

# Praktikum z fyziky plazmatu

## Mikrovlnná interferometrie plazmatu

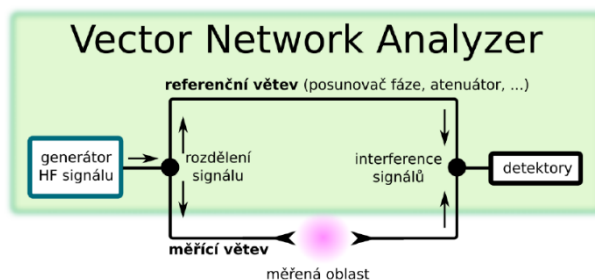
**Zpracoval:** David Nejezchleba, Martin Ondryáš

**Obor:** Fyzika plazmatu a nanotechnologií

**Měřeno:** 29. března 2022

### 1. Teoretická část

Klasické uspořádání experimentu předpokládá rozdělení signálu do dvou větví – referenční a měřicí. Referenční větev je integrována v těle vektorového síťového analyzátoru (VNA, princip je vysvětlen v článku [2]) a na porty se připojuje měřicí větev. Jeden port je nastaven jako zdroj výstupního signálu s definovanou amplitudou a prošlý signál vstupuje do druhého portu. Pomocí ovládání na displeji zobrazíme a zaznamenáme fázi a útlum. Fázi a amplitudu měří VNA buď přímo nebo prostřednictvím S-parametrů rozptylové matice. Klasický interferometr z pohledu VNA je na Obr. 1.



Obrázek 1: Klasický interferometr z pohledu VNA. Převzato z [1].

Plazmová frekvence  $\omega_{pl}$  je dolní mezní frekvence pro průchod vlnění plazmatem. Lze ji definovat jak pro elektrony, tak i pro ionty. Vzhledem k řádově vyšší hmotnosti iontů můžeme jejich oscilace vzhledem k pohybu elektronů zanedbat. Platí tedy vztah

$$\omega_{pl} = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}} \quad (1)$$

kde  $n_e$  je koncentrace elektronů,  $m_e$  je hmotnost elektronů,  $e$  je elementární náboj a  $\epsilon_0$  je permitivita vakua.

Další omezení na frekvenci klade samotný vlnovod, jehož rozměry určují tzv. cut-off frekvenci pro průchod signálu. Taa se v našem případě nachází v oblasti GHz. Jelikož se pohybujeme v takto vysokých frekvencích, je potřeba popisovat plazma jako dielektrikum. Označíme-li srážkovou frekvenci pro přenos hybnosti při srážkách elektronů s neutrály  $\nu_m$  a frekvenci vln  $\omega$ , můžeme relativní permitivitu pro nemagnetizované plazma a za předpokladu Maxwellova rozdělení rychlostí elektronů vyjádřit jako

$$\epsilon_r = 1 - \frac{n_e e^2}{\omega m_e \epsilon_0} \frac{(\omega - i\nu_m)}{(\omega^2 + \nu_m^2)} \quad (2)$$

Relativní permitivita plazmatu  $\epsilon_r$  je obecně komplexní veličina, jejíž reálná část nabývá hodnot menších než 1. K vyjádření fázového posuvu je vhodnější index lomu  $n$ . Tyto dvě veličiny můžeme zapsat v komplexních tvarech

$$\begin{aligned}\varepsilon_r &= \varepsilon_1 + i\varepsilon_2 \\ n &= n_R + ik\end{aligned}\tag{3}$$

kde pro reálnou část indexu lomu platí

$$n_R = \sqrt{\frac{\varepsilon_1 + \sqrt{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2}}{2}}\tag{4}$$

Zatímco imaginární část indexu lomu  $k$  odpovídá ztrátám signálu, z jeho reálné části  $n_R$  můžeme vyjádřit fázový posuv vlnění  $\Delta\Phi$  ve vrstvě plazmatu o tloušťce  $\Delta z$  pro homogenní prostředí jako

$$\Delta\Phi = \frac{\omega}{c} (1 - n_R) \Delta z\tag{5}$$

kde  $c$  je rychlost elektromagnetických vln ve vakuu. Zanedbáme-li příspěvek  $\varepsilon_2$  k reálné části indexu lomu a uvažíme-li, že srážková frekvence  $\nu_m$  je zanedbatelná vůči používaným frekvencím  $\omega$ , můžeme vyjádřit koncentraci elektronů v plazmatu  $n_e$  jako

$$n_e = \frac{\left[1 - \left(1 - c \frac{\Delta\Phi}{\omega \Delta z}\right)^2\right] m_e \varepsilon_0 \omega^2}{e^2}\tag{6}$$

