

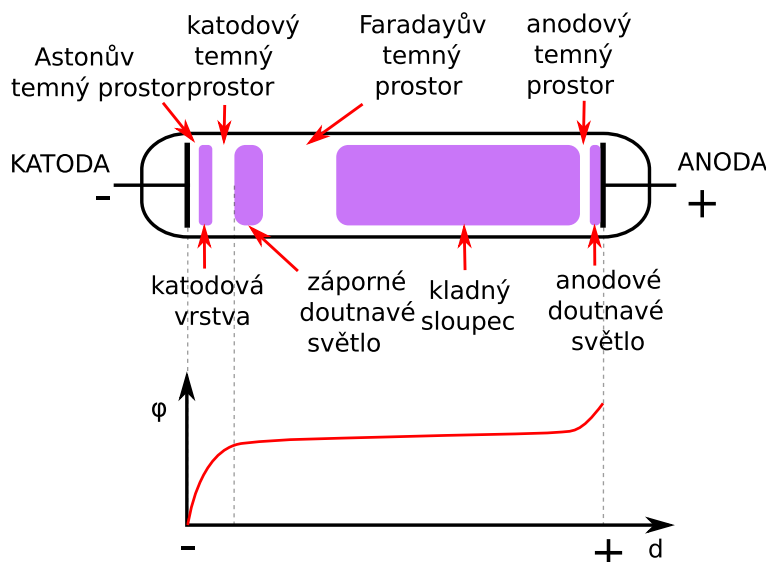
Diagnostika plazmatu doutnavého výboje pomocí elektrostatických sond: jednoduchá sonda

Obsah

1	Použití elektrostatické (Langmuirovy) sondy pro měření parametrů plazmatu	2
2	Popis voltampérové charakteristiky jednoduché sondy Description of collecting current voltage curves	3
2.1	Oblast saturevaného iontového proudu: A	3
2.2	Přechodová oblast: B	4
2.3	Oblast saturevaného elektronového proudu: C	5
3	Experimentální aparatura a způsob měření	5
3.1	Zpracování měření	6
3.2	Měření rozdělovací funkce elektronů podle energie	7
3.3	Určení elektronové teploty a potenciálu plazmatu z VAC jednoduché sondy	8

Úvod

V této úloze se zaměříme na měření parametrů kladného sloupce doutnavého výboje, proto je vhodné se na úvod věnovat jeho základním charakteristikám. Doutnavý výboj obvykle vzniká za sníženého tlaku (10 Pa až 1000 Pa) ve výbojových trubicích (obr. 1), které mohou být plněné inertními nebo molekulárními plyny. Podstatným procesem pro samostatné udržení doutnavého výboje je sekundární emise elektronů z katody, která je způsobena dopadem kladných iontů (tzv. γ procesy). Rozlišujeme katodové a anodové oblasti doutnavého výboje viz obr. 1. Na rozdíl od katodových oblastí není kladný sloupec nutnou součástí doutnavého výboje, při zkracování vzdálenosti mezi elektrodami se totiž jeho délka zmenšuje a může dokonce zcela vymizet. Kladný sloupec tvoří kvazineutrální plazma a je podél osy homogenní jak z hlediska emitovaného záření, tak z hlediska koncentrace nabitých částic. Může nabývat rozličných forem podle tvaru výbojové trubice (toho se využívá v neonových reklamních poutacích). Intenzita elektrického pole podél osy kladného sloupce je konstantní a může být určena buď pomocí sondových měření nebo může být vypočtena ze závislosti napětí na elektrodách na vzdálenosti elektrod při konstantním proudu výbojem.



