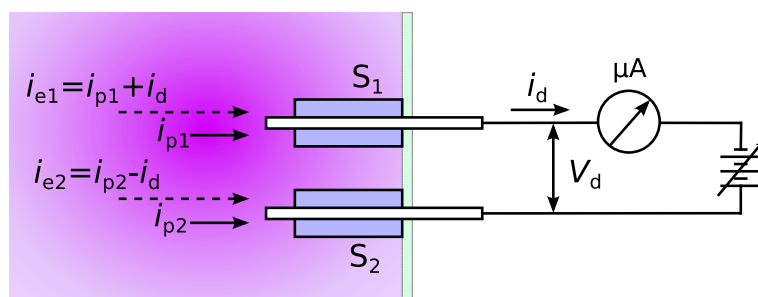


Studium kladného sloupce doutnavého výboje pomocí elektrostatických sond: dvojná sonda

1 Symetrická dvojná sonda na plovoucím potenciálu

Dvojnou symetrickou sondou rozumíme dvě stejné sondy, umístěné v ekvipotenciální ploše plazmatu. Žádná z těchto sond není spojena s elektrodou, ustavují se tedy bez vnějšího pole na plovoucím potenciálu V_{fl} . Studium plazmatu pomocí dvojně sondy provádíme tak, že měříme cirkulační proud i_d okruhem sond při vložení malém napětí V_d mezi sondy. Schématické znázornění dvojně sondy je znázorněno na obr. 1. Použití dvojně sondy je zvláště výhodné pro studium vysokofrekvenčního plazmatu, případně rozpadajícího se plazmatu.



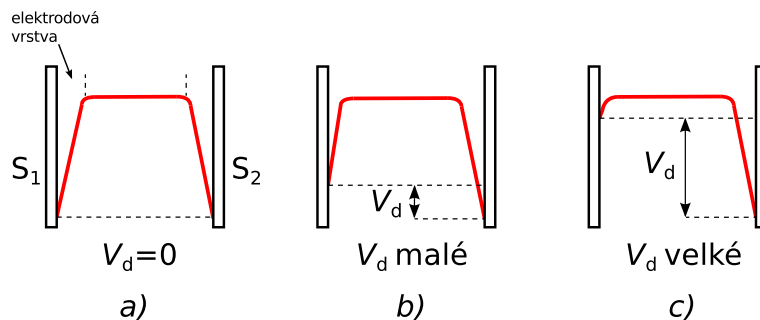
Obrázek 1: Schématické znázornění dvojně sondy

2 Činnost dvojně sondy

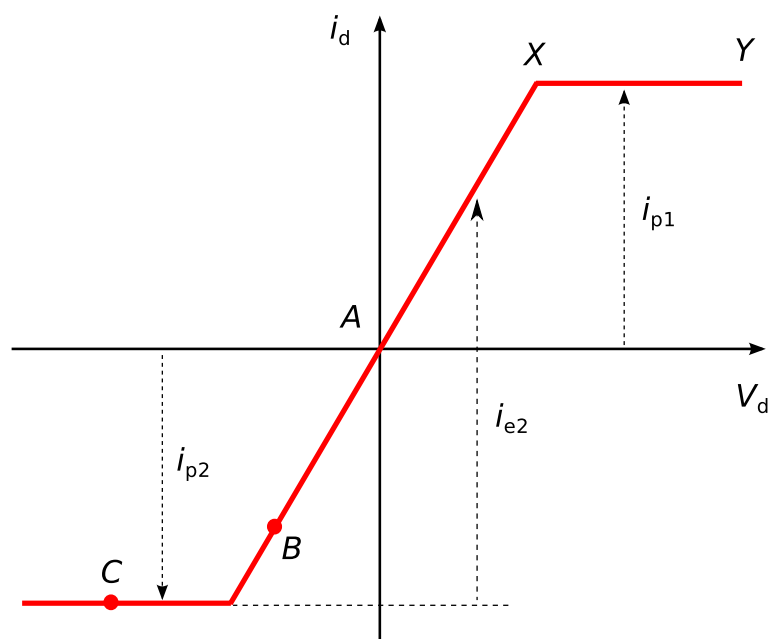
Pro pochopení činnosti dvojně sondy provedeme rozbor chování systému při různém napětí V_d . Předpokládejme pro jednoduchost, že sondy mají stejné plochy, že neexistují kontaktní potenciály a že se obě sondy nacházejí v místě o stejném potenciálu plazmatu V_p . Poznamenejme dále, že v praxi je splněna podmínka, že napětí mezi sondami V_d neovlivňuje iontový proud systému.