Driftovou rychlost elektronů můžeme určit ze vztahu

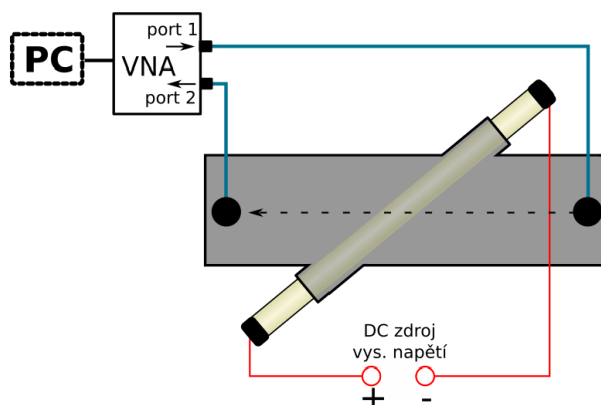
$$v_D = \frac{I}{S e n_e}\tag{7}$$

kde  $I$  je výbojový proud a  $S = \frac{\pi d^2}{4}$ .

## 2. Experimentální uspořádání

Experimentální aparatura, jejíž schéma je na Obr. 2, se skládá z vlnovodu (WR340 – příčný rozměr je  $b = 86$  mm) a zářivky (průměr  $d = 18$  mm), která jím prochází pod úhlem  $\alpha = 35^\circ$ .

Před samotným měřením bylo zapotřebí provést kalibraci přístroje pomocí metody SOTM, tedy short, open, trough a match, česky zapojení na krátko, do otevřeného obvodu, zapojení skrz a zapojení s odpovídajícím terminátorem. Využili jsme zde komerčního kalibračního členu ZVZ 135. Pomocí stejnosměrného vysokého napětí jsme v zářivce plněné argonem a parami rtuti zapálili doutnavý výboj. Hodnotu výbojového proudu jsme nastavovali manuálně. Vysokofrekvenční signál vstupuje do vlnovodu přes port 1, následně projde vlnovodem a skrz zářivku. Nakonec je signál veden na výstupní port 2. Změnu fáze zaznamenáváme u parametru  $S_{21}$  rozptylové matice, který odpovídá průchodu signálu.



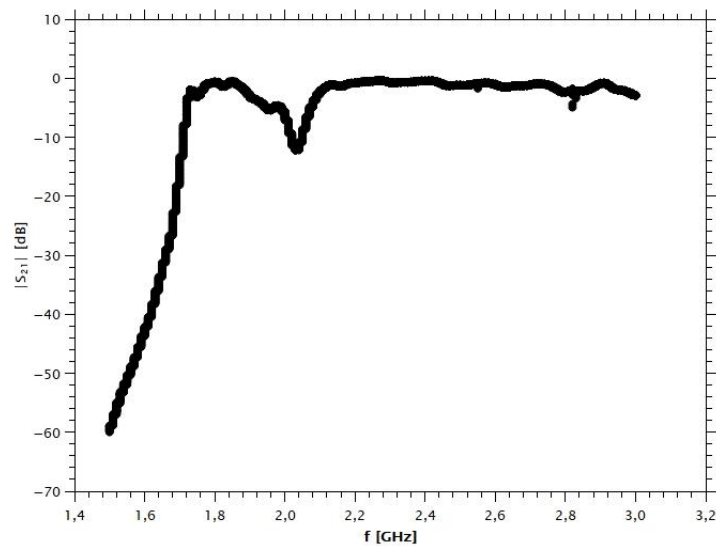
Obrázek 2: Schéma aparatury. Převzato z [1].

