به نام خدا

انتشار موج الکترومغناطیسی در یک پلاسمای غیریکنواخت زمانی (unsteady plasma)

بابک شکری- مریم میرزایی

دانشگاه شهید بهشتی

پلاسما چیست؟

- مجموعه عظیمی از ذرات باردار که تحت نیروهای بلند برد کولنی به هم پیوسته‌اند.

  – این مجموعه نسبت به تحریکات وارد بر آن پاسخ دسته‌جمعی می‌دهد (رفتار سیال‌گونه).

  – فرکانس پاسخ این مجموعه را به ω_p نشان می‌دهند.

n چگالی تعداد الکترون‌ها

m در واقع جرم کاهش یافته الکترون- یون است که معمولاً به جرم الکترون کاهش می‌یابد.

$$\omega_p = \left(\frac{4\pi n e^2}{m} \right)^{1/2}$$

• برای یک پلاسمای سرد، همگن، همسانگرد و بدون برخورد، تابع دی‌الکتریک را می‌توان نوشت:

$$\varepsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$$

با کاهش فرکانس و عبور از فرکانس پاسخ پلاسما ($\omega = \omega_p$) تابع دی‌الکتریک منفی و ضریب شکست موهومی می‌شود (رفتار فلزگونه) و در نتیجه موج دیگر نمی‌تواند وارد پلاسما شود (بازتابش امواج مایکروویو از یونسفر).

$$\omega = \omega_p = (4\pi n_{cr} e^2 / m)^{1/2}$$

• ما به دنبال بررسی رفتار یک پلاسمای غیریکنواخت زمانی هستیم، پلاسمایی که خواص آن با زمان تغییر می‌کند (**unsteady plasma**).

عبور یک موج مایکروویو از یک گاز فشار پائین بررسی می شود بطوریکه در حین عبور، گاز توسط موج یونیزه می گردد. به عبارتی موج از یک پلاسما که با زمان چگالی‌اش رشد می‌کند، عبور می‌کند.

مفروضات:

- تحت شرط یونیزاسیون در میدان مایکروویو، می‌توان از سرعت حرارتی الکترون در مقابل سرعت نوسانی آن در میدان صرفنظر کرد (پلاسمای سرد).

$$\varepsilon_i = \frac{e^2 E_0^2}{2m\omega_0^2} \succ\succ I_i$$

- در فشارهای پائین، فرکانس برخورد خیلی کوچکتر از فرکانس میدان مایکروویو بوده و لذا پخش گرمایی انرژی نوسانی الکترون در میدان قابل صرفنظر خواهد بود، همچنین پلاسما را می‌توان بدون برخورد در نظر گرفت.

• در مـورد امواج مایـکـروویـو چون حتی قـویتـرین آنهـا هم میـدانی ضعیفـتر از میـدان اتـمی دارنـد، اتم‌هـا نمی‌تـواننـد به طور مسـتقیم و بوسیـله tunneling ionization mechanism یونیزه شوند. مکانیزم عمده یونیزاسیون گاز در این حالت electron impact [ionization]() است و پلاسما در نهایت با رشد و گسترش بهمن الکترونی بوجود می‌آید.

- تحقیق و محاسبات نشان داده‌اند که پس از چند برخورد یونیزه‌کننده، چگالی پلاسمای تولید شده به طور نمایی با زمان رشد می‌کند.

$$n = n_0 e^{\gamma t}$$

-تأخیر زمانی پروسه یونیزاسیون در نقاط مختلف گاز، که ناشی از سرعت متناهی موج یونیزه‌کننده است، در اینجا در نظر گرفته نشده و لذا چگالی پلاسما فقط با زمان تغییر می‌کند.

- این کار در حالتی که چگالی علاوه بر زمان با مکان هم تغییر می‌کند انجام شده و نتایج بدست آمده از نظر کیفی تفاوت چندانی ندارد.

$$n = n_0 e^{\gamma (t - x/c)}$$

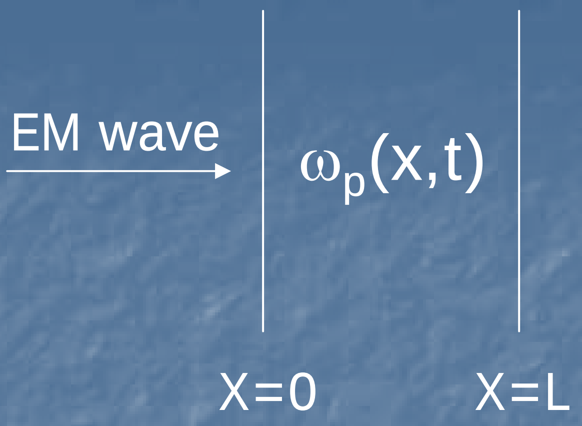
• معمولاً فرکانس یونیزاسیون در مکانیزم ذکر شده، بسیار کوچکتراز فرکانس موج یونیزه‌کننده است