1. Příklad $V_d = 0$: Každá sonda v tomto případě sbírá stejný proud iontů i elektronů a obě sondy se nacházejí na témže plovoucím potenciálu V_{fl} . Proud vnějším okruhem sond i_d musí být nulový, neboť neexistuje žádná elektromotorická síla ve vnějším okruhu. Nacházíme se v bodě 0 sondové

charakteristiky dvojné sondy, viz obr. 3. Rozložení potenciálu sond je patrné na obr. 2a.



Obrázek 2: Rozložení potenciálu v systému dvojné sondy



Obrázek 3: Charakteristika ideální dvojné rovinné sondy

2. Příklad $V_d < 0$, malé záporné napětí:

Potenciál sond vzhledem k plazmatu se musí ustálit na takové hodnotě, že základní podmínky pro proudy na systém sond budou zachovány. Musí platit $\sum i_p + \sum i_e = 0$. Jediné možné rozložení potenciálu sond je znázorněno na obr. 2b. Potenciál sondy 1 se blíží k potenciálu plazmatu a sbírá více elektronů. Potenciál sondy 2 bude nižší než plovoucí potenciál, proud elektronů

na sondu 2 klesá. Přebytečné elektrony sondy 1 přetečou vnějším okruhem a kompezují úbytek elektronového proudu sondy 2. Součet elektronového i iontového proudu na systém sond bude tedy nulový a systém se nachází v bodě B voltampérové charakteristiky (VAC).

3. Příklad $V_d \ll 0$, velké záporné napětí:

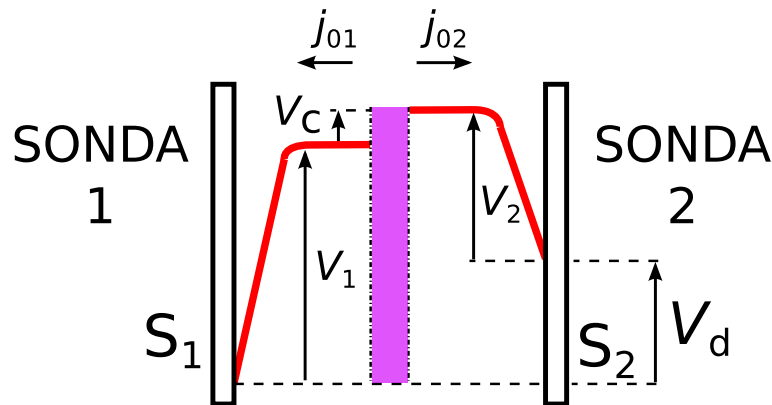
Sonda 1 přebírá celý tok elektronů systému, zatímco sonda 2 je nyní silně negativní vzhledem k potenciálu plazmatu, a tudíž žádné elektrony ji nedostihnou. Polovina elektronů dopadajících na sondu 1 teče nyní vnějším okruhem do sondy 2. Systém se nachází v bodě C VAC viz obr. 3, rozložení potenciálu je patrné na obr. 2c. Další zvyšování záporné hodnoty V_d nemůže způsobit další změny sondového proudu, neboť sonda 1 vždy sbírá dostatek elektronů, aby vyrovnala veškerý proud iontů na obě elektrody. V důsledku toho vzrůstá-li dále V_d , sonda 1 zůstává blízko potenciálu plazmatu a sonda 2 přechází do stále zápornějších hodnot. Iontový proud sondy 2 je nasycený a proud vnějším okruhem i_d zůstává tedy konstantní. Jsme v oblasti X-Y VAC.