### 3. Výsledky a diskuze

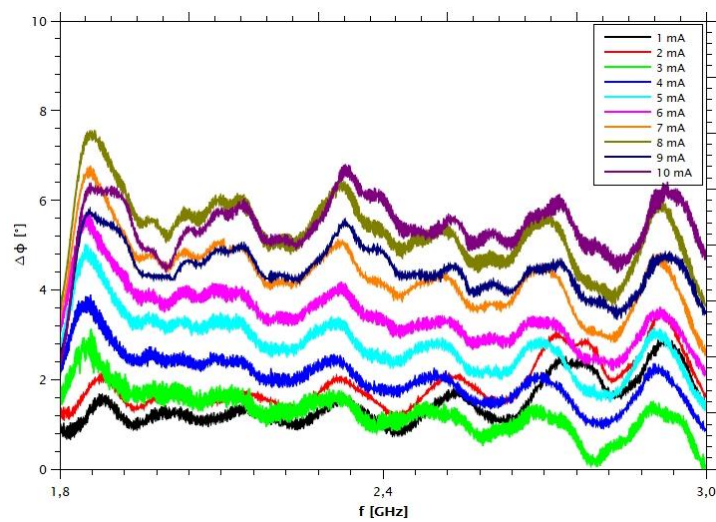
Měření probíhalo v rozsahu 1,5 GHz (širší rozsah) a 300 MHz (užší rozsah), výbojový proud jsme měnili v rozsahu od 1 do 10 mA. V průběhu celého měření jsme měřili i referenční hodnoty fáze parametru  $S_{21}$  (při nulovém výbojovém proudu). Pro určení koncentrace elektronů jsme potřebovali odhadnout ekvivalentní tloušťku plazmatu. Využili jsme předpokladu, kdy jsme výbojovou trubici nahradili deskou o rozměrech  $a$ ,  $b$ ,  $\Delta z$ , která má stejný objem jako naše zářivka. Za výšku desky jsme považovali příčný rozměr vlnovodu  $b = 86$  mm, průměr zářivky je  $d = 18$  mm.

$$\Delta z = \frac{\pi d^2}{4b \sin(\alpha)} \approx 5,2 \text{ mm} \quad (8)$$

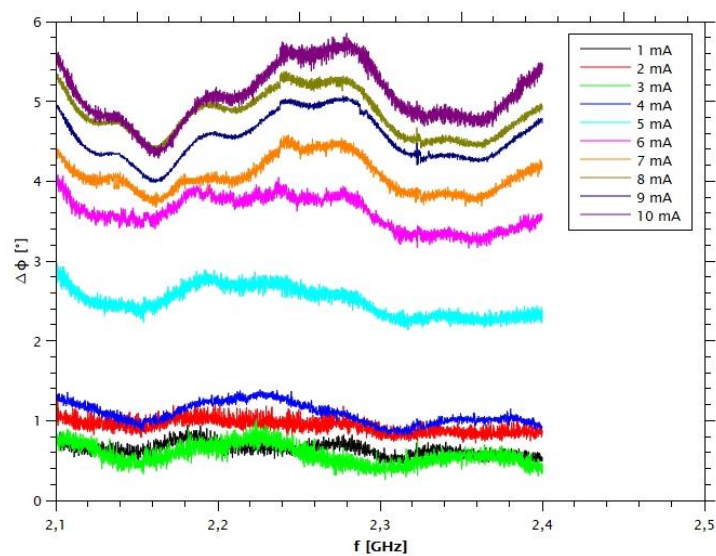
Nejprve si pro kontrolu vyneseme závislost amplitudy parametru  $S_{21}$  na frekvenci pro široký rozsah (viz Obr. 3). Z tohoto obrázku vidíme, že data musíme oříznout, ke zpracování nemůžeme využít náběhovou část – tedy hodnoty frekvence, které jsou nižší než cut off frekvence ( $f_{\text{cut-off}} \approx 1,8$  GHz), od níž vlnovod začíná propouštět. Závislost fázového rozdílu parametru  $S_{21}$  na frekvenci je vynesena na Obr. 4 a 5. Koncentrace elektronů byla určena ze vztahu (6). Grafy závislosti koncentrace na proudu jsou na Obr. 6. V poslední části jsme ze vztahu (7) vypočítali driftovou rychlost a vynesli ji v závislosti na proudu, viz Obr. 7.



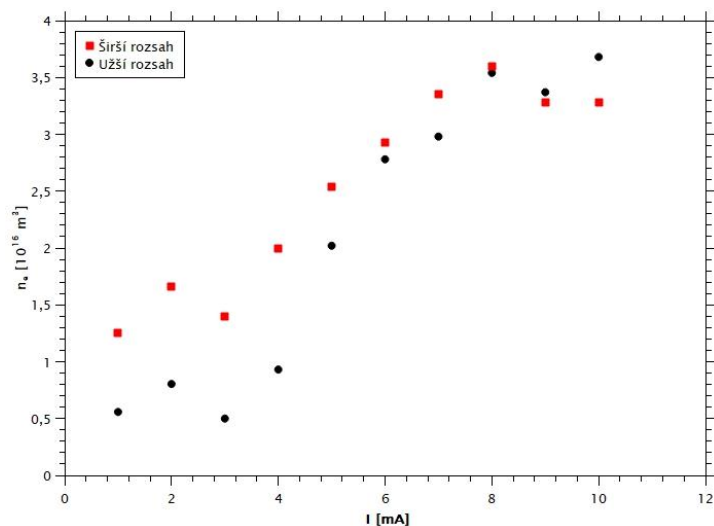
Obrázek 3: Závislost amplitudy parametru  $S_{21}$  na frekvenci pro široký rozsah.



