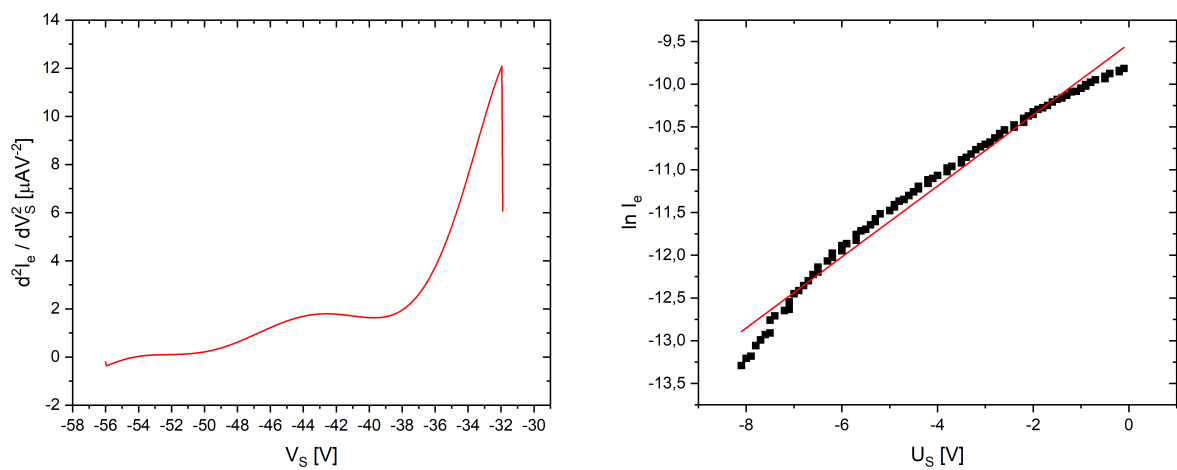
Obrázek 14: Stanovení potenciálu plazmatu a elektronové teploty pomocí průsečíku asymptot, $p = 16$ Pa a $I_v = 40$ mA.



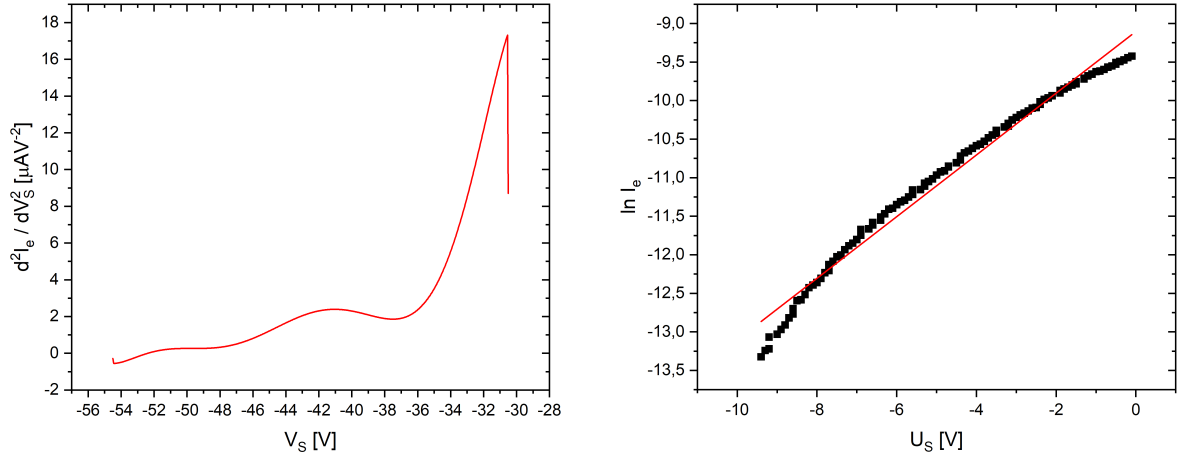
Obrázek 15: Stanovení potenciálu plazmatu a elektronové teploty pomocí průsečíku asymptot, $p = 8$ Pa a $I_v = 40$ mA.