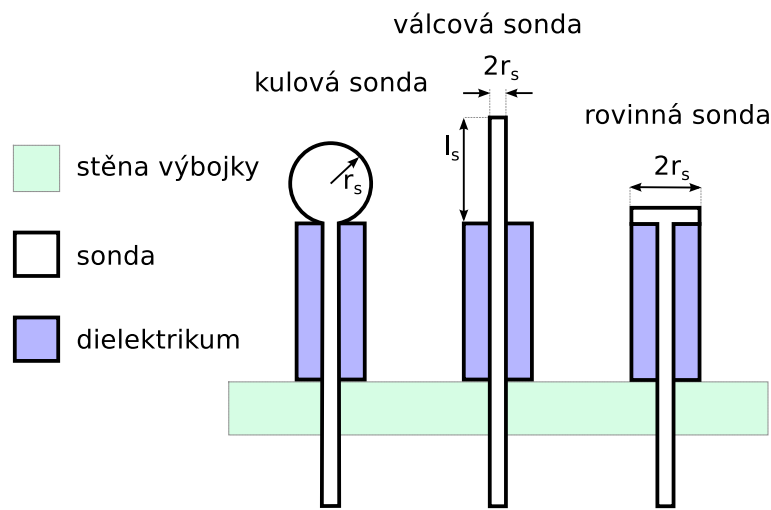
Obrázek 1: Doutnavý výboj s popsány charakteristickými oblastmi a přibližným průběhem potenciálu. Katodová oblast je tvořena Astonovým, katodovým a Faradayovým temným prostorem, mezi nimiž je katodové světlo a záporné doutnavé světlo. Kladná oblast je tvořena kladným sloupcem, anodovým temným prostorem a anodovým doutnavým světlem.

1 Použití elektrostatické (Langmuirovy) sondy pro měření parametrů plazmatu

Mezi nejdůležitější parametry plazmatu patří elektronová hustota n_e , teplota elektronů T_e , rozdělovací funkce elektronů $f(v)$ a také prostorové rozdělení potenciálu a elektrického pole. Pomocí sondové metody, vyvinuté v roce 1923 Irvingem Langmuirem, dokážeme tyto parametry jednoduchým způsobem určit. Pod pojmem Langmuirova sonda rozumíme

vodič malých rozměrů, který je zavedený do plazmatu (obr. 2), jehož potenciál, který určujeme vzhledem k referenční elektrodě (může se jednat o anodu, katodu, nebo zeměnou stěnu reaktoru), označíme V_s . Podle tvaru rozdělujeme sondy na válcové, kulové a rovinné. Je-li plocha sondy velmi malá oproti ploše druhé referenční elektrody, pak se jedná o jednoduchou sondu. Potenciál plazmatu v místě sondy, který opět určujeme vůči stejné referenční elektrodě, označíme jako V_p . Závislost měřeného proudu protékajícího sondou I_s na napětí V_s přiloženém na sondu nazýváme voltampérová charakteristika sondy (VAC). Napětí sondy se obvykle vyjadřuje vzhledem k potenciálu plazmatu, takže $U_s = V_s - V_p$.

Na sondu dopadají ionty a elektrony i v případě, pokud na ni není vloženo žádné napětí, a pokud není připojena k vnějšímu obvodu. Proud elektronů a iontů se v tomto případě ustálí na takové hodnotě, že celkový výsledný proud sondy je nulový. V tomto případě se sonda nabíjí na potenciál V_{fl} , který se nazývá plovoucí potenciál (z anglického floating potential).



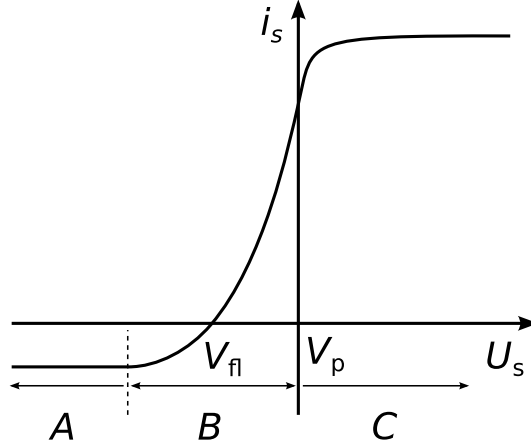
Obrázek 2: Osový řez kulovou, válcovou a plošnou sondou.

