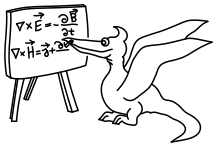


Seriál: Diagnostika plazmatu

Milé čtenářstvo,
tento díl seriálu o experimentálních metodách ve fyzice bude zaměřený na vysokofrekvenční (VF) diagnostiku plazmatu. Plazma představuje formu hmoty, která se přirozeně vyskytuje v kosmickém prostoru, nitru hvězd a v atmosféře jako polární záře, blesky. Uměle plazma běžně vytváříme v sodíkových nebo xenonových výbojkách a mnoha technologických zařízeních při výrobě polovodičů, úpravě povrchů, sváření či řezání atd. Proto budeme věnovat první část seriálu definici plazmatu a podmínek, které musí opravdové plazma splňovat.

Plazma

Definice plazmatu

Nejčastěji používaná definice plazmatu zní:

„Plazma je kvazineutrální plyn nabitých a neutrálních částic vykazující kolektivní chování.“

Jako většina definic nám toho moc neřekne, tudíž si rozebereme jednotlivé pojmy. Hned na začátek je dobré upozornit, že se budeme bavit o *tom* plazmatu nikoli o *té* plazmě, která nám jako složka krve proudí v těle.

Kvazineutralita znamená, že každý malý objem plazmatu obsahující dostatečně velké množství nabitých částic bude mít celkový nulový náboj. Neboli, že se v něm nachází stejně velký náboj od volných elektronů jako od pozitivně ionizovaných atomů. Avšak počet elektronů a ionizovaných atomů se může lišit, jelikož může dojít k vícenásobné ionizaci atomů.

U kolektivního chování je vysvětlení o něco složitější. V klasickém plynu jako je například vzduch za atmosférického tlaku, jsou všechny částice neutrální. Proto předpokládáme, že mezi srážkami na jednotlivé částice nepůsobí žádná výsledná elektromagnetická síla. Avšak v plazmatu je nezanedbatelná část částic nabitých, tudíž mezi sebou působí Coulombovou silou a hlavně vytváří vlastní elektromagnetické pole. Pokud tedy do plazmatu vložíme nějaký vnější potenciál φ_0, vyvolá to v plazmatu reakci, která bude toto narušení potlačovat. Hlavním důvodem tohoto chování je dalekosáhlost Coulombovy síly.

Vliv na toto chování plazmatu má i velký rozdíl hmotností elektronu a kladně nabitých iontů. Přestože mají stejně velký, avšak opačný, náboj, je hmotnost protonu přibližně 2 000krát vyšší než elektronu, takže působení vnější síly vyvolá u elektronů mnohem rychlejší reakci. To nám umožňuje dát předpoklad, že protony a další ionty jsou vůči pohybu elektronů stacionární. Pokud se objeví vnější výchylka v hustotě náboje plazmatu, je zneutralizovaná právě pomocí elektronů. Je-li oblast mírně pozitivní, nastane tok elektronů do daného místa. V případě negativní oblasti elektrony budou odpuzeny z daného místa.

Plazmatické veličiny

Jak bylo zmíněno v úvodu, podmínky, za kterých se plazma vyskytuje, se velmi liší. Proto je potřeba zavést veličiny, které nám dokáží chování plazmatu charakterizovat. K tomu by nám mělo stačit celkem 5 veličin: koncentrace elektronů n_e, teplota plazmatu T, Debyeova délka λ_D, plazmatický parametr N_D a plazmatická frekvence f_p.

Koncentrace elektronů n_e nám určuje, kolik elektronů se nachází v jednotce objemu. Z definice plazmatu víme, že plazma je kvazineutrální, takže velikost jejich celkového náboje musí být stejná jako velikost náboje kladných iontů. Když pro jednoduchost nebudeme uvažovat záporně nabité ionty ani vícenásobně ionizované částice, tak je koncentrace iontů n_i rovna koncentraci elektronů $n_\mathrm{i} = n = n_\mathrm{e}$. Často je jednodušší změřit právě koncentraci elektronů než koncentraci iontů. Jelikož mají elektrony nižší hmotnost, mají vyšší pohyblivost a tedy i schopnost rychleji reagovat na vnější vlivy.