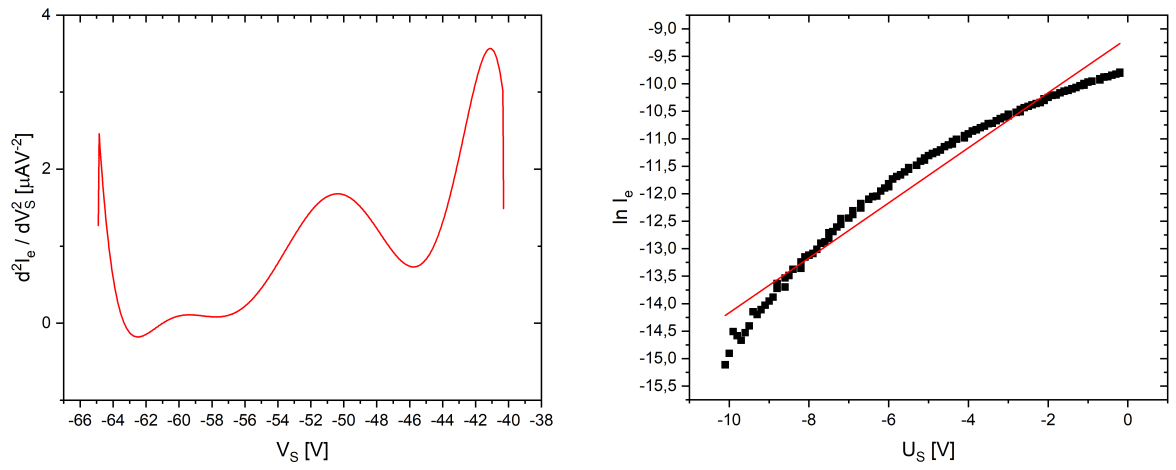
Obrázek 16: Stanovení potenciálu plazmatu a elektronové teploty pomocí druhé derivace, $p = 160$ Pa a $I_v = 30$ mA, $V_{p,d} = -43,4$ V.



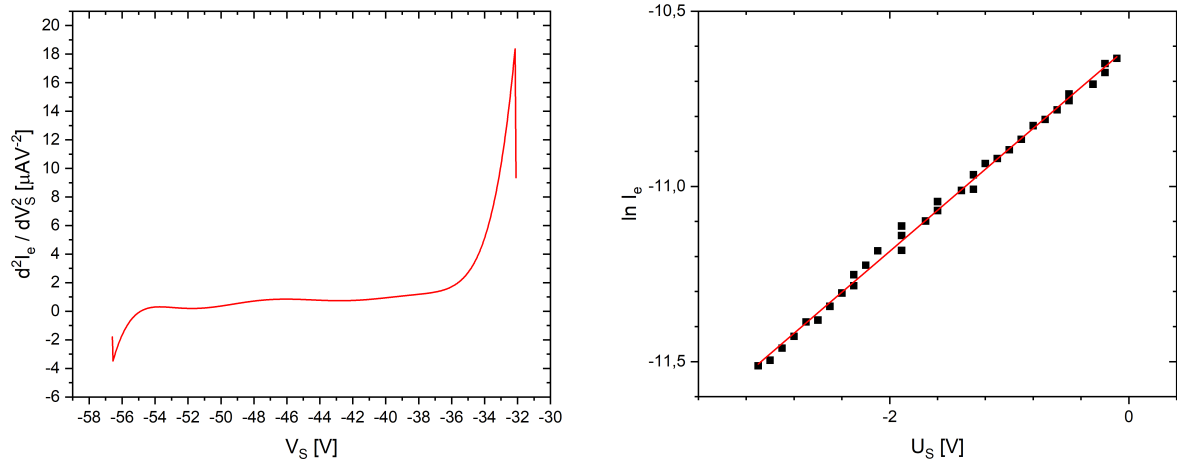
Obrázek 17: Stanovení potenciálu plazmatu a elektronové teploty pomocí druhé derivace, $p = 160$ Pa a $I_v = 40$ mA, $V_{p,d} = -39,7$ V.



