Pole v cívce bez plazmatu:
Magnetické pole:

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

Elektrické pole:

$$
\begin{aligned}
\vec{\nabla} \times \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\
E_\varphi &= r\,\frac{\mu_0}{2}\,\frac{\mathrm{d}H}{\mathrm{d}t}
\end{aligned}
$$

Pole v cívce s plazmatem:

$$
\begin{aligned}
\vec{\nabla} \times \vec{H} &= \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \\
\vec{\nabla} \times \vec{H} &= \sigma_e \vec{E} + \mathrm{i}\omega\varepsilon_0 \vec{E} \;=\; \mathrm{i}\omega\varepsilon_0 \left(1 - \mathrm{i}\,\frac{\sigma_e}{\varepsilon_0\omega}\right) \vec{E} \\
\triangle \vec{H} &= -\mu_0\varepsilon_0 \left(1 - \mathrm{i}\,\frac{\sigma_e}{\varepsilon_0\omega}\right) \omega^2\, \vec{H} \\
\triangle \vec{H} &= -k^2 \vec{H}
\end{aligned}
$$

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

$$
\begin{aligned}
n^2 \;=\; \varepsilon_r &= 1 - \mathrm{i}\,\frac{\sigma_e}{\varepsilon_0\,\omega} \\
\sigma_e &= \frac{n\mathrm{e}^2}{m\,(\nu + \mathrm{i}\omega)} \\
k &= \frac{n\omega}{c}
\end{aligned}
$$

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

$$
\begin{aligned}
r^2\,\frac{\partial^2 H_z}{\partial r^2} + r\,\frac{\partial H_z}{\partial r} + (rk)^2 H_z &= 0 \\
H_z &= A\,\mathrm{J}_0(kr)\,\mathrm{e}^{\mathrm{i}\omega t},
\end{aligned}
$$

kde $\mathrm{J}_0(x)$ je Besselova funkce prvního druhu řádu nula. Těsně u cívky ještě není magnetické pole ovlivněno plazmatem a pro jeho amplitudu zde můžeme psát $H_0 = NI_{\mathrm{amp}}/l$. Z této okrajové podmínky dostáváme

$$
H_z \;=\; H_0\,\frac{\mathrm{J}_0(kr)}{\mathrm{J}_0(kR)}\,\mathrm{e}^{\mathrm{i}\omega t}
$$

Elektrickou intenzitu spočítáme z Maxwellovy rovnice

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

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

$$\begin{aligned} -\frac{\partial H_z}{\partial r} &= \mathrm{i}\omega\varepsilon_0\varepsilon_r E_\varphi \\ E_\varphi &= -\frac{\mathrm{i}k}{\omega\varepsilon_0\,\varepsilon_r}\,H_0\,\frac{\mathrm{J}_1(kr)}{\mathrm{J}_0(kR)}\,\mathrm{e}^{\mathrm{i}\omega t} \end{aligned}$$

Pro velikost vlnového vektoru platí:

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2}\left[1 - \frac{\mathrm{i}}{\varepsilon_0\omega}\,\frac{ne^2}{m\,(\nu + \mathrm{i}\omega)}\right] = \frac{\omega^2}{c^2}\left[1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\nu^2+\omega^2} - \mathrm{i}\,\frac{\nu}{\omega}\,\frac{\omega_{pe}^2}{\nu^2+\omega^2}\right]$$

Pro $\nu \ll \omega$ dostáváme

$$\begin{aligned} k^2 &\approx -\frac{\omega_{pe}^2}{c^2} \\ k &\approx \mathrm{i}\,\frac{\omega_{pe}}{c} \\ \delta &\approx \frac{c}{\omega_{pe}} \propto \frac{1}{\sqrt{n}}, \end{aligned}$$

pro $\nu \gg \omega$

$$\begin{aligned} k^2 &\approx -\mathrm{i}\,\frac{\omega}{\nu}\,\frac{\omega_{pe}^2}{c^2} \\ \frac{1}{\delta} &\approx \frac{\omega_{pe}}{c}\sqrt{\frac{\omega}{2\nu}} \end{aligned}$$