ημικλασικά @ ΔΣ

$$\mathcal{A}_R = \frac{\Omega_R^2}{\Omega_R^2+\Delta^2} \qquad T_R = \frac{2\pi}{\sqrt{\Omega_R^2+\Delta^2}} = \frac{1}{f_R}$$

$\Delta := \omega - \Omega$

$$\Omega_R := \frac{\wp \mathcal{E}_0}{\hbar}, \text{ για } \wp > 0$$
$$\Omega_R := \frac{-\wp \mathcal{E}_0}{\hbar}, \text{ για } \wp < 0$$

ή Ω_R ορίζεται θετική

$$\Omega_R := \frac{|\wp| \mathcal{E}_0}{\hbar}$$

$$f_R = \frac{\sqrt{\Omega_R^2+\Delta^2}}{2\pi} \xrightarrow{\text{για } \Delta = 0} \boxed{\frac{\Omega_R}{2\pi} = \frac{|\wp|\,\mathcal{E}_0}{h}}$$

ή συχνότητα δηλαδή (εκτός από την εξάρτηση από το Δ) εξαρτάται

- από το "πλάτος" του ηλεκτρικού πεδίου $\mathcal{E}_0$. $\vec{\mathcal{E}} = \vec{\mathcal{E}}_a \cdot \exp\left[i(\vec{k}\cdot\vec{r} - \omega t + \phi)\right]$
- και από το $\wp := \wp_{z12} = \wp_{z21}$ $= -ez_{12} = -ez_{21}$

$$= \underbrace{\vec{\mathcal{E}}_a \cdot \exp\left[i(\vec{k}\cdot\vec{R} + \phi)\right]}_{\vec{\mathcal{E}}_0} e^{-i\omega t} \qquad \vec{r} \simeq \vec{R}$$

κι αν οι $\Phi_1(\vec{r})$ και $\Phi_2(\vec{r})$ έχουν ίδια ομοτιμία $\wp = 0$ οπότε δεν υπάρχει ταλάντωση

π.χ. $\vec{r} = \vec{r}_H \simeq \vec{r}_n = \vec{R}$

κβαντομηχανικά @ ΔΣ

π.χ. @ απορρόφηση φωτονίου

$$\mathcal{A} = \frac{g^2 n}{\Omega_n^2} = \frac{g^2 n}{\left(\frac{\omega-\Omega}{2}\right)^2 + g^2 n} = \frac{4g^2 n}{4g^2 n + \Delta^2}$$

$g = g_m$

$n = n_m$

$\omega = \omega_m$

$$T = \frac{\pi}{\Omega_n} = \frac{\pi}{\sqrt{\left(\frac{\omega-\Omega}{2}\right)^2 + g^2 n}} = \frac{2\pi}{\sqrt{4g^2 n + \Delta^2}}$$

$\omega_m = \frac{m\pi c}{L}, m \in \mathbb{N}^*$

✻ οπότε καλύτερα να ορίσουμε $4g^2 n = \Omega_R^2 \Leftrightarrow \boxed{\Omega_R = 2\sqrt{n}\,g}$

$$\hbar |g_m| = |\wp| \left| \left(\frac{\hbar\omega_m}{\varepsilon_0 V}\right)^{1/2} \sin\left(\frac{m\pi z}{L}\right)\right| \Rightarrow$$

$$\hbar \frac{\Omega_R}{2\sqrt{n}} = |\wp| \left| \left(\frac{\hbar\omega_m}{\varepsilon_0 V}\right)^{1/2} \sin\left(\frac{m\pi z}{L}\right)\right| \Rightarrow$$

$$\Omega_R = \frac{|\wp|}{\hbar} \left| \left(\frac{4\hbar\omega_m n}{\varepsilon_0 V}\right)^{1/2} \sin\left(\frac{m\pi z}{L}\right)\right| := \frac{|\wp| E_{0m}}{\hbar}$$

"πλάτος" $E_{0m} = \left| \left(\frac{4\hbar\omega_m n}{\varepsilon_0 V}\right)^{1/2} \cdot \sin\left(\frac{m\pi z}{L}\right)\right|$

Οπότε, επειδή η πυκνότητα ενεργείας είναι

$$U = \frac{\varepsilon_0}{2} E^2$$

εδώ θα έχουμε

$$\frac{\varepsilon_0}{2} E_{\phi m}^2 = \frac{\varepsilon_0}{2} \frac{4\hbar\omega_m n_m}{\varepsilon_0 V} \sin^2\left(\frac{m\pi z}{L}\right) \qquad \sin^2\alpha = \frac{1-\cos 2\alpha}{2}$$

$$= \frac{2\hbar\omega_m \cdot n_m}{V}\left\{\frac{1}{2} - \frac{1}{2}\cos\left(\frac{2m\pi z}{L}\right)\right\}$$

$$= \frac{\hbar\omega_m \cdot n_m}{V}\left\{1 - \cos\left(\frac{2m\pi z}{L}\right)\right\} \leftarrow \frac{J}{m^3}$$

η οποία είναι πράγματι πυκνότητα ενέργειας

και μάλιστα, εκτός από τη διαμόρφωση $\{\ldots\}$

ο αριθμητής είναι ο αριθμός των φωτονίων επί την ενέργεια του κάθε φωτονίου

κι ο παρονομαστής ο όγκος της κοιλότητας

$$\int_0^L dz\left\{1-\cos\left(\frac{2m\pi z}{L}\right)\right\} = \int_0^L dz - \int_0^L dz\cos\left(\frac{2m\pi z}{L}\right)$$

$$\psi := \frac{2m\pi z}{L} \qquad d\psi = \frac{2m\pi}{L}dz$$

$$\frac{L}{2m\pi}\int_0^{2m\pi} d\psi \cos\psi = 0$$

$$\int_0^L dz\, U = \frac{\hbar\omega_m n_m}{S\cdot L} L = \frac{\hbar\omega_m n_m}{S} \rightarrow \frac{J}{m^2}$$