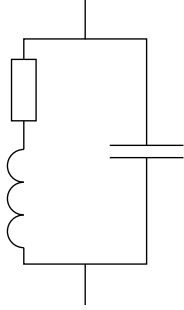


1 Kapacitní výboje - základní charakteristika

$$\omega_{pi} < \omega \ll \omega_{pe} \quad (1)$$

$$l \ll \lambda \quad (2)$$

2 Vodivost vf. plazmatu



$$\sigma = \frac{ne^2}{m(\nu + i\omega)} + i\omega\varepsilon_0 \quad (3)$$

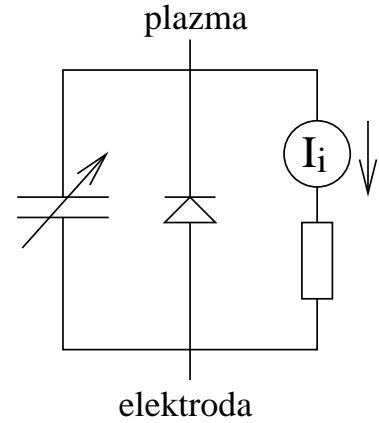
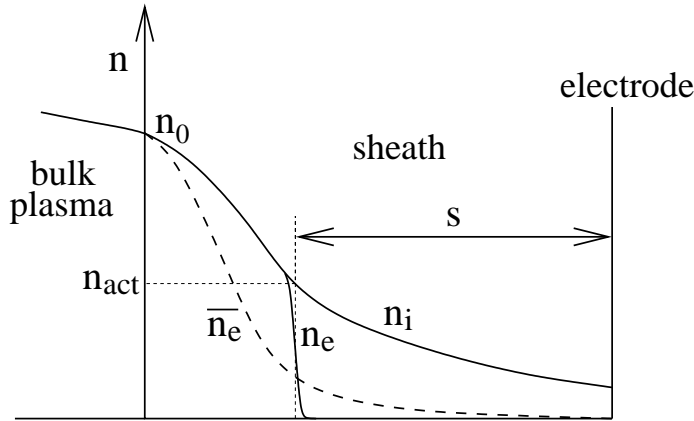
$$\frac{1}{\sigma} = \frac{m(\nu + i\omega)}{ne^2 + i\omega\varepsilon_0 m(\nu + i\omega)} = \frac{1}{\varepsilon_0} \frac{\nu + i\omega}{\omega_{pe}^2 - \omega^2 + i\nu\omega} \quad (4)$$

$$\omega_{pe} = e \sqrt{\frac{n}{m\varepsilon_0}} \quad (5)$$

Ohmický ohřev:

$$\langle P \rangle = \frac{1}{2} J_0 E_0 \cos \alpha = \frac{1}{2} E_0^2 \operatorname{Re}(\sigma) = \frac{E_0^2}{2} \frac{ne^2\nu}{m(\nu^2 + \omega^2)} \xrightarrow{\nu \rightarrow 0} \frac{E_0^2}{2} \frac{ne^2}{m\omega^2} \nu \quad (6)$$

3 Vf. sheath



Hustota proudu sheathem:

$$j = \varepsilon_0 \frac{dE}{dt} - \frac{en_0}{4} \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m}} e^{-eU_{sh}(t)/(kT_e)} + en_0 \sqrt{\frac{kT_e}{m_i}} \quad (7)$$

$$\varepsilon_0 \frac{dE}{dt} = n_{act} e \frac{ds}{dt}$$

Stejnosměrné napětí na sheathu:

$$0 = -\frac{en_0}{4} \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m}} \langle e^{-eU_{sh}(t)/(kT_e)} \rangle + en_0 \sqrt{\frac{kT_e}{m_i}}$$

Předpokládejme $U_{sh} = U_0 + U_1 \sin \omega t$:

$$e^{-\frac{eU_0}{kT_e}} \frac{\omega}{2\pi} \int_0^{\frac{2\pi}{\omega}} e^{-\frac{eU_1}{kT_e} \sin \omega t} dt = \sqrt{\frac{2\pi m}{m_i}}$$

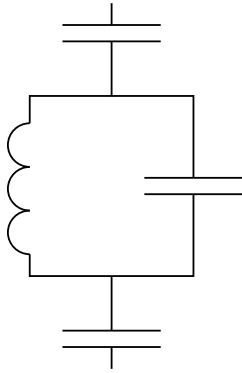
Využijeme

$$\frac{\omega}{2\pi} \int_0^{\frac{2\pi}{\omega}} e^{a \sin \omega t} dt = I_0(a),$$

kde $I_0(a)$ je modifikovaná Besselova funkce nultého řádu, a dostáváme

$$\frac{eU_0}{kT_e} = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{m_i}{2\pi m} \right) + \ln \left[I_0 \left(\frac{eU_1}{kT_e} \right) \right] \quad (8)$$

