

Электромагнитная теория света

Свет является электромагнитной волной, распространяющейся со скоростью света $c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0/\mu_0 \epsilon}}$.
По существу это волны светового излучения, которые можно изображать.

Уравнение Максвелла:

$$\left\{ \begin{array}{l} \operatorname{div} \vec{D} = \rho \\ \operatorname{div} \vec{B} = 0 \\ \operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \operatorname{rot} \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} \text{в вакууме} \\ \rho = 0 \\ j = 0 \end{array} \quad \rightarrow \quad \left\{ \begin{array}{l} \operatorname{div} \vec{D} = 0 \\ \operatorname{div} \vec{B} = 0 \\ \operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \operatorname{rot} \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \end{array} \right.$$

Материальные уравнения

$$\begin{aligned} \vec{D}(\vec{E}) &= \epsilon_0 \epsilon \vec{E} & \vec{D} &= \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \\ \vec{B}(\vec{H}) &= \mu_0 \mu \vec{H} & \vec{H} &= \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J} \\ \vec{J} &= \sigma \vec{E} \end{aligned} \quad \begin{array}{l} \vec{P}, \vec{J} \text{ - материальные векторы,} \\ \text{описывающие венцы-ва на} \\ \text{веществе ведущее ведущее} \end{array}$$

Матер. уравнение в вакууме
в среде:

- 1) линейной
- 2) квадратичной
- 3) бициклической
- 4) показательной
- 5) однородной
- 6) сингулярной
- 7) дифракционной

Основное уравнение.

$$\left. \begin{array}{l} \operatorname{div} \vec{D} = 0 \\ \operatorname{div} \vec{B} = 0 \\ \operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \operatorname{rot} \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \end{array} \right\} \Rightarrow \begin{aligned} \operatorname{rot} (\operatorname{rot} \vec{E}) &= [\vec{\nabla} \times [\vec{\nabla} \times \vec{E}]] = \vec{\nabla} (\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) - \vec{E} (\vec{\nabla} \cdot \vec{\nabla}) = \\ &= \sigma \operatorname{div} \vec{E} - \vec{\nabla}^2 \vec{E} = -\Delta \vec{E} \\ -\frac{\partial}{\partial t} (\operatorname{rot} \vec{B}) &= -\frac{\partial}{\partial t} \mu_0 \mu \operatorname{rot} \vec{H} = -\mu_0 \mu \frac{\partial^2 \vec{D}}{\partial t^2} = -\epsilon_0 \epsilon \mu \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = -\Delta \vec{E} \\ \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} &= \frac{1}{\epsilon_0 \epsilon \mu_0 \mu} \Delta \vec{E}, \quad \sigma = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \epsilon \mu_0 \mu}} - \text{скорость света в среде} \end{aligned}$$

Основное уравнение для ЭМ колебаний:

$$\frac{\partial^2 f(t, \vec{r})}{\partial t^2} = \sigma^2 \Delta f(t, \vec{r})$$

Принцип суперпозиции

Результат механических одновременных воз действий представляет собой простую сумму результатов, выраженных какими либо количествами в единицах.

Этот принцип верн. в том случае, когда свойство принципиального источника не зависит от него, накапливается ли она или же под действием принципиального будущего или нет, а эта зависимость всегда имеет место, если воздействие не становится слишком велико.

Безумие ЭМ поля

Это более способное переносить энергию в пр-ве. Переход энергии от точки к точке в ЭМ более удобна в виде обстоятельством, что величины электрической и магнитной напряженности накапливаются в фазе. Такое явление наз-ся безумием.

Плоские и сферические волны

Плоское: $f(t, \vec{r}) = f(t, z)$

$$\frac{\partial^2 f}{\partial z^2} - \nu^2 \frac{\partial^2 f}{\partial r^2}$$

одно решение: $f(t, z) = f(t \pm \frac{z}{v})$

Униплоское безумие волна

Воли. Фронт- плоскость

Сферическое: $f(t, \vec{r}) = f(t, r)$

$$f(t, \vec{r}) = f(t - \frac{r}{v})$$

Уни-сфер. Волна

Воли. Фронт- сфер

Фронт волни- совокупность точек пр-ва, нач. в одной фазе

Гармонические волны:

$$f(t, z); \quad f(t, 0) = a \cos(\omega t + \varphi_0)$$

$$\varphi(z) = -kz + \varphi_0 - \text{ нач. фаза}$$

$$f(t, z) = a \cos(\omega(t - \frac{z}{v}) + \varphi_0) = a \cos(\omega t - kz + \varphi_0)$$

в произв. точк

$$k = \frac{\omega}{v} = \frac{2\pi}{\lambda}$$

$$f(t, \vec{r}) = a \cos(\omega t - k\vec{r} + \varphi_0) = a \operatorname{Re}(e^{i(\omega t - k\vec{r} + \varphi_0)}) = \operatorname{Re}(R e^{i(-k\vec{r} + \varphi_0)} e^{i\omega t})$$

$$\rightarrow \operatorname{Re}(f(t, \vec{r}))$$

$$\hat{f}(t, \vec{r}) = a e^{i(\varphi_0 - k\vec{r})} e^{i\omega t}$$

$$\hat{f}(t, \vec{r}) = \hat{A}(\vec{r}) e^{i\omega t} \quad \hat{A}(\vec{r}) - \text{ конст. амплитуда}$$

$$\begin{cases} f(t, r) = \hat{A}(r) e^{i\omega t} \\ \hat{A}(r) = \frac{1}{r} e^{i(\varphi_0 - kr)} \end{cases} \begin{cases} \text{галь} \\ \text{сп.} \\ \text{воли.} \end{cases}$$

Билет №2

Пучок - световая волна, модулированная в пространстве

Инспульс - световая волна, модулированная во времени.

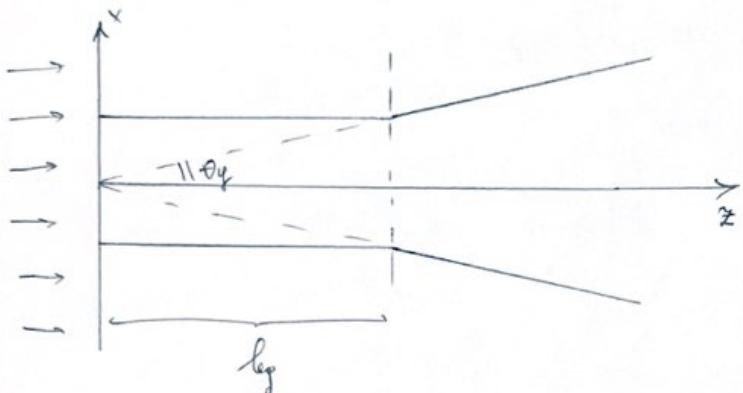
$$d \gg \lambda \sim 0,5 \cdot 10^6 \text{ нм}$$

$$T \gg T \sim 2 \cdot 10^{-15} \text{ с}$$

Пучки: в опт. диапазоне могут формироваться направления пучки света, которое распред. преимущественно вдоль одной оси
В поперечных направлениях амплитуда резко спадает от центральной пучки к его периферии.

Инспульсы: это инспульсы - световые вспышки, которые временно огранич. времени.

Модели различных световых волн.



$$d \gg \lambda$$

b_g - угол накр. паск-ти пучка

b_g - длина пучка

$$b_g \sim \frac{d^2}{4\lambda}$$

1) квадроцилиндрическая гарм. волна $f(t, x, y, z) = a(x, y) \cos(\omega t - kz + \varphi_0)$
 $a \leq z \leq b_g$ - геом. оптика

2) плоская гарм. волна $\begin{cases} 0 \leq z \leq b_g \\ R = \sqrt{x^2 + y^2} \ll d \end{cases}$
 $f(t, z) = a \cos(\omega t - kz + \varphi_0)$

3) квадросферическая гарм. волна: $f(t, k_x, k_y, r) = \frac{a(k_x, k_y)}{r} \cos(\omega t - kr + \varphi_0)$
 $z \gg b_g$ - дальнее поле

4) сфер. гарм. волна $z \gg b_g$, $R \ll b_g \Gamma \sim \frac{\partial r}{d}$
 $f(t, r) = \frac{a}{r} \cos(\omega t - kr + \varphi_0)$

5) плоская волна с уд. амплитудой $z \gg b_g$, $R \ll \sqrt{r\lambda}$
 $f(t, z) = \frac{a}{z} \cos(\omega t - kz + \varphi_0)$

6) плоская волна: $z \gg b_g$, $R \ll \sqrt{r\lambda}$, $\Delta z \ll z$ $f(t, z) = a \cos(\omega t - kz + \varphi_0)$

Квадроцил. и инспульс - инспульс, где ком. выполнено условие $\frac{\lambda}{\delta\lambda} \gg 1$

λ - среднее значение длины волны источника,

$\delta\lambda$ - диапазон длины волны

$$\frac{\lambda}{\delta\lambda} = \frac{\bar{\lambda}}{\Delta\lambda} = \frac{\bar{\lambda}}{\delta k} \gg 1$$

Энергетика световых пучков и импульсов.

$$E(t, x, y, z) = E_0(x, y) \cos(\omega t - kz + \varphi_0)$$

$$I(x, y) = \frac{1}{2} \epsilon_0 \epsilon_0 \delta E_0^2(x, y)$$

$$(I = \langle S \rangle = \tau \epsilon \epsilon_0 \delta E^2) = \frac{1}{2} \epsilon_0 \epsilon \delta E_0^2$$

$$P = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} I(x, y) dx dy = I_{\text{заряд}} \approx , \quad I_{\text{заряд}} = \frac{P}{\tau} \text{ - мощность пучка}$$

$$E(t, x, y, z) = E_0(t - \frac{z}{c}, x, y) \cos(\omega t - kz + \varphi_0(t - \frac{z}{c}))$$

τ - длительность импульса, $\tau \gg T$

Фиксация импульса; T_p - время измерения прибора

$$I_p > I \gg T$$

$$I(t - \frac{z}{c}, x, y) = E_0^2(t - \frac{z}{c}, x, y) \cdot \frac{1}{2} \epsilon_0 \epsilon \delta$$

$$W = \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} I(t - \frac{z}{c}, x, y) dx dy \right) dt = I_{\text{заряд}} T = P_{\text{заряд}} T$$

(длительность светового импульса)

$$I_{\text{заряд}} = \frac{W}{\tau T}, \quad P_{\text{заряд}} = \frac{W}{T}, \quad F_{\text{заряд}} = \sqrt{\frac{2 P_{\text{заряд}}}{\epsilon \epsilon_0 \delta}}$$

Билет №3

Базисное уравнение: $\frac{\partial^2 f(t, \vec{r})}{\partial t^2} - \sigma^2 \frac{\partial^2 f(t, \vec{r})}{\partial \vec{r}^2}$

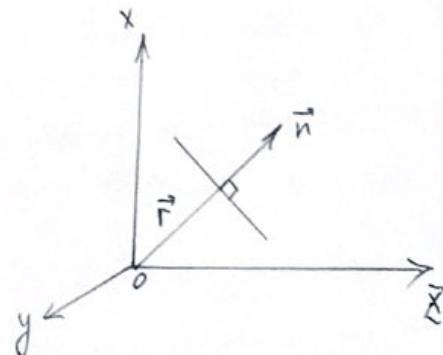
Общее решение: $f(t, \vec{r}) = f(t - \frac{(\vec{r}, \vec{r})}{\sigma^2}) + f(t + \frac{(\vec{r}, \vec{r})}{\sigma^2})$

$$|\vec{u}| = 1$$

$\Gamma = (\vec{r}, \vec{u})$ — коор-та фронта волны

Решение ур-я — суперпозиция двух волн (плоских), движущихся в противоположных направлениях

Свойства волн:



$$1. \text{ rot } \vec{E} = [\vec{r} \times \vec{E}] = \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ E_x & E_y & E_z \end{vmatrix} = -\frac{1}{\sigma} \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ u_x & u_y & u_z \\ \dot{E}_x & \dot{E}_y & \dot{E}_z \end{vmatrix} = -\frac{1}{\sigma} [\vec{u} \times \vec{E}] = -\vec{B}$$

$$\frac{1}{\sigma} [\vec{u} \times \vec{E}] = \vec{B}, \text{ где } \vec{H} \text{ аналогично: } -\frac{1}{\sigma} [\vec{u} \times \vec{H}] = \vec{A}$$

$$(\vec{u}; \vec{B}) = 0$$

$$(\vec{u}; \vec{A}) = 0$$

Электромагнитные волны
наперегонки

$$2. \frac{1}{\sigma} [\vec{u} \times \vec{E}] = \vec{B}$$

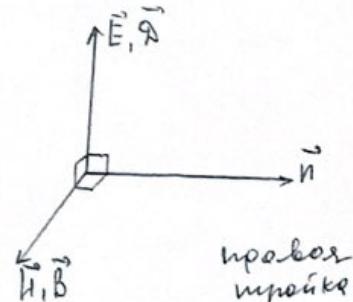
$$\frac{1}{\sigma} E = B \quad \sigma = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}, \quad B = \mu_0 \mu H$$

$$\Rightarrow \sqrt{\epsilon_0 \epsilon} E = \sqrt{\mu_0 \mu} H$$

в одно и то же мгновен.