$$\omega_0 \succ\succ \gamma$$

• اما در مورد یونیزاسیون بوسیله موج مایکروویو، فرکانس یونیزاسیون می‌تواند در مرتبه فرکانس موج محرک هم قــرار گیرد به طور مثــال بــرای هوا تحت فشــار 10 Tor،

$$\gamma \approx 4\times10^{10} s^{-1}$$

$$\mathbf{E} = \hat{z} E_i \exp\{-i\omega_0 (t - x/c)\}$$



$$\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 \mathbf{E}_{in}}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 \mathbf{E}_{in}}{\partial x^2} + \frac{\omega_p^2(x,t)}{c^2}\mathbf{E}_{in} = 0$$

$$\omega_p^2 = \omega_{p0}^2 e^{\gamma t}$$

• شرط اولیه :

$$t - x/c \to -\infty \qquad \mathbf{E}_{in} = \hat{z} E_i \exp\{-i\omega_0 (t - x/c)\}$$

• شرایط مرزی:

$$\frac{1}{c}\frac{\partial E(0,t)}{\partial t} - \frac{\partial E(x,t)}{\partial x}\bigg|_{x=0} = -\frac{2i\omega_0}{c} E_i e^{-i\omega_0 t}, \qquad \mathrm{x} = 0$$

$$\frac{1}{c}\frac{\partial E(L,t)}{\partial t} + \frac{\partial E(x,t)}{\partial x}\bigg|_{x=L} = 0, \qquad \mathrm{x} = \mathrm{L}$$

$$\mathbf{E}_{in}(x,t) = \hat{z}E_i \sum_{k=0}^{\infty} [C_k e^{\lambda_{2k}x} + D_k e^{-\lambda_{2k}x}] \mathrm{J}_{\nu+2k}\left(\mu(t)\right)$$

$$\mu(t) = 2\omega_{p0}\, e^{\gamma t/2} \big/ \gamma \qquad \lambda_{2k} = \gamma(\nu + 2k)/2c \qquad \nu = -2i\omega_0/\gamma$$

$$C_k = \nu(\omega_{p0}/\gamma)^{-\nu} \sum_{m=0}^{(k-1-\delta_{k-1})/2} \frac{\nu - 1 + 2(2m + \delta_{k-1})}{(2m + \delta_{k-1})!} \times$$

$$\Gamma(\nu - 1 + 2m + \delta_{k-1}) \exp\left\{- \frac{\gamma L}{2c} (\nu + k + 2m + \delta_{k-1})(k - 2m - \delta_{k-1} + 1)\right\}$$

$$D_k = \nu(\omega_{p0}/\gamma)^{-\nu} \sum_{m=0}^{(k-\delta_k)/2} \frac{\nu - 1 + 2(2m + \delta_k)}{(2m + \delta_k)!} \times \qquad \delta_k = \begin{cases} 0 & \text{even k} \\ 1 & \text{odd k} \end{cases}$$

$$\Gamma(\nu - 1 + 2m + \delta_k) \exp\left\{- \frac{\gamma L}{2c} (\nu + k - 1 + 2m + \delta_k)(k - 2m - \delta_k)\right\}$$

For semiinfinite plasma slab $L \to \infty$

EM wave $\longrightarrow$

$\omega_p(x,t)$

X=0

$$\mathbf{E}_{in}(x,t) = \hat{z} E_i e^{i\omega_0 x/c} \nu (\omega_{p0}/\gamma)^{-\nu} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\nu - 1 + 2k}{k!} \times$$