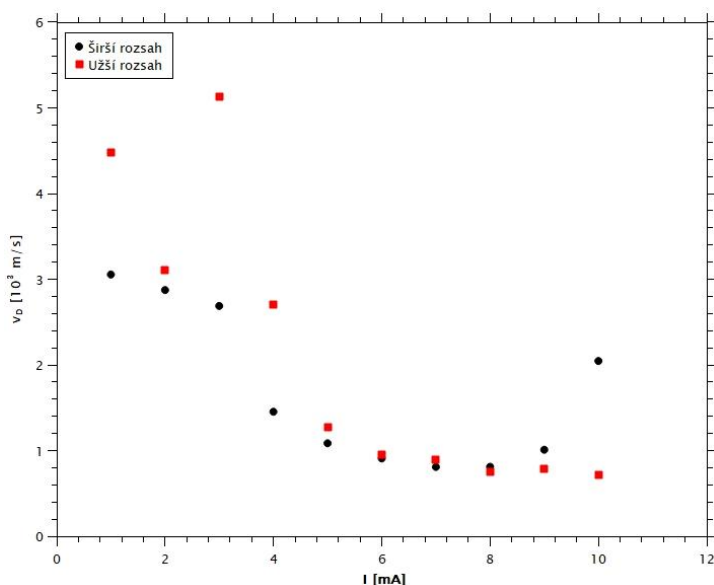
Obrázek 4: Závislost fázového rozdílu parametru  $S_{21}$  na frekvenci pro široký rozsah.



Obrázek 5: Závislost fázového rozdílu parametru  $S_{21}$  na frekvenci pro úzký rozsah.



Obrázek 6: Graf závislosti koncentrace na proudu pro oba rozsahy frekvence.



Obrázek 7: Graf závislosti driftové rychlosti na proudu pro oba rozsahy frekvence.

## 4. Závěr

Pomocí mikrovlnné interferometrie jsme zjistili závislost amplitudy parametru  $S_{21}$  na frekvenci, viz Obr. 3. Z tohoto grafu vidíme, že data musíme oříznout, ke zpracování nemůžeme využít náběhovou část – tedy hodnoty frekvence, které jsou nižší než cut off frekvence ( $f_{\text{cut-off}} \approx 1,8 \text{ GHz}$ ), od níž vlnovod začíná propouštět. Následně jsme určili závislost fázového rozdílu parametru  $S_{21}$  na frekvenci pro oba rozsahy frekvencí, viz. Obr. 4 a 5.

V další části experimentu jsme nejprve vypočítali tloušťku plazmatu ( $\Delta z \approx 5,2 \text{ mm}$ ) a poté koncentraci elektronů ( $n_e \approx 10^{16} \text{ m}^{-3}$ ) a driftovou rychlost ( $v_D \approx 10^3 \text{ m/s}$ ). Koncentrace elektronů řádově odpovídá tabelovaným hodnotám ( $n_{e,\text{tab}} \approx 10^{15}$  až  $10^{17} \text{ m}^{-3}$ , převzato z [3]). Tabelovanou hodnotu driftové rychlosti jsme vypočítali pro intenzitu elektrického pole

$E = 10 \text{ V/cm}$  a tlak  $p = 100 \text{ Pa}$  pomocí zdroje [4] jako  $v_{D, \text{tab}} \approx 10^4 \text{ m/s}$ . Námi určená hodnota se od té tabelované liší o řád. Tento rozdíl mohl být způsoben častým zhasínáním zářivky.

## 5. Literatura

[1] Návod k praktiku

[2] NEJEZCHLEBA, David, ONDRYÁŠ, Martin. *Vektorová síťová analýza*. Experimentální metody 1. 2021.

[3] BONAVENTURA, Zdeněk. *Výukové materiály*. Úvod do fyziky plazmatu.

[4] [https://us.lxcat.net/data/set\\_type.php](https://us.lxcat.net/data/set_type.php) (Biagi database)