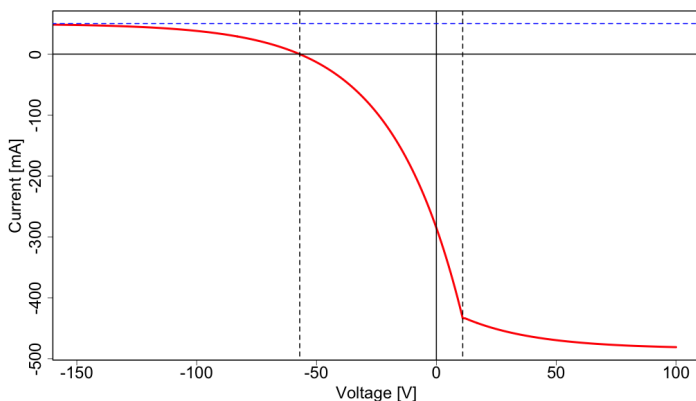


## Seriál: Sondová diagnostika plazmatu

V minulých dílech seriálu jsme popsali vlastnosti plazmatu vycházející z teoretického rozboru chování nabitých částic. V praxi se ale o chování plazmatu dozvídáme nejvíce z experimentálního pozorování. V tomto díle se budeme věnovat jedné z nejstarších diagnostických metod zkoumání plazmatu za pomoci Langmuirovy sondy.

Langmuirova sonda je pojmenována po průkopníkovi fyziky plazmatu Irvingovi Langmuirovi, který jí poprvé úspěšně zkonstruoval a použil roku 1924. Ve své nejjednodušší variantě se jedná o kus drátu ponořený do plazmatu. Na sondu se aplikuje proměnlivé předpětí a měří se proud, který na ni dopadá. Výsledkem tohoto měření je tzv. voltampérová charakteristika. Jejím zpracováním je možné odvodit základní parametry plazmatu – hustotu a elektronovou teplotu. Jakkoliv je měření s Langmuirovou sondou relativně snadné, interpretace výsledků (zvláště pro magnetizované plazma) je předmětem neutuchajících diskusí od dvacátých let až do současnosti. V následujícím textu rozebereme pouze základní model fungování sondy.



Obr. 1: Idealizovaná voltampérová charakteristika Langmuirovy sondy.

Ideální voltampérová charakteristika je zobrazená na obr. 1. Pro záporná napětí na sondu dopadá pouze kladný proud iontů, který je prakticky konstantní a nazývá se *iontový saturační proud*. Se zvyšujícím se napětím přibývá elektronů, které mají dostatek energie na to, aby na sondu dopadly. Při určitém potenciálu se proudy iontů a elektronů vyrovnají, takže celkový proud je nulový. Tento potenciál se nazývá *plovoucí potenciál*. Při dalším zvyšování sondového předpětí elektronový proud dále narůstá až do momentu, kdy se potenciál sondy bude rovnat *potenciálu plazmatu* (hodnotě elektrického potenciálu v neporušeném plazmatu). Při tomto potenciálu je sonda plně otevřená elektronovému proudu, který se opět saturuje. V experimentu se saturace elektronového proudu pozoruje velice obtížně, sondy mají tendenci vysávat elektrony úměrně svému předpětí.

Při teoretickém rozboru voltampérové charakteristiky budeme sondu považovat jednoduše za vodič o daném povrchu  $A$  a potenciálu  $\varphi$ . Z teorie plynů vyplývá, že proud částic (např. elektronů) na takový objekt bude

$$I_e = \frac{1}{4} q_e n_e A \bar{v}_e,$$

kde  $n_e$  je hustota elektronů,  $q_e$  jejich náboj a  $\bar{v}_e$  jejich střední rychlost. Za předpokladu, že elektrony mají Maxwellovské rozdělení rychlostí, kterému odpovídá teplota  $T_e$ , můžeme střední rychlost vyjádřit a dostat vztah

$$I_e = \frac{1}{4} q_e n_e A \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}}.$$