$$\Gamma(\nu + k - 1)\, \mathrm{J}_{\nu+2k}\big(\mu(t)\big) e^{-k\gamma x/c}$$

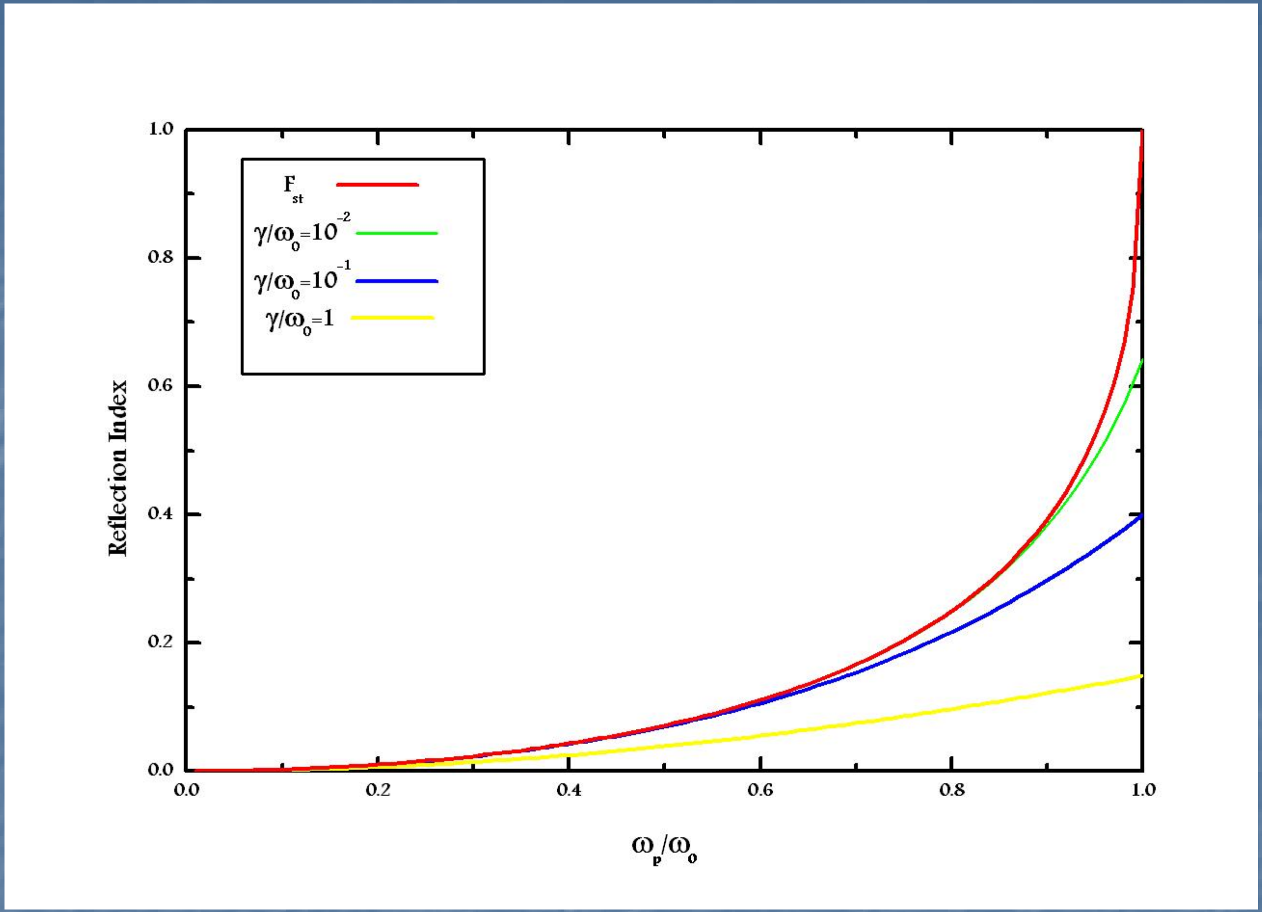
$$\mathbf{E}_{in}(0,t) = \hat{z} E_i e^{-i\omega_0 t} \left\{ 1 + \Gamma(\nu+1) \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(2k-1)!!\left(-\mu^2(t)/2\right)^k}{\Gamma(\nu+2k+1)(k+1)!} \right\}$$

$$\mathbf{E}_{in}(0,t) = \hat{z} E_i e^{-i\omega_0 t} \left\{ 1 + F_{ref}(t) \right\}$$

$$F_{st} = \left(1 - \sqrt{1 - \omega_p^2(t)/\omega_0^2}\right) \Big/ \left(1 + \sqrt{1 - \omega_p^2(t)/\omega_0^2}\right)$$

$$\omega_p \langle\langle \omega_0 \longrightarrow \qquad F_{st} = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(2k-1)!!}{(k+1)!} \left(\frac{\omega_p^2}{2\omega_0^2}\right)^k$$

$$F_{ref} = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(2k-1)!!}{(k+1)!} \left(\frac{\omega_p^2}{2\omega_0^2}\right)^k \prod_{m=1}^{2k} \left(1 + \frac{im\gamma}{2\omega_0}\right)^{-1}$$



$\gamma \to 0$ (۱)

