
Langmuirova sonda

Úkol

Pomocí Langmuirovy sondy zjistěte

- koncentraci elektronů
- rozdělovací funkci a střední energii elektronů
- potenciál plazmatu.

Langmuirova sonda

Elektrickou sondou může být jakýkoli vodič zanořený do plazmatu, z jehož VA charakteristiky můžeme určovat parametry plazmatu. Protože se jedná o elektrickou diagnostickou metodu, sonda nám umožňuje získat informace o nabitých částicích v plazmatu, zejména o elektronech. Je to jedna z mála metod, která umožňuje měřit nejen koncentraci a teplotu elektronů, ale i celou rozdělovací funkci energie elektronů (EEDF) a to dokonce prostorově rozlišeně. Tato síla sondových měření má ovšem rub v podobě řady komplikací a omezení – problematická jsou např. sondová měření v depozičních procesech, kde na sondě může narůst nevodivá vrstva, nebo ve výboji za vysokého tlaku, kde srážky elektronů s neutrálními částicemi ovlivňují proud tekoucí sondou tak výrazně, že z měřených dat zatím neumíme získat věrohodné hodnoty parametrů plazmatu.

Sondy mohou mít různé tvary, běžné jsou sondy válcové, rovinné i kulové. My použijeme sondu válcovou realizovanou tenkým drátkem vnořeným do plazmatu. Pokud sondu přivedeme na potenciál vyšší, než je potenciál plazmatu, bude sonda odpuzovat kladné ionty a sondový proud bude tvořen prakticky jen elektrony. Sonda na potenciálu nižším než je potenciál plazmatu bude naopak přitahovat kationty a s klesajícím potenciálem bude odpuzovat čím dál tím víc elektronů. Při výpočtu proudu na sondu proto nejprve rozlišíme dva případy a to proud přitahovaných a proud odpuzovaných částic.

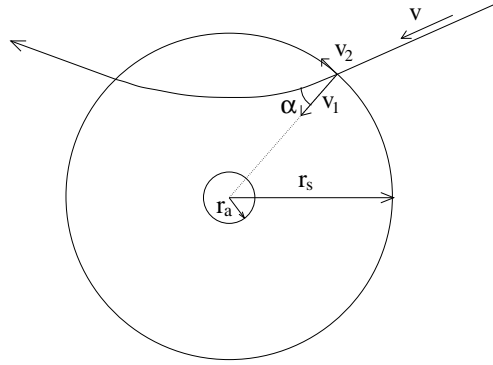
Výpočet proudu sondou

Když sonda není na potenciálu plazmatu, vznikne v jejím okolí vrstva prostorového náboje ovlivňující dráhy nabitých částic. Nedochází-li v této vrstvě ke srážkám a předpokládáme-li, že za hranicí stěnové vrstvy není plazma sondou ovlivněno, lze relativně jednoduše spočítat, které částice na sondu dopadnou, a zjistit tak proud tekoucí na sondu.

Tok částic odpuzovaných od sondy

Částice s nenulovou kinetickou energií můžou pronikat i na sondu, která je elektrostaticky odpuzuje, tj. $q(U_a - U_{pl}) > 0$, pokud mají rychlost větší než mezní hodnota

$$v^2 \geq \frac{2q(U_a - U_{pl})}{m},$$



Obrázek 1: Schéma dráhy částice ve stěnové vrstvě okolo sondy.

kde q je náboj částice, m její hmotnost, U_a je potenciál sondy a U_{pl} potenciál plazmatu. Dalším omezením je maximální složka rychlosti v_2 (viz obr. 1), při které částice nemine sondu. Ze zákonů zachování energie a momentu hybnosti vyplývá podmínka pro dopad částice na sondu

$$v_2^2 \left(\frac{r_s^2}{r_a^2} - 1 \right) \leq v_1^2 - \frac{2q(U_a - U_{pl})}{m},$$

kde r_a je poloměr sondy a r_s poloměr stěnové vrstvy („sheathu“) okolo sondy, takže ani úhel α mezi počáteční rychlostí částice a její radiální složkou v_1 nesmí překročit mezní hodnotu α_m popsanou vztahem

$$\sin^2 \alpha_m = \frac{r_a^2}{r_s^2} \left[1 - \frac{2q(U_a - U_{pl})}{mv^2} \right].$$