4 Sériová rezonance plazmatu (*plasma-sheath resonance*)



$$Z_{bulk} \approx \frac{l_{bulk}}{\sigma S} \approx \frac{l_{bulk}}{i\epsilon_0 S \omega} \frac{1}{-\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} + 1}$$

$$Z_{sh} \approx \frac{1}{i\omega C_{sh}} \approx -i \frac{l_{sh}}{\omega \epsilon_0 S}$$

$$Z \approx \frac{i}{\epsilon_0 \omega S} \left(-l_{sh} + \frac{l_{bulk}}{\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} - 1} \right)$$

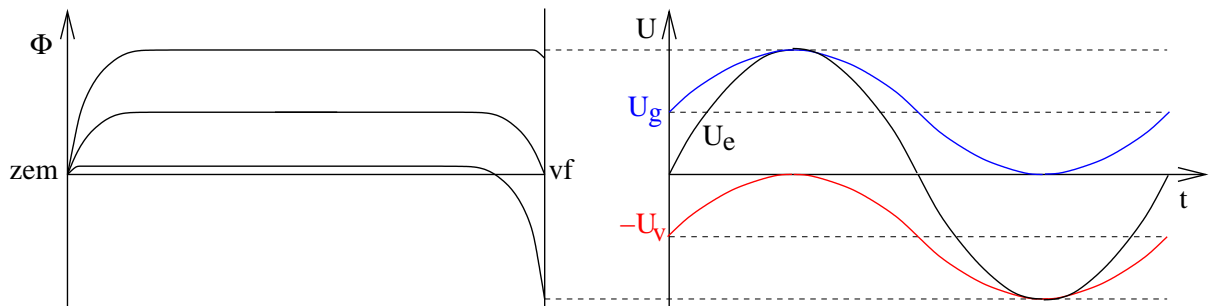
Rezonance ($Z \approx 0$) nastává pro frekvenci

$$\omega_{sr} = \frac{\omega_{pe}}{\sqrt{1 + \frac{l_{bulk}}{l_{sh}}}} = \omega_{pe} \sqrt{\frac{l_{sh}}{l}}, \quad (9)$$

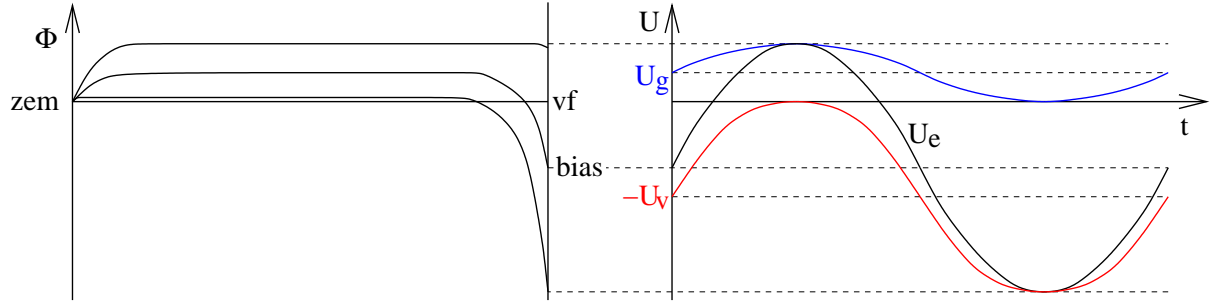
kde l_{bulk} je délka plazmatu, l_{sh} je celková tloušťka obou sheathů a $l = l_{bulk} + l_{sh}$ je vzdálenost elektrod.

5 Nesymetrie výboje

Symetrický výboj:



Nesymetrický výboj:



První přístup:

Využijeme $U_{sh} \propto s^\kappa$ a $U_{sh} \propto \frac{I}{C} \propto \frac{I}{S} s$, takže $U_{sh} \propto \frac{U_{sh}^{1/\kappa}}{S}$ a dostáváme

$$U_{sh} \propto \frac{1}{S^{\frac{\kappa}{\kappa-1}}}$$

Index g bude označovat sheath u zemněné elektrody, index v sheath u živé elektrody a index e bude označovat napětí na živé elektrodě. Platí

$$\begin{aligned} \frac{U_v}{U_g} &= \left(\frac{S_g}{S_v} \right)^\alpha \\ \alpha &= \frac{\kappa}{\kappa-1} \in \langle 1; 4 \rangle, \end{aligned} \quad (10)$$