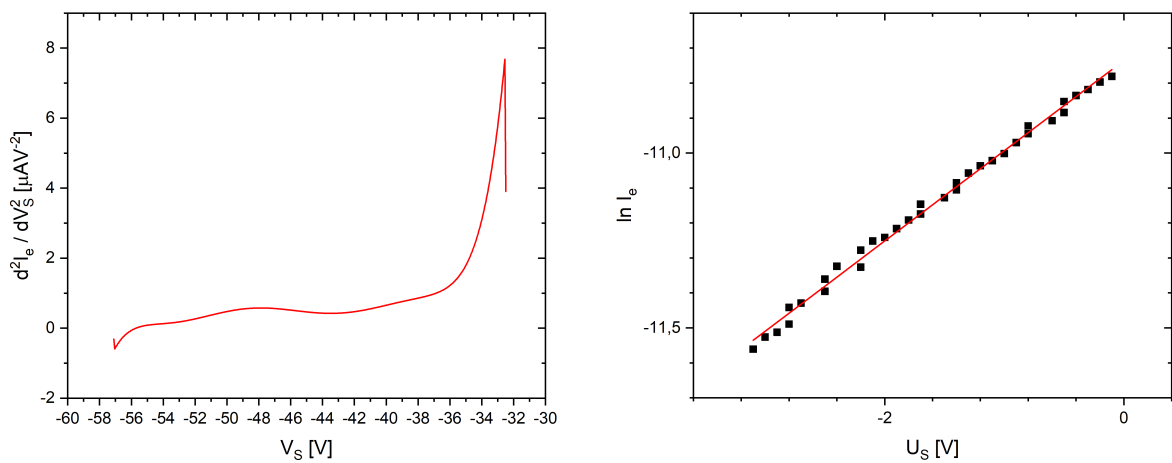
Obrázek 18: Stanovení potenciálu plazmatu a elektronové teploty pomocí druhé derivace, $p = 160$ Pa a $I_v = 50$ mA, $V_{p,d} = -37,5$ V.



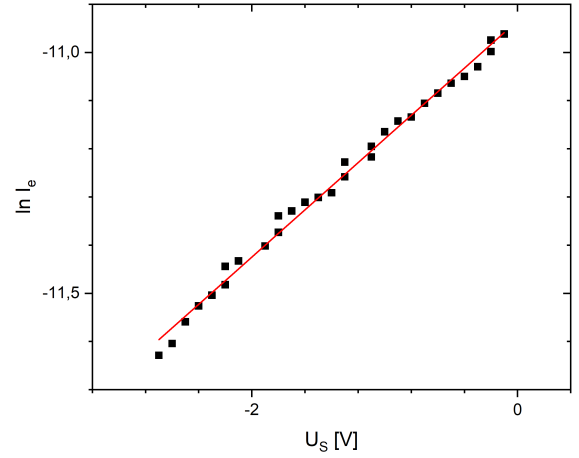
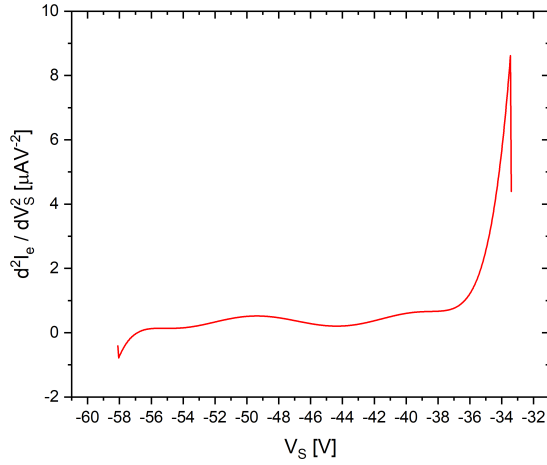
Obrázek 19: Stanovení potenciálu plazmatu a elektronové teploty pomocí druhé derivace, $p = 320$ Pa a $I_v = 40$ mA, $V_{p,d} = -45,8$ V.



