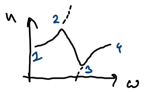
$n = n(\lambda)$ или $n = n(\omega)$



1–2; 3–4 – нормальн. дисп-я

2–3 – аномальн. дисп-я

Зав-ть $n(\lambda)$ – рез-т вз-я э/м волн с зарядж. ч-ми среды

§ Классич. теор. дисп-и

$n = \sqrt{\mu \cdot \varepsilon} = \{\mu = 1\} = \sqrt{\varepsilon}$

$\varepsilon = 1 + \chi$

χ – диэл. восприим-ть в-ва

$\mathcal{P} = \chi \cdot \varepsilon_0 \cdot E = N \cdot p$

$\mathcal{P}$ – вектор поляризов-ти

p – дипольн. момент $1^{го}$ атома

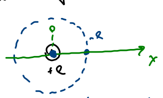
N – кол-во атомов в ед. объёма

$N \equiv n$ – конц-я

E – $\underset{\text{внеш.}}{\overset{\text{напр-ть}}{}}$ эл. поля.

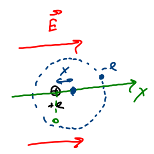
$n^2 = \varepsilon = 1 + \frac{\mathcal{P}}{\varepsilon_0 \cdot E} = 1 + \frac{n \cdot p}{\varepsilon_0 \cdot E}$

Пусть поляр-я $\overset{\text{вызвана}}{\text{одним}}$ внешним („оптич-м") электр-м



„центр тяжести" электрон облака совпадает с ⊕ ядром

$\Rightarrow \vec{p} = \sum q_i \cdot \vec{r}_i = 0$



$p = +e \cdot \phi + (-e) \cdot x = -e \cdot x$

„центр тяжести" смещается по полю на x

Найдём смещ-е x, возник-е под дейст-м $\vec{E}$:

II з.Н.! $m \frac{d^2x}{dt^2} = \underbrace{-k \cdot x}_{F_{упр.}} \underbrace{- b \cdot \dot{x}}_{F_{сопр.}} + \underbrace{(-e) \cdot E}_{\text{действ-е эл. поля э/м волны}}$

$F_{упр}$ – из-за действия атомных сил, удерж-х электрон

$F_{сопр}$ – связана с излуч-м э/м волны (вторичной) электр-м

$\frac{k}{m} = \omega_0^2$ – собствен. частота колеб-й эл-на в атоме

$\Rightarrow \frac{d^2x}{dt^2} + \underset{2\beta}{\frac{b}{m}} \cdot \frac{dx}{dt} + \underset{\omega_0^2}{\frac{k}{m}} \cdot x = \frac{-e \cdot E}{m}$

Пусть $E = E_m \cdot \cos \omega t$

$\Rightarrow \frac{d^2x}{dt^2} + 2\beta \cdot \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 \cdot x = -\frac{e}{m} \cdot E_m \cdot \cos \omega t$ – ДУ. вынужд-х колеб-й

$x(t) = \underset{\to 0}{x_{зат. кол-я}(t)} + x_{уст. кол-я}(t)$

$\Rightarrow$ в режиме установившихся колеб-й!

$x(t) = \frac{-e \cdot E_m \cdot \cos \omega t}{m \cdot \sqrt{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2}}$

$x(t) = \frac{f_0}{\sqrt{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2}} \cdot \cos \omega t = a(\omega) \cdot \cos \omega t$

см. вынужд-е кол-я

$\omega \equiv \Omega$

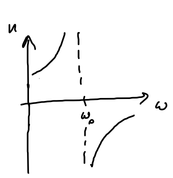
$f_0 = \frac{F_0}{m} = \frac{-e E_m}{m}$

$\Rightarrow p = \frac{e^2 \cdot E_m \cdot \cos \omega t}{m \cdot \sqrt{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2}}$

$\Rightarrow n^2 = 1 + \frac{n \cdot p}{\varepsilon_0 \cdot E} = 1 + \frac{n \cdot e^2 \cdot \cancel{E_m \cdot \cos \omega t}}{m \cdot \varepsilon_0 \cdot \sqrt{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2} \cdot \cancel{E_m \cdot \cos \omega t}} = 1 + \frac{n e^2}{\varepsilon_0 \cdot m \sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2}}$

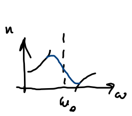
$n = \sqrt{1 + \frac{n e^2}{\varepsilon_0 \cdot m \cdot \sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2}}}$!

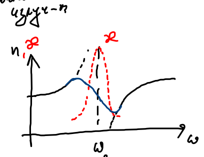
пусть $\beta \to 0$ + $\omega \gg \omega_0$ (или $\omega \ll \omega_0$) $\Rightarrow n \sim \sqrt{\frac{1}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2}} \sim \frac{1}{\omega_0 - \omega}$



$\Rightarrow$ норм. дисп-я обусл-на вз-м э/м волны с эл. вещ-ва в области вдали от отсут-я вторичн. изл-я и собств-х частот колеб-й оптическ. эл-в ($\omega \gg \omega_0$; $\omega \ll \omega_0$)

Аномальная дисп-я: связана с сильным погл-м ($\omega \approx \omega_0$) излуч-я и вторичным излуч-м





$\Rightarrow$ в обл-ти аномальной дисп-и свет поглощ-ся наиболее сильно

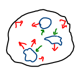
Раздел. Квантовые св-ва излуч-я.