často $\alpha \approx 2$ (vychází pro konst. koncentraci iontů v sheathu, $\kappa = 2$). Pro stejnosměrnou složku napětí na RF elektrodě (bias) dostáváme

$$U_{eDC} = U_{gDC} - U_{vDC} = -U_{eRF}^{amp} \frac{1 - \left(\frac{S_v}{S_g} \right)^\alpha}{1 + \left(\frac{S_v}{S_g} \right)^\alpha}, \quad (11)$$

kde jsem použil označení $U_x = U_{xDC} + U_{xRF}^{amp} \sin \omega t$.

Druhý přístup:

$$E(x) = \frac{e}{\varepsilon_0} \int_0^x n_i(y) dy \quad (12)$$

$$U_{sh} = \frac{e}{\varepsilon_0} \int_0^{s(t)} dx \int_0^x n_i(y) dy \quad (13)$$

Pro $n_i = konst.$ by vyšlo

$$U_{sh} = \frac{en_i s^2}{2\varepsilon_0} = \frac{Q^2}{2en_i \varepsilon_0 S^2},$$

kde $Q = en_i S s$. I v obecnějším případě můžeme (13) vyjádřit pomocí celkového náboje v sheathu (Q). Označíme $\xi = x/s$ a aktuální průměrnou koncentraci iontů v sheathu \bar{n}_i :

$$U_{sh} = \frac{Q^2}{2e \bar{n}_i \varepsilon_0 S^2} I \quad (14)$$

$$I = 2 \int_0^1 d\xi \int_0^\xi \frac{n_i(\xi')}{\bar{n}_i} d\xi'$$

Nyní použijeme fakt, že celkový náboj v obou sheathech $Q_M = Q_g(t) + Q_v(t)$ je konstantní a pokud tedy každý sheath během periody jednou téměř zkolabuje, je maximální náboj každého sheathu přibližně Q_M . Potom platí

$$U_{e max} = U_{g max} = \frac{Q_M^2}{2e \bar{n}_{ig} \varepsilon_0 S_g^2} I_g \quad (15)$$

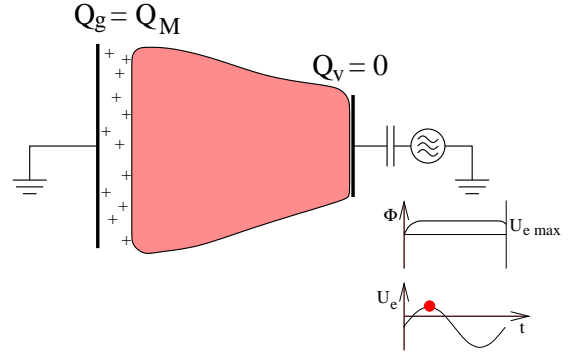
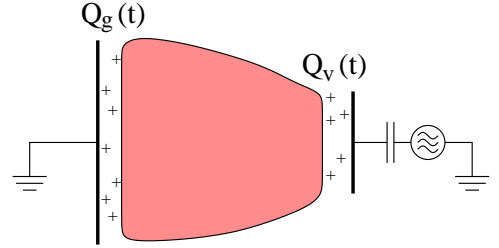
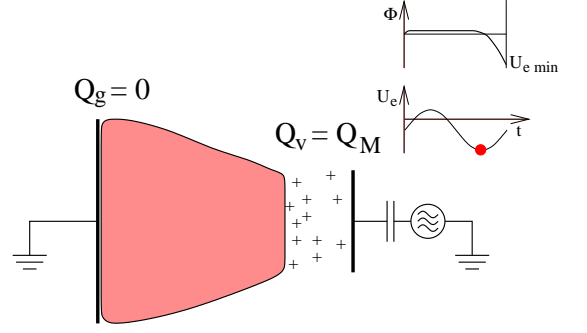
$$U_{e min} = -U_{v max} = -\frac{Q_M^2}{2e \bar{n}_{iv} \varepsilon_0 S_v^2} I_v \quad (16)$$

a můžeme definovat parametr nesymetrie \mathcal{E}

$$\mathcal{E} = \frac{U_{g max}}{U_{v max}} = \left(\frac{S_v}{S_g} \right)^2 \frac{\bar{n}_{iv}}{\bar{n}_{ig}} \frac{I_g}{I_v} \quad (17)$$