Celkový iontový proud je dán součtem nasyceného proudu k sondě 1 i_{p1} a sondě 2 i_{p2} v bodech X a Y VAC.

Elektronový proud na sondu 2 je dán rozdílem celkového proudu vnějším okruhem a iontového proudu i_{p2} na tuto sondu, jak je znázorněno na obr. 3.

3 Teorie dvojné sondy

Zobecněný potenciálový diagram systému dvojné sondy je znázorněn na obr. 4. Zde V_1 a V_2 jsou potenciály sondy 1 a 2 vzhledem k plazmatu,



Obrázek 4: Obecný potenciálový diagram dvojné sondy

V_c je kontaktní potenciál, případně malá diference v potenciálu plazmatu v místě sond. Protože výsledný proud musí být nulový, platí $\sum i_p = i_{p1} +$

$i_{p2} = i_{e1} + i_{e2}$. Dosadíme-li odpovídající výrazy pro elektronový proud sondy z Boltzmannových relací, dostáváme

$$\sum i_p = S_1 j_{01} \exp -\frac{e V_1}{k T_e} + S_2 j_{02} \exp -\frac{e V_2}{k T_e}. \quad (1)$$

Z potenciálového diagramu na obr. 4 plyne $V_1 + V_c = V_2 + V_d \Rightarrow V_1 = V_2 + V_d - V_c$. Dosadíme-li do 1, dostaneme

$$\ln \left[\frac{\sum i_p}{i_{e2}} - 1 \right] = -\frac{e V_d}{k T_e} + \ln \sigma, \quad (2)$$

kde

$$\sigma = \frac{S_1 j_{01}}{S_2 j_{02}} \exp \frac{e V_c}{k T_e}.$$

Zde j_{01} a j_{02} jsou hustoty elektronových proudů na sondy při potenciálu sondy rovném potenciálu plazmatu. Grafem závislosti $\ln G = f(V_d)$, kde $G = \frac{\sum i_p}{i_{e2}} - 1$ musí být dle 2 přímka, jejíž směrnice je určována elektronovou teplotou T_e .

4 Výpočet parametrů plazmatu z naměřených VAC dvojných sondy

Vyhodnocení VAC dvojných sondy lze provádět analogicky jako u sondy jednoduché. Z naměřené sondové charakteristiky určíme podle obr. 5 oba proudy i_{p1} a i_{p2} a odečteme proud elektronový i_{e2} . Sestrojíme závislost $\ln G = f(V_d)$. Ze směrnice této přímky (pro případ Maxwelllova rozdělení rychlostí) dostáváme opět elektronovou teplotu T_e , viz vzorec 2.

5 Výpočet elektronové teploty rezistanční metodou

Rovnici 2 můžeme přepsat do tvaru

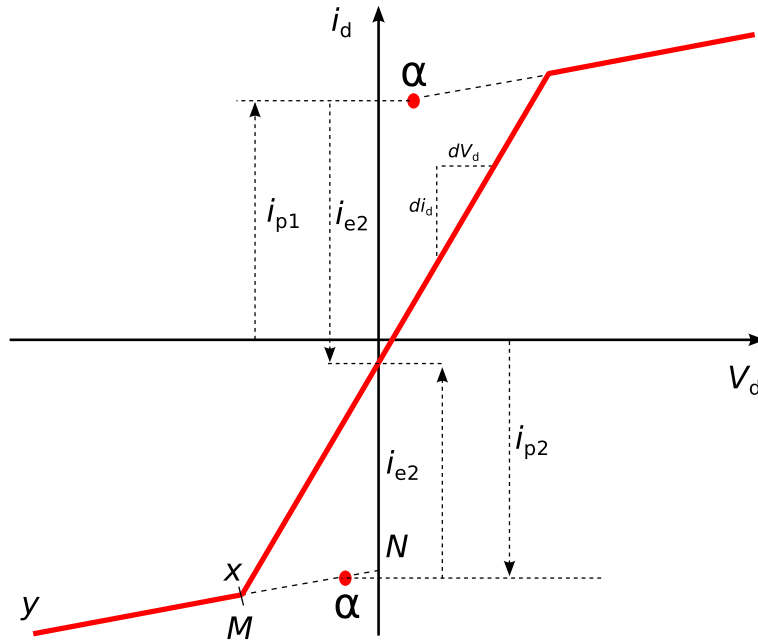
$$i_{e2} = \frac{\sum i_p}{\sigma \exp \left[-\frac{e V_d}{k T_e} \right] + 1}. \quad (3)$$