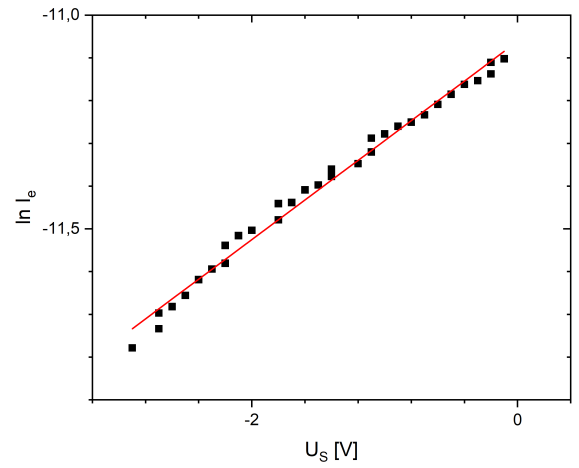
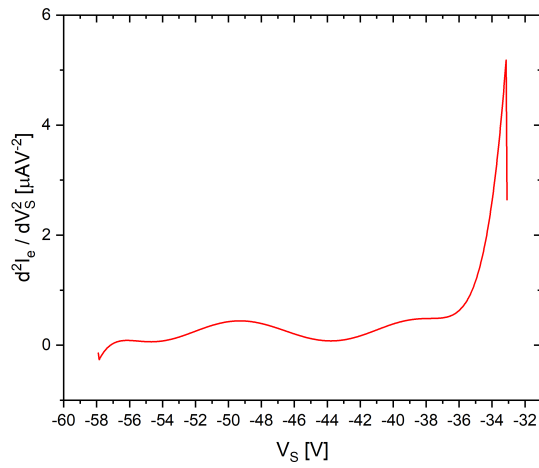
Obrázek 20: Stanovení potenciálu plazmatu a elektronové teploty pomocí druhé derivace, $p = 80$ Pa a $I_v = 40$ mA, $V_{p,d} = -42,8$ V.



Obrázek 21: Stanovení potenciálu plazmatu a elektronové teploty pomocí druhé derivace, $p = 32$ Pa a $I_v = 40$ mA, $V_{p,d} = -43,4$ V.



Obrázek 22: Stanovení potenciálu plazmatu a elektronové teploty pomocí druhé derivace, $p = 16$ Pa a $I_v = 40$ mA, $V_{p,d} = -44,4$ V.



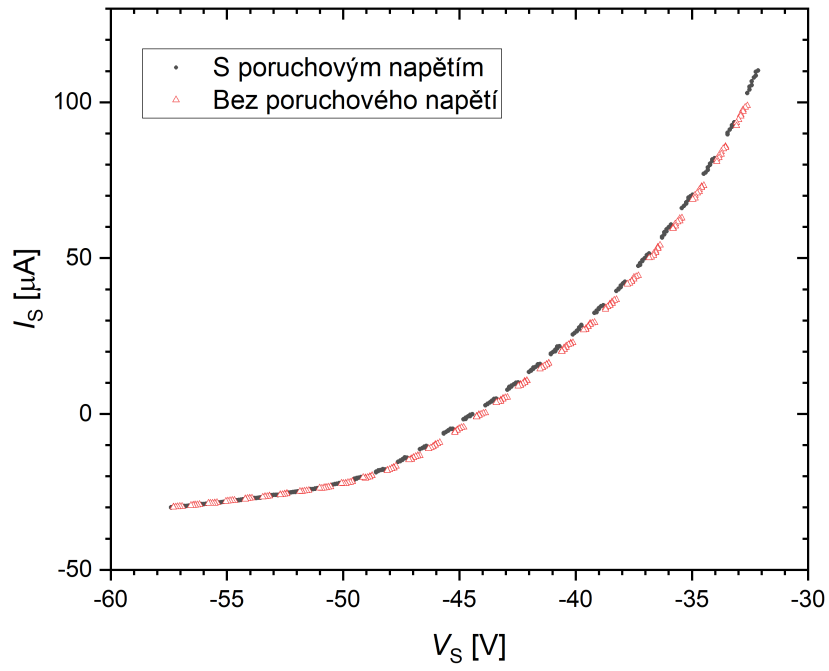
Obrázek 23: Stanovení potenciálu plazmatu a elektronové teploty pomocí druhé derivace, $p = 8$ Pa a $I_v = 40$ mA, $V_{p,d} = -43,8$ V.