Při výpočtu stejnosměrného předpětí (bias) označím $U_e = U_{e DC} + U_{e RF}(t)$, kde $U_{e DC}$ je samovolně vzniklé stejnosměrné předpětí a $U_{e RF}$ je známé vf. napětí dodávané na elektrodu z vf. generátoru. Při zanedbání impedance bulkového plazmatu platí $U_e = U_g - U_v$. Můžeme výhodně využít situaci ve dvou extrémech napájecího napětí

$$\begin{aligned} U_{g max} &= U_{e DC} + U_{e RF max} \\ -U_{v max} &= U_{e DC} + U_{e RF min} \end{aligned}$$



a dostáváme

$$U_{eDC} = -\frac{U_{eRFmax} + \mathcal{E}U_{eRFmin}}{1 + \mathcal{E}} \quad (18)$$

Pro symetrické napájecí napětí ($U_{eRFmax} = -U_{eRFmin}$, např. $U_{eRF} = U_{eRFmax} \sin \omega t$) vychází

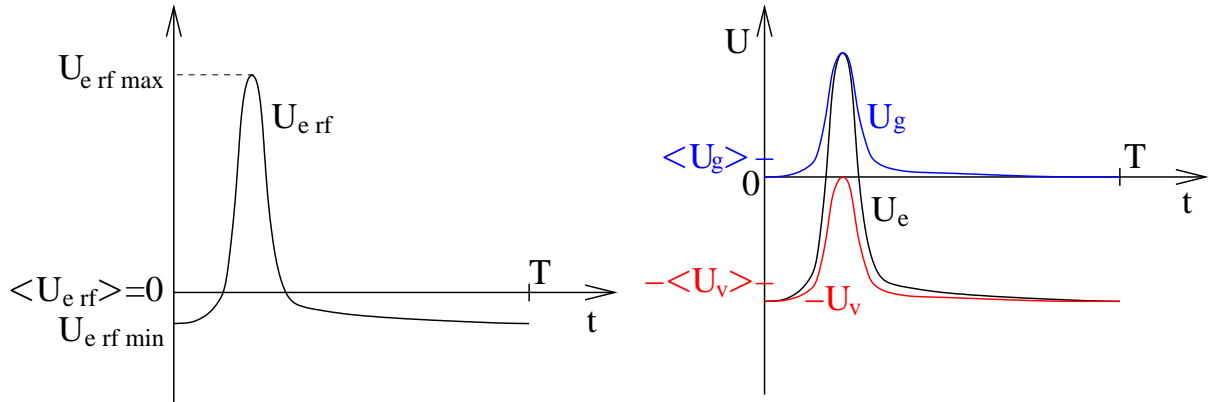
$$U_{eDC} = -U_{eRFmax} \frac{1 - \mathcal{E}}{1 + \mathcal{E}} \quad (19)$$

6 Elektrický asymetrický efekt

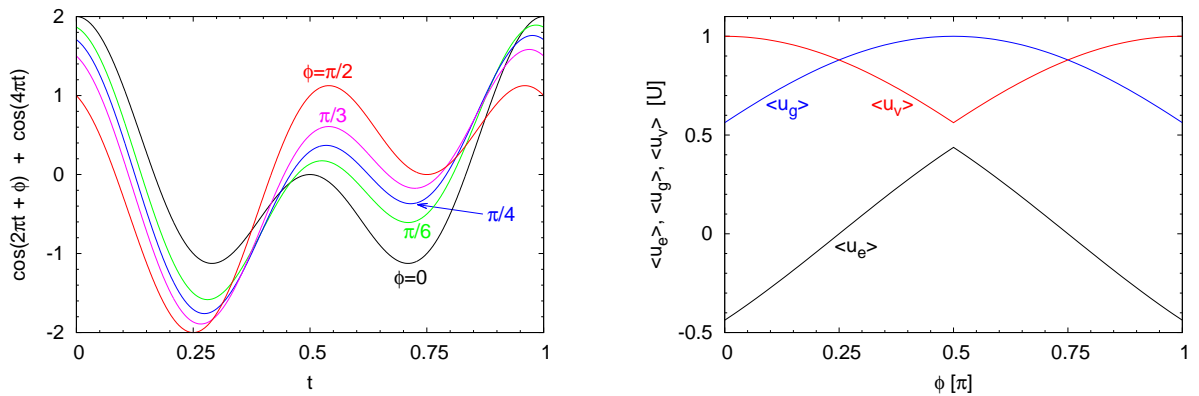
Pro symetrické výboje má (18) tvar

$$U_{eDC} = -\frac{U_{eRFmax} + U_{eRFmin}}{2}.$$

Použijeme-li tedy nesymetrické napájecí napětí, můžeme vytvořit elektrickou asymetrii (nenulové stejnosměrné předpětí) navzdory symetrii výboje.