времени, в одном и то же

моменте пространства



$\vec{E} \text{ и } \vec{H}$
перпендикулярно

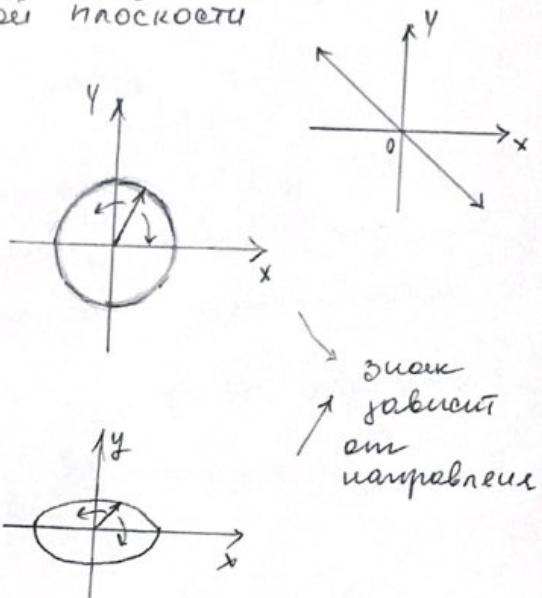
Полеризация света

Полеризация - характеристика излучения света, описываемая поворотом вектора колеблющегося вектора в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волн.

1. Плоская поляризация - колебание вектора амплитуды в одной плоскости (плоскость)

2. Круговая поляризация - конец вектора амплитуды описывает окружность в плоскости (циркуляция) колебаний

3. Эллиптическая поляризация - конец вектора амплитуды описывает эллипс в плоскости колебаний



Излучение естественных источников света представляет собой пример EM волны со всевозможными равновероятными ориентациями вектора \vec{E} , т.е. с неопределенным состоянием поляризации,

Билет N 4.

Поток и плотность потока энергии.

$d\omega = \omega d\Omega dt$ - энергия, перенесенная
через поверхность $d\Omega$ за время dt

ω - объемная плотность энергии

$$S = \frac{d\omega}{d\Omega dt} - \text{плотность}$$

потока энергии

$$\vec{s} = S\vec{n} - \text{вектор Умова}$$

$$\omega = \frac{1}{2} (\vec{E}, \vec{n}) + \frac{1}{2} (\vec{H}, \vec{B}) = \frac{1}{2} \epsilon_0 E E^2 + \frac{1}{2} \mu_0 H H^2 = \sqrt{\epsilon_0 \epsilon} E \sqrt{\mu_0 \mu} H = \frac{EH}{2}$$

$$\vec{s} = \omega \vec{n} = [\vec{E} \times \vec{H}] - \text{вектор Умова - Пойнгера}$$

$$I = \int s dV_{tp}, \quad t_p - \text{время прохождения прибора}$$

Закон изменения энергии в M вол.



$$\sum \left\{ \begin{array}{l} \text{rot } \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \text{rot } \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} (\vec{H}, \text{rot } \vec{E}) - (\vec{E}, \text{rot } \vec{H}) = -(\vec{j}, \vec{E}) - \\ - (\vec{E}, \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}) - (\vec{H}, \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}) \end{array}$$

$$\text{div} [\vec{E} \times \vec{H}] = -P_v - \frac{\partial \omega}{\partial t}$$

$$[P_v] = \left[\frac{Nm}{m^3} \right]$$

объемная плотность
изменения мощности

$$\frac{d\omega}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{(\vec{E}, \vec{B})}{2} + \frac{(\vec{H}, \vec{D})}{2} \right) = \epsilon_0 \epsilon \vec{E} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \mu_0 \mu \vec{H} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = (\vec{E}, \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}) + (\vec{H}, \frac{\partial \vec{B}}{\partial t})$$

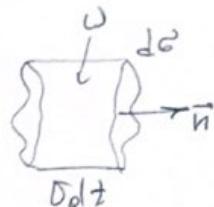
$\text{div } \vec{s} = -P_v - \frac{\partial \omega}{\partial t}$ - закон изменения ЭМ энергии в дифференциальной форме.

$$\int_V \text{div } \vec{s} dV = -P_v - \frac{\partial \omega}{\partial t}$$

$$\int_V \vec{s} d\Omega = \int_V \text{div } \vec{s} dV, \quad d\Omega = d\Omega \vec{n}$$

$$-\frac{\partial \omega}{\partial t} = P_v + \int_V \vec{s} d\Omega - \text{закон изменения ЭМ энергии}$$

в интегральной форме



Билет № 5.

ЭМ волна несет энергию, но и импульс.

$$E = pc, \quad p = \frac{E}{c} = \frac{t\omega}{c} = \hbar k$$

$$\vec{p} = \hbar \vec{k}$$

Р-импульс фотона

Е-энергия фотона

c - скорость света в

\vec{k} - волновой вектор

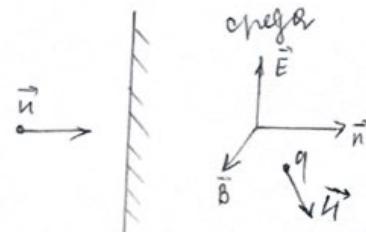
Падение света

$$\begin{aligned}\vec{F}_L &= q\vec{E} + q[\vec{u} \times \vec{B}] = q\vec{E} + q[\vec{u} \times (\vec{u} \times \vec{E})] \frac{1}{c} = \\ &= q\vec{E} + \frac{q}{c}(\vec{u}(\vec{u}, \vec{E}) - \vec{E}(\vec{u}, \vec{u})) = q\vec{E} + \\ &+ \frac{1}{c} \vec{u} Pq - \frac{q}{c} \vec{E} u_n\end{aligned}$$

Pq - мощность работы электрических си.

$$\langle \vec{F}_L \rangle = q \langle \vec{E} \rangle^T + \frac{1}{c} \langle Pq \rangle \vec{u} - \frac{q}{c} \langle \vec{E} \rangle^T \vec{u} u_n \Rightarrow$$

$$\langle \vec{F}_L \rangle = \frac{1}{c} \langle Pq \rangle \vec{u}$$



Таким образом получаем в среде полное

$$IdG = \sum \langle Pq \rangle$$

(q(dV))

Далее будем считать ЭМ энергию

$$P = \frac{dF}{dG} = \frac{I}{c} = \frac{\langle w \rangle}{c} = \langle w \rangle$$

поглощение света

$$d\vec{F} dt = \vec{g} dtdG, \quad \vec{g} - \text{объемная плотность импульса ЭМ волны.}$$

$$\vec{g} = \frac{d\vec{F}}{dG} \frac{1}{c} = \frac{P}{c} \vec{u} = \frac{\langle w \rangle}{c} \vec{u} = \frac{I}{c^2} \vec{u}, \quad P = \langle w \rangle$$

Т.к. свет это ЭМ поперечные волны, то, падая на пог-ть приводника, он должен приводить следующие действия:

электрический вектор создает пол., на который будем влиять вектор магнитного поля, при этом сила Ампера действует по направлению к распространению света.

Таким образом, консервативное взаимодействие между светом и приводящим его полем приводит к вспомогательному

давление на тело.

Если рассматривать давление света в рамках
меньши фотонов:

$N\hbar\omega = E$ - полок энергии

(кол-во фотонов, падающих на единичную поверхность
в единицу времени).

$P = E/c$ - давление света

$$P = \frac{N\hbar\omega}{c}$$

$$(1-R)N\frac{\hbar\omega}{c} + RN_0\frac{\hbar\omega}{c} = N\frac{\hbar\omega}{c}(1+R) \Rightarrow P = N\frac{\hbar\omega}{c}(1+R)$$

R - коэф. отражения.

Билет №6

Метод спектрального описания колебаний.

Расложение периодического колебания (импульса или пульса) на совокупность эллиптических колебаний с помощью преобразования Фурье, а также принципа суммирования колебаний.

Интеграл Фурье

Несходящее и достаточное условие для представления функции $f(x)$ в виде интеграла Фурье - $\exists \int_{-\infty}^{+\infty} |f(t)| dt$

Интеграл Фурье: $f(t) = \frac{1}{\pi} \int_0^{+\infty} (a(\omega) \cos(\omega t) + b(\omega) \sin(\omega t)) d\omega$

Кодифицируем:
Фурье: $\begin{cases} a(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) \cos(\omega t) dt & a(\omega) = a(-\omega) \\ b(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) \sin(\omega t) dt & -b(\omega) = b(-\omega) \end{cases}$

Сост.: $\begin{cases} f(t) - \text{четное} \Rightarrow b(\omega) \equiv 0 \\ f(t) - \text{нечетное} \Rightarrow a(\omega) \equiv 0 \end{cases}$

$g(\omega) = \sqrt{a(\omega)^2 + b(\omega)^2}$ - спектральная амплитуда

$g(\omega) = g(-\omega) > 0$

$f(t) = \frac{1}{\pi} \int_0^{+\infty} g(\omega) \left(\frac{a(\omega)}{g(\omega)} \cos(\omega t) + \frac{b(\omega)}{g(\omega)} \sin(\omega t) \right) d\omega$

$\cos \varphi(\omega) = \frac{a(\omega)}{g(\omega)}$

$\varphi(\omega)$ - спектральная фаза

$\sin \varphi(\omega) = \frac{b(\omega)}{g(\omega)}$

$f(t) = \frac{1}{\pi} \int_0^{+\infty} g(\omega) \cos(\omega t - \varphi(\omega)) d\omega = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} g(\omega) \cos(\omega t - \varphi(\omega)) d\omega$

$f(i\omega) = a(\omega) - i b(\omega) = g(\omega) \cos(\varphi(\omega)) - i \sin(\varphi(\omega)) = g(\omega) e^{-i\varphi(\omega)}$

$f(i\omega) = g(\omega) e^{-i\varphi(\omega)}$ - компл. спектр. амплитуда

$|f(i\omega)| = g(\omega)$

$f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} g(\omega) \cos(\omega t - \varphi(\omega)) d\omega + \underbrace{\frac{i}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} g(\omega) \sin(\omega t - \varphi(\omega)) d\omega}_{=0} =$
 $= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} g(\omega) e^{i(\omega t - \varphi(\omega))} d\omega$

$$g(\omega) e^{-i\varphi(\omega)} = f(i\omega)$$

$f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} f(i\omega) e^{i\omega t} d\omega$ - обратное преобразование Фурье

$f(i\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) e^{-i\omega t} dt$ - прямое преобразование Фурье

Свойства:

1. $f^+(i\omega) = f(-i\omega)$

$|f(i\omega)|^2 = f^2(\omega)$ - спектральная плотность

2. $f(t)$ - чисто физич.

$$\beta(\omega) \equiv 0$$

$$f(i\omega) = a(\omega)$$

$$g(\omega) = |f(i\omega)| = |a(\omega)| \quad \varphi(\omega) = \begin{cases} 0, & a(\omega) > 0 \\ \pi, & a(\omega) < 0 \end{cases} \quad (g(\omega) > 0)$$

$$|f(i\omega)|^2 = |a(\omega)|^2$$

3. $f(t)$ - нечетные функции

$$a(\omega) \equiv 0$$

$$f(i\omega) = -i\beta(\omega)$$

$$g(\omega) = |\beta(\omega)|$$

$$|f(i\omega)|^2 = |\beta(\omega)|^2$$

$$\varphi(\omega) = \begin{cases} \frac{\pi}{2}, & \beta(\omega) > 0 \\ \frac{3\pi}{2}, & \beta(\omega) < 0 \end{cases} \quad (g(\omega) < 0)$$

Билет № 7

Свойства преобразований Фурье

1) Суперпозиция импульсов

ЛК Фурье-образов один - Фурье-образ ЛК этих функций.

$$F(t) = \sum_j \alpha_j f_j(t) \quad (\alpha_j = \text{const})$$

$$F(i\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \sum_j f_j(t) \alpha_j e^{-i\omega t} dt = \sum_j \alpha_j \int_{-\infty}^{+\infty} f_j(t) e^{-i\omega t} dt = \sum_j \alpha_j f_j(i\omega)$$