Teplotu plazmatu můžeme uvádět klasicky v Kelvinech, či stupních Celsia, avšak ve fyzice plazmatu se teplota plazmatu také uvádí v jednotkách elektronvolt ($\cdot 10^V$). Jak již víme z předchozích dílů, jeden elektronvolt odpovídá energii elektronu urychleného potenciálem jednoho voltu $1\,\mathrm{eV} \doteq 1{,}60 \cdot 10^{-19}\,\mathrm{J}$. Z rovnosti energie tepelného pohybu $k_\mathrm{B}T$, kde $k_\mathrm{B} \doteq 1{,}38 \cdot 10^{-23}\,\mathrm{J{\cdot}K^{-1}}$ je Boltzmannova konstanta, a energie získané urychlením právě na $1\,\mathrm{eV}$ dokážeme určit převodní vztah

$$1\,\mathrm{eV} \mathrel{\hat{=}} 11600\,\mathrm{K}\,.$$

Popis teploty pomocí $\cdot 10^V$ se častěji vyskytuje ve vysokoteplotním plazmatu. Např. v ITERu, aktuálně největším rozestavěném tokamaku na světě, chtějí dosáhnout teploty $13\,\mathrm{keV}$ neboli 150 milionů Kelvinů.

Stojí za zmínku, že plazma může mít zároveň dvě různé teploty, pokud se nenachází v termodynamické rovnováze. Elektrony a ionty jsou velmi různé částice, liší se hmotností i velikostí, což způsobuje jiné srážkové frekvence a jinou teplotu. Po dostatečně dlouhé době po vypnutí vnějšího zdroje ionizace dochází k přechodu do termodynamické rovnováhy a vyrovnání teplot. Dvě teploty můžeme pozorovat i za přítomnosti vnějšího magnetického pole, kdy se liší teplota plazmatu ve směru rovnoběžném a kolmém na magnetické siločáry. Mohou se vyskytovat i dvě skupiny elektronů o různých teplotách.

Debyeova délka nám charakterizuje, do jaké vzdálenosti dokáže lokální porucha hustoty náboje či potenciálu ovlivňovat okolní plazma. Pokud máme oproti okolnímu plazmatu potenciál φ_0, tak jsou k místu s tímto potenciálem přitahovány nabité částice, které svým polem budou stínit vnější potenciál. Tomuto jevu se říká Debyeovo stínění. Lze ukázat, že průběh potenciálu v 1D případě v závislosti na vzdálenosti x od místa poruchy je

$$\varphi = \varphi_0 \exp\left(-\frac{|x|}{\lambda_\mathrm{D}}\right).$$

Pokles je tedy exponenciální a je charakterizován právě λ_D – Debyeovou délkou. Debyeova délka

$$\lambda_\mathrm{D} = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k_\mathrm{B} T}{n_\mathrm{e} e^2}}$$

závisí kromě permitivity vakua $\varepsilon_0 \doteq 8{,}85 \cdot 10^{-12}\,\mathrm{F{\cdot}m^{-1}}$, elementárního náboje $e \doteq 1{,}60 \cdot 10^{-19}\,\mathrm{C}$ a k_B na teplotě plazmatu T a koncentraci elektronů n_e.

Vezmeme-li sféru o poloměru jedné Debyeovy délky λ_D a podíváme se, kolik nabitých částic se v ní nachází, získáme tzv. plazmatický parametr

$$N_\mathrm{D} = \frac{4}{3}\pi\lambda_\mathrm{D}^3 n_\mathrm{e}\,.$$

Kromě prostorové charakterizace plazmatu je důležitá i časová. Elektrony kmitají kolem stacionárních iontů s tzv. plazmatickou frekvencí

$$f_\mathrm{p} = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{n_\mathrm{e} e^2}{m_e \varepsilon_0}}\,.$$

Pokud se do plazmatu pokusíme vysílat elekromagnetické záření, zjistíme, že se odezva liší podle zvolené frekvence záření. Při dostatečně nízké frekvenci zjistíme, že se plazma chová jako zrcadlo, neboli, že nám odrazí vyslanou vlnu zpět.