2 Popis voltampérové charakteristiky jednoduché sondy Description of collecting current voltage curves

Na obrázku 3 je zobrazena typická voltampérová charakteristika (VAC) jednoduché sondy. Význačnými body VAC jsou plovoucí potenciál V_{fl} , při kterém dochází k vyrovnání iontového a elektronového proudu na sondu a plazmový (prostorový) potenciál V_p nerpoušeného plazmatu. VAC jednoduché sondy můžeme rozdělit na tři části:

2.1 Oblast saturovaného iontového proudu: A

Je-li sonda výrazně záporně nabitá vzhledem k potenciálu plazmatu $U_s \leq V_p - 2(V_p - V_{fl})$, vytvoří se v její bezprostředním okolí kladná stínící vrstva prostorového náboje. Elektrony jsou odpuzovány a ionty naopak přitahovány. Ve vrstvě nejsou elektrony, a tak zde nemůže docházet k rekombinaci, excitaci nebo ionizaci nárazy elektronů. Je možné pozorovat temný prostor obalující sondu. Protože se zápornějším napětím narůstá i povrch stěnové vrstvy, obalující sondy, bude průběh iontového proudu vzrůstat s rostoucím napětím.



Obrázek 3: Voltampérová charakteristika jednoduché rovinné sondy.

$$I_{i,\text{sat}} = 0.61 e n_i A \sqrt{\frac{k_B T_e}{M}} \quad (1)$$

kde M je hmotnost iontů, A je plocha vrstvy a faktor $0.61 = e^{-1/2}$ plyne z aproximace $V_p = k_B T_e / 2$ na hranici stěnové vrstvy.

Mechanismus toku částic na sondu je podobný mechanismu toku elektronů v diodě. Plazma tvoří rezervoár nabitých částic. Proud iontů můžeme vyjádřit pomocí Child-Langmuirova zákona, který je pro rovinnou sondu následující:

$$I_i = \frac{A}{9\pi} \sqrt{\frac{2e}{M}} \frac{U_s^{3/2}}{d^2}, \quad (2)$$

kde d je tloušťka vrstvy obalující sondu. Pro Maxwelllovske rozdělení je možné ukázat (viz [1]), že tento proud je konstantní, i když se mění napětí na sondě. Při změně napětí se mění tloušťka vrstvy d tak, aby podíl $\frac{U_s^{3/2}}{d^2}$ zůstal konstantní. Při potenciálu sondy rovnému potenciálu plazmatu je $d = 0$.

2.2 Přechodová oblast: B

Druhou část VAC jednoduché sondy tvoří přechodová oblast $-2(V_p - V_{fl}) \leq U_s \leq 0$. Od určitého potenciálu sondy začnou na sondu dopadat nejrychlejší elektrony. Absolutní hodnota celkového proudu sondy, daná součtem iontového a elektronového proudu, s rostoucím potenciálem sondy klesá, až dosáhne nulové hodnoty při plovoucím potenciálu V_{fl} . Další vzrůst potenciálu sondy má za následek změnu polaritu a prudký nárůst proudu, nyní je proud na sondu dán převážně elektrony. Výskyt elektronů je charakterizován Boltzmannovým vztahem

$$n_{se} = n_{ve} \exp\left(-\frac{|U_s|}{k T_e}\right), \quad (3)$$

kde n_{se} je koncentrace elektronů na povrchu sondy a n_{ve} je koncentrace elektronů na povrchu stěnové vrstvy náboje v okolí sondy.