Derivujeme-li i_{e2} podle V_d , dostáváme pro $V_d = 0$

$$\left. \frac{d i_{e2}}{d V_d} \right|_{V_d=0} = \frac{\sum i_p}{(\sigma + 1)^2} \frac{\sigma e}{k T_e}. \quad (4)$$

Nahradíme-li nyní $\frac{d V_d}{d i_{e2}} = d V_d d i_d$, dostáváme pro elektronovou teplotu

$$T_e = \frac{e \sigma}{k (1 + \sigma)^2} \left[\sum i_p \frac{d V_d}{d i_d} \right] \Bigg|_{V_d=0}. \quad (5)$$



Obrázek 5: Stanovení R_0 a G z naměřené VAC, proudy i_{p1} a i_{p2} uvedeny pro $V_d = 0$.

Kde σ můžeme vypočítat z rovnice 2

$$\sigma = \left[\frac{\sum i_p}{i_{e2}} - 1 \right] \Bigg|_{V_d=0}. \quad (6)$$

Označme nyní pro zjednodušení

$$G = \frac{\sigma}{(1 + \sigma)} = \frac{i_{e2}}{\sum i_p} \quad (7)$$

Nahradíme-li v rovnici 5 σ pomocí G , dostáváme

$$T_e = \frac{e}{k} (G - G^2) \left[\sum i_p \frac{dV_d}{di_d} \right] \Bigg|_{V_d=0} = \frac{e}{k} (G - G^2) R_0 \sum i_p, \quad (8)$$

kde $R_0 = \left[\frac{dV_d}{di_d} \right] \Bigg|_{V_d=0}$ je tzv. ekvivalentní odpor dvojné sondy. Rovnice 8 umožňuje pohodlné určení elektronové teploty přímo z VAC dvojné sondy. Pro její výpočet je nutné určit z VAC veličiny $R_0, \sum i_p$ a G . R_0 stanovíme ze strmosti střední části VAC v bodě $V_d = 0$.

Iontové proudy i_{p1} a i_{p2} pro případ $V_d = 0$ stanovíme tak, že prodloužíme úseky nasyceného proudu směrem k ose y a vzdálenost MN rozdělíme na pět

dílů. Ve vzdálenosti rovné $\frac{1}{5}$ MN od osy y určíme bod α , který nám definuje hodnotu i_{p1} , případně i_{p2} při $V_d = 0$. Konstrukce bodu α je patrna z obrázku 5. Proud elektronů na sondu 2 je dán výrazem

$$i_{e2} = |i_{p2}| + i_d \quad (9)$$

a odečteme ho přímo z VAC jak je patrna z obrázku 5. Pro výpočet $G = \left[\frac{i_{e2}}{\sum i_p} \right] \Big|_{V_d=0}$ je nutno dosadit i_{e2} v místě $V_d = 0$ a $\sum i_p = i_{p1}$ a i_{p2} v bodě α .

6 Stanovení koncentrace iontů a elektronů v plazmatu pomocí dvojné sondy

Výpočet elektronové koncentrace n_e a koncentrace iontů n_p za předpokladu $n_e = n_p$ provádíme z nasyceného iontového proudu sondy. Při výpočtu koncentrace iontů je potíž v tom, že neznáme teplotu iontů T_p . V případech, kdy teplota iontů je přibližně rovna teplotě neutrálního plynu (např. rozpadající se plazma), můžeme výpočet snadno provést užijeme-li vztahu pro hustotu iontového proudu na sondu