Podívejme se na příklad kulové sondy. Celkový proud částic na sondu pro bezsrážkovou stěnovou vrstvu lze počítat integrálem

$$I = qS_s \int_{v_{min}}^{\infty} dv \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\alpha_m} d\alpha v^2 \sin \alpha g(v) v \cos \alpha,$$

kde S_s označuje plochu vnějšího povrchu stěnové vrstvy, $v_{min} = \sqrt{2q(U_a - U_{pl})/m}$ a α_m je maximální úhel α , pod kterým může částice dopadnout na okraj stěnové vrstvy aby ještě dopadla na sondu. $v^2 \sin \alpha$ je Jacobián transformace do sférických souřadnic a $qg(v)v \cos \alpha$ vyjadřuje hustotu elektrického proudu částic ve směru složky rychlosti v_1 .

Uvedený postup vede k výsledku

$$I = Sq\pi \int_{\sqrt{\frac{2qU}{m}}}^{\infty} v^3 g(v) \left[1 - \frac{2qU}{mv^2} \right] dv = \quad (1)$$

$$= qS \frac{1}{2\sqrt{2m}} \int_{qU}^{\infty} \frac{E - qU}{\sqrt{E}} f(E) dE, \quad (2)$$

kde napětí mezi plazmatem a sondou $U_a - U_{pl}$ bylo označeno U a S je plocha povrchu sondy. Tento výsledek platí pro rovinnou, válcovou i kulovou sondu. Pokud mají částice Maxwellovu rozdělovací funkci odpovídající teplotě T , vychází pro proud

$$I = qS \frac{1}{4} n \bar{v} \exp\left(-\frac{qU}{kT}\right) \quad (3)$$

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}$$

(\bar{v} je střední velikost rychlosti částic).

Výhodou je, že libovolné rozdělení energií elektronů můžeme zjistit z druhé derivace elektronového proudu pomocí Druyvesteynovy formule

$$f(qU) = \frac{2\sqrt{2m|U|}}{q^{5/2}S} \frac{d^2I}{d|U|^2} \quad (4)$$

Tok částic přitahovaných k sondě

V případě částic sondou přitahovaných ($qU < 0$) se už vztahy pro proud tekoucí na rovinnou, kulovou a válcovou sondu liší. Oproti předchozímu výpočtu odpadá potřeba vybírat jen částice, které mají dostatečnou energii, protože tentokrát se na sondu může dostat částice s jakoukoli počáteční energií. Na druhé straně ale musíme vzít v úvahu, že pro nízké vstupní rychlosti částic si sonda dokáže částici přitáhnout, i kdyby do stěnové vrstvy vstoupila s úhlem $\alpha = 90^\circ$. To platí pro rychlosti menší než v_c odvozené z podmínky $\sin \alpha_m = 1$

$$v_c^2 = -\frac{2q(U_a - U_{pl})}{m\left(\frac{r_s^2}{r_a^2} - 1\right)}.$$

Pro kulovou sondu pak dostáváme

$$\begin{aligned} I &= qS_s \int_0^{v_c} dv \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} d\alpha v^2 \sin \alpha g(v) v \cos \alpha + qS_s \int_{v_c}^{\infty} dv \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\alpha_m} d\alpha v^2 \sin \alpha g(v) v \cos \alpha = \\ &= q4\pi r_s^2 \pi \left\{ \int_0^{v_c} v^3 g(v) dv + \int_{v_c}^{\infty} v^3 g(v) \left(\frac{r_a}{r_s}\right)^2 \left[1 - \frac{2q(U_a - U_{pl})}{mv^2}\right] dv \right\}. \end{aligned} \quad (5)$$

Komplikací získaného vztahu je, že závisí nejen na poloměru sondy, ale také na poloměru stěnové vrstvy okolo sondy, což je veličina, kterou bez simulace stěnové vrstvy neznáme.