2.1 Rozdělovací funkce energií

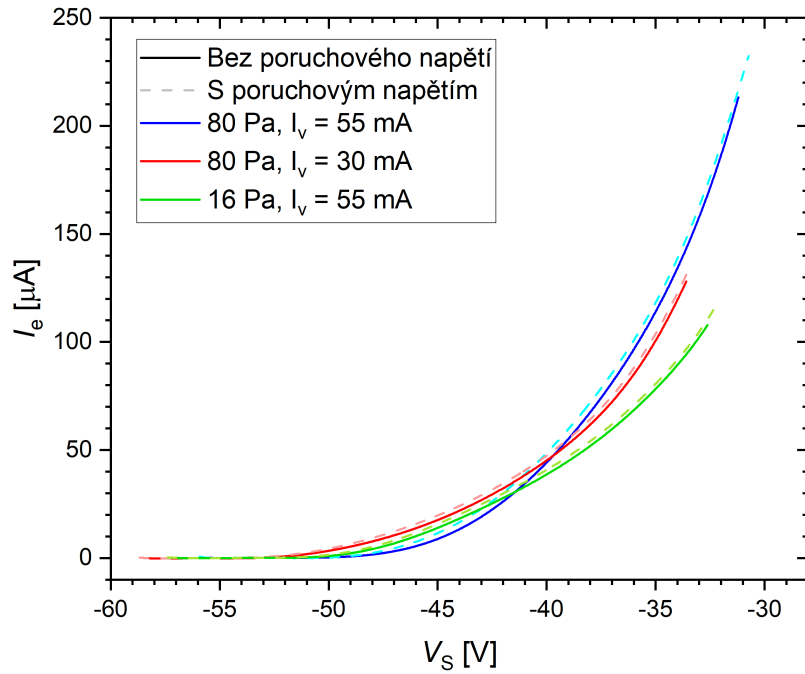
Voltampérovou charakteristiku bez a s poruchovým napětím měříme současně tak, že periodicky připojujeme a odpojujeme poruchové napětí, viz obr. 24, přičemž chybějící hodnoty získáme pomocí polynomického fitu. Z charakteristiky bez poruchového napětí určíme plovoucí a plazmový potenciál podobně jako v předchozí části metodou druhé derivace – tab. 3. Po odečtení iontového proudu jsou VA charakteristiky za dvou různých tlaků a výbojových proudů vyneseny do obr. 25. Proud Δi je určen z rozdílu dané dvojice křivek. Závislost $f(|U_s|) = \sqrt{|U_s|}\Delta i$ je vynesena do obr. 26–28. Dle rovnice (6) jsou naměřené hodnoty proloženy Maxwellovým, Druyvesteynovým a rozdělením s proměnným parametrem K . Pozorujeme, že Druyvesteynovo rozdělení odpovídá našim datům více než Maxwellovo. Parametr B v rovnici (6) je roven součinu kT . Lze z něj tedy určit teplotu elektronů $T \approx 7$ eV, což je v porovnání s teplotou určenou v předchozí části (tabulka 2) dvojnásobkem. Pro určení rozdělovací funkce jsme použili také metodu druhé derivace dle rovnice (5), viz obr. 29–31. Tato přímá metoda je nepřesná, a proto jsme ji k dalšímu vyhodnocení nepoužili.

Tabulka 3: Plovoucí a plazmové potenciály bez přiloženého poruchového napětí, parametry K a teplota T .

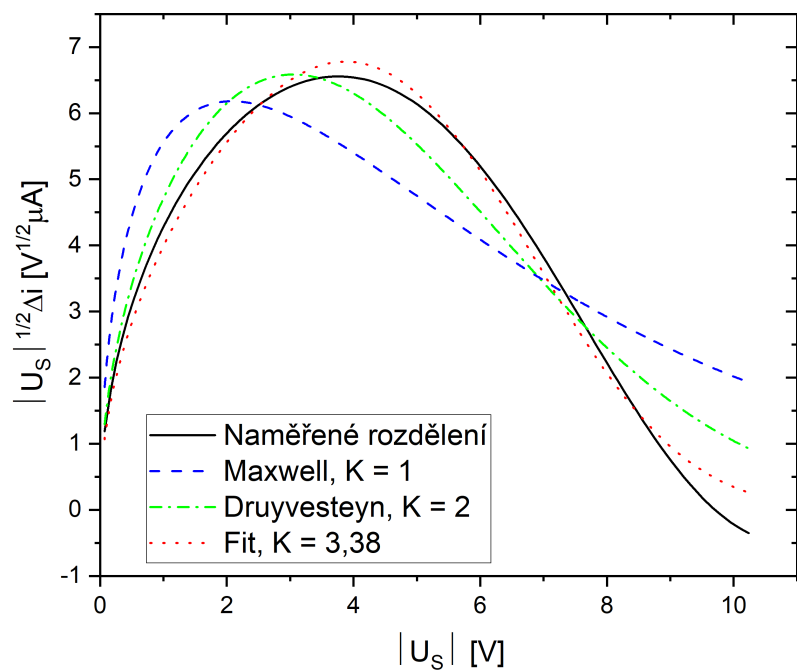
p [Pa]	I_v [mA]	V_f [V]	V_p [V]	K	T [eV]
80	55	-42,9	-39,9	3,38	6,83
80	30	-47,3	-43,4	2,47	7,34
16	55	-44,0	-42,8	2,71	6,54