Pokud pošleme do plazmatu vlnu s frekvencí $f < f_\mathrm{p}$, mají elektrony dostatek času, aby dokázaly kmitat na frekvenci příchozí vlny a tím vytvořily elektrické pole, avšak opačně orientované. Plazma se na dané frekvenci chová jako zrcadlo. Pokud překročíme s vnějším zdrojem záření plazmatickou frekvenci, bude se vlna již v plazmatu šířit.

Plazmatická frekvence se přesto nemusí vztahovat jen k vlnám. Důležitou roli hrají srážky v plazmatu, především s neutrálními částicemi. Podle porovnání velikosti středního času mezi srážkami τ, rozdělujeme plazma na srážkové, případně bezesrážkové.

Podmínky existence plazmatu

Abychom určili, zda se opravdu jedná o plazma a byl splněn předpoklad kolektivního chování, musí platit tři základní podmínky

$$\begin{aligned} \lambda_\mathrm{D} &\ll L\,, \\ N_\mathrm{D} &\gg 1\,, \\ f_\mathrm{p} &\gg 1/\tau\,. \end{aligned}$$

Neboli charakteristický rozměr plazmatu L musí být výrazně větší než Debyeova délka, aby mohlo docházet k efektivnímu Debyeovu stínění. Stejně tak musí být v daném objemu dostatek částic N_D, které dokáží stínění zprostředkovat. V neposlední řadě je potřeba, aby srážková frekvence $1/\tau$ byla menší než je plazmatická frekvence.

Druhy plazmatu

V tab. 1 jsou uvedeny některé z druhů plazmatu spolu s orientačními hodnotami elektronové koncentrace a teploty. Je tedy vidět, že se jednotlivé veličiny liší až o několik řádů. Proto se zavádí i různé dělení plazmatu např. srážkové/bezesrážkové, nízko/vysokoteplotní, se zamrzlým/difundujícím magnetickým polem, či dokonce plazma kvantové nebo relativistické.

Tabulka 1: Řádové hodnoty teploty a koncentrace elektronů pro různé druhy plazmatu.

druh plazmatu	$\frac{T_e}{\mathrm{K}}$	$\frac{n_\mathrm{e}}{\mathrm{m}^{-3}}$
mezigalaktický prostor	$10^4 - 10^8$	$10^0 - 10^2$
sluneční vítr	$10^4 - 10^5$	$10^4 - 10^8$
sluneční korona	$10^5 - 10^7$	$10^{10} - 10^{14}$
jádra hvězd	$10^7 - 10^8$	$10^{28} - 10^{34}$
tokamaky	$10^7 - 10^8$	$10^{18} - 10^{22}$
doutnavé výboje	10^4	$10^{14} - 10^{18}$

Popis plazmatu

Jak tedy plazma dokážeme popsat? Obecně máme dva přístupy, kdy buď pozorujeme chování rychlosti a polohy jednotlivých částic, nebo makroskopické veličiny jako hustota či proud (elektrický i částic).

První způsob se nazývá kinetický, či statistický popis a hlavní veličinou je rychlostní rozdělovací funkce $f_\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$. Ta nám určuje rychlostní rozdělení částic $f_\alpha(\mathbf{v})$, neboli jaké procento částic se pohybuje danou rychlostí v, a to v závislosti na druhu α (elektrony nebo ionty), v místě prostoru $\mathbf{r}$ a čase t. Časový vývoj plazmatu popisuje Boltzmannova kinetická rovnice

$$\frac{\mathrm{d}f}{\mathrm{d}t} = \frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{r}} f + \frac{\mathbf{F}}{m} \cdot \nabla_{\mathbf{v}} f = \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_s ,$$

která kromě parciální časové derivace započítává vliv gradientů podle pozice $\mathbf{r}$ a podle rychlosti $\mathbf{v}$ a vliv působící síly $\mathbf{F}$. Člen na pravé straně se nazývá srážkový člen, který podle názvu zahrnuje vliv srážek. Pokud je srážkový člen nulový získáme tzv. Vlasovovu rovnici.