Pro případ Maxwellova rozdělení rychlostí vychází pro rovinnou, kulovou a válcovou sondu vztahy:

$$I_r = \frac{1}{4} Sqn\bar{v} \quad (6)$$

$$I_k = \frac{1}{4} Sqn\bar{v} \left\{ \left(\frac{r_s}{r_a}\right)^2 - \left[\left(\frac{r_s}{r_a}\right)^2 - 1\right] \exp\left(\frac{r_a^2}{r_s^2 - r_a^2} \frac{qU}{kT}\right) \right\} \quad (7)$$

$$I_v = \frac{1}{4} Sqn\bar{v} \left\{ \frac{r_s}{r_a} \sqrt{\operatorname{erf}\left(\frac{r_a^2}{r_s^2 - r_a^2} \frac{-qU}{kT}\right)} + \left[1 - \sqrt{\operatorname{erf}\left(\frac{r_s^2}{r_s^2 - r_a^2} \frac{-qU}{kT}\right)}\right] \exp\left(-\frac{qU}{kT}\right) \right\}, \quad (8)$$

kde

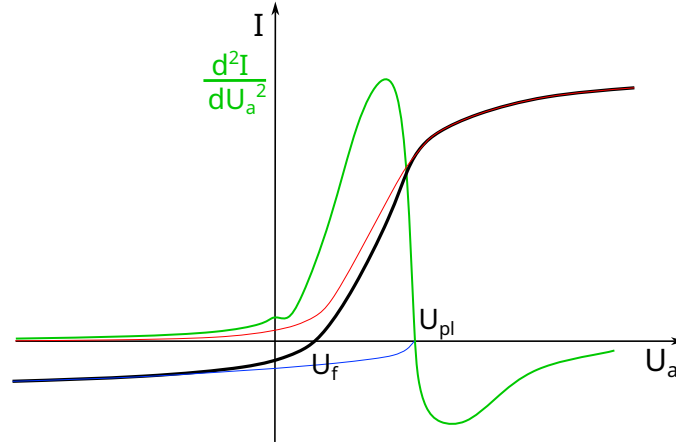
$$\operatorname{erf} x = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt$$

Nevýhodou je stále ještě skutečnost, že vztahy závisejí na poloměru r_s , který při měření není známý. Užitečná je limita pro $r_s \gg r_a$, tzv. OML (*orbital motion limited*) teorie, ve které vychází pro kulovou sondu

$$I_k \approx \frac{1}{4} Sqn\bar{v} \left(1 - \frac{qU}{kT}\right) \quad (9)$$

a pro válcovou

$$I_v \approx \frac{1}{4} Sqn\bar{v} \sqrt{1 - \frac{qU}{kT}}. \quad (10)$$



Obrázek 2: VA charakteristika Langmuirovy sondy. U_f označuje plovoucí potenciál, U_{pl} potenciál plazmatu. Tenká červená křivka ukazuje elektronovou složku proudu, tenká modrá křivka iontovou složku. Zelená křivka označuje druhou derivaci sondové charakteristiky.

Vyhodnocení sondové charakteristiky

Proud tekoucí ze sondy do plazmatu je nesen elektrony i ionty. Ionty v neizotermickém plazmatu mívají nízkou teplotu a na sondu proto dopadají prakticky jen pokud je sonda přitahuje. Elektrony naopak mívají vysokou energii a některé dokážou dopadnout i na sondu, která je odpuzuje. Musíme tedy počítat s tím, že sondový proud je tvořen částicemi přitahovanými k sondě i částicemi od sondy odpuzovanými. Sondovou charakteristiku tak můžeme rozdělit na tři části: V oblasti $U_a > U_{pl}$ na sondu dopadají prakticky jen elektrony (a příp. záporné ionty, pokud jsou v plazmatu přítomné). V oblasti $U_a \ll U_{pl}$ dopadají na sondu prakticky pouze kladné ionty. Nejzajímavější je oblast blízko pod potenciálem plazmatu, kde na sondu dopadají jak přitahované kationty, tak i od sondy odpuzované elektrony.

