

Pole v cívice bez plazmatu:

Magnetické pole:

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$$
$$H_z \approx \frac{NI}{l}$$

Elektrické pole:

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$
$$E_\varphi = r \frac{\mu_0}{2} \frac{dH}{dt}$$

Pole v cívice s plazmatem:

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$$
$$\Delta \vec{H} = -\mu_0 \varepsilon_0 \left(1 - i \frac{\sigma}{\varepsilon_0 \omega}\right) \omega^2 \vec{H}$$
$$\Delta \vec{H} = -k^2 \vec{H}$$

kde pro komplexní relativní permitivitu, index lomu a vlnový vektor platí

$$\varepsilon_r = 1 - i \frac{\sigma}{\varepsilon_0 \omega}$$
$$n^2 = \varepsilon_r$$
$$k = \frac{n\omega}{c}$$

Pro složku magnetické intenzity rovnoběžnou s osou cívky dostáváme ve válcových souřadnicích

$$r^2 \frac{\partial^2 H_z}{\partial r^2} + r \frac{\partial H_z}{\partial r} + (rk)^2 H_z = 0$$
$$H_z = A J_0(kr) e^{i\omega t},$$

kde $J_0(x)$ je Besselova funkce prvního druhu řádu nula. Těsně u cívky ještě není magnetické pole ovlivněno plazmatem a pro jeho amplitudu zde můžeme psát $H_0 = NI_{\text{amp}}/l$. Z této okrajové podmínky dostáváme

$$H_z = H_0 \frac{J_0(kr)}{J_0(kR)} e^{i\omega t}$$

Elektrickou intenzitu spočítáme z Maxwellovy rovnice

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = i\omega \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{E}.$$

Ve válcových souřadnicích platí

$$\left(\vec{\nabla} \times \vec{H}\right)_\varphi = \frac{\partial H_r}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial r},$$

takže dostáváme

$$-\frac{\partial H_z}{\partial r} = i\omega \varepsilon_0 \varepsilon_r E_\varphi$$
$$E_\varphi = -\frac{ik}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_r} H_0 \frac{J_1(kr)}{J_0(kR)} e^{i\omega t}$$