Pomocí kinetické teorie dokážeme velmi přesně popsat chování plazmatu, avšak je velmi výpočetně náročná, jelikož se počítá s časovým vývojem rozdělovací funkce částic v prostoru. Pokud dokážeme vystředovat Boltzmannovu rovnici přes vhodně zvolené veličiny, získáme druhý popis plazmatu nazývaný tekutinový neboli MHD (magnetohydrodynamický) popis.

MHD popis představuje soubor diferenciálních rovnic jako rovnice kontinuity, pohybová rovnici pro tekutiny a stavová rovnice. K těmto rovnicím dále přidáváme Maxwellovy rovnice, které nám popisují chování elektromagnetických polí. Touto metodou dokážeme popsat makroskopické jevy jako různé drifty v plazmatu či chování plazmatu ve vnějším elektromagnetických polích.

Diagnostika plazmatu

Stejně jako je rozmanité plazma jsou rozmanité i diagnostické metody plazmatu. Obecně se můžeme setkat se sondovými, vysokofrekvenčními, částicovými a optickými způsoby diagnostiky. Zároveň různé metody umožňují měřit pouze určité veličiny – sondová diagnostika je schopna určit koncentraci plazmatu, teplotu elektronů či jejich rychlostní rozdělovací funkci, vysokofrekvenční předně elektronovou koncentraci a částicové nebo optické metody nám dokáží přiblížit i chemické složení plazmatu.

Avšak kromě parametrů plazmatu nás také zajímají podmínky experimentu. Většina akademického i aplikovaného výzkumu pracuje s plazmatem ve vakuové komoře, tedy za nízkých tlaků. Vliv na plazma má kromě tlaku v komoře i složení a průtok plynu, který ionizujeme. Obdobně důležitý je i způsob generování plazmatu např. elektrickým polem ze studených nebo žhavených elektrod, zářením, které může být mikrovlnné či ultrafialové, dále také třeba indukovaným elektrickým polem.

Langmiurova sonda

S trochou nadsázky je jeden z nejběžnějších způsobů diagnostiky plazmatu kus drátu, který strčíme do plazmatu. Nazývá se Langmuirova sonda a typicky se jedná o wolframový drátek délky několika milimetrů a průměru desítky až stovky mikrometrů. Napětí Langmuirovy sondy měníme vůči jiné, mnohem větší, tzv. referenční elektrodě, kterou může být i kovová stěna

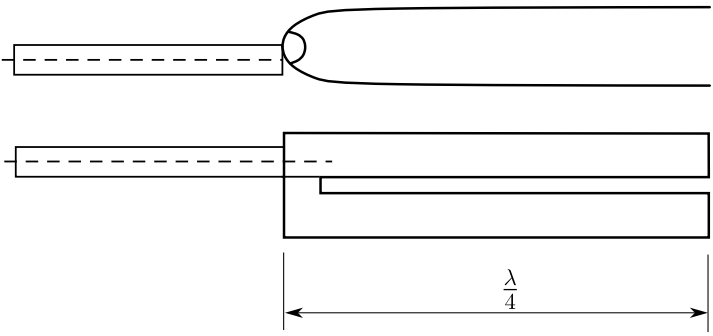
vakuové komory. Zaznamenáním proudu pro každé napětí získáme voltampérovou (někdy nazývanou sondovou) charakteristiku. Z ní jsme poté schopni určit nejenom koncentraci elektronů, ale i jejich teplotu, či rychlostní rozdělovací funkci.

Stručný popis a funkci Langmuirovy sondy byl již zpracován v předešlém seriálu 26. ročníku 5. série[1], který bychom zájemcům doporučili.