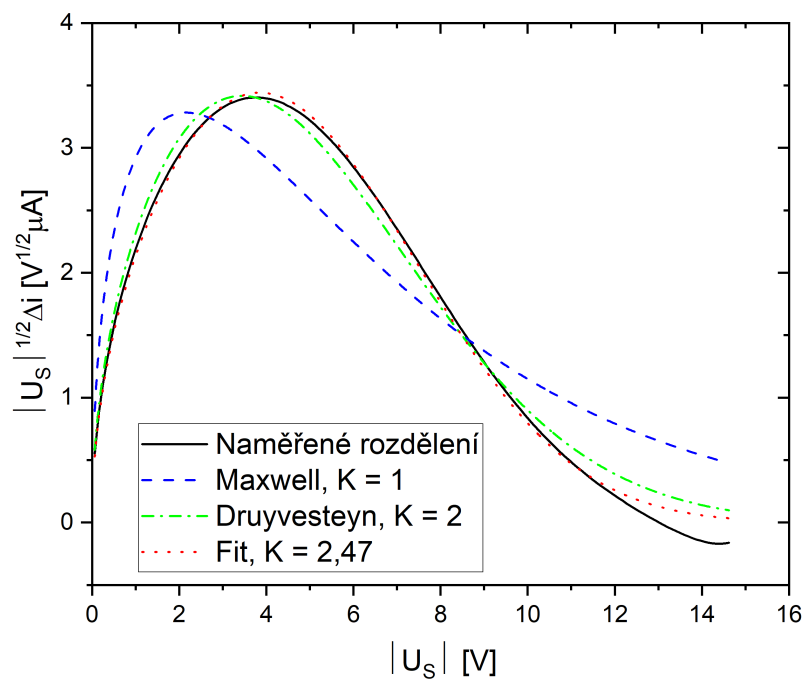
Obrázek 24: VA charakteristika s poruchovým a bez poruchového napětí, $p = 16 \text{ Pa}$, $I_v = 55 \text{ mA}$.



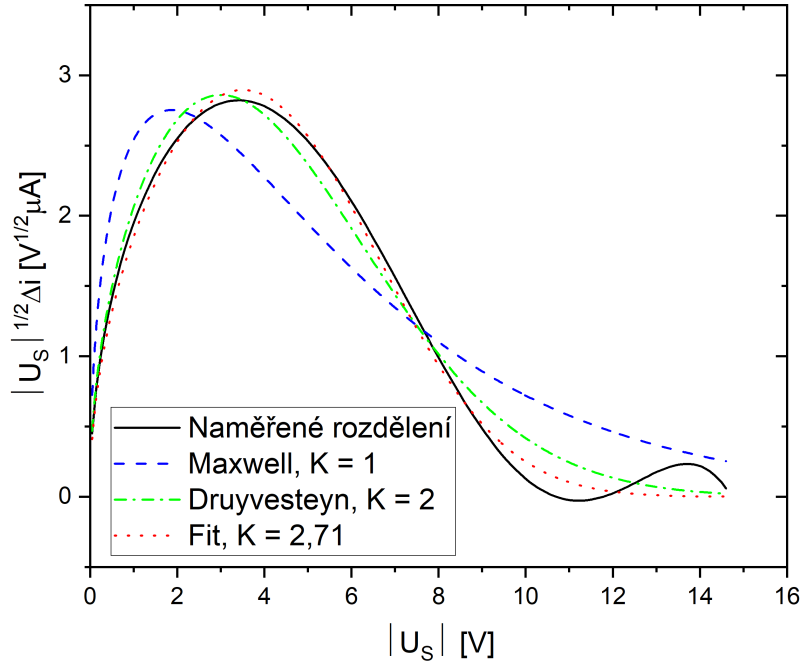
Obrázek 25: VA charakteristiky s odečteným iontovým proudem, s poruchovým a bez poruchového napětí.