2) Смещение импульса по времени

$$f(t) = f(t \pm t_0)$$

$$F(i\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t \pm t_0) e^{-i\omega t} dt = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) e^{-i\omega t} e^{\pm i\omega t_0} dt = e^{\pm i\omega t_0} f(i\omega) = F(\omega) e^{-i\Phi(\omega)}$$

При сдвиге времени меняется только фаза

$$f(i\omega) = f(\omega) e^{-i\varphi(\omega)}, \quad F(\omega) = f(\omega), \quad \Phi(\omega) = \varphi(\omega) + \omega t_0$$

3) Умножение на коэффициент времени

$$f(t) = f(\alpha t) \quad \alpha = \text{const} (t) \quad \tau = \alpha t$$

$$F(i\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(\alpha t) e^{-i\omega t} dt = \int_{-\infty}^{+\infty} f(\tau) e^{-i\omega \frac{\tau}{\alpha}} \frac{1}{\alpha} d\tau = \frac{1}{\alpha} f(i\frac{\omega}{\alpha})$$

$$F(\omega) = |F(i\omega)| = \frac{1}{|\alpha|} f\left(\frac{\omega}{\alpha}\right)$$

$$f_i\left(\frac{\omega}{\alpha}\right) = f\left(\frac{\omega}{\alpha}\right) e^{-i\varphi\left(\frac{\omega}{\alpha}\right)} \quad F(i\omega) = F(\omega) e^{-i\Phi(\omega)}$$

$$\Phi(\omega) = \varphi\left(\frac{\omega}{\alpha}\right) + \begin{cases} 0, & \alpha > 0 \\ \pi, & \alpha < 0 \end{cases}$$

4) Составление изображения импульса и спектра

Длительность импульса-интервал времени, во время которого величина импульса существует ограничена нулем.

$$f(t) = q-p, \text{ описв. импульс}$$

$$\Delta t = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{f(i\omega) dt}{f(0)} \quad \Delta\omega = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} f(i\omega) d\omega}{f(i\omega=0)} = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \alpha(\omega) d\omega}{\alpha(0)} \quad \Delta t - \text{длительность импульса}$$

$$\Delta\omega \Delta t = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} f(i\omega) d\omega}{\int_{-\infty}^{+\infty} f(t) dt} \cdot \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} f(t) dt}{\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} f(i\omega) d\omega} = 2\pi \Rightarrow \Delta\omega \Delta t = 2\pi$$

норма

обратное

$\Delta\omega - \text{ширина спектра}$

$(e^{i\omega t} (i\omega=0)=1, e^{i\omega t} (t=0)=1)$

5) Спектральное представление

$$F(t) = f(t) \cos(\omega_0 t) \quad \Delta t \gg T_0 = \frac{2\pi}{\omega_0}$$

$$\Delta \omega = \frac{\Delta t}{T_0} \ll \frac{\Delta t}{T_0} = \omega_0 \Rightarrow \Delta \omega \ll \omega_0$$

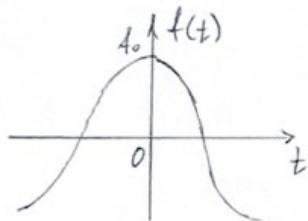
Теорема Планшара:

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{+\infty} |f(t)|^2 dt &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} |f(i\omega)|^2 d\omega \\ \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) f^*(t) dt &= \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) \left(\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} f(i\omega) e^{i\omega t} d\omega \right)^* dt = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) f^*(i\omega) e^{-i\omega t} dt d\omega = \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} f(i\omega) f^*(i\omega) d\omega = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} |f(i\omega)|^2 d\omega \end{aligned}$$

Примеры преобразование фигур

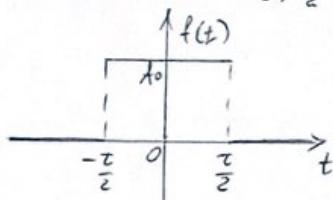
1) гармоническое колебание

$$f(t) = f_0 \cos(\omega_0 t)$$



2) неомогольный импульс

$$f(t) = \begin{cases} f_0, & t \in [-\frac{T}{2}; \frac{T}{2}] \\ 0, & t \in [-\frac{T}{2}; \frac{T}{2}] \end{cases}$$



Связь спектра в спектральной плоскости и временных

$S(\omega)$ - спектр. плотность I

$$I = \frac{1}{T} \int_0^T E^2(t) dt = \frac{1}{T} \int_{-\infty}^{+\infty} |E(t)|^2 dt = \frac{1}{T\pi} \int_0^{+\infty} |E(i\omega)|^2 d\omega = \int_0^{+\infty} S(\omega) d\omega \Rightarrow$$

$$S(\omega) = \frac{|E(i\omega)|^2}{T\pi}$$

$$dI = S(\omega) d\omega$$

$$t \notin [0; T] \quad E(t) = 0$$

Рисунок звук. колебл. врем. спектр.: $T_0 \gg T_0$.

$$E_n(t) = 0, \quad t \notin [0, T_n]$$

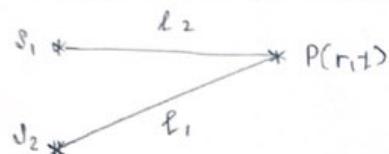
$$I = \lim_{T_n \rightarrow \infty} \frac{1}{T_n} \int_0^{T_n} |E_n(t)|^2 dt = \lim_{T_n \rightarrow \infty} \frac{1}{T_n} \frac{1}{\pi} \int_0^{T_n} |E(i\omega)|^2 d\omega = \int_0^{+\infty} S(\omega) d\omega \Rightarrow$$

$$\Rightarrow S(\omega) = \lim_{T_n \rightarrow \infty} \frac{|E(i\omega)|^2}{\pi T_n}$$

Билет № 8

Интенсивность света - пространственное распределение общей плотности энергии в световой волны при излучении световых волн.

Двухвольновое интерференция



$$\vec{E}(t) = \vec{E}_1(t) + \vec{E}_2(t)$$

$$I = \langle \vec{E}(t)^2 \rangle = I_1 + I_2 + 2 \langle \vec{E}_1(t) \vec{E}_2(t) \rangle$$

$$I = I_1 + I_2 + 2 \langle \vec{E}_1(t) \vec{E}_2(t) \rangle - \text{основное ур-е}$$

Когерентность

Когерентное колебание - колебание, между которыми существует постоянное соотношение фаз.

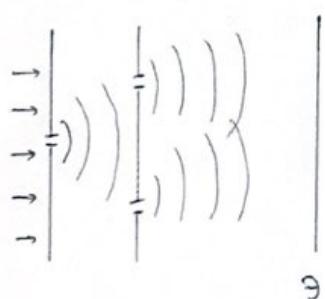
При суперпозиции двух когер. пульсаций: $\langle \vec{E}_1(t) \vec{E}_2(t) \rangle \neq 0 \Rightarrow I \neq I_1 + I_2$

Две некогер. пульсации: $\langle \vec{E}_1(t) \vec{E}_2(t) \rangle = 0 \Rightarrow I = I_1 + I_2$

Методы получения когерентных пульсаций:

- 1) метод генерации амплитуд (интерф-р Аммансона)
- 2) метод генерации волнового фронта (интерф-р Юнга)

Схема Юнга:



Многохроматическое волнистое

$$E_{1,2} = a_{1,2} \cos(\omega t - k l_{1,2} + \varphi_{1,2}) = \\ = a_{1,2} \cos(\omega t + \varphi_{1,2})$$
$$I_{1,2} = \langle (E_{1,2}(t))^2 \rangle = \frac{a_{1,2}^2}{2} \Rightarrow a_{1,2} = \sqrt{2 I_{1,2}}$$

$$I = I_1 + I_2 + 2 \langle a_1 a_2 \cos(\omega t + \varphi_1) \cos(\omega t + \varphi_2) \rangle = \\ = I_1 + I_2 + 4 \sqrt{I_1 I_2} \langle \frac{1}{2} \cos(2\omega t + \varphi_1 + \varphi_2) + \cos(\varphi_2 - \varphi_1) \rangle$$
$$I = I_1 + I_2 + 2 \sqrt{I_1 I_2} \cos \Delta \varphi$$

$$I = I_1 + I_2 + 2 \sqrt{I_1 I_2} \cos \Delta \varphi$$

$$I_{\max} = (\sqrt{I_1} + \sqrt{I_2})^2, \Delta \varphi = 2\pi m, m \in \mathbb{Z}$$

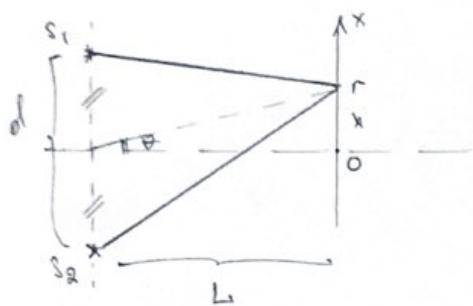
$$I_{\min} = (\sqrt{I_1} - \sqrt{I_2})^2, \Delta \varphi = \pi + 2\pi m, m \in \mathbb{Z}$$

m - порядок интерференции

Физикальные выражения $V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \Rightarrow 0 \leq V \leq 1$

Равн. неоднород. зону: $V = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} \Rightarrow V = \text{const}$

Линейное в геометрии выражение



$$\begin{aligned} L \gg d, L \gg x \quad & l_1^2 = L^2 + \left(x - \frac{d}{2}\right)^2 \\ & l_2^2 = L^2 + \left(x + \frac{d}{2}\right)^2 \\ & l_2^2 - l_1^2 = 2xd \\ & 2\Delta l \cdot L = 2 \times d \Rightarrow \Delta l = x \frac{d}{L} = \beta x \end{aligned}$$

Δx - минимальная дифракция

$$\Delta l_{\max} = m\lambda = \frac{d}{L} x_{\max} \Rightarrow \Delta m = 1$$

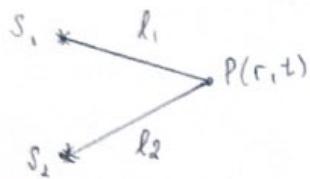
$$\Delta x = \frac{\Delta L}{d}$$

$\Delta\theta$ - угловая разрешающая способность

$$\Delta\theta = \frac{\Delta x}{L} = \frac{\lambda}{d}$$

Билет № 9

Многокомпонентные колебания вол.



$$E(t) = E_1(t) + E_2(t)$$

$$E_{1,2}(t) = a_{1,2}(t) \cos(\omega_0 t - k_0 l_{1,2} + \varphi_{0,1,2}(t)) = \\ = a_{1,2}(t) \cos(\omega_0 t + \varphi_{1,2}(t)) \quad T \gg T_0$$

$$I_{\text{res}}(t) = \langle (E_{1,2}(t))^2 \rangle = \langle a_{1,2}^2 \cos^2(\omega_0 t + \varphi_{1,2}(t)) \rangle = \frac{1}{2} \langle a_{1,2}^2(t) \rangle$$

$$I = I_1(t) + I_2(t) + 2 \langle E_1(t) E_2(t) \rangle = I_1(t) + I_2(t) + 2 \langle a_1(t) a_2(t) \cos(\omega_0 t + \varphi_1(t)) \cdot \cos(\omega_0 t + \varphi_2(t)) \rangle = I_1(t) + I_2(t) + \langle a_1(t) a_2(t) \cos(2\varphi(t)) \rangle$$

$T_p < T$ — физ. нестабильность

- $T_p > T \rightarrow$
- макс ($S(\Delta\varphi(t)) < \pi$) при T_p , то инт. картина будет нестабильной, опр. изменение наимен. разн — условие нестабильности
 - $\Delta\varphi(t) \approx \text{const}$ при T_p

Спектральное описание

$$I(\Delta\varphi) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \frac{1}{T_0} \int_0^\infty S(\omega) \cos(\omega \Delta\varphi) d\omega \quad - \text{ур-е колебаний.}$$

$$I_0 = \int_0^\infty S(\omega) d\omega \quad \text{спектр. плотность}$$

$$I_{1,2} = \int_0^\infty I_0 = \int_0^\infty S(\omega) d\omega = \int_0^\infty S_{1,2}(\omega) d\omega \Rightarrow S(\omega) \quad - \text{спектр. плотность}$$

$$dI_{1,2} = a_{1,2} S(\omega) d\omega$$

$$dI = dI_1 + dI_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \Delta\varphi \Rightarrow I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \frac{1}{T_0} \int_0^\infty S(\omega) \cos(\omega \Delta\varphi) d\omega$$

$$\text{Фигурическое выражение: } V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$$

$$0 \leq V \leq 1 \quad \leftarrow I_{\min} = 0$$

$$I_{\max} = I_{\min}$$

Время корреляции — максимальное время, за которое при колебании картина еще верна.