Ukázka sondové charakteristiky je na obr. 2. Při vyhodnocování většinou postupujeme následovně:

- Plovoucí potenciál určíme prostě jako bod, kde VA charakteristika protíná nulu ($I = 0$).
- V následujícím kroku určíme potenciál plazmatu. K tomu musíme spočítat druhou derivaci sondové charakteristiky a potenciál plazmatu určit jako její průsečík s osou $I = 0$. Protože druhá derivace zvýrazní šum, je potřeba použít vyhlazování, které ale v tomto kroku musí být co nejmenší, aby nedocházelo k systematickému nadhodnocování zjištěné hodnoty potenciálu plazmatu.
- Vyhodnocovat většinou chceme jen elektronový proud, protože iontový proud často bývá příliš ovlivněn srážkami iontů s neutrálními částicemi. Abychom získali elektronový proud, musíme odhadnout průběh iontového proudu a ten od VA charakteristiky odečíst. Za tímto účelem můžeme oblastí čistě iontového proudu ($U_a \ll U_f$) proložit křivku

$$I_i = I_{i0} \left(1 - \frac{qU}{kT_e} \right)^\kappa$$

($U = U_a - U_{pl}$ je v této oblasti záporné, κ by podle OML teorie mělo být pro válcovou sondu rovné 0,5, v praxi ale často vidíme odchýlení hodnoty κ díky srážkám iontů s neutrály) a tuto křivku extrapolovat až do potenciálu plazmatu. Pokud nechceme riskovat příliš vysokou neurčitost tří fitovaných hodnot I_{i0} , κ a T_e , je vhodné předem odhadnout teplotu elektronů (T_e) některou z metod popsanych níže a popsáním prokladem určit jen hodnoty I_{i0} a κ .

- Nyní můžeme v oblasti $U_a < U_{pl}$ od měřeného proudu odečíst proloženou křivku iontového proudu a získat tak čistě elektronový proud $I_e = I - I_i$. Ten můžeme vyhodnocovat ve dvou oblastech:

- $U_a \geq U_{pl}$, kde sonda elektrony přitahuje. Zde na základě rovnice (10) můžeme měřeními daty proložit křivku

$$I = \frac{1}{4} S q n \bar{v} \sqrt{1 + \frac{eU}{kT_e}}$$

a určit tak koncentraci i teplotu elektronů.

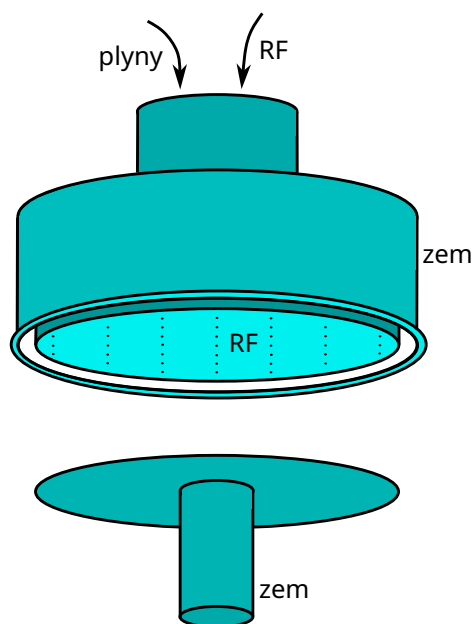
- $U_a \leq U_{pl}$, kde sonda elektrony odpuzuje. Pouze v této oblasti jsme schopni změřit rozdělovací energii elektronů. Navíc zde méně hrozí ovlivnění plazmatu sondovým proudem. V dalším popisu se už budeme věnovat pouze této oblasti.
- Je vhodné znázornit elektronový proud v oblasti $U_a \leq U_{pl}$ v grafu s proudovou osou znázorněnou v logaritmické škále. Pokud totiž elektrony mají Maxwellovu rozdělovací funkci, bude platit rovnice (3) a grafem závislosti $\ln I_e$ na napětí U bude přímka.
 - Pokud grafem $\ln I_e(U)$ je přímka, můžeme rozdělovací funkci energie elektronů považovat za Maxwellovu, uvedeným grafem proložit přímku a z jejích parametrů určit koncentraci i teplotu elektronů.
 - Pokud grafem $\ln I_e(U)$ není přímka, pak tvar rozdělovací funkce f určíme pomocí Druyvesteynova vztahu (4). Následně už můžeme zjistit koncentraci i střední energii elektronů integrací rozdělovací funkce

