Studium rozpadu plazmatu mikrovlnnou metodou

Plazma je stav hmoty, kdy se v látce vyskytují kromě neutrálních částic též částice nabité: elektrony a ionty. Důležitou charakteristikou plazmatu je pak jejich koncentrace:

$n_e \ldots$ elektrony
$n_i^+ \ldots$ kladné ionty
$n_i^- \ldots$ záporné ionty

Pro udržení plazmatu je nutné dodávat energii. Přerušíme-li přívod energie, plazma se začne rozpadat. To se projeví postupným klesáním koncentrace nabitých částic. Tento pokles je způsoben dvěma principiálními procesy:

- **difúze** a následná rekombinace na stěnách
- objemová **rekombinace**

Difúze

Vyjděme z rovnice kontinuity

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \mathrm{div}\vec{\Phi} = 0$$

přičemž $\quad \mathrm{div}\vec{\Phi} = -\mathrm{div}\ \mathrm{grad}(Dn) = -\nabla^2(Dn)$, kde D je *koeficient difúze*. Potom

$$\frac{\partial n}{\partial t} - \nabla^2(Dn) = 0$$

Za předpokladu, že D je konstantní v celém objemu ($D \neq f(x,y,z)$), hledáme řešení pomocí vlastních funkcí n_j operátoru $D\nabla^2 n$. Koncentrace je pak rovna

$$n(\vec{r},t) = \sum_j a_j(t) n_j(\vec{r})$$

Vlastní funkce musí splňovat rovnici

$$\nabla^2 n_j + \frac{1}{D\tau_j} = 0$$

Dosazením do původní rovnice pak získáme řešení ve tvaru superpozice tzv. *difúzních vidů*, každému z nichž odpovídá určitá relaxační doba

$$n(\vec{r},t) = \sum_j n_j(\vec{r}) \exp\left(-\frac{t}{\tau_j}\right)$$

Omezíme-li se na základní difúzní vid, tj. na ten, který dohasíná nejpomaleji, máme

$$n(\vec{r},t) = n_0(\vec{r}) \exp\left(-\frac{D}{\Lambda^2}t\right)$$

kde $\Lambda^2 = \tau_0 D$ je *difúzní délka*. Je-li dále výbojka válcového tvaru, s délkou mnohokrát větší než poloměrem, problém je možno zredukovat na jednodimenzionální případ

$$n(x,t) = n_0(x) \exp\left(-\frac{D}{\Lambda^2}t\right)$$

V tom případě je radiální profil koncentrace

$$n_0(x) = \mathrm{konst} \cdot \cos\frac{x}{\Lambda}$$

a difúzní délka je přímo úměrná poloměru výbojky

$$\Lambda \approx \frac{r_0}{2.405}$$

kde numerický faktor 2.405 je 1. kořen Besselovy funkce 1. druhu J_0.

Objemová rekombinace

Počet rekombinujících částic za jednotku času v jednotkovém objemu je úměrný součinu počtů kladných a záporných částic

$$n_r = \alpha \cdot n^+ \cdot n^-$$

Konstanta úměrnosti α se nazývá *koeficient rekombinace.* V neutrálním plazmatu ($n^+ = n^-$) je potom časová změna koncentrace

$$\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}t} = -\alpha n^2$$

Určení převládajícího procesu

Porovnáme-li úbytky částic, způsobené difúzí a rekombinací, můžeme zjistit, který proces převládá

$$\frac{\left.\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}t}\right|_{\mathrm{rek}}}{\left.\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}t}\right|_{\mathrm{dif}}} = \frac{-\alpha n^2}{-\frac{D}{\Lambda^2}n} = \frac{\alpha\Lambda^2}{D}n$$

Pokud je $\frac{\alpha\Lambda^2}{D}n > 1$, převládá rekombinace, pokud naopak $\frac{\alpha\Lambda^2}{D}n < 1$, dominujícím procesem je difúze. Dále z výše uvedeného vztahu vyplývá, že rekombinační ztráty se projevují více při vysokém tlaku, difúzní při nízkém. Rozhodnout, který proces převládá, můžeme též určit ze závislosti koncentrace elektronů na čase $n = f(t)$.

Difúzní ztráty jsou charakterizovány časovou závislostí

$$n(t) = n_0 \exp\left(-\frac{D}{\Lambda^2}t\right)$$

tedy závislost

$$\ln n = f(t)$$

je přímková; ze směrnice pak lze určit koeficient difúze D.