„Кварт" – порция, малая часть ⇒ изл-е ведет себя как поток „квазичастиц" (фотонов)

§ Тепловое излучение

Источн-к	Вид изл-я
Хим. реакц.	хемолюминесц-я
электроразряд	электролюмин-я
поток эл-в	катодолюмин-я
свет другой λ	фотолюмин-я
нагревание	теплов. изл-е

⇒ Тепл. изл. осущ-ся за счет тепл. движ. атомов и мол-л = элементарных осцил-в



Если тела с $T_1, T_2, \ldots$ в изолир. полости ⇒ темп-ры всех тел выравн-ся

⇒ тепловое равн-е

⇒ Тепл. изл. – единств. вид изл-я, кот. м. нах-ся в равнов-и.

⇒ Термодин-ка

§ Зак. Кирхгофа

Тепл. изл. хар-ся энерг. свет-тью, R по всем направл-м за dt

dW – эн-я излуч-я телом с пов-ти dS

$$R = \frac{dW}{dS \cdot dt} = \frac{dP}{dS}$$

dP – мощ-ть изл-я; dS – пов-ть изл-я

\+ Вводят плотность эн. свет-ти:

$dR \sim d\lambda$ ⇒ $dR = r_\lambda \cdot d\lambda$

$dR \sim d\omega$, $dR = r_\omega \cdot d\omega$

⇒ $r_\lambda = \frac{dR}{d\lambda}$ – эн-я изл-я ... в инт-л $\lambda \div \lambda + d\lambda$

$r_\omega = \frac{dR}{d\omega}$ – " в инт-л $\omega \div \omega + d\omega$

r_λ (r_ω) – энерг., изл-я в ед. вр. с ед. пов-ти в ед. интервал длин волн (частот)

– спектральная испускат. спос-ть тела

Рассм-м инт-л: $\lambda \div \lambda + d\lambda$, ему соотв-т $\omega \div \omega - d\omega$

т.к. $\lambda = \frac{2\pi c}{\omega}$

⇒ Для этого инт-ла $dR = r_\lambda \cdot d\lambda = -r_\omega \cdot d\omega$

$$d\lambda = -\frac{2\pi c}{\omega^2} \cdot d\omega = -\frac{2\pi c}{(2\pi c)^2} \lambda^2 d\omega = -\frac{\lambda^2}{2\pi c} \cdot d\omega$$

⇒ $r_\lambda d\lambda = -\frac{\lambda^2}{2\pi c} \cdot r_\lambda \cdot d\omega = -r_\omega \cdot d\omega$ ⇒ $\boxed{r_\omega = \frac{\lambda^2}{2\pi c} \cdot r_\lambda}$!

Пусть на ед. пов-ти падает энергия dW_ω в интервале $\omega \div \omega + d\omega$ и часть этой эн. поглощ-ся ⇒ dW_ω'

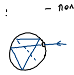
⇒ $a_\omega = \frac{dW_\omega'}{dW_\omega}$ – спектральная поглощат-я спос-ть тела

По опред-ю: $a_\omega \leq 1$

если $a_\omega = 1$ ⇒ „абсолютно чёрное тело" (А.Ч.Т.)

$a_\omega < 1$ ⇒ тело „серое"

Модель А.Ч.Т.: – полость с отверстием



Кирхгоф:

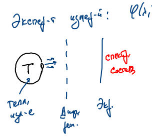
$$\frac{r_\omega}{a_\omega} = f(\omega, T)$$ – зак. Кирхгофа

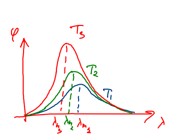
$f(\omega, T)$ – универс. ф-я Кирхг...

для А.Ч.Т. $a_\omega = 1$ ⇒ $f(\omega, T) = (r_\omega)_{АЧТ}$!

для λ: $f(\omega, T) = \frac{\lambda^2}{2\pi c} \cdot \varphi(\lambda, T)$ где: $\frac{r_\lambda}{a_\lambda} = \varphi(\lambda, T)$

Из экспер-х измер-й: $\varphi(\lambda, T)$





$T_1 < T_2 < T_3$

$$\varphi(\lambda, T) = \frac{C_1 \cdot \lambda^{-5}}{e^{C_2/\lambda T} - 1}$$

§ Закон Стефана - Больцмана

Исследуя тепл. изл-я тел в 1879 г. Стефан из эксп. $\forall$ тел $R \sim T^4$

1884 г. Больцман из термодин. формул для А.Ч.Т.: $R = \int_0^\infty r_\lambda \cdot d\lambda = \sigma \cdot T^4$

$\boxed{R = \sigma \cdot T^4}$ для А.Ч.Т.

– зак. Стеф. - Больцм.

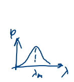
$\sigma = 5{,}67 \cdot 10^{-8} \frac{Вт}{м^2 \cdot K^4}$ – пост. Ст. - Больцмана

Для серых тел: $R = \alpha \cdot \sigma \cdot T^4$, α – коэф. серости

\+ Вин в 1893 г из ТД соображ-й получил, что

$\boxed{\lambda_m \cdot T = b}$ – зак. смещения Вина

⇒ $\lambda_m = \frac{b}{T}$



$b = 2{,}90 \cdot 10^{-3}$ м·К – пост. Вина