Nyní odvodíme vztah mezi napětím rovinné sondy U_s a elektronovým proudem na rovinnou sondu v této oblasti VAC. V neporušeném plazmatu je koncentrace iontů n_i rovna koncentraci elektronů n_e . Počet elektronů, majících rychlost v rychlostním intervalu $v_x, v_x + dv_x$, bude v případě Maxwellova rozdělení

$$dn_x = f_{\text{Max}}(v_x)dv_x = n_e \sqrt{\frac{m_e}{2\pi k T_e}} \exp\left(-\frac{m v_x^2}{2 k T_e}\right) dv_x. \quad (4)$$

Počet elektronů, procházejících hranicí vrstvy obalující sondu je

$$S v_x dn_x = S n_e \sqrt{\frac{m_e}{2\pi k T_e}} \exp\left(-\frac{m v_x^2}{2 k T_e}\right) v_x dv_x. \quad (5)$$

Z těchto elektronů dosáhnou sondy pouze ty, jejichž rychlost je dostatečná k překonání brzdícího potenciálu. Rychlost elektronů tedy musí splňovat podmínku $\frac{1}{2} m_e v_x^2 \geq e U_s$. Počet elektronů dopadajících na sondu tedy bude

$$I_e = S e n_e \sqrt{\frac{m_e}{2\pi k T_e}} \int_{\sqrt{2eU_s/m_e}}^{\infty} \exp\left(-\frac{m v_x^2}{2 k T_e}\right) v_x dv_x. \quad (6)$$

Po integraci dostaneme

$$I_e = S e n_e \sqrt{\frac{k T_e}{2\pi m_e}} \exp\left(-\frac{e U_s}{k T_e}\right). \quad (7)$$

Při vyšších napětích U_s převládá elektronový proud na sondu, při nižších napětích proud iontový.

2.3 Oblast saturovaného elektronového proudu: C

Ve třetí části VAC pro $0 \leq U_s$ je sonda kladná vzhledem k potenciálu plazmatu V_p , přitahuje elektrony (v případě elektronegativních plynů také záporné ionty) a odpuzuje kladné ionty. Na VAC pozorujeme oblast nasyceného elektronového proudu. Zlom VAC pro potenciál sondy rovný potenciálu plazmatu V_p dovoluje určit tento potenciál.

3. Část VAC pro $0 \leq U_s$ u cylindrické sondy nejeví nasycení, nýbrž parabolicky narůstá. Pro proud sondy platí za předpokladu $\frac{e U_s}{k T_e} > 2$:

$$I_e = S e n_e \sqrt{\frac{k T_e}{2\pi m_e}} \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left(1 + \frac{e U_s}{k T_e}\right)^{1/2}. \quad (8)$$

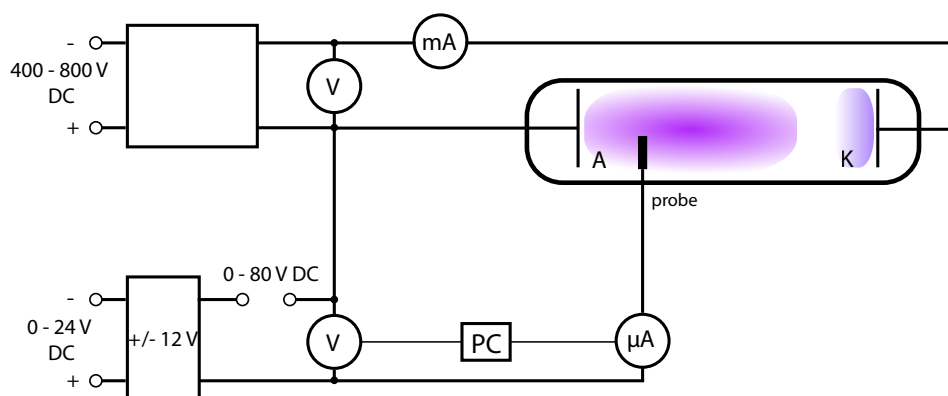
3 Experimentální aparatura a způsob měření

Sondová měření probíhají na experimentálním uspořádání popsaném na obr. 7. Schéma zapojení je znázorněno na obr. 4.