$$n = \int_0^{\infty} f(E) dE$$

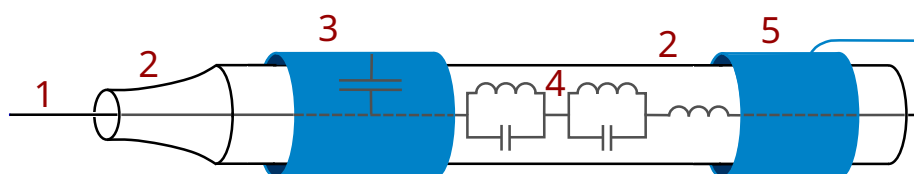
$$\langle E \rangle = \frac{1}{n} \int_0^{\infty} E f(E) dE$$

Aparatura

Měření Langmuirovou sondou proběhne ve stejné aparatuře, ve které měříme stupeň disociace vodíku a mechanismy ohřevu elektronů v kapacitně vázaném výboji. Jak je vidět na obr. 3, výboj je zapálen v f. (13,56 MHz) napětím přivedeným na horní kruhovou elektrodu (s průměrem 8 cm). Pod ní je umístěna zemněná elektroda. Aby výboj hořel zejména směrem k zemněné elektrodě, je živá elektroda obklopena zemněným pláštěm vzdáleným jen 1 mm od živé elektrody – za nízkého tlaku se výboj na tak krátké vzdálenosti vyvine jen obtížně, proto plazma vzniká zejména mezi oběma kruhovými elektrodami. Spolu s dolní elektrodou a pláštěm horní elektrody jsou zemněny i stěny vakuového reaktoru. Aparatura je čerpaná turbomolekulární vývěvou (předčerpávanou membránovou vývěvou). Plyny jsou do aparatury přiváděny otvory v horní elektrodě. Měřit budeme za tlaku jednotek nebo nízkých desítek Pa. Měření většinou probíhá ve vodíku, aby výsledky mohly být použity i při zpracování spekter v úloze zaměřené na spektrální měření stupně disociace.



Obrázek 3: Schéma aparatury.



Obrázek 4: Langmuirova sonda. 1 – vlastní sonda, 2 – keramický držák, 3 – elektroda pomáhající kompenzovat vf. změny potenciálu plazmatu, 4 – rezonanční obvody a cívka blokující vf. proud, 5 – referenční sonda sledující nízkofrekvenční změny plovoucího potenciálu.

Langmuirova sonda, kterou budeme používat, je prostý platinový drátek s průměrem 0,38 mm a délkou 1 cm. Celé měřicí zařízení je ale složitější, jak je vidět na obr. 4: Sonda je upevněna ve vakuově utěsněném keramickém držáku. Pasivní kompenzaci vf. kmitů potenciálu plazmatu zajišťují rezonanční filtry blokující vf. proud spolu s kompenzační elektrodou, která sondě pomáhá kmitat shodně s potenciálem plazmatu. Nízkofrekvenční změny potenciálu plazmatu (způsobené zejména vlastní Langmuirovou sondou) jsou monitorovány tzv. referenční sondou, jejíž signál je využit ke korekci měřených dat. Měření sondové charakteristiky je automatizované. Před měřením je potřeba nastavit zejména rozsah napětí, ve kterém bude sonda měřit svou VA charakteristiku, a napěťový krok, se kterým bude měřit. Dále je potřeba nastavit poměrně vysoké průměrování měření, aby se snížil šum, který komplikuje zejména ty kroky vyhodnocování dat, které vyžadují práci s druhou derivací sondové charakteristiky.



Financováno
Evropskou unií
NextGenerationEU



Národní
plán
obnovy

MŠMT
MINISTERSTVO ŠKOLSTVÍ,
MLÁDEŽE A TĚLOVÝCHOVY