Elektrický asymetrický jev pro silně asymetrické napájecí napětí.



Příklad elektrického asymetrického jevu pro $U_{eRF} = U \cos(\omega t + \Phi) + U \cos(2\omega t)$.

7 Nelineární vlastnosti sheathu

Pro $n_i = konst.$ platí přibližně

$$\begin{aligned} E &= \frac{nes}{\varepsilon_0} \\ U_{sh} &= \frac{nes^2}{2\varepsilon_0} \\ j &= \varepsilon_0 \frac{dE}{dt} = ne \frac{ds}{dt} \end{aligned}$$

Podíváme se na dva nejjednodušší případy:

1) **Monofrekvenční proud** $I = I_1 \cos \omega t$:

Jeden sheath:

$$\begin{aligned} s &= \frac{I_1}{Sne\omega} (\sin \omega t + 1) \\ U_{sh} &= \frac{1}{\varepsilon_0 en} \left(\frac{I_1}{S\omega} \right)^2 \left(\frac{3}{4} + \sin \omega t - \frac{1}{4} \cos 2\omega t \right) \end{aligned} \quad (20)$$

Dva sheathy:

$$U_e(\omega t) = U_g(\omega t) - U_v(\omega t + \pi) \quad (21)$$

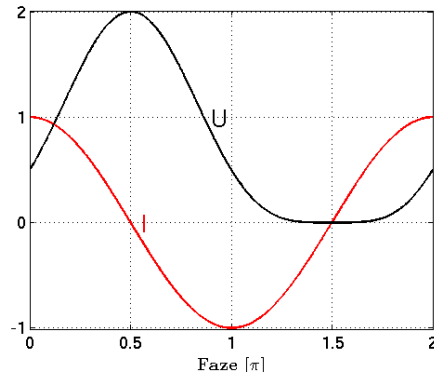
$$U_e = \frac{1}{\varepsilon_0 en} \left(\frac{I_1}{\omega} \right)^2 \left[\frac{3}{4} \left(\frac{1}{S_g^2} - \frac{1}{S_v^2} \right) + \left(\frac{1}{S_g^2} + \frac{1}{S_v^2} \right) \sin \omega t - \frac{1}{4} \left(\frac{1}{S_g^2} - \frac{1}{S_v^2} \right) \cos 2\omega t \right] \quad (22)$$

$$U_{eDC} = -\frac{3}{4} U_{e1}^{amp} \frac{1 - \left(\frac{S_v}{S_g} \right)^2}{1 + \left(\frac{S_v}{S_g} \right)^2} \quad (23)$$

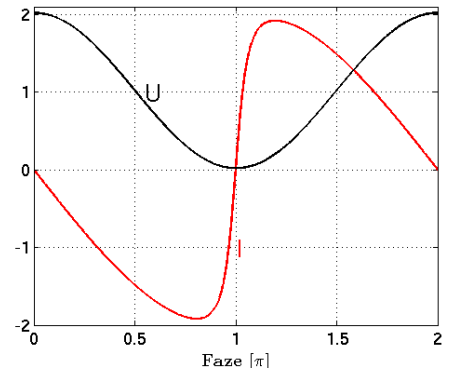
2) **Monofrekvenční napětí** $U_{sh} = U_0 + U_1 \cos \omega t$:

$$I = Sne \frac{ds}{dt} = S \sqrt{\frac{\varepsilon_0 ne}{2}} \frac{1}{\sqrt{U_{sh}}} \frac{dU_{sh}}{dt} \quad (24)$$

$$I = -S \sqrt{\frac{\varepsilon_0 ne}{2}} \frac{U_1}{\sqrt{U_0}} \frac{\omega \sin \omega t}{\sqrt{1 + \frac{U_1}{U_0} \cos \omega t}} \quad (25)$$



Monofrekvenční proud sheathem



Monofrekvenční napětí na sheathu

8 Rozdělovací funkce energií iontů

9 Přizpůsobovací člen

10 Lokální/nelokální charakter plazmatu

11 Mechanizmy ohřevu plazmatu

- srážkový ohřev
- stochastický ohřev
- bounce resonance
- obrácení pole
- γ -procesy, α a γ režim

12 Globální modely

13 Nezávislé řízení koncentrace reaktivních částic a energie iontů

- Kombinace DC + RF
- Kapacitní biasování elektrody v jiném typu výboje (ICP, MW)
- Dvoufrekvenční CCP
- Elektrický asymetrický efekt