- Zapojíme dvojnou sondu podle schématu na obr. 4.
- Výbojová trubice je vyčerpána na 3-5 Pa pomocí rotační olejové vývěvy.
- Budeme pracovat v kontinuálním režimu, nosní plyn je argon o průtoku 80 sccm.
- Tlak měříme pomocí piraniho manometru. Tlak v aparatuře by měl být 100 Pa.
- Zkontrolujeme obvod a zapneme vysokonapěťový zdroj, nastavíme 500 V a zapálíme výboj.
- Proud vo výbojce kontrolujeme pomocí proudové stabilizace. Nastavíme hodnotu a naměříme VAC pro 10 mA, 30 mA and 50 mA.
- Zapoj sondový obvod. Na sondě by mělo být negativní napětí kolem -80 V, aby nedošlo k jejímu poškození.
- Měření VAC realizujeme pomocí ampérmetru a voltmetru v obvodu dvojně sondy. Měření jsou odesílána na počítač.

- Při měření VAC nejprve nalezneme plovoucí potenciál. Napětí, při kterém dochází ke změně polaritý sondového proudu, odpovídá právě plovoucímu potenciálu sondy V_{fl} . Dále měříme v rozsahu ± 20 V kolem tohoto potenciálu.
- Měříme VAC pro tři výbojové proudy (10 mA, 30 mA and 50 mA).
- Určíme velikost sond například pomocí fotografie a známých rozměrů výbojové trubice.
- Elektronovou teplotu a elektronovou hustotu dopočítáme pomocí teorie z předcházející části.

Sondové měření provádíme na aparatuře schématicky znázorněné na obr. 4. Na konci návodu je fotografie s popisem jednotlivých zařízení. Výbojový prostor čerpáme rotační olejovou vývěvou. Měření tlaku provádíme pomocí Piraniho manometru. Měření provádíme pomocí jednoduché válcové sondy. Při měření VAC nejprve nalezneme plovoucí potenciál. Napětí, při kterém dochází ke změně polaritý sondového proudu, odpovídá právě plovoucímu potenciálu sondy V_{fl} . Dále měříme v rozsahu ± 20 V kolem tohoto potenciálu.



Obrázek 4: Schéma zapojení pro měření VAC jednoduché Langmuirovy sondy.

3.1 Zpracování měření

a) Pro všechny charakteristiky odpovídající elektronům je nejprve nutné odečíst iontový nasycený proud, který nafitujeme vhodnou funkcí, alespoň přímkou. Extrapolaci iontového proudu sondy provádíme až po hodnotu $U_s = 0$, pro každou hodnotu napětí z druhé oblasti VAC přičteme hodnotu iontového proudu k sondovému proudu. Tím dostaneme závislost pouze elektronového proudu na napětí sondy.

b) Je-li $|U_s| \gg 0$, pak se sonda chová jako boční elektroda, pozorujeme prudký nárůst sondového proudu. Tento parazitní jev může rušit měření, nelze pak totiž nalézt oblast nasyceného elektronového proudu.

c) Je třeba, aby tloušťka vrstvy iontů byla menší, než střední volná dráha elektronů. Není-li tato podmínka splněna, může docházet k ionizaci ve vrstvě a tím dochází k poruše ideální VAC. Tato podmínka nám udává maximální tlak, při němž je uvedená teorie sondy použitelná. Střední volná dráha závisí na druhu plynu a elektronové teplotě, mezní tlak

bývá řádově několik stovek pascalů.

d) Proud sondy musí být mnohem menší, než proud výboje.

e) Elektronovou teplotu lze stanovit z naměřeného plovoucího potenciálu. Je-li sonda na plovoucím potenciálu, pak $I_e + I_i = 0$. Uvážíme-li dále Bohmovu podmínku, platí:

$$I_e = S e n_e \sqrt{\frac{k T_e}{2 \pi m_e}} \exp \left(-\frac{e |V_{fl} - V_p|}{k T_e} \right), \quad (9)$$

$$I_i = -S e n_i \langle v \rangle = -S e n_e \sqrt{\frac{2 k T_e}{M}}. \quad (10)$$

Na hranici vrstvy platí $\frac{1}{2} M v_i^2 = k T_e$. Odtud dostáváme:

$$|V_{fl} - V_p| = \frac{k T_e}{2 e} \ln \frac{M}{4 \pi m_e}. \quad (11)$$

Pečlivé měření V_{fl} tedy umožní stanovení T_e .