Vysokofrekvenční diagnostika plazmatu

Vysokofrekvenční diagnostické metody tradičně dělíme na metody volného prostoru, kdy zkoumáme změnu záření po průchodu plazmatem, metody rezonátorové, kdy rezonátor je částečně vyplněn zkoumaným plazmatem, a metody vlnovodové, kdy je plazma umístěno ve vlnovodu. Taková diagnostika spadá mezi bezkontaktní metody, jelikož při ní do plazmatu nevkládáme žádné další elektrody. Vysokofrekvenční signál, typicky s frekvencí řádu GHz, však můžeme do plazmatu přivést i vloženou anténou a zkoumat, jak signál s plazmatem interaguje. Má-li anténa tvar rezonátoru, pak určením změny rezonanční frekvence f_r v plazmatu jsme následně schopni určit relativní permitivitu plazmatu ε_r, a tudíž i jeho elektronovou koncentraci n_e.

Základním případem vysokofrekvenčních rezonátorů jsou Hairpin sonda a Slot anténa viz obr. 1.



Obrázek 1: Čtvrtvlnové rezonátory Hairpin sonda a Slot anténa.

Obě sondy se chovají jako čtvrtvlnové rezonátory, jejíž rezonanční frekvence je popsána vztahem

$$f_\mathrm{r} = \frac{c}{4L\sqrt{\varepsilon_\mathrm{r}}}\,.$$

L je charakteristická délka sondy, většinou délka antény, $\lambda = 4L$ je vlnová délka elektromagnetické vlny, kterou jsme na sondu přivedli koaxiálním kabelem, a ε_r je relativní permitivita prostředí, ve kterém se sonda nachází.

Při měření porovnáváme rezonanční frekvenci sondy bez plazmatu f_0, kdy je $\varepsilon_\mathrm{r} = 1$ a následně rezonanční frekvenci sondy v plazmatu f_r. Jelikož je relativní permitivita plazmatu mírně nižší než 1, dochází k posunutí rezonanční frekvence sondy směrem k vyšším hodnotám.

[1] `https://static.fykos.cz/problems/fykos/26/media/serial5.cs.pdf`

Jak jsme již zmínili u podmínek plazmatu, musíme do plazmatu posílat signál, který má vyšší frekvenci f než plazmatickou f_p, jinak dojde k odražení vlny zpět. Vztah mezi relativní permitivitou a plazmatickou frekvencí je

$$\varepsilon_\mathrm{r} = 1 - \frac{f_\mathrm{p}^2}{f^2}\,.$$

Z předchozích dvou vztahů lze odvodit plazmatickou frekvenci v závislosti na rozdílu kvadrátů změřených rezonančních frekvencí s plazmatem a bez něho:

$$f_\mathrm{p}^2 = f_\mathrm{r}^2 - f_0^2\,.$$

V kapitole *Plazmatické veličiny* jsme uvedli vztah pro plazmatickou frekvenci. Ta závisí, až na známé konstanty, jen na koncentraci elektronů, kterou tedy takto můžeme se znalostí změřené plazmatické frekvence určit.

Vraťme se na chvíli ke vzorci pro relativní permitivitu $\varepsilon_\mathrm{r} = 1 - f_\mathrm{p}^2/f^2$ a vztahu mezi rezonanční frekvencí sondy a plazmatické frekvence $f_\mathrm{r} > f_\mathrm{p}$. Jelikož je jmenovatel větší než čitatel musí být relativní permitivita plazmatu menší jak jedna. Jedná se o další specialitu plazmatu, čímž se liší od dalších forem hmoty, které mají $\varepsilon_\mathrm{r} > 1$. Dopad to má i na fázovou rychlost světla v plazmatu $c' = c/\sqrt{\varepsilon_\mathrm{r}}$, která dokonce vychází podle $\varepsilon_\mathrm{r} < 1$ vyšší než rychlost světla ve vakuu c. Tento fakt ale není v rozporu s speciální teorií relativity, jelikož samotná vlna nepřenáší žádnou informaci. To mohou až různé modulace na vlně, které se přenáší grupovou rychlostí, která je vždy menší než c.