Časová závislost koncentrace nabitých částic v případě *rekombinace* se řídí vztahem

$$\frac{1}{n(t)} = \frac{1}{n_0} + \alpha t$$

tedy závislost

$$\frac{1}{n} = f(t)$$

je přímková; ze směrnice určíme koeficient rekombinace α.

Rezonátorová metoda stanovení koncentrace elektronů

Tato metoda byla poprvé popsána Slaterem r.1946 a spočívá v měření komplexní vysokofrekvenční vodivosti plazmatu. Zaplnění rezonátoru plazmatem způsobí změnu rezonanční frekvence ω a zároveň změnu kvality rezonátoru Q. Výpočet těchto změn v závislosti na zaplnění rezonátoru plazmatem byl proveden *poruchovou metodou*, která nám dá tento výsledek:

$$\triangle\left(\frac{1}{Q}\right) - 2i\frac{\triangle\omega}{\omega} = \frac{1}{\varepsilon_0\omega}\frac{\int\limits_{V'} \sigma E^2 \mathrm{d}V}{\int\limits_{V} E^2 \mathrm{d}V}$$

kde V je celkový objem rezonátoru, V' objem rezonátoru zaplněný plazmatem, σ vodivost plazmatu a E amplituda vf elektrického pole. Elektrická vodivost je obecně komplexní veličina

$$\sigma = \frac{ne^2}{m}\left(\frac{\nu}{\omega^2+\nu^2} - i\frac{\omega}{\omega^2+\nu^2}\right)$$

K určení koncentrace elektronů n použijeme změnu rezonanční frekvence $\triangle\omega$. Za předpokladu, že srážková frekvence je nižší než kruhová frekvence budícího pole, je imaginární část vodivosti

$$\nu < \omega \Rightarrow \nu^2 \ll \omega^2 \Rightarrow \sigma_i = -\frac{ne^2}{m}\frac{1}{\omega}$$

Změna rezonanční frekvence (s plazmatem a bez plazmatu) je pak

$$\frac{2\triangle\omega}{\omega} = \frac{e^2}{\varepsilon_0 m\omega^2}\frac{\int\limits_{V'} n(\vec{r})E^2(\vec{r})\mathrm{d}V}{\int\limits_{V} E^2(\vec{r})\mathrm{d}V}$$

Válcový rezonátor pracuje obvykle s videm TM_{010}:

$E_r = 0$

$E_\varphi = 0$

$E_z(r) = E_0 \cdot J_0(2.405\frac{r}{R})$

kde E_0 je amplituda vf elektrického pole v ose rezonátoru o poloměru R a faktor 2.405 je 1. kořen Besselovy funkce 1. druhu J_0.

Protože výbojka je pouze v oblasti blízko středu rezonátoru, můžeme $E(r,\varphi,z)$ nahradit konstantní hodnotou $E = 0.8\cdot E_0$, kde 0.8 je vhodně zvolený numerický faktor. Vytkneme-li nyní E_0 v čitateli před integrál, dostáváme

$$\frac{2\triangle\omega}{\omega} = \frac{e^2}{\varepsilon_0 m\omega^2}\frac{(0.8)^2E_0^2\int\limits_{V'} n(r,z,\varphi)\mathrm{d}V}{E_0^2\int\limits_{V} J_0^2(2.405\frac{r}{R})\mathrm{d}V}$$

Integrál v čitateli lze vyjádřit jako

$$\int\limits_{V'} n(r,z,\varphi)\mathrm{d}V = \bar{n}V'$$

kde $\bar{n}$ je střední hodnota koncentrace elektronů v prostoru výbojky V'. Proveďme nyní integraci jmenovatele

$$\int\limits_{V} J_0^2\left(2.405\frac{r}{R}\right)\mathrm{d}V = \int\limits_0^{2\pi}\int\limits_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}}\int\limits_0^{R} J_0^2\left(2.405\frac{r}{R}\right) r\mathrm{d}r\,\mathrm{d}z\,\mathrm{d}\varphi = 2\pi h\cdot I(R)$$