3.2 Měření rozdělovací funkce elektronů podle energie

Maxwellovská rozdělovací funkce elektronů se pozná podle toho, že proud tekoucí sondou pro $U_s < 0$ je exponenciální funkcí napětí. Druyvesteyn dokázal, že rozdělovací funkce elektronů podle energie $f|U_s|$ je určena druhou derivací sondového proudu podle napětí. Platí vztah:

$$f(|U_s|) = \frac{1}{A} \sqrt{\frac{8 m_e}{e^3}} |U_s|^{1/2} \frac{d^2 i_e}{d U_s^2}. \quad (12)$$

Odvození uvedeného vztahu vychází z toho, že záporná sonda je schopna vybrat pro daný potenciál U_s z plazmatu pouze elektrony, jejichž energie je větší nebo rovna $e U_s$. Existuje několik metod, jak získat ze sondové charakteristiky funkci $\frac{d^2 I_e}{d U_s^2}$, která udává rozdělovací funkci. Jednou z možností je provést druhou derivaci numericky pomocí počítače. Jinou možností je přeložení slabého střídavého napětí $\varepsilon \cdot \sin(\omega t)$. Musí platit, že $\varepsilon/U_s \ll 1$. Rozvineme-li za těchto předpokladů sondový proud v řadu, uvidíme, že složka stejnosměrného proudu sondy vzrostla na hodnotu Δi , přičemž platí

$$\Delta I \approx \frac{\varepsilon^2}{4} \frac{d^2 I_e}{d U_s^2}. \quad (13)$$

Rozdělovací funkce $f|U_s|$ je tedy úměrná výrazu $\sqrt{|U_s|} \Delta I$.

V případě Maxwellova rozdělení rychlostí platí

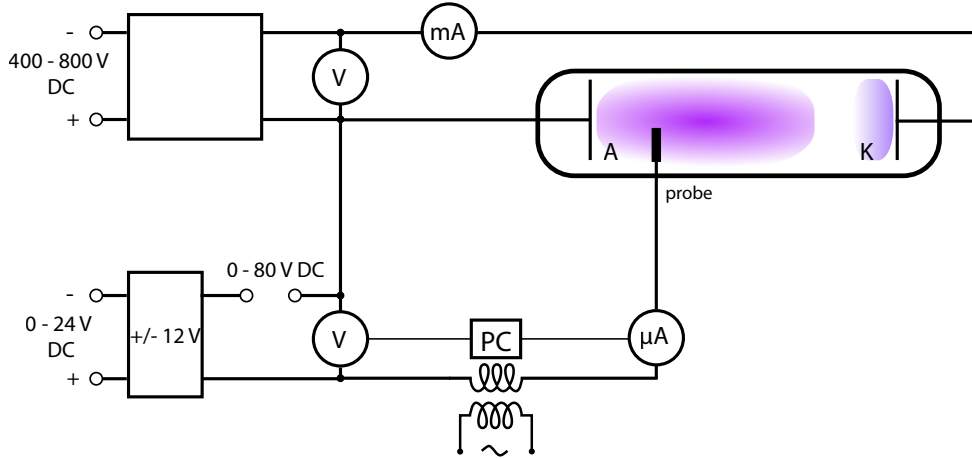
$$\frac{\Delta i}{I_0} = \left[J_0 \left(\frac{e |U_s|}{k T_e} \right) - 1 \right], \quad (14)$$

kde J_0 je Besselova funkce prvního druhu nultého řádu.

Hodnota brzdného napětí pro elektrony, dopadajících na sondu, je rovna $|U_s|$. Pro každou hodnotu brzdného napětí určíme přírůstek Δi sondového proudu při zapojení střídavého napětí na sondu. Graficky zobrazíme závislost $f|U_s| = \sqrt{|U_s|} \Delta I$. Měření rozdělovací funkce budeme provádět metodou poruchového napětí s frekvencí ω malé amplitudy ε .