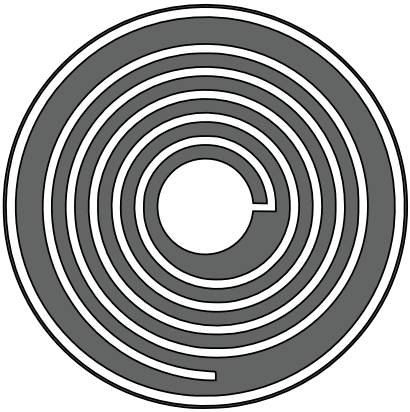
Curling sonda

Do vysokofrekvenční diagnostiky plazmatu spadá i tzv. Curling sonda, která má tvar spirály, která se získá „svinutím“ Slot antény, odtud název Curling. Charakteristická délka L je nyní délka spirály viz obr. 2. Změna geometrie spolu přináší i změnu v konstrukci sondy, kdy předešlé sondy byly přímo spojeny s koaxiálním kabelem a vytvořeny elektricky vodivým drátem. Curling sonda je tvořena elektricky nevodivým kruhovým podkladem (křemenné sklo), na kterém je nanesena tenká vrstva tloušťky $\approx 0{,}1\,\mathrm{mm}$ vodivého kovu (měď) ve tvaru spirály. Buzení probíhá anténou, která je nachází uvnitř držáku Curling sondy.

Langmiurova sonda, Hairpin sonda a Curling sonda se liší ještě charakterem měření v plazmatu. Langmiurova sonda je oproti ostatním zmíněným sondám výrazně menší, měří tudíž prakticky lokální parametry plazmatu v daném místě, kde se nachází. Oproti tomu zbývající dvě sondy jsou větší a středují parametry plazmatu přes oblast, do které zasahují. U Hairpin sondy dochází ke středování především přes objem plazmatu obklopený anténou a u Curling sondy přes plochou oblast plazmatu přiléhající k sondě.

Hlavní využití těchto sond je v tzv. technologickém plazmatu, které se používá na průmyslovou výrobu tenkých vrstev, či čipů. Avšak pokud se tenká vrstva začne tvořit na Hairpin, či Slot sondě dochází ke změně jejich charakteristik, a tudíž i ke změně jejich měřicích vlastností. Jak si ukážeme, tak u Curling sondy jsme tento vliv schopni vyřešit provedením kalibrace.

Změna geometrie sondy a přidání dielektrického podkladu u Curling sondy má bohužel jednu nevýhodu, neplatí v jednoduchém tvaru vztah $f_\mathrm{r} = c/(4L\sqrt{\varepsilon_\mathrm{r}})$. To je způsobenou jak složitější geometrií, tak přidáním dielektrického materiálu, nemůžeme tedy použít výše popsaný postup pro výpočet koncentrace elektronů. Závislost mezi rezonanční frekvencí plazmatu f_r a relativní permitivitou ε_r budeme muset zkonstruovat experimentálně tzv. kalibrací.



Obrázek 2: Curling sonda, tmavá oblast znázorňuje vodivou část sondy. Délka spirály L je určena nepokrytou (bílou) částí spirály.

Kalibrace

Kalibrace probíhá pomocí různých materiálů, které mají různou relativní permitivitu v oboru mikrovlnného záření. Jedná se o materiály, které jsou elektrickými izolanty, např. keramika, sklo, plast viz tab. 2. Pro zvolené materiály a měření ve vakuu (vzduchu) jsme schopni změřit závislost $f_\mathrm{r}(\varepsilon_\mathrm{r})$ vhodného tvaru

$$f_\mathrm{r}(\varepsilon_\mathrm{r}) = \frac{c}{4L\beta\left(\frac{\varepsilon_\mathrm{r}+\alpha}{2}\right)^\gamma}\,,$$