Длительность колебаний — максимальное время горя двух неоднородных волн, при которой еще наблюдается нестабильность.

$$L_k = c T_k \quad m = \frac{T_k}{T_0} = \frac{L_k}{\lambda} = \frac{\omega_0}{\Delta\omega} \quad - \text{макс. порядок нестабильности}$$

Условие неравнозначности спектральной картины:

$$(1 + \Delta\lambda) m = \lambda (m + 1) \Rightarrow \Delta\lambda = \frac{\lambda}{m}, \quad m = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \quad - \text{макс. порядок нестабильности}$$

Временная когерентность

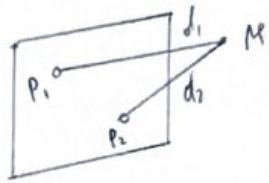
Пусть есть интерферометр с две отверстиями P_1 и P_2 , расположенные одинично.

Он вершил как источник света.

Точки P_1 и P_2 могут излучать

Тогда колебание векторов $\vec{E}_{1,2}$:

$\vec{E}_1(P_1, t+\tau)$ и $\vec{E}_2(P_2, t)$ означают что между моментами времени, когда они совершаются. Тогда имеет место временная когерентность колебаний.



Бычек № 10.

Временное описание интегрорелаксии.

$$\begin{array}{c} S_3(E_3(t_1)) \\ \nearrow \ell_1 \\ P(t) \\ \searrow \ell_2 \\ S_2(E_2(t_2)) \end{array}$$
$$E_1(t_1) = E_1(t - \frac{\ell_1}{v})$$
$$E_2(t_2) = E_2(t - \frac{\ell_2}{v})$$
$$\Delta t = t_2 - t_1 = \frac{\Delta l}{v} \quad t_2 = t_1 + \Delta t$$

$$I = I_1 + I_2 + 2 \underbrace{\langle E_1(t_1) E_2(t_2) \rangle}_{B_{12}(t_1, t_2)}$$

$B_{12}(t_1, t_2) = \langle E_1(t_1) E_2(t_2) \rangle$ - оп-е вязкостной корреляции, содержащая
шагороднение о колебаниях в разных точках в будущем моменте времени.
(оп-е пространственное-временное корреляции)

Две стационарных процессы,

$$B_{11}(t_1, t_2) = \langle E_1(t_1) E_1(t_2) \rangle = \langle E_1(t) E_1(t + \Delta t) \rangle = B_{11}(\Delta t)$$

$$B_{12}(\Delta t) = \langle \sqrt{\alpha_1 \alpha_2} E_1(t) E_2(t + \Delta t) \rangle = \langle \sqrt{\frac{I_1 I_2}{I_0^2}} E_1(t) E_2(t + \Delta t) \rangle = \frac{\sqrt{I_1 I_2}}{I_0} \underbrace{\langle E_1(t) E_2(t + \Delta t) \rangle}_{B(\Delta t)}$$

$I(\Delta t) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \frac{1}{I_0} B(\Delta t)$ - общая вязкостная
интегрорелаксация при квадратичн. непр. стаци. бол.

Свойства ф-ии корреляции:

1) $B(\Delta t = 0) = I_0$

2) $B(\Delta t \gg T_K) = 0 \quad (\Delta t \rightarrow +\infty)$

3) $B(\Delta t) = B(-\Delta t)$ для стационарных процессов

$$B(-\Delta t) = \langle E_0(t) E_0(t - \Delta t) \rangle = \langle E_0(t + \Delta t) E_0(t) \rangle = B(\Delta t)$$

4) $B(\Delta t)$ периодически осциллирует с T_0 и сдвигается с характерным
временем T

5) Ф-ия временной корреляции для всех болон и про изгиба бол.,
составляя акту. членение, пропорционально.

$$B(\Delta t) = n + f(\Delta t), \quad n - \text{частота следования изгибов}$$

τ -периодичность процесса изгиба

Теорема Винера - Хигина

$$I = I_1 + I_2 + \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_0} \int_0^\infty S(\omega) \cos(\omega \Delta t) d\omega \quad \Rightarrow \quad B(\Delta t) = \int_0^\infty S(\omega) \cos(\omega \Delta t) d\omega$$

$$I = I_1 + I_2 + \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{B(\Delta t)} \quad \int_0^\infty \underbrace{y \text{-е}}_{B(\Delta t)} \text{ Винера - Хигина} \quad 18$$

$$S(\omega) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} B(\Delta\tau) \cos(\omega \Delta\tau) d\omega - \text{как это же есть в интеграле Фурье}$$

$$S(\omega) = \Im(-\omega)$$

$$B(\Delta\tau) = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega) e^{i\omega \Delta\tau} d\omega$$

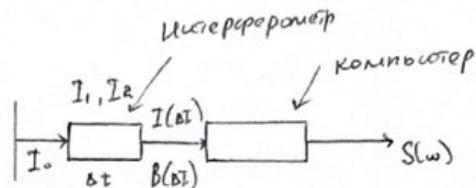
$$S(\omega) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} B(\Delta\tau) e^{-i\omega \Delta\tau} d(\Delta\tau) \quad \text{Уп-ка Винера - Хильдена}$$

Фурье-спектроскопия

Фурье-спектрометр

$$B(\Delta\tau) = \frac{I(\Delta\tau) - (I_1 + I_2)}{2\sqrt{I_1 I_2}} I_0$$

Максимальное время задержки
обеспечит минимизацию
ширины спектра, которая
может быть выражена



$$\Delta\tau > T_K \Rightarrow$$

$$T_K \approx \frac{2\pi}{\Delta\omega} \quad \Delta\omega > \frac{2\pi}{\Delta\tau}$$

$$\Delta\omega_{\min} \approx \frac{2\pi}{\Delta\tau_{\max}} \quad R = \frac{\omega_0}{\omega_{\min}} - \text{коэф. спектральности}$$

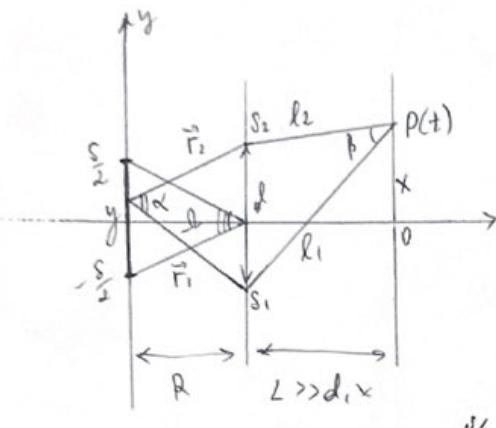
$$R = \frac{\omega_0}{\omega_{\min}} = \frac{2\pi \Delta\tau_{\max}}{T_0 2\pi} = \frac{\Delta\tau_{\max}}{T_0} = \frac{\Delta t_{\max}}{\lambda}$$

$$\Delta\omega_{\min} \ll \omega_0 \Rightarrow$$

$$R = \frac{\omega_0}{\Delta\omega_{\min}} = \frac{\lambda_0}{\Delta\lambda_{\min}}$$

Билет № 11

Пространственное когерентность



α - угол интерференции
 S - гамильтониана

Ω - угловая апертура

$$\Delta\varphi = Kd\beta = K(\beta x + \alpha y)$$

$$dI = dI_1 + dI_2 + 2\sqrt{dI_1 dI_2} \cos(K(\beta x + \alpha y))$$

$$dI_{12} = \frac{dI_1 dI_2}{8} \alpha y$$

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \left| \int_{-\frac{\pi s}{2}}^{\frac{\pi s}{2}} \cos(K(\alpha y + \beta x)) dy \right| = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cdot$$

$$\frac{\sin(K(\frac{\pi s}{2} + \beta x)) - \sin(K(-\frac{\pi s}{2} + \beta x))}{K \pi s} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cdot \frac{\cos(\omega t) \sin(\frac{K \pi s}{2})}{\frac{1}{2} K \pi s} =$$

$$= I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\omega t) \sin(\frac{K \pi s}{2})$$

Угловое значение двух волновых интерференций с участием протяженного источника

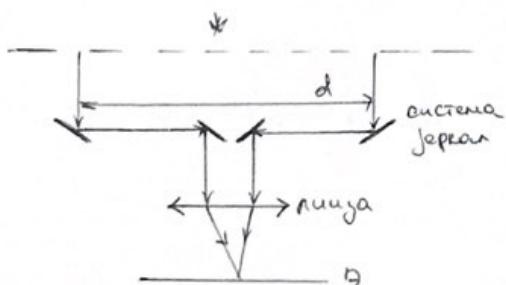
$$V(\alpha, s) = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} \left| \sin \left(\frac{K \pi s}{2} \right) \right| - \text{видимость}$$

Картине видна линия волны: $\frac{K \pi s}{2} < \pi$

$$\frac{2\pi d s}{2\lambda} < \pi \Rightarrow \frac{ds}{\lambda} < 1, R \gg s, d \Rightarrow \frac{ds}{R\lambda} < 1 \Rightarrow d < \frac{R\lambda}{2} = \frac{\lambda}{2} = d_k$$

$$\Omega < \frac{\lambda}{d_k} = \Omega_k - \text{угол когерентности} \rightarrow \text{радиус когерентности}$$

Звездный интерферометр Майкельсона максимумный угол, под кот. виден источник из пласта расположение втор. источников, при кот. они когерентны



В центре картины при максимумной временной когерентности фаза видимости определяется только пространственной когерентностью

$$V(\alpha s) = V(d - l) = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} \left| \sin \left(\frac{K d}{2} \Omega \right) \right|$$

Ω - угловые параметры звезды

$$K \Delta \Gamma = k \alpha \Delta s = K \frac{d}{R} \Delta s = \frac{2\pi d}{\lambda} \Delta \Omega = \pi \Rightarrow \Delta \Omega = \frac{\lambda}{2d} \rightarrow \text{один разрез.}$$

Билет № 12

Метод наложения когерентных волн:

1) Метод решения биоскопа фронта

Две когерентные волны накладываются, как две части фронта волны.

Особенности:

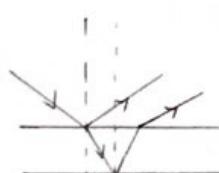
Картина не локализована в пр-ве, образуемая пучками от одной точки источника. Интенсивность волны

2) Метод решения амплитуды
Расщепление волны на полупрозрачной пластинке на две когерентные волны

Особенности:

Картина локализована в пр-ве, образуемая пучками от всех точек источника. Интенсивность волны

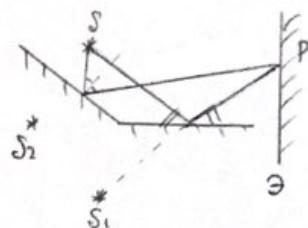
Интерференция в тонких пленках.
Явление, которое возникает в результате разделяния луча света при отражении от верхней и нижней границ тонкой пленки. Возникают световые волны, способные интерферировать



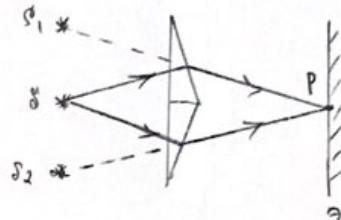
У-я находит толщину пленки выходит налипшее расстояние хода в разных местах пленки.

Оптические методы:

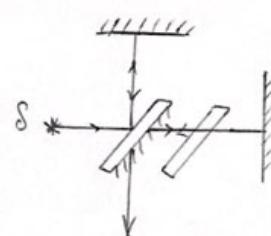
а) Биоскоп фронта



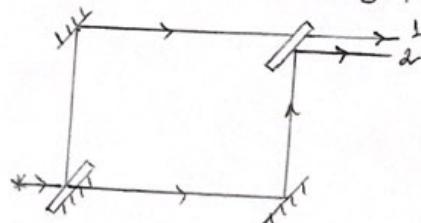
б) Биоскоп фронтов



в) Интерферометр Майкелесона

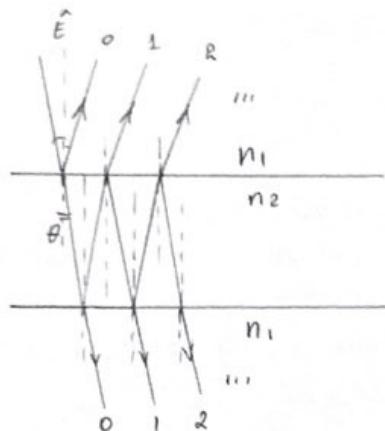


г) Интерферометр Маха-Цандера



Бүлмө №13.