Měření provádíme v zapojení vyznačeném na obr. 5. Proud jednoduché rovinné sondy měříme mikroampérmetrem. Střídavé napětí $\varepsilon \cdot \sin(\omega t)$ způsobuje změnu sondového proudu

Δi . Měření provedeme pro deset hodnot sondového napětí z intervalu mezi V_{fl} a V_p vždy bez přiloženého a s přiloženým střídavým napětím. Do grafu vyneseme závislost $f|U_s| = \sqrt{|U_s|} \Delta I$ pro různé hodnoty U_s , která nám udává rozdělovací funkci. Měření provedeme pro tlak ~ 100 Pa a výbojový proud 20 mA.



Obrázek 5: Schéma zapojení pro měření rozdělovací funkce elektronů.

3.3 Určení elektronové teploty a potenciálu plazmatu z VAC jednoduché sondy

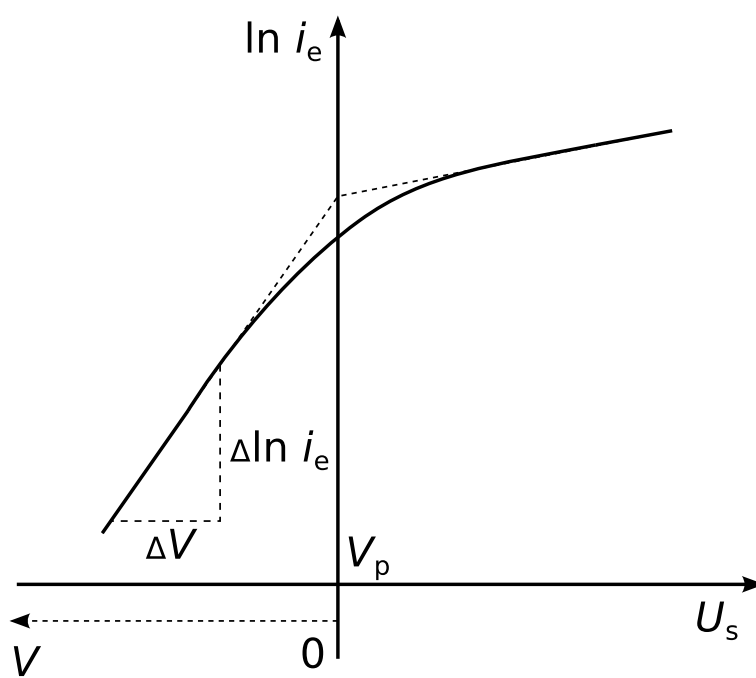
Z naměřené VAC stanovíme elektronový proud odečtením iontového proudu v druhé oblasti VAC. Sestrojíme závislost $\ln i_e = -\frac{e}{kT_e} U_s + C$. Směrnice této přímky nám určuje elektronovou teplotu T_e . Potenciál plazmatu V_p můžeme přibližně určit ze zlomu VAC jako průsečík asymptot k částem VAC v druhé a třetí oblasti, viz obr. 6.

Pokud máme proměřený dostatečný počet bodů, tak můžeme potenciál plazmatu určit také pomocí provedení druhé derivace na počítači, protože sondová charakteristika má v potenciálu plazmatu inflexní bod. Koncentraci elektronů určíme z naměřeného elektronového proudu sondou i_e pro $U_s = 0$. Dle rovnice 7 potom platí