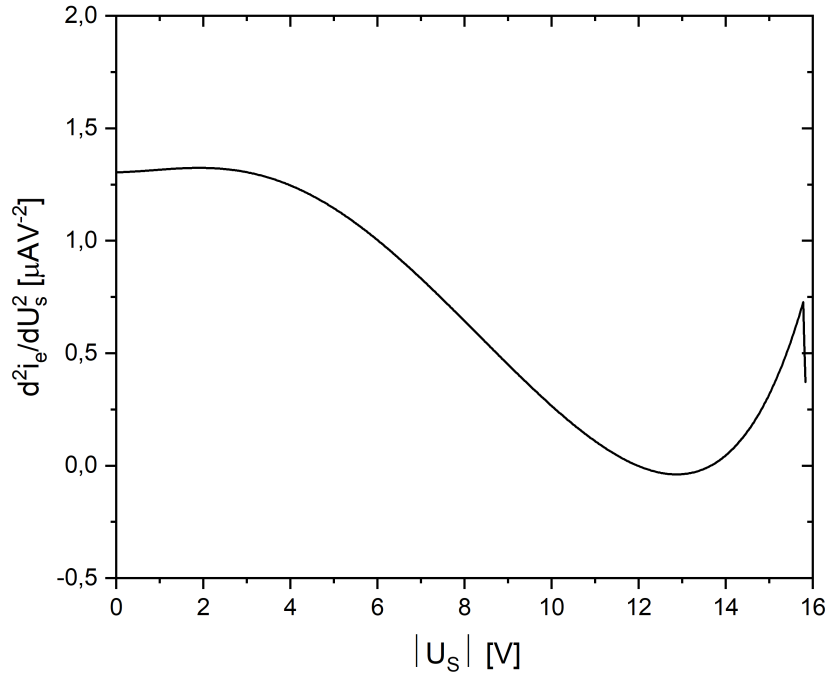
Obrázek 26: Rozdělovací funkce určena metodou poruchového napětí, $p = 80$ Pa, $I_v = 55$ mA.



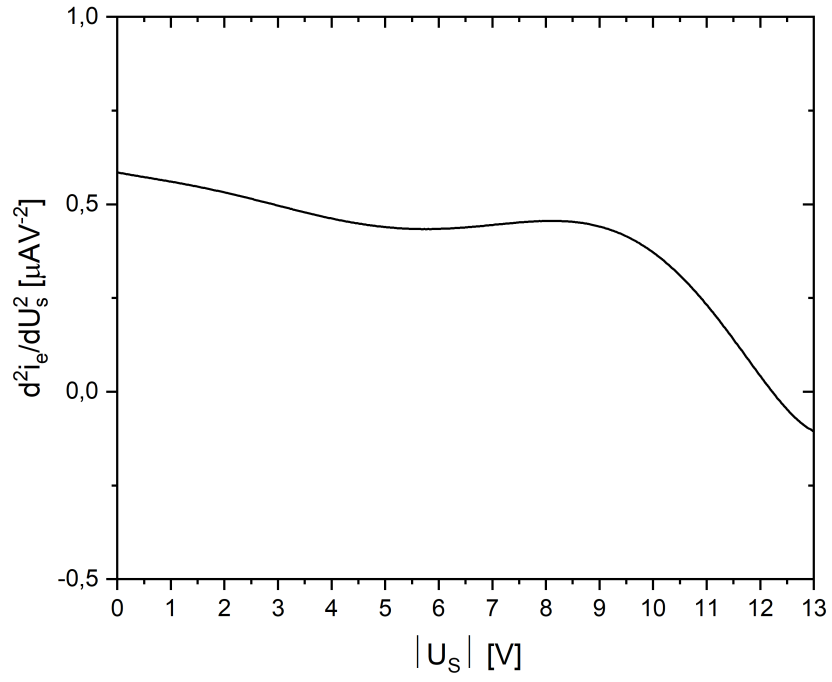
Obrázek 27: Rozdělovací funkce určena metodou poruchového napětí, $p = 80$ Pa, $I_v = 30$ mA.