kde h je délka výbojky a

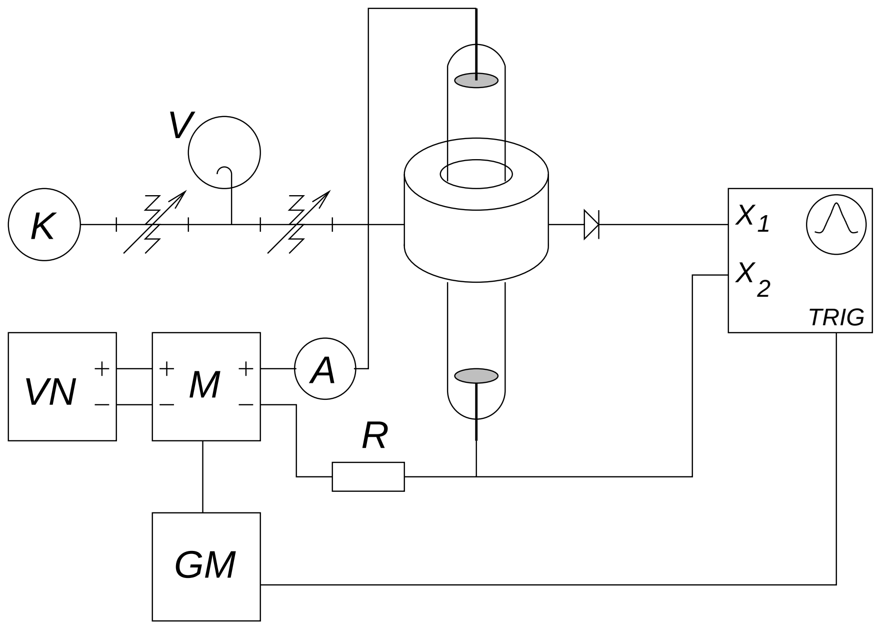
$$I(R) = \int\limits_0^R \left[J_0(2.405\frac{r}{R})\right]^2 r\,\mathrm{d}r = \frac{R^2}{2}\{\underbrace{[J_0(2.405)]^2}_{0} + \underbrace{[J_1(2.405)]^2}_{0.271}\} = \frac{R^2}{2}\cdot 0.271$$

Potom pro změnu rezonanční frekvence platí

$$\frac{2\triangle\omega(t)}{\omega} = \frac{0.64}{0.271}\frac{e^2}{\varepsilon_0 m\omega^2}\frac{V'\bar{n}(t)}{V}$$

Z tohoto vztahu pak můžeme určit střední koncentraci elektronů n ve výbojové trubici o průměru R' v závislosti na čase t

$$\bar{n}(t) = \frac{0.271}{0.64}\frac{V}{V'}\frac{2\triangle\omega(t)}{\omega}\frac{\varepsilon_0 m\omega^2}{e^2} = \frac{0.271}{0.64}\frac{R^2}{R'^2}\triangle f(t)\frac{8\pi^2\varepsilon_0 m f}{e^2}$$



Popis aparatury

Vysokofrekvenční energie ze zdroje K s laditelnou frekvencí postupuje přes útlumový člen a přesný vlnoměr V do rezonátoru o poloměru R =40 mm, jehož osou prochází výbojka o poloměru R'=9 mm. Prošlý signál je usměrněn diodou a veden na vstup osciloskopu.

Vysoké napětí ze zdroje VN je klíčováno elektronickým pentodovým spínačem M a přes katodový odpor R vedeno na výbojku. Pentoda je řízena generátorem pravoúhlých pulsů GM, odkud je též veden synchronizační signál do osciloskopu. Proud výbojkou je měřen ampérmetrem. Napětí na výbojce je možno sledovat druhým kanálem osciloskopu.

Výbojka je čerpána rotační a difúzní vývěvou, tlak je měřen Piraniho vakuometrem. Tlak pracovní náplně výbojky (helium) je možné měnit pomocí dávkovače, vytvořeného ze dvou ventilů s malým rezervoárem mezi nimi.

Způsob měření

Nechť prázdný rezonátor má rezonanční frekvenci f_0. Po zapálení výboje se tato zvýší na hodnotu f_1. Vypneme-li výboj, plazma se začne rozpadat a rezonanční frekvence postupně klesá až na f_0. Tento cyklus se neustále opakuje, proto ho můžeme zachytit osciloskopem. Ten je synchronizován tak, abychom mohli pozorovat dohasínání plazmatu.