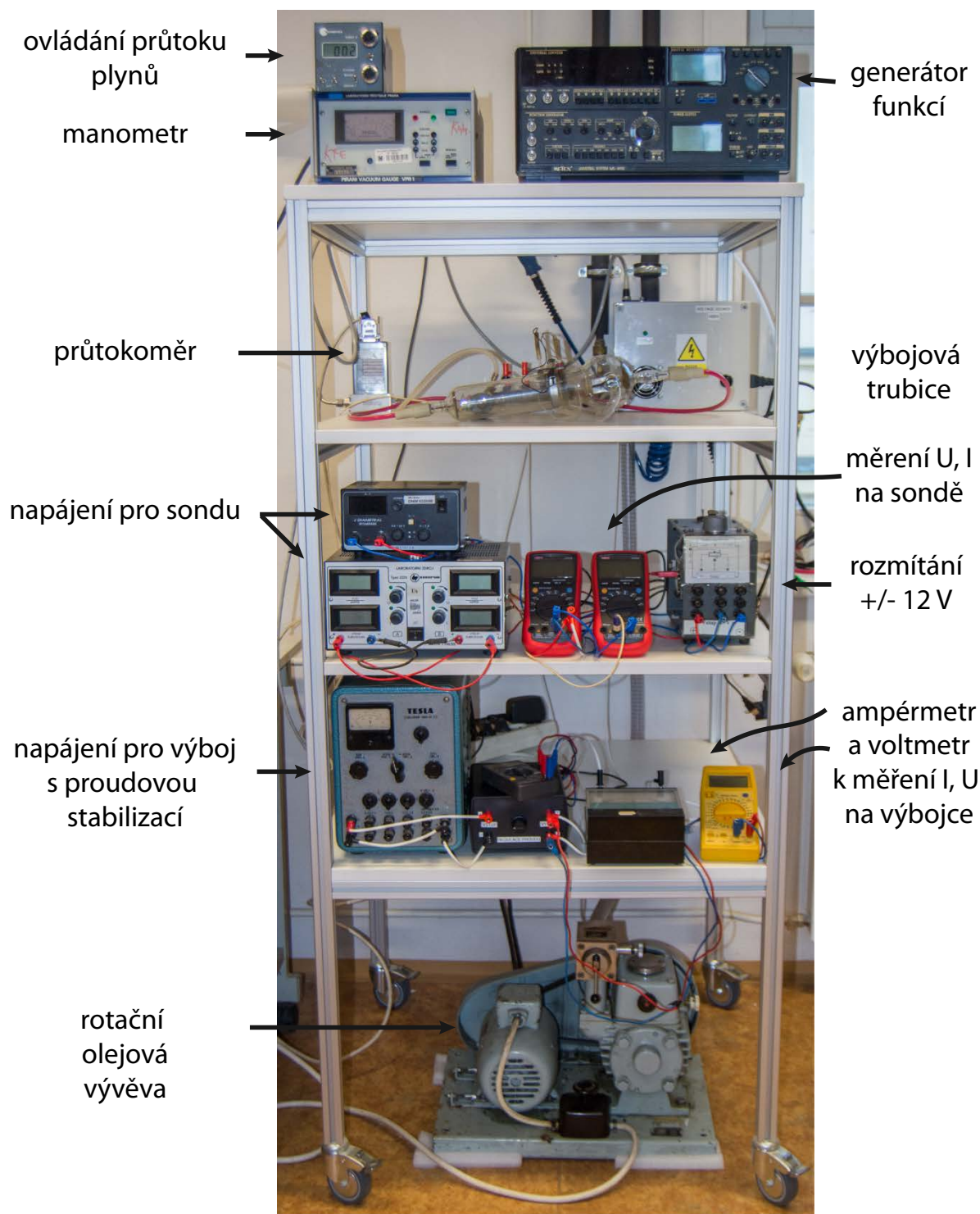
$$n_e = \frac{i_e}{S e} \sqrt{\frac{2 \pi m_e}{k T_e}}. \quad (15)$$

Reference

- [1] Tálský A., Janča J. *Speciální praktikum z vysokofrekvenční elektroniky a fyziky plazmatu* Přírodovědecká fakulta UJEP, Brno 1975.
- [2] Šmíd R. *Návod k úloze Měření rozdělovací funkce energie elektronů pomocí vf kompenzované Langmuirovy sondy.*



Obrázek 6: Stanovení elektronové teploty T_e a potenciálu plazmatu V_p .



Obrázek 7: Experimentální uspořádání.