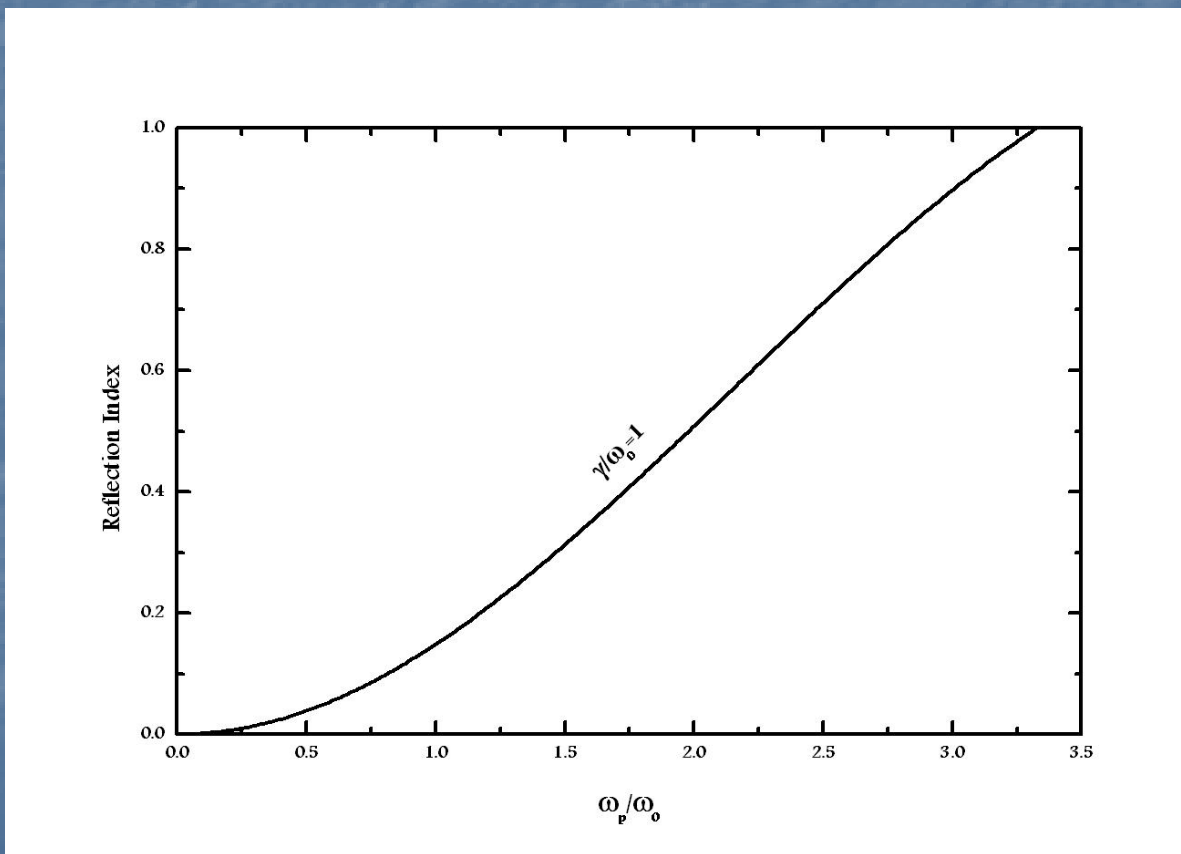
$$F_{ref} \approx F_{st}$$

$$(1-\omega_p^2/\omega_0^2)^{-2}\,\gamma/\omega_0 \ll 1$$

$\omega_p \ll \omega_0$ (۲)

- دیده می‌شود که در $\gamma\neq 0$، در کار ما $\gamma=\omega_0$،

$$\omega_p \to \omega_0, \qquad F_{ref} \approx 0$$



$$F_{ref} \to 1,$$

$$n \succ 10\, n_{cr}$$

با تشکر

Electron Impact Ionization:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \gamma(E) n_e,$$

$$\gamma(E) = n_0 \int n(\varepsilon) v \sigma(\varepsilon) d\varepsilon \Big/ \int n(\varepsilon) d\varepsilon$$

$n(\varepsilon)$ تابع توزیع انرژی الکترون در میدان

$\sigma(\varepsilon)$ سطح مقطع یونیزاسیون اتم در برخورد با الکترون

- این مسئله در حالتی که پریود موج فرودی بسیار کوچکتر از زمان مشخصه تغییر چگالی پلاسماست، بررسی شده است.

$$\omega_0 \gg \gamma$$

- ما در اینجا حالتی که پریود موج فرودی در مرتبه زمان مشخصه تغییر چگالی پلاسما قرار می‌گیرد را هم بررسی می‌کنیم.

$$\omega_0 \approx \gamma$$

- در هر دو این حالات یونیزاسیون به قدری کند است که در فاصله میان دو یونیزاسیون متوالی توسط یک الکترون چندین پریود موج می‌گذرد و لذا میدان موج توسط الکترون ثابت دیده می‌شود.

$$n = n_0 e^{\gamma t}$$