doplněné o volné parametry α, β a γ. Následným proložením jsme schopni extrapolovat závislost $f_\mathrm{r}(\varepsilon_\mathrm{r})$ do oblastí, kde je relativní permitivita několik desetin menší než jedna neboli do oblastí plazmatu. Inverzí vzorce do tvaru $\varepsilon_\mathrm{r}(f_\mathrm{r})$ a použitím vzorce $f_\mathrm{p}^2 = f_\mathrm{r}^2(1-\varepsilon_\mathrm{r}(f_\mathrm{r}))$ vyjádříme koncentraci elektronů

$$n_\mathrm{e} = (2\pi)^2\frac{m_e\varepsilon_0}{e^2}f_\mathrm{r}^2(1-\varepsilon_\mathrm{r}(f_\mathrm{r}))\,.$$

Tabulka 2: Relativní permitivita vybraných materiálů.

materiál	$\frac{\varepsilon_\mathrm{r}}{1}$
vakuum (vzduch)	1,0
PTFE	2,2
ROGERS	3,7
MACOR	5,8

Analýza rezonance

Důležitým parametrem rezonance je f_FWHM a Q faktor píku. FWHM anglicky „Full width at half maximum“ označuje rozpětí frekvencí signálu f_FWHM v polovině výšky rezonanční frekvence

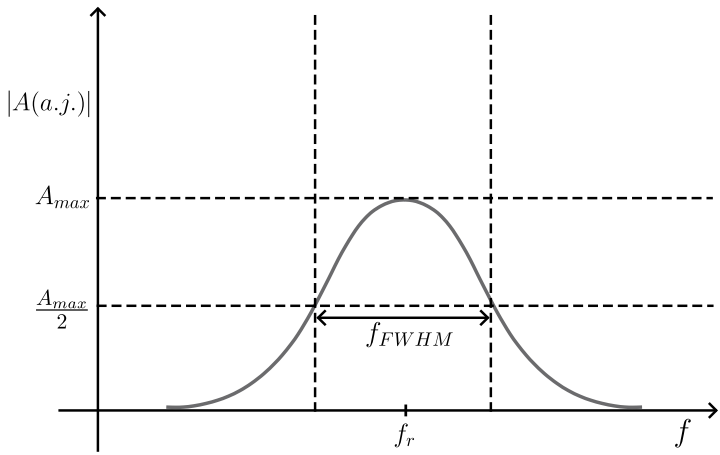
a spolu s rezonanční frekvencí f_r určuje kvalitu signálu rezonance viz obr. 3. K tomu se používá tzv. Q faktor, který si definujeme jako podíl

$$Q = \frac{f_\mathrm{r}}{f_\mathrm{FWHM}}\,.$$

Interpretací Q faktoru získáme z ekvivalentní definice

$$Q = 2\pi\frac{E_\mathrm{in}}{E_\mathrm{cyklus}}\,,$$

kde E_in určuje energii uloženou v rezonátoru a E_cyklus energii rozptýlenou v průběhu jednoho cyklu. Q faktor tedy charakterizuje energetické ztráty v rámci jednoho cyklu. Zjednodušeně se dá tedy říci, že čím vyšší Q faktor tím je vyšší kvalita rezonance, a tudíž i daného měření.



Obrázek 3: Určení f_FWHM a f_r z píku rezonanční křivky.

Obecně můžeme chování vysokofrekvenčních technik připodobnit k buzenému tlumenému rezonátoru. Diferenciální funkce

$$\ddot{x} + 2\gamma\dot{x} + \omega_0^2 x = F_0 \exp\left(i\omega t\right),$$

obsahuje veličinu úměrnou amplitudě $x(t)$, tlumící faktor γ, vlastní frekvenci ω_0, amplitudu buzení F_0 a frekvenci buzení ω. Změnou budící frekvence ω zkoumáme jakou odezvu má systém. Dosazením řešení ve tvaru $x(t) = A\exp\left(i\omega t\right)$ určíme velikost amplitudy $|A|$, kterou jsme schopni změřit, pro dané F_0, ω_0, γ a proměnné ω

$$|A(\omega)| = \frac{F_0}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + (2\gamma\omega)^2}}\,.$$