Многокомпонентная интерференция



R_{12}, R_{21} - коэф-ты отражения

t_{12}, t_{21} - коэф-ты проникновения

$R = |R_{12}|^2 = |R_{21}|^2$ - коэф-т отражения по энергии

$T = |t_{12} + t_{21}|$ - коэф-т проникновения по энергии

$$\Psi = k_0 n_2 \frac{d}{\cos \theta} = \frac{2\pi d}{\lambda \cos \theta} - фаза \phi (E_0 + E)$$

$$\hat{E}_0 = \hat{E} t_{12} e^{-i\phi} t_{21} = \hat{E} e^{-i\phi}$$

$$\hat{E} = \hat{E}_0 R e^{i\phi}$$

$$\Phi = k_0 \Delta = \frac{2\pi}{\lambda} 2n_2 \frac{d}{\cos \theta} = \frac{4\pi d}{\lambda \cos \theta} - фаза \phi \\ M/y \hat{E}_0 + \hat{E}$$

$$\hat{E}_2 = \hat{E}_1 R e^{-i\phi} = \hat{E}_1 R^2 e^{-2i\phi} \Rightarrow \hat{E}_k = \hat{E}_0 R^k e^{-ik\phi} - амплитуда K-ой волны$$

$$I_{up}(\phi) = \frac{1}{2} < \hat{E}_{up} \hat{E}_{up}^* > = I T^2 \frac{1}{(1-R e^{-i\phi})(1-R e^{i\phi})} = I T^2 \frac{1}{1+R^2 - 2R \cos \phi} \Rightarrow$$

$$I_{up}(\phi) = \frac{T^2}{(1-R)^2 + 4R \sin^2 \frac{\phi}{2}} - формула Эйри для проницаемых волн$$

Если нет поглощения: $R+T=1 \Rightarrow I_{up} + I_{rp} = I$

$$I_{up}(\phi) = \frac{I 4R \sin^2 \frac{\phi}{2}}{(1-R)^2 + 4R \sin^2 \frac{\phi}{2}} - формула Эйри для отраженных волн$$

Физические величины.

$$V = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \Rightarrow V_{up} = \frac{2R}{1+R^2} \\ V_{rp} = 1$$

Изменение интерференционного коэффициента - изменение $I(\phi)$ на падение волн

$$I_{up} \left(\underbrace{\frac{I_{up}}{max} \pm \frac{I_{up}}{2}}_{\text{коэф-т}} \right) = \frac{I}{2} - при проницаемых$$

При малых α :

$$\sin \alpha \approx \alpha$$

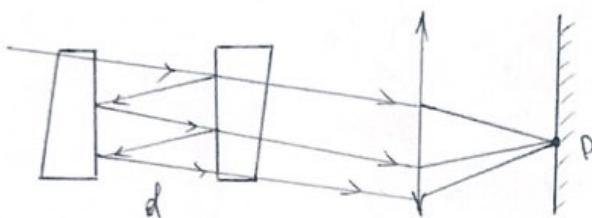
$$I \frac{(1-R)^2}{(1-R)^2 + 4R \left(\frac{I_{up}}{I} \right)^2} = \frac{1}{2} I \Rightarrow I_{up} = \frac{2(1-R)}{\sqrt{R}} - изменился коэф-т при проницаемых волнах. \\ R \rightarrow 1, I_{up} \rightarrow 0$$

$$\delta_{\text{omp}} = 2\pi - \delta_{\text{up}} \Rightarrow R \rightarrow 1 \Rightarrow \delta_{\text{omp}} \rightarrow 2\pi$$

Происедение: яркие узкие полосы на тёмном фоне

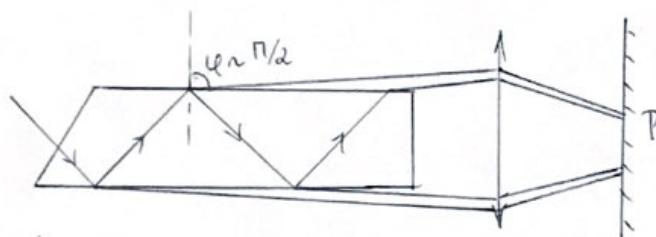
Ограничение: широкие светлые полосы с углами темными полосами.

Интерференция Рэбри-Леро.



картина: концентрические кольца

Пластика Роммера-Герке



картина: полосы.

внутреннего отражения, $R \approx 1$. Но экран не может обогнуть полосы радиуса чаклона.

Стеклянное/ кварцевое
стекло, попадание полуциркульной
плоскости в близи R ,
расположение на расстоянии d ,
Видимые поверхности под некоторым
углом упражняют впереди близкое
отраженное света

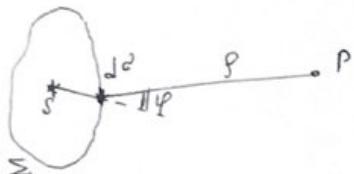
Плоско параллельные
стеклянное/ кварцевое
стекло. Лучи от источника
попадают на срезанный конус.
На границу накрепа
луч падает так, что угол
между падающим лучом и нормалью

Дифракция света - явление отклонения от линий геометрической оптики при распространении света в среде, обусловлено волновой природой света.

Понятие Гюйгенса - Френеля.

Каждый элемент волнового фронта можно рассматривать как центр вторичного волнения, порождающего вторичные волны, а нульпоглощющее поле в каждой точке пространства будет определяться интерференцией этих волн.

Дифракционный интеграл Френеля.



$$A_\Sigma = A_0 \frac{e^{-ikr}}{r}, \quad \varphi - \text{угол дифракции}$$

$$E(P) = a \frac{1}{r} \cos(\omega t - kr + \varphi_0)$$

$$\tilde{E}(P) = \frac{a}{r} e^{i\varphi_0} e^{-ikr} e^{i\omega t} = A(P) e^{i\omega t}$$

$$\iint_{\Sigma} A_\Sigma \frac{e^{-ikr}}{r} k(\varphi) d\sigma = A(P), \quad \text{дифр. интеграл Френеля,}$$

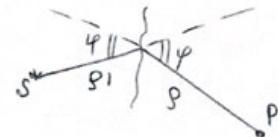
$k(\varphi)$ - коэф-т падения.

Если источников несколько: $A_\Sigma k(\varphi) \Rightarrow \sum_j A_j \iint_{\Sigma} k(\varphi)$

Свойства : 1) $A_S(P) = A_P(S)$

$$2) \text{Радиус прямых и}$$

непрерывных частей экрана больше суммы длин



волн.

Принцип дополнительности волн

$$\sum_{j=1}^n A_j(P) = A(P)$$

$$\iint_{\Sigma} = \iint_{\Sigma_1} + \iint_{\Sigma_2}$$

$$\text{и } A_1(P) + A_2(P) = A(P)$$

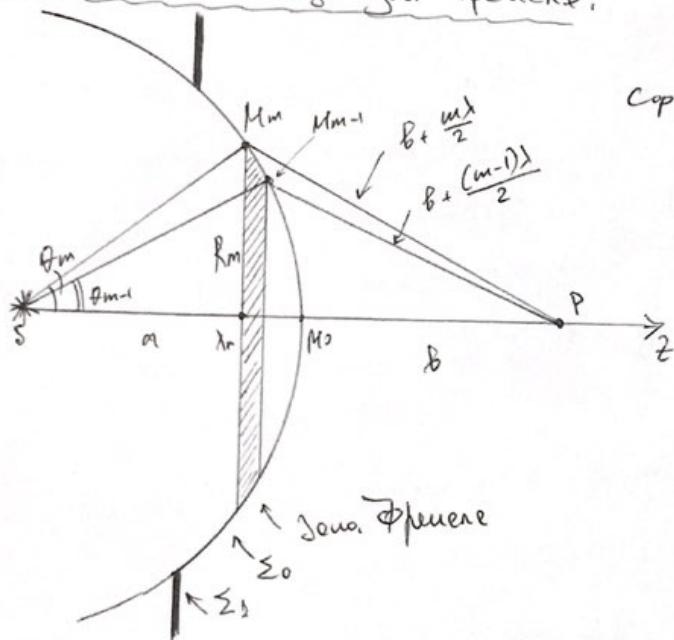
Оба слагаю наклоненных
плоск к плоск экрана. Отверстия
одного совпадают с непрерывными
частями другого, и наоборот.

Билет № 15

Число Френеля:

- 1) в классе светящейся пог-ти баллон фазовым пог-ти $A_{S_0} = \text{const}$,
- 2) зона Френеля - область светящейся пог-ти, послющая поверхности грани конуса они могут наблюдать лучи $\frac{\lambda}{2}$
 $\Delta\phi = \frac{\lambda}{2} = \text{const}$
- 3) $A(P) = \sum_m A_m(\omega_m, \varphi_m, p_m) = \sum_m (-1)^{m-1} |A_m(\omega_m, \varphi_m, p_m)|$

Радиус и площадь зоны Френеля:



Зона Френеля -
сферическая зона из-за сферической
поверхности.

R_m - радиус m -й зоны

$$R_m^2 = a^2 - (a - x_m)^2 = \left(b + \frac{m\lambda}{2}\right)^2 - (b + x_m)^2$$

$$\Rightarrow b_m \lambda \gg \frac{m^2 \lambda^2}{4}$$

$$x_m = \frac{b_m \lambda}{2(a+b)}$$

$$\Rightarrow R_m = \sqrt{\frac{mab\lambda}{a+b}}$$

радиус m -й зоны Френеля

$$d\sigma = a^2 \sin\theta d\Omega d\theta \quad \omega_m = \int_{\theta_{m-1}}^{\theta_m} \int_0^{2\pi} a^2 \sin\theta d\theta d\phi = a^2 2\pi (-\cos\theta_m + \cos\theta_{m-1}) =$$

$$= 2\pi a [-(a - x_m) + (a - x_{m-1})] = \frac{\pi ab\lambda}{a+b} = \text{const}(m)$$

$$\omega_m = \frac{\pi ab\lambda}{a+b}$$

- площадь зоны Френеля.

Число Френеля - число открытых зон.

Амплитудная фазовая юнион пластика

Зоны пластика - пластика с геометрическим вогнутым изгибом концентрических окружностей, нарушившими квадратурный закон Френеля.

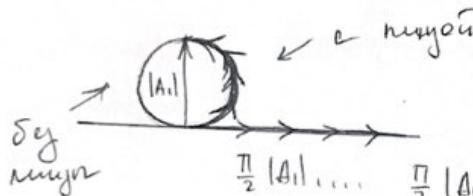
Амплитудная юнион пластика "билинз" либо зеркало, либо юнион Френеля. В результате интенсивность равна нулю. Для зеркальной пластики это не самое.

Фазовая пластика имеет фазу волн на π для всех либо зеркал, либо юнионов Юн.

Однозонная юнион пластика.

Лица с выпуклым краем \Rightarrow максимум либо минимум \Rightarrow

\Rightarrow максимум либо фаза для зеркал, проходящих её в разных точках



Падение Френеля создает амплитуды, распределенные по фазе (рис.)
 $I = N^2 \frac{\pi^2}{4} I_0$ - интенсивность
 в фокусе.

Условие перехода от волновой к геометрической оптике:

$$A(p) = \sum (-1)^{m-1} |A_m| = |A_1| - |A_2| + |A_3| - \dots$$

$$A(p) = |A_1| - \frac{|A_1| + |A_3|}{2} + |A_3| - \frac{|A_3| + |A_5|}{2} + |A_5| - \dots = \frac{|A_1|}{2} +$$

$$+ \begin{cases} \frac{|A_1|}{2}, & N = 2k+1, k \in \mathbb{N} \\ -\frac{|A_1|}{2}, & N = 2k, k \in \mathbb{N} \end{cases}$$

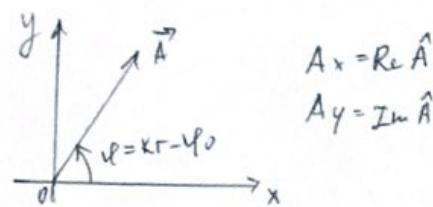
$$N \gg 1 \Rightarrow A(p) \approx \frac{|A_1|}{2} \Rightarrow N \gg 1 - \text{условие надлипения}$$

$$I(p) = \frac{1}{4} I_1 = I_0 \quad \text{геометрическая оптика}$$

Билет № 16

Метод векторных диаграмм

$$\tilde{A}(p) \leftarrow \hat{A}(p) : |\tilde{A}(p)| = |\hat{A}(p)|$$



$A(p) = \sum_m A_m$ - излучающее - сумма всех амплитуд

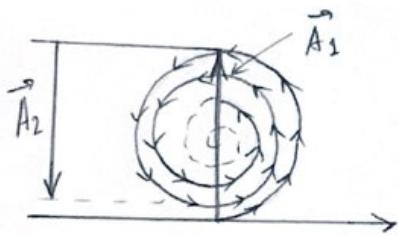
$$A(p) \in \mathbb{C} \Rightarrow$$

$$\sum_j A_j e^{ij} \leftarrow \sum_j \alpha_j \tilde{A}_j$$

$$A = A_0 \frac{e^{-ikr}}{r} = a_0 \frac{e^{-i(kr - \phi_0)}}{r}$$

Спираль Френеля.