$$j_p = n_p e \langle v_e \rangle. \quad (10)$$

Malé nepřesnosti ve stanovení T_p neovlivní příliš výpočet n_p , neboť se v uvedeném vztahu vyskytuje T_p ve výrazu pro střední rychlost pod odmocninou. $\langle v_e \rangle$ je střední driftová rychlost elektronů, v případě rozpadajícího se plazmatu je dána pouze tokem iontů z plazmatu do vrstvy obalující sondu. Tento tok závisí na tepelném pohybu iontů a je dán v případě Maxwellova rozdělení rychlostí výrazem $\langle v_e \rangle = \frac{1}{4} \langle v_p \rangle$, kde $\langle v_p \rangle$ je střední rychlost iontů.

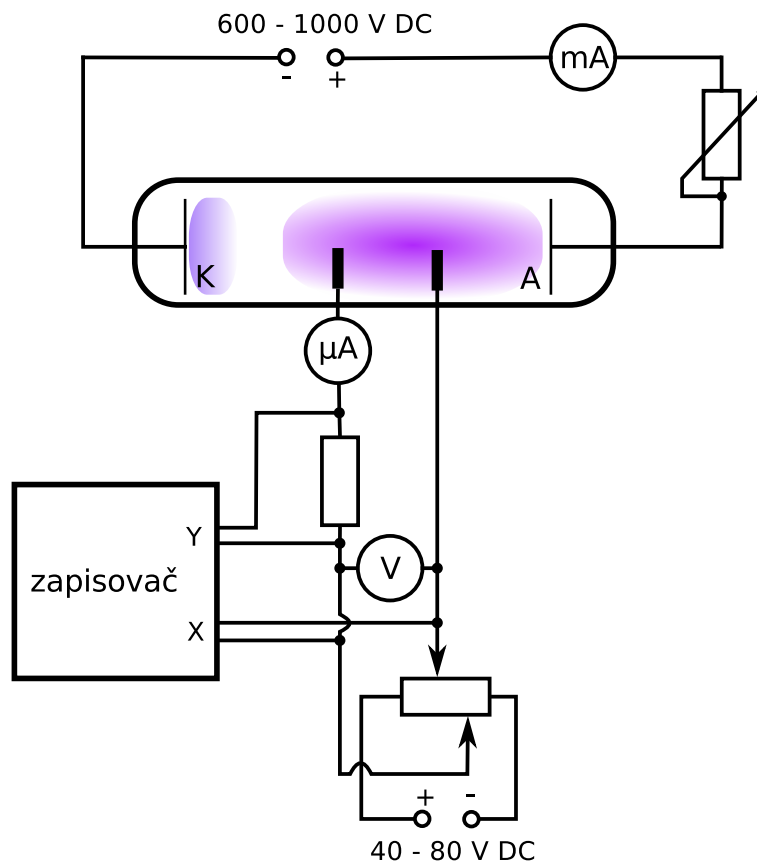
Pro koncentraci iontů dostáváme $n_p = \frac{4j_p}{e \langle v_p \rangle}$ a po dosazení za hustotu iontového proudu $j_p = \frac{i_p}{S}$ máme

$$n_p = \frac{4i_p}{S e \langle v_p \rangle}, \quad (11)$$

kde $\langle v_p \rangle = \left(\frac{8kT_p}{\pi M} \right)^{1/2}$. T_p je teplota v kelvinech, M hmotnost iontů, i_p proud v ampérech. V případě rovinných sond můžeme dosadit za S přímo plochu sondy. U cylindrické sondy je plocha vrstvy větší než plocha sondy a závisí na potenciálu sondy. V tomto případě je třeba provést korekci při výpočtu n_p .

7 Experimentální aparatura a způsob měření

Teplotu elektronů budeme určovat pomocí dvojné sondy. Dvojnou sondu zapojíme podle obr. 6. Naměříme sondovou charakteristiku pro tři hodnoty výbojového proudu 10 mA, 30 mA a 50 mA a vyznačíme do grafu. Elektronovou teplotu stanovíme metodou ekvivalentního odporu.



Obrázek 6: Zapojení dvojné sondy

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.*