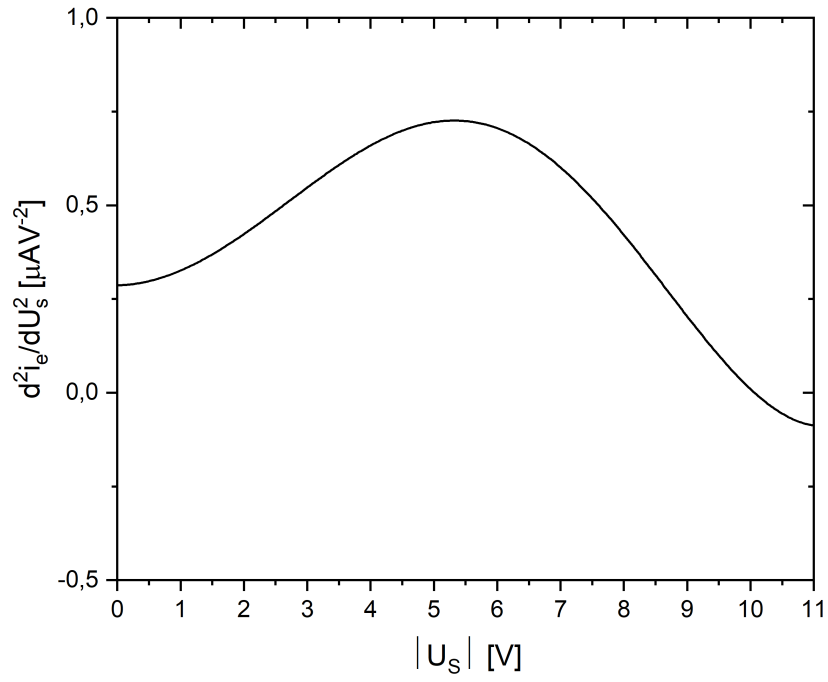
Obrázek 28: Rozdělovací funkce určena metodou poruchového napětí, $p = 16$ Pa, $I_v = 55$ mA.



Obrázek 29: Rozdělovací funkce určena metodou druhé derivace, $p = 80$ Pa, $I_v = 55$ mA.



Obrázek 30: Rozdělovací funkce určena metodou druhé derivace, $p = 80$ Pa, $I_v = 30$ mA.



Obrázek 31: Rozdělovací funkce určena metodou druhé derivace, $p = 16$ Pa, $I_v = 55$ mA.

3 Závěr

V této úloze jsme se seznámili s měřením pomocí Langmuirovy jednoduché válcové sondy. Naměřili jsme osm VA charakteristik pro různé podmínky. Určili jsme plovoucí potenciál sondy, který se zvětšuje s rostoucím výbojovým proudem, při změnách tlaku za konstantního proudu nevykazoval žádný trend. Dále jsme určili potenciál plazmatu, ten je vždy větší než plovoucí potenciál a při změnách výbojového proudu a tlaku se chová obdobně jako plovoucí potenciál. Nakonec jsme získali elektronové teploty a spočítali elektronovou koncentraci. S rostoucím výbojovým proudem roste i koncentrace elektronů a jejich teplota klesá. S rostoucím tlakem jsme pozorovali stejnou závislost, tedy rostoucí koncentraci elektronů a klesající elektronovou teplotu. Při vyhodnocování jsme použili dvou metod určení potenciálu plazmatu, starší metody průsečíku asymptot a modernější metody druhé derivace. Jejich výsledky jsou blízké.

V druhé části jsme určovali rozdělovací funkci energií. Pro vyhodnocení jsme použili metody poruchového napětí. Zjistili jsme, že zjednodušený předpoklad Maxwellova není správný, funkce odpovídá více Druyvesteynovu rozdělení. To souhlasí s teorií plazmatu s elektrickým polem.

Reference

- [1] Návod k praktiku: *Diagnostika plazmatu doutnavého výboje pomocí elektrostatických sond: jednoduchá sonda.*