Za předpokladu, že se nacházíme blízko vlastní frekvenci $\omega \approx \omega_0$, jsme schopni zapsat aproximaci[2]

$$\omega_0^2 - \omega^2 = (\omega_0 + \omega)(\omega_0 - \omega) \approx 2\omega_0(\omega_0 - \omega)\,.$$

[2] Přestože se zdá tato aproximace hrubá, tak pro mikrovlnné frekvence $\approx 1\,\mathrm{GHz}$ prokládáme oblasti o šířce $10\,\mathrm{MHz}$, tedy přibližně $1\,\%$ velikosti rezonanční frekvence.

Tím získáme tvar

$$|A(\omega)| \approx \frac{F_0}{\sqrt{4\omega_0^2(\omega_0-\omega)^2+(2\gamma\omega_0)^2}}$$

který odpovídá Cauchyho rozdělení.

V případě VF diagnostiky zkoumáme jaká část vyslaného výkonu se dokáže disipovat do plazmatu v oblasti rezonanční frekvence sondy $2\pi f_\mathrm{r} = \omega_0$. Útlum souvisí s Q faktorem $Q = \omega_0/(2\gamma)$. Cauchyho distribuci dokážeme přepsat pomocí rezonanční frekvence a Q faktoru do tvaru

$$A(f) = \frac{A_0}{2\pi}\frac{1}{f_\mathrm{r}\sqrt{(f_\mathrm{r}-f)^2+\left(\frac{f_\mathrm{r}}{2Q}\right)^2}}\,.$$

Poslední úprava se týká veličin, které měříme. Amplituda A jde připodobnit k elektrickému napětí U, avšak většinou se měří vrácený výkon $P \propto U^2$. V normalizovaném tvaru, tedy dostáváme výsledný vztah

$$P(f) = P_0\frac{1}{1+\left(\frac{2Q(f_\mathrm{r}-f)}{f_\mathrm{r}}\right)^2}\,.$$

Proložením měřené závislosti $P(f)$ na f touto funkcí jsme tedy schopni určit nejdůležitější parametry píku Q, f_r a P_0. V nejjednodušším případě můžeme dané parametry odečíst ručně z grafu, avšak za cenu nižší přesnosti.

Při měření výkonu P se můžeme kromě jednotky W setkat i s jednotkou dBm. Jedná se o logaritmickou jednotku výkonu, která se využívá, pokud měřený výkon překračuje v průběhu experimentu několik řádů. Převod mezi P_dBm a P_W je

$$P_\mathrm{dBm} = 10\log_{10}\left(\frac{P_\mathrm{W}}{1\,\mathrm{mW}}\right)\,.$$

Závěr

V tomto díle seriálu jsme nastínili pouze malou část fyziky plazmatu. Pro zájemce bychom doporučili předchozí seriál, který se zabýval plazmatem z pohledu fúze[3]. Budeme moc rádi, když bude tento seriál sloužit jako zdroj inspirace pro objevování dalších částí fyziky plazmatu jako je kosmické plazma, vlny v plazmatu či chemické reakce v plazmatu. Za speciální zmínku stojí počítačové simulace plazmatu, které jsou v dnešní době, vedle teorie a experimentálních metod, nezbytnou součástí prohlubování znalostí o chování plazmatu.

Patrik Kašpárek
`patrik.kasparek@fykos.cz`

Fyzikální korespondenční seminář je organizován studenty MFF UK. Je zastřešen Oddělením propagace a mediální komunikace MFF UK a podporován Ústavem teoretické fyziky MFF UK, jeho zaměstnanci a Jednotou českých matematiků a fyziků. Realizace projektu byla podpořena Ministerstvem školství, mládeže a tělovýchovy.

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

[3] `https://fykos.cz/archive/serial/26`