Лекция 5

Локальные плазмоны

Рис. 5.1.

$\vec{E}_{loc}(\omega_1) = \vec{E}_1(\omega_1) - 4\pi L\vec{P}_{el} + \beta \quad 4\pi \vec{P}$

L - фактор деполяризации (зависит от геометрии: для шара $L = \dfrac{1}{3}$, для стержня $L << 1$);

$\vec{P}_{el}$ - дипольный момент единицы объема эллипсоида;
β -константа поля Лоренца;
$\vec{P} = n_{el}\vec{d}_{el}$, n_{el} -плотность эллипсоидов;
$\vec{d}_{el} = \vec{P}_{el} v_{el}$
$\vec{P}_{el} = \dfrac{\varepsilon(\omega_1) - 1}{4\pi}\vec{E}_{loc}$, где $\varepsilon(\omega) = \varepsilon^{/}(\omega) + i\varepsilon^{//}(\omega)$

$$\vec{E}^{el}_{loc}(\omega_1) = \vec{E}_1 - L4\pi\vec{P}_{el} = -\frac{\varepsilon(\omega_1) - 1}{4\pi}4\pi L\vec{E}^{el}_{loc} + \vec{E}_1$$

$$\vec{E}^{el}_{loc} + (\varepsilon(\omega_1) - 1)L\vec{E}^{el}_{loc} = \vec{E}_1$$

$$\vec{E}^{el}_{loc} = \frac{1}{1 + (\varepsilon(\omega_1) - 1)L}\vec{E}_1$$

При $\omega = \omega_r \quad \varepsilon^{/}(\omega) = 1 - \dfrac{1}{L} \Rightarrow L \to 0, \quad \varepsilon \to -\infty, \quad \omega \to 0$

Для шара $L = \dfrac{1}{3}$; $\vec{E}^{el}_{loc} = \dfrac{3}{2 + \varepsilon(\omega)}\vec{E}_1$

В приближении эффективной среды
$\vec{P} = \dfrac{\varepsilon - 1}{4\pi}q\vec{E}_{loc}$,
где $q = v_{el}n_{el}$ - объем, занимаемый диэлектриком в единице объема металла. Тогда из
$\vec{E}_{loc} = \vec{E}_1 - 4\pi L\vec{P}_{el} + 4\pi\beta\vec{P}$, где $\vec{P}$ - поле Лорентца- от других диполей.

$$\vec{E}_{loc}(\omega_1) = \frac{\vec{E}_1}{1 + (\varepsilon(\omega_1) - 1)(L - \beta q)} \equiv L(\omega_1)\vec{E}_1,$$

$$\vec{E}_c = \vec{E}_{loc} = L(\omega_1)\vec{E}_1 \equiv L_c\vec{E}_1,$$

$$\vec{E}_a = \vec{E}_{loc} + 4\pi\sigma\vec{n} = \vec{E}_{loc} + 4\pi R_l\vec{P}_{el}.$$

Подставляя $\vec{P}_{el} = \dfrac{\varepsilon(\omega_1) - 1}{4\pi}\vec{E}_{loc}$, имеем

$$\vec{E}_a = \varepsilon^{/}(\omega_1)\vec{E}_{loc} = \varepsilon^{/}(\omega_1)L(\omega_1)\vec{E}_1 \equiv L_a\vec{E}_1(\omega_1).$$

В общем случае $|L(\omega_1)|$ достигает максимума при "резонансе" $\omega_1 = \omega_r$, если

$\mathrm{Re}\,(1 + [\varepsilon'(\omega_r) - 1][L - \beta q]) = 0$,

т.е. дополнительный резонанс, не связанный с поведением $\mathrm{Im}\,\varepsilon$.

Для расчета используем явно ε' из модели Друде (бесстолкновительная плазма):

$\varepsilon' = \varepsilon_0 - \dfrac{\omega_p^2}{\omega^2}$, где $\varepsilon_0 = const$ (межзонные переходы), $\omega_p^2 = \dfrac{4\pi n_e e^2}{m_e}$.

Тогда вблизи ω_r имеем:

$$|L(\omega)|^2 = \frac{(\varepsilon'(\omega_r) - 1)^2 \omega^4 \omega_r^4}{\omega_p^4(\omega^2 - \omega_r^2)^2 + \omega^4 \omega_r^4 [\varepsilon''(\omega)]^2},$$

где $\omega_r = \omega_p \left(\varepsilon_0 + \dfrac{\beta q - L + 1}{L - \beta q} \right)^{1/2}$.

В частном случае $L = \dfrac{1}{3},\ \beta = \dfrac{1}{3}$:

$$\omega_r = \omega_p \left(\varepsilon_0 + \frac{q - 1 + 3}{1 - q} \right)^{1/2} = \omega_p \left(\varepsilon_0 + \frac{q + 2}{1 - q} \right)^{1/2}.$$

Если $\beta \to 0$, то получаем резонанс одной частицы.

Если $L \to 0, \quad \beta \to 0, \quad q \to 1$ - получаем сплошную среду и резонанс исчезает.

При резонансе $\omega_1 = \omega_r$ и факторы усиления поля ограничивают ε''

$$|L_a|^2 = \frac{\varepsilon'^2(\omega_r)(\varepsilon'(\omega_r) - 1)^2}{[\varepsilon''(\omega)]^2},$$

$$|L_c|^2 = \frac{(\varepsilon'(\omega_r) - 1)^2}{[\varepsilon''(\omega)]^2}.$$

В сфере локальные плазмоны вырождены трехкратно, в эллипсоиде вращения - двукратно.

В общем случае - три резонансные частоты.