Plazma je ale soubor nabitých částic, a proto bude důležitou roli hrát rozdíl potenciálu plazmatu a potenciálu sondy. Pokud bude sonda na menším potenciálu, než je potenciál plazmatu, bude od sebe elektrony odpuzovat a část jich nebude mít dostatečnou energii na to, aby tento rozdíl potenciálu překonala a na sondu dopadla. Pokud budeme toto předpětí na sondě snižovat, elektronový proud postupně klesne na nulu. Nejmenší energie elektronu, který je schopný dopadnout na sondu o daném potenciálu  $\varphi$ , je

$$\frac{1}{2} m_e v_{\min}^2 = e(\varphi - \varphi_0),$$

kde  $\varphi_0$  je potenciál plazmatu, jehož hodnotu obvykle neznáme. Mezní rychlost  $v_{\min}$  je tedy rovna

$$v_{\min} = \sqrt{\frac{2e(\varphi - \varphi_0)}{m_e}}.$$

Existence této minimální rychlosti změní průměrnou rychlost dopadajících, která je dle definice

$$\bar{v} = \frac{\int_{v_{\min}}^{\infty} f(v) v dv}{\int_{-\infty}^{\infty} f(v) dv},$$

kde  $f(v)$  je rozdělovací funkce rychlostí elektronů. Opět za předpokladu Maxwellovského rozdělení rychlostí můžeme po několika úpravách dospět ke vztahu

$$I_e = \frac{1}{4} q_e n_e A \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}} e^{\frac{e(\varphi - \varphi_0)}{kT_e}}.$$

Pro potenciál sondy menší než potenciál plazmatu bude sonda přitahovat ionty. V jednoduchém přiblížení můžeme uvažovat, že na sondu dopadnou všechny ionty, které překročí hranici tzv. *sheathu*, tj. oblasti prudkého poklesu potenciálu v blízkosti sondy (tuto oblast jsme rozebírali v prvním díle seriálu při odvození Debyeovy délky). Takový iontový proud nebude záviset na předpětí sondy. Z teorie sheathu vyplývá, že ionty překračují jeho hranici se střední rychlostí rovnou zvukové rychlosti. Iontový proud tedy bude

$$I_{i_{\text{sat}}} = q_i n_i A c_s = q_i n_i A \sqrt{\frac{kT_e + kT_i}{m_i}}.$$

Nyní využijeme předpokladu kvazineutality, tj.  $n_e = n_i$ , a izotermálnosti  $T_e = T_i$ , která je v okrajovém plazmatu v tokamaku přibližně splněna, a můžeme zapsat finální vztahy pro iontový a elektronový proud

$$I_{\text{sat}} = -Zq_e n_e A \sqrt{\frac{2kT_e}{m_i}}, \quad (1)$$

$$I_e = \frac{1}{4} q_e n_e A \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}} e^{\frac{e(\varphi - \varphi_0)}{kT_e}},$$

kde  $Z$  charakterizuje náboj iontů. Zkombinováním obou vztahů můžeme dospět k finálnímu výrazu pro elektronový proud

$$I_e = -\frac{I_{\text{sat}}}{2\sqrt{\pi Z}} \sqrt{\frac{m_i}{m_e}} e^{\frac{e(\varphi - \varphi_0)}{kT_e}}. \quad (2)$$

Výše uvedené vztahy dávají postup, jak z voltampérové charakteristiky odvodit hustotu a elektronovou teplotu:

1. Z grafu charakteristiky zjistíme hodnotu iontového saturačního proudu. K tomu nám poslouží oblast záporných napětí, kde se celkový proud nemění.
2. Od charakteristiky odečteme iontový saturační proud. Tím získáme odhad čistě elektronového proudu na sondu.
3. Celou charakteristiku vydělíme velikostí iontového saturačního proudu, čímž nám saturační proud vypadne ze vztahu (2). Nyní proud zlogaritmujeme a v oblasti, kde má tento zlogaritmovaný signál lineární charakter, provedeme lineární fit.
4. Ze směrnice fitu určíme hodnotu elektronové teploty.
5. Z velikosti iontového saturačního proudu při znalosti elektronové teploty za použití vztahu (1) určíme hustotu.

Je nutné podotknout, že výše uvedený postup je pouze přibližný a zanedbává celou řadu mechanismů, které ale ve výsledku mohou vést k významně rozdílným naměřeným hodnotám. Jedním z nich je sekundární elektronová emise, která mění velikost měřeného proudu, v magnetizovaném plazmatu hraje roli Larmorovská rotace iontů, která zvětšuje efektivní plochu sondy (iontový Larmorův poloměr má obvykle podobnou velikost jako sonda). Přesto je tato diagnostika populární hlavně díky své snadné realizaci.

---

Fyzikální korespondenční seminář je organizován studenty MFF UK. Je zastřešen Oddělením pro vnější vztahy a propagaci MFF UK a podporován Ústavem teoretické fyziky MFF UK, jeho zaměstnanci a Jednotou českých matematiků a fyziků.

Toto dílo je šířeno pod licencí Creative Commons Attribution-Share Alike 3.0 Unported. Pro zobrazení kopie této licence, navštivte <http://creativecommons.org/licenses/by-sa/3.0/>.