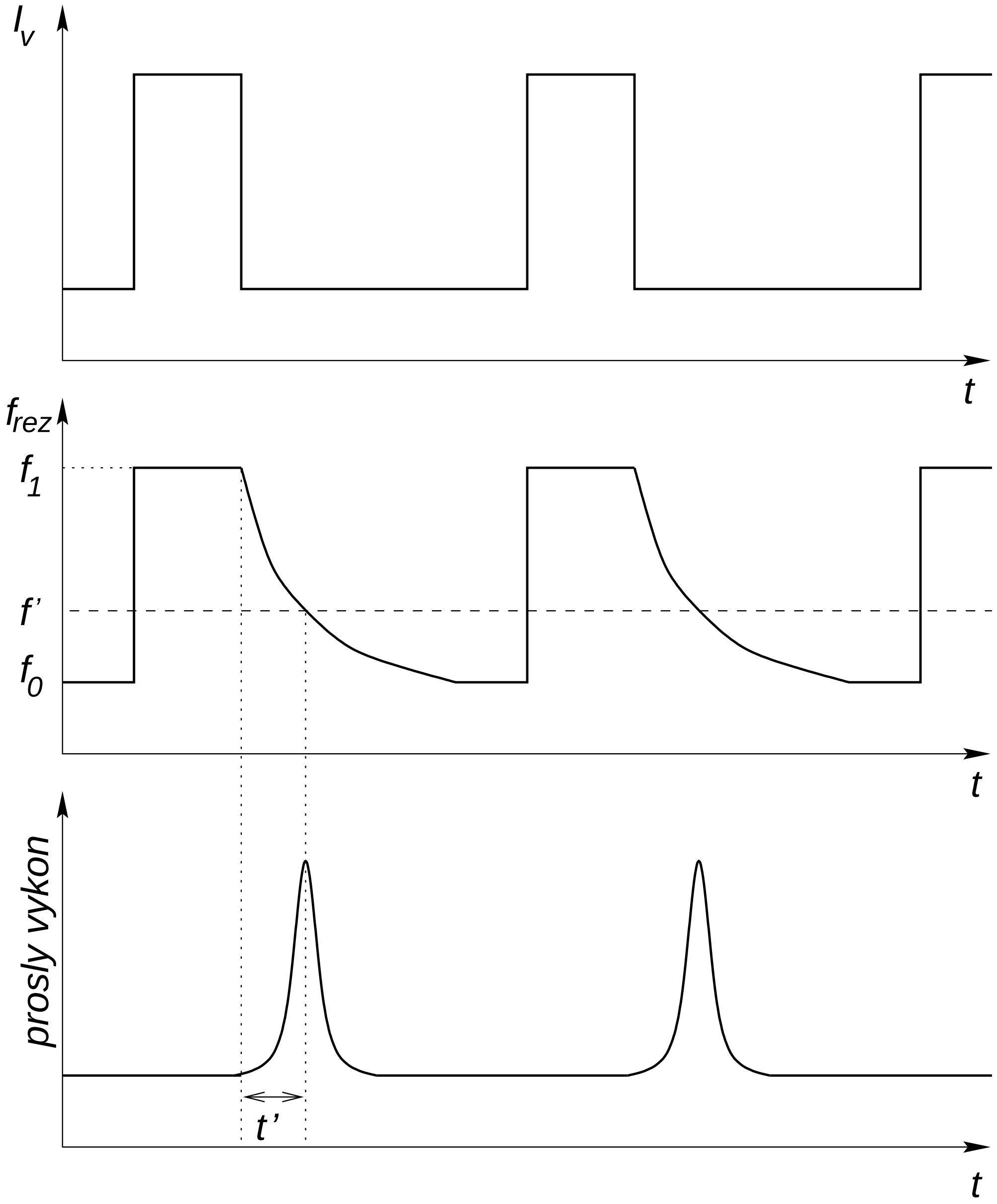
Rezonanční frekvence klesá s časem od vypnutí výboje. Pro pevně nastavenou frekvenci f' vf zdroje pak v určitém čase t' dojde k rezonanci, která se projeví zvýšeným přenosem vf energie rezonátorem a tedy vzrůstem procházejícího signálu, což můžeme detekovat na osciloskopu.

Frekvenci f' měníme v intervalu $(f_0; f_1)$. Z oscilogramu určíme t' a z rozdílu $\triangle f = f' - f_0$ vypočteme koncentraci elektronů $n_e(t)$. Vyneseme tyto závislosti:

$\frac{1}{n} = f(t)$

$\ln n = f(t)$

a určíme veličiny α, D a rozhodneme, který z procesů (rekombinace/difúze) převládá. Měření provedeme pro tři různé hodnoty tlaku (200 Pa, 1000 Pa a 5000 Pa).



Závislost výbojového produ, rezonanční frekvence a signálu prošlého rezonátorem na čase.