Зона Френеля делится на элементарные пограничные зоны Френеля - области сферически чистые, простирающиеся дальше чистых, постоянное расстояние между которыми от точки наблюдения равно $\frac{\lambda/2}{n}$ ($n \gg 1$)



При сложении всех \tilde{A} он падает на зону пограничную между спиралей Френеля

$$\begin{aligned} \tilde{A}_1 &= 1 \text{ зона} \\ \tilde{A}_2 &= 2 \text{ зона} \end{aligned}$$

$$\Delta = \frac{\lambda}{2} \Rightarrow \Delta\phi = \pi$$

Дифракция Френеля на:

1) круглом отверстии

2) ярким пятном

3) отверстии с диаметром $\delta \ll \lambda$

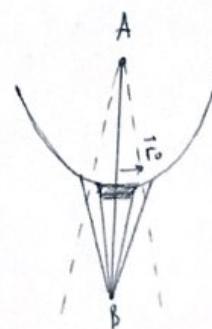
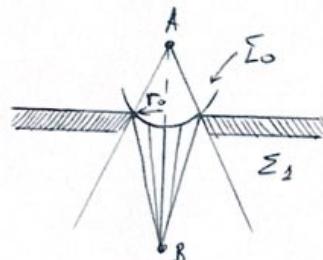
открытое большее/меньшее число зон

Число зон - интенсивность в центре максимумов.

Число зон - в центре стоячие волны

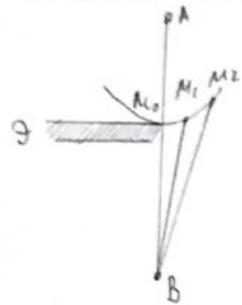
2) круглой дыре

интенсивность в Т.В будем считать ч., как и в оптическом экране. Т.к. все открытия зон неодинаково дифракции на круглом отверстии будут создавать некоторую интенсивность в центре экрана. Вид сплошного пятна - перегибающаяся колыча



Билет № 17.

Разработка на крае полусинусоидального экрана.



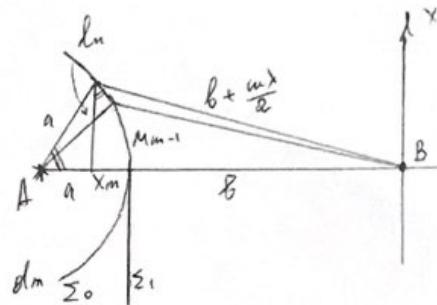
Рассём изображаемой картины с помощью метода Жюльена неудобен, т.к. преломляющий экран не содержит точек Жюльена, а пересекает их. Учёт ^{закрытых} _{открытых} Жюльенов затруднителен.

Разберём поверхность волны на сферические треугольники — пучки. Они изв. Жюльены, вращающиеся вдоль $B M_m - B M_{m-1} = \frac{\lambda}{2}$ при $m = 1, 2, \dots$

$$d_m = R_m = \sqrt{\frac{m\lambda b}{a+b}}$$

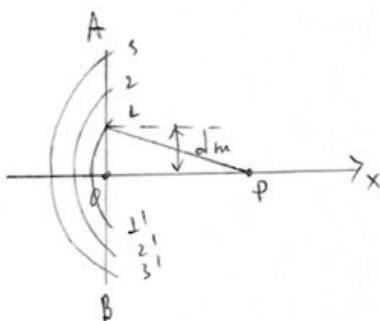
$$\cos \theta_m = \frac{a - x_m}{a} \approx \frac{d_m - d_{m-1}}{l_m} \approx 1$$

$$\begin{aligned} \theta_m &= \frac{4\pi a^2}{2\pi} (\theta_m - \theta_{m-1}) = 2\pi \frac{l_m}{a} = \\ &= 2\pi (d_m - d_{m-1}) = \frac{1}{\sqrt{m+1}} \end{aligned}$$



Задача Шустера

Если подаём плоское волну ($a \rightarrow +\infty$)



$$\Gamma_m = b + \frac{m\lambda}{2}, m = 1, 2, \dots$$

осн. переходят через Т.Р.

Задачи бывшие Т.О. — 1, 2, 3, новые — 1', 2', 3', ...

$$d_m^2 = \left(b + \frac{m\lambda}{2}\right)^2 - b^2 = mb\lambda + \frac{m^2\lambda^2}{4} \propto b m \lambda$$

$$d_1 + d_2 + \dots + d_N = \sqrt{\left(b + \frac{N\lambda}{2}\right)^2 - b^2} \propto \sqrt{b N \lambda} = \sqrt{N} d_1$$

$$h_1 = \sqrt{b\lambda} \quad h_2 = (\sqrt{2}-1)h_1 \quad h_3 = (\sqrt{3}-\sqrt{2})h_1, \dots$$

или можно

записать

Жюльенов

Жюльенов

Жюльенов

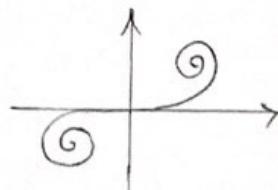
$$\text{модуль} \rightarrow \frac{\lambda}{2}$$

$$h_1 : h_2 : \dots = s_1 : s_2 : \dots$$

При разложении Жюльенов на изображение и изображение их антиподов векторное выражение получится спираль Корнио

$$t(\omega) = \int_0^\omega \cos\left(\frac{\pi}{2} t^2\right) dt$$

$$s(\omega) = \int_0^\omega \sin\left(\frac{\pi}{2} t^2\right) dt$$

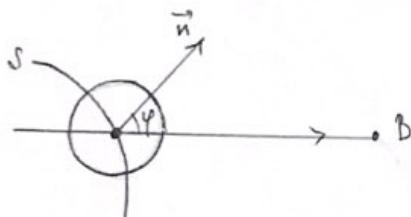


Бунем № 18.

Некоторые положения концепции Гейзенга - Френкеля.

- 1) Вопрос о фазе неудовлетворяющей Волкову. Т.к. неизвестность
 пропорциональна квадрату амплитуды, если же проутешите
 вычислить это значение, что означает, что она отличается от наблюдаемой
 на $\pi/2$.

2) При вычислении будущих интерференции генераторных волн
 исходит, что амплитуда, бушевавшая вспомогательными источниками,
 является она угла наклона φ между направлением к углу стоя Вспом.
 и направлением на Т.В., где которой первичное вычисление



Недракио Кирхгофа.

Теория основана на предположении единства с Японским
установления на границе в урочище Гельштадта или компл. антигу-
ст. Кроме этого, используемое интегральное уравнение Кирхгофа-
Гельштадта, подобное которому было в некоторых точках Р.
В теории Френеля в качестве внешних источников берутся
мозаики Японской поб.-ти., окружающие источник
В теории Кир-

В теории Кирхгофа, в то же время, определяющей источник

В теории Кирхгофа изображом, поверхность вторичных источников окружает зону излучения,

Уравнение Гельмгольца

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \nabla^2 \vec{E} \quad \hat{E} = \hat{E}(t, \vec{r}) \quad \left. \begin{array}{l} \hat{E}(t, \vec{r}) = \hat{A}(\vec{r}) e^{i\omega t} \\ \hat{E}(t, \vec{r}) = \hat{A}(\vec{r}) e^{i\omega t} \end{array} \right\} \Rightarrow -\omega^2 e^{i\omega t} \hat{A}(\vec{r}) = \nabla^2 e^{i\omega t} \hat{A}(\vec{r})$$

$$-\kappa^2 \hat{A}(\vec{r}) = \Delta \hat{A}(\vec{r})$$

$$(\kappa^2 + \Delta) \hat{A}(\vec{r}) = 0 \quad -\text{ур-е}$$

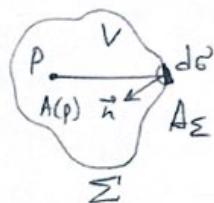
Гельмгольца

Интегральная Теорема Гельмгольца - Кирхгофа.

Пусть ясно задано некоторое проводящее пол-то Σ' и проводящая т. Р внутри нее,

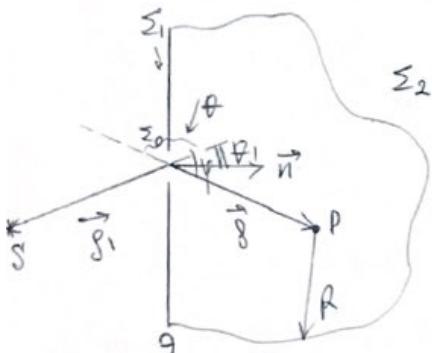
Если решить уравнение Гельмгольца
имеем непрерывные ч.п. до II порядка
вкл.-но. на ясном пол-то Σ' и внутри
объема V , ограниченного этой пол-тою,
то имеем место интегральное
теорема Гельмгольца-Кирхгофа:

$$A(p) = \frac{1}{4\pi} \iint_{\Sigma'} \left(A_{\Sigma} \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{e^{-ikp}}{s} \right) \Big|_{\Sigma} - \frac{e^{-ikp}}{s} \frac{\partial A_{\Sigma}}{\partial n} \Big|_{\Sigma} \right) d\sigma$$



Дифракционный метод Френеля - Кирхгофа.

Пусть монохроматическая волна, излучающая от монохр. источника S
сквозь отверстие Σ_0 содержит стоячие волны, Р.



$$\Sigma = \Sigma_0 + \Sigma_1 + \Sigma_2$$

$$\frac{1}{kg} = \frac{\lambda}{2\pi p} \ll 1$$

$$1 \gg \frac{1}{ikp}$$

Границы условия
Кирхгофа:

$$1) \Sigma_0: A_{\Sigma_0} = \frac{A_0}{s_1} e^{-ikp_0}, \frac{\partial A}{\partial n} \Big|_{\Sigma_0} = \frac{\partial A_{\Sigma_0}}{\partial n} \Big|_{\Sigma_0}$$

$$2) \Sigma_1: A_{\Sigma_1} = 0, \frac{\partial A}{\partial n} \Big|_{\Sigma_1} = 0$$

$$3) \Sigma_2: A_{\Sigma_2} = 0, \frac{\partial A}{\partial n} \Big|_{\Sigma_2} \rightarrow 0 (R \rightarrow \infty)$$

$$\frac{\partial}{\partial n} \left(e^{-ikp} \right) = -\frac{ik e^{-ikp} - e^{-ikp}}{s^2} \frac{\partial p}{\partial n} = -\frac{ik e^{-ikp}}{s} \left(1 + \frac{1}{ikp} \right) \frac{\partial p}{\partial n} = -\frac{ik}{s} e^{ikp} \cos \theta$$

$$\frac{\partial A}{\partial n} \Big|_{\Sigma_0} = \frac{\partial}{\partial n} \left(A_0 \frac{e^{-ikp_0}}{s_1} \right) = -\frac{ik}{s_1} e^{-ikp_0} \cos \theta_1 \cdot A_0$$

$$A(p) = \frac{1}{4\pi} \iint_{\Sigma_0} \left(A_0 \frac{e^{-ikp_1}}{p_1} \left(-\frac{ik}{p} e^{-ikp} \cos\theta \right) + \frac{ik}{p_1} e^{-ikp_1} \cdot \frac{e^{ikp}}{p} A_0 \cos\theta_1 \right) d\sigma =$$

$$= \iint_{\Sigma_0} A_0 \frac{e^{-ikp_1}}{p_1} \cdot \frac{e^{-ikp}}{p} \cdot \frac{i}{2\lambda} (\cos\theta_1 - \cos\theta) d\sigma = \iint_{\Sigma_0} A_0 \frac{e^{-ikp}}{p} L(\theta_1, \theta) d\sigma$$

Интеграл

Фременс-Кирхгофа,

Если Σ_0 - фронт волны, то:

$$\theta_1 = 0 \Rightarrow \varphi = \pi - \theta \Rightarrow \theta = \pi - \varphi$$

$$K(\theta_1, \theta) = K(\varphi) = \frac{1}{2} \frac{1 + \cos\varphi}{\lambda} - \text{изогородичный пакет}$$

$\theta_1 \approx 0 \Rightarrow \theta \approx \pi \rightarrow$ характеристика пузы

$$\overline{K(\theta, \theta)} = \frac{1}{\lambda} \Rightarrow A(p) = \frac{1}{\lambda} \iint_{\Sigma_0} A_0 \frac{e^{-ikp}}{p} d\sigma.$$

Билет № 19

Ближнее зона.

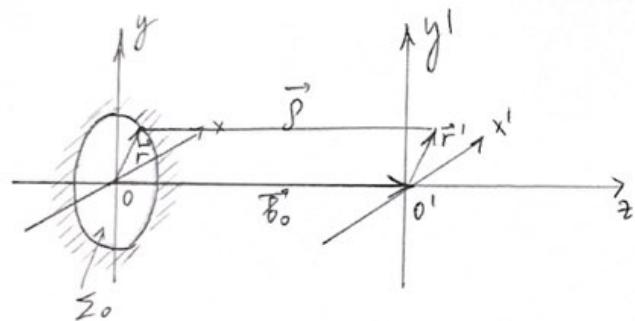
Интенсивность света на оси пучка практически постоянна и равна интенсивности исходной волны. Пучок сохраняет прозрачную структуру, ядромую формой омверти, в переносах омверти называется многое зона Френеля.

Дальняя зона.

Интенсивность света на оси пучка мало меняет интенсивность исходной волны, с увеличением расстояния интенсивность падает пропорционально квадрату расстояния.

Световой пучок расширяется. В переносах омверти изменяется только центральная часть первого зона Френеля.

Приближение Френеля и Фраунгофера.



1) Френеле

$$bg \propto \frac{r_0^2}{\lambda} = r_0 \frac{r}{\lambda} \gg r_0$$

$$\begin{cases} b \geq b_0 \times bg \gg r_0 \\ b \gg |\vec{F} - \vec{F}'| \end{cases}$$

$$\vec{f} = -\vec{b}_0 + (\vec{r} - \vec{r}')$$

$$f^2 = b_0^2 + (\vec{r} - \vec{r}')^2$$

$$f = b_0 + \frac{(\vec{r} - \vec{r}')^2}{2b_0}$$

bg - групп.
граница
нужн.

2) спраунгофера

$$\begin{cases} b > b_0 \gg bg = \frac{r_0^2}{\lambda} > \frac{r^2}{\lambda} \gg r \\ b \gg |\vec{F} - \vec{F}'| \end{cases} \quad \begin{aligned} \vec{f} &= -\vec{b} + \vec{r} \\ \vec{f}^2 &= \vec{b}^2 - 2\vec{b}\vec{r} + \vec{r}^2 \end{aligned} \quad \Rightarrow f = b - \frac{(\vec{b} \cdot \vec{r})}{b} + \frac{r^2}{2b}$$

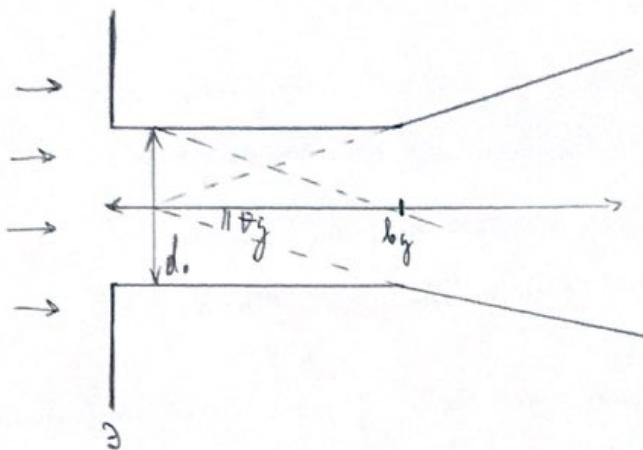
$$A(p) = \frac{i}{\lambda} \frac{e^{-ikb}}{b} \iint_{\Sigma_0} A_{\Sigma_0} e^{ik \frac{(\vec{b}, \vec{r})}{b}} d\vec{b}$$

$$k \frac{r^2}{2b} = \frac{\pi r^2}{\lambda b} \rightarrow 0$$

Дифракционная решетка пучка

$$bg = \frac{r_0^2}{\lambda}, \text{ где } r_0 - радиус пучка$$

Расходимость из-за браиней Joue.



θ_g - угол разр. падк.-ти

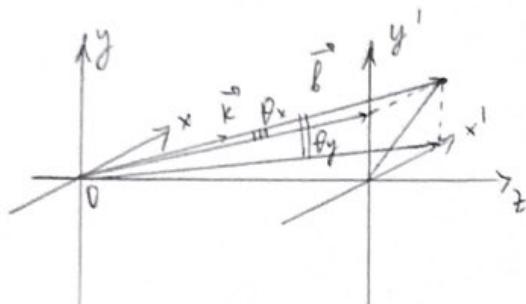
$$\Delta l = \text{дист} \cdot \theta_g = d_0 \theta_g = \lambda$$

$$\theta_g = \frac{\lambda}{d_0}$$

Билет № 20

Дифракция в радиоделе как пространственное преобразование

типа,



$$\vec{k} \mapsto \vec{k}'$$

$$k_{x,y} = k \sin \theta_{x,y}$$

$$\begin{cases} f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} f(i\omega) e^{i\omega t} d\omega \\ f(i\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{-i\omega t} dt \end{cases}$$

$$\begin{aligned} t &\rightarrow x, y \\ \omega &\rightarrow k_x, k_y \end{aligned}$$

$$\iint_{-\infty}^{\infty} A_{\Sigma}(x, y) e^{i(k_x x + k_y y)} dx dy = A_{\Sigma}(ik_x, ik_y)$$

$$A_{\Sigma}(x, y) = \frac{1}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{\infty} A_{\Sigma}(ik_x, ik_y) e^{-i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y$$

пространственное
спектральное
анализ

Ограничение в пространстве узлов можно представить в виде суперпозиции плюсовых волн, например в видах направлений, лежащих под краем \vec{k} .

Учебный пример изображения и его изображения.

$$I(p) = \frac{1}{2} |A(p)|^2 = \frac{1}{2\lambda^2 p^2} \underbrace{|A_{\Sigma}(ik_x, ik_y)|^2}_{\text{простр. спектр. плотность}}$$

Основная япония мерности - формирование в радиоделе зоны узлового спектра изображения.

б) Учебный пример - формирование в радиоделе зоны узлового спектра изображения.

$$\Delta w \Delta t \approx 2\pi$$

$$\begin{aligned} t &\rightarrow x, y \\ \omega &\rightarrow k_x, k_y \end{aligned} \Rightarrow \begin{aligned} \Delta t &\rightarrow \rho_x, \rho_y \\ \Delta w &\rightarrow \Delta k_x, \Delta k_y \end{aligned} \Rightarrow 2\pi = \rho_x \Delta k_x = \rho_y \Delta k_y$$

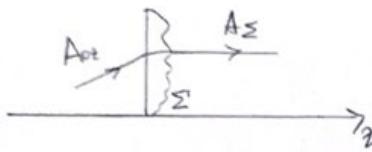
$$\Delta k_{x,y} = \Delta (\rho \sin \theta_{x,y}) = \rho \cos \theta_{x,y} \Delta \theta_{x,y}$$

$$\rho \cos \theta_{x,y} \Delta \theta_{x,y} / \rho_{x,y} \approx 2\pi$$

$$\Delta \theta_{x,y} = \frac{\lambda}{\cos \theta_{x,y} \rho_{x,y}} = \frac{\lambda}{\rho_{x,y}} - \text{учебная формула спектра}$$

Билет № 21

Диодракционные решетки — оптический элемент, обладающий неоднородной пространственной структурой оптических свойств.



$$t(x, y) = \frac{A\epsilon(x, y)}{A\epsilon_0(x, y)} - \phi\text{-ус проопускаем}$$

Свойство:

$$t(x+u_x dx, y+u_y dy) = t(x, y)$$

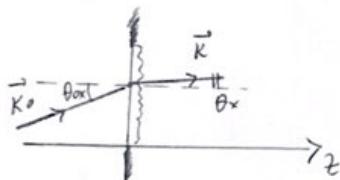
$$t(x, y) = |t(x, y)| e^{-i\Phi(x, y)}$$

$$\begin{aligned} dN &= L \\ \text{от-период} & \end{aligned}$$

Виды решеток (диодракционных):

- 1) пропускающие
- 2) отражательные
- 3) амплитудные $|t(x, y)| \neq 1$, $\Phi(x, y) = 0$
- 4) фазовые $|t(x, y)| = 1$, $\Phi(x, y) \neq 0$
- 5) амплитудно-фазовые $|t(x, y)| \neq 1$, $\Phi(x, y) \neq 0$

Диодракция на одномерных периодических структурах



$$L = dN$$

$$A(p) = \frac{1+i}{\sqrt{2\pi\lambda}} e^{-ikb} \int_{-\infty}^{+\infty} A_\Sigma(x) e^{ikx} dx = A(k_r)$$

$$\begin{aligned} A(k_r) &= \frac{1+i}{\sqrt{2\pi\lambda}} e^{-ikb} \int_0^L A_\Sigma e^{-ik_{ox}x} t(x) e^{ikx} dx = \\ &= a \sum_{j=1}^N \int_{(j-1)d}^{jd} t(x) A_\Sigma e^{-ik_{ox}x} e^{ikx} dx = \end{aligned}$$

$$= \frac{1+i}{\sqrt{2\pi\lambda}} e^{-ikb} \int_0^d A_\Sigma e^{-ik_{ox}q} t(q) e^{ik_x q} dq \cdot \sum_{j=1}^N e^{i(k_x - k_{ox})} (j-1)d = A_\Sigma(k_x, k_{ox}) \cdot h(N, k_x, k_{ox})$$

$$q = x - (j-1)d$$

$$dq = dx$$

$$h(N, k_x, k_{ox}) = \sum_{j=1}^N e^{i(k_x - k_{ox})(j-1)d} = \frac{e^{iN\gamma_x^d}}{e^{i\gamma_x^d}} \cdot \frac{\sin(N\gamma_x^d)}{\sin(\gamma_x^d)}$$

$$I(p) = \frac{1}{2} |A(p)| = I_\Sigma(k_x, k_{ox}) h(N, \gamma_x^d)$$

$$h(N, \gamma_x^d) = \frac{\sin^2(N\gamma_x^d)}{\sin^2(\gamma_x^d)} - \text{phi-ус. лаг } \theta$$

Аппликатурае решетка

$$\text{Фурье-пропускание: } \tilde{t}(x) = \begin{cases} 1, & x \in [0, d] \\ 0, & x \in (d, l) \end{cases}$$

Дифракция на однородной решетке:

$$A_s(k_x) = \frac{1+i}{\sqrt{2\lambda B}} e^{-ik_B} A_0 \int_0^d \tilde{t}(x) e^{i(k_x - k_{ox})x} dx = \frac{1+i}{\sqrt{2\lambda B}} A_0 e^{-ik_B} e^{i \frac{k_x - k_{ox}}{\lambda B} d} \operatorname{sinc}\left(\frac{k_x - k_{ox}}{2}\right)$$

$$I_s(k_x) = I_0 \frac{d^2}{\lambda B} \operatorname{sinc}^2 \tilde{\gamma}_x^L,$$

$$\tilde{\gamma}_x^L = \frac{k_x - k_{ox}}{2} d$$

Дифракция на бесконечной решетке:

$$I(k_x) = I_s(k_x) H(N, \tilde{\gamma}_x^L) = I_0 \frac{d^2}{\lambda B} \operatorname{sinc}^2 \tilde{\gamma}_x^L \cdot \frac{\sin^2(N \tilde{\gamma}_x^L)}{\sin(\tilde{\gamma}_x^L)}$$

$$\sin \theta_x - \sin \theta_{ox} = k \frac{\lambda}{d}, \quad k = 0, 1, 2, \dots$$

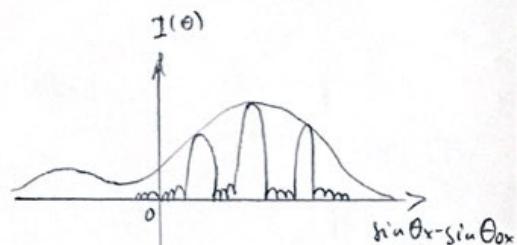
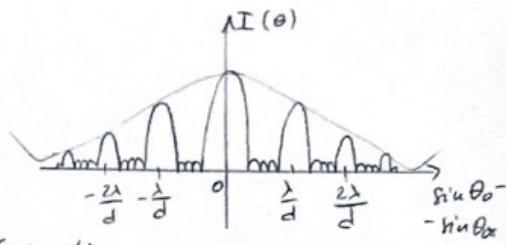
Разборка решетки

$$t(x) = e^{-i\Phi(x)}$$

$$\Phi(x) = K(u-1) \int x / \cos \theta_{ox} = K\varphi x \quad \varphi = (u-1) \int 1 / \cos \theta_{ox}$$

$$I_s(\theta) = I_0 \frac{d^2}{\lambda B} \operatorname{sinc}^2 \left(\frac{k_x - k_{ox} - k_\varphi}{2} d \right) = I_0 \frac{d^2}{\lambda B} \operatorname{sinc}^2 \left(\frac{\sin \theta_x - \sin \theta_{ox} - \varphi}{2} d \right)$$

$$I_{\max} = I_0 \frac{d^2}{\lambda B} N^2$$

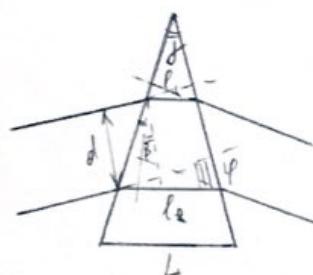


Спектральный прибор - оптический прибор для пространственного разрешения светового потока на монохроматические составляющие с помощью узкой решетки.

Прямое разрешение - максимальное разрешение $S\lambda$ при котором разрешение спектральных линий, полученных разрешающим спектральным прибором.

Разрешающая способность - отношение характеристики разрешения волн и исследуемого излучения к пределу разрешения $S\lambda$

Приближенная



$$\frac{\sin \theta}{\sin \phi} = n \quad - \text{зона Столичца}$$

$$2\phi = f$$

$$\text{Число решеток: } D_\theta = \frac{d\theta}{d\lambda} = \frac{df}{d\lambda} = \frac{\Delta f}{d} \cdot \frac{du}{d\lambda}$$

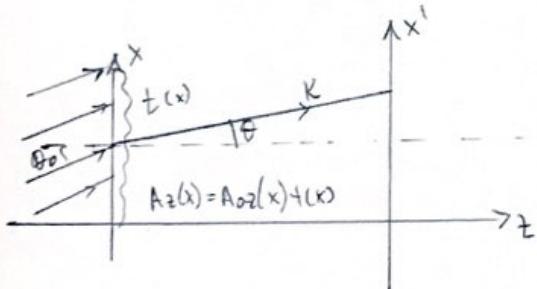
$$\text{Прямое разрешение: } S\lambda = \frac{S\theta}{|D_\theta|} = \frac{\lambda/d}{\frac{\Delta f}{d} \left| \frac{du}{d\lambda} \right|} = \frac{\lambda}{\Delta f \left| \frac{du}{d\lambda} \right|}$$

Приближенная

$$\text{способность: } R = \frac{\lambda}{S\lambda} = \Delta f \left| \frac{du}{d\lambda} \right|$$

$$R_{\max} = L \left| \frac{du}{d\lambda} \right|$$

Дифракционная решетка



$$m = \frac{d\theta}{\lambda} = \frac{d(\sin \theta - \sin \theta_0)}{\lambda} \quad - \text{наподобие дифракции}$$

$$m(\lambda + \Delta\lambda) = (m+1)\lambda$$

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda}{m}$$

$$m(\lambda + S\lambda) = (m + \frac{1}{N})\lambda$$

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda}{Nm} \quad - \text{прямое разрешение}$$

$$R = \frac{\lambda}{S\lambda} = Nm \quad - \text{разрешающая способность}$$

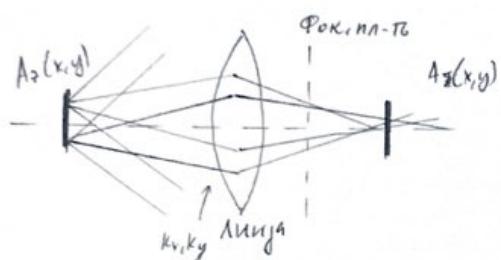
$$R_{\max} = Nm_{\max} = N \frac{d}{\lambda} \cdot \frac{L}{\lambda}$$

$$D_\theta = \frac{d\theta}{d\lambda} = \frac{m}{d \cos \theta} \quad - \text{число решеток}$$

Билет № 23

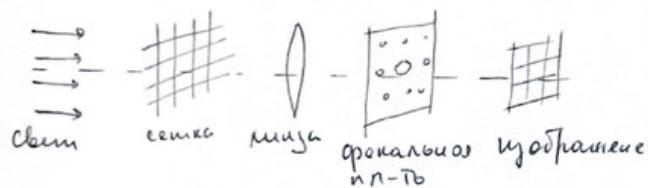
Основы дифракционной теории формирования изображения

- 1 этап: линза в своей фокальной плоскости осуществляет нестабилизированную Фурье-анализ светового поля светящегося объекта
- 2 этап: в процессе свободной дифракции осуществляется просиренение Фурье-спектр изображения (расх. волны)



Пространственное фурье-спектр изображения - изменение изображения объекта посредством передачи через фокальную просиренение спектральных компонентов светового поля объекта

Оптика Аббе-Пютера



Сетка из тонкой проволоки освещается светом, прошедшим через неё, падает на линзу, которая передает изображение сетки на экран.

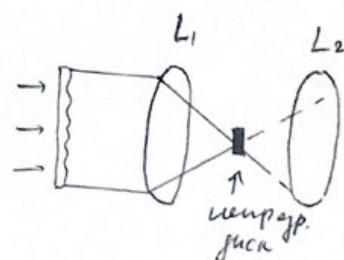
Фурье-спектр сетки имеет вид системы пятен. При этом размеры пятен определяются числом дифракционных максимумов, а расстояние между ними — периодом.

Спецнаправленные методы наблюдения фазовых объектов

Фазовый объект: $|t(x,y)| \sim 1$
 $|\Phi(x,y)| \ll 1$

Метод малого поля

Используется в микроскопии для наблюдения структуры слоя покоящихся объектов. В фокусе L_1 небольшой неподвижный диск. Линза L_2 переносит изображение на экран. Белый свет на экране имеет однотонную яркость. Структура освещенности экрана усиливается, то структура объекта четко видна.

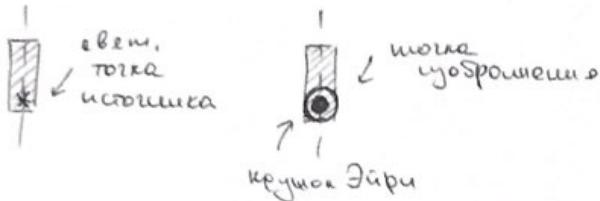


Метод фазового контраста

Используется в микроскопии для получения изображений прозрачных и бесцветных объектов. Идеометрические изображения прозрачных объектов приводят к тому, что предметная волна пропадает в фазовых точках объекта, наименование фазы. Т.е. преобразует фазовый рельеф. Этому рельефу преобразуется в изображение яркости света - амплитурный рельеф - с помощью специальной фазовой маски $\lambda/4$, она располагается на месте риска впереди телесного зеркала.

Билет № 24

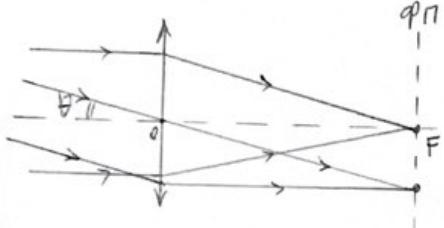
Роль дифракции в приборах, формирующих изображение.



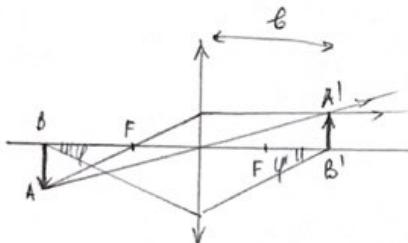
Совокупность всех тюрок источника изображено, совокупность изображений на стекле получена дифракционной картиной.

Изображением светящейся точки является дифракционная картина, состоящая из концептрических колец, окружавших центральную светлую кружок (Эйри).

Телескоп - оптический прибор для наблюдения далевых объектов с малыми угловыми размерами



Микроскоп -



Установление связей АББс:

$$n \sin \varphi = n' l' \sin \varphi'$$

По критерию Рене:

$$l' \geq r_g' = \theta_g' g l$$

$$r_g' = \theta_g' l = 0,61 \frac{\lambda b}{n' r_0} = \frac{0,61 \lambda}{n' \sin \varphi'} =$$

$$n' \sin \varphi = n' l' \sin \varphi' \geq 0,61 \lambda \Rightarrow l > \frac{0,61 l_0}{n' \sin \varphi_0} = \delta L$$

$$\delta L \approx 0,4 \cdot 10^{-6} \text{ м}$$

$$R = \frac{1}{\delta L} = \frac{n' \sin \varphi_0}{0,61 \lambda_0}$$

$$R \approx 2,5 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$$

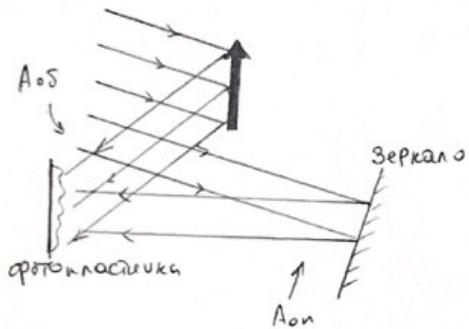
Билет № 25.

Голография - метод записи и восстановления изображения световым полем, основанный на интерференции волн.

Голографируется не само объектное световое поле A_{ob} , искаженное от светящегося объекта, а картина интерференции этого поля с конкретной опорной волной A_{on} .

Рентгография - интерференционная картина объектной и опорной волн, записанная на фотопластинку.

Схема записи светового поля

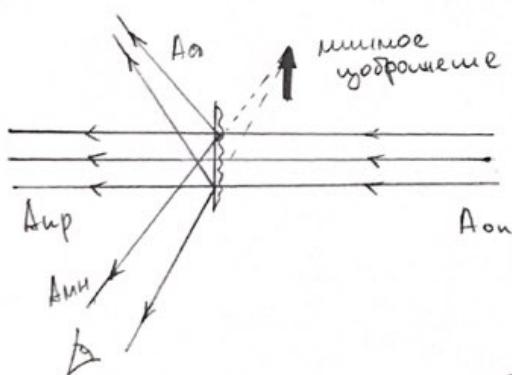


Если выполнено условие когерентности, то A_{on} и A_{ob} когерентны
 $A(x,y) = A_{on} + A_{ob}(x,y)$

$$I(x,y) = \frac{1}{2} |A(x,y)|^2 = \frac{1}{2} |A_{on} + A_{ob}|^2 = \\ = \frac{1}{2} A_{on} A_{ob}^* + \frac{1}{2} A_{on}^* A_{ob} + I_{on} + I_{ob}$$

Это распределение интенсивостей фиксируется на фотопластинке. В результате есть малое, исчезающее изображение, называемое изоморфмом на фоне белки.

Схема восстановления светового поля



α - коэф-т чувствительности плоскости

$I(x,y) = 1 - \alpha I(x,y)$. - пр-е пропускания света голографмой,

$$A'(x,y) = A_{on}(x,y) = A_{on} - \alpha A_{on} \cdot (I_{ob} + I_{on} + \frac{1}{2} A_{ob} A_{on}^* + \frac{1}{2} A_{on} A_{ob}^*) = \\ = A_{on} (1 - \alpha I_{ob} - \alpha I_{on}) - \alpha I_{on} A_{ob} - \frac{1}{2} \alpha^2 A_{on}^2 A_{ob}^* = \\ = A_{on} + A_{on} + A_{ob}$$

$$A_{rp} = A_{on} (1 - \alpha I_{ob} - \alpha I_{on}) - \text{распр. в прелом. направлении в силу}$$

$$A_{on} = -\alpha I_{on} A_{ob}, A_{ob} = \frac{\alpha}{2} A_{on}^2 A_{ob}^*$$

Если освещать голографию опорной волной, напр. в противоположную стопоре, то в результате будет наблюдаться действующее изображение.

Билет № 26

Дисперсия света - совокупность явлений, обусловленных зависимостью показателя преломления света от частоты света.

Поларизуемость молекул, вектор поларизации.

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}, \quad \vec{P} - \text{вектор поларизации.}$$

$$\vec{P} = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\sum_i \vec{P}_i}{\Delta V} = \sum_j N_j \vec{P}_j = N \vec{P}$$

N - концентрация молекул
 \vec{P} - средний гипотензивный вектор

$\alpha^3 \ll \Delta V \ll L^3$
атомное расстояние
или. размеры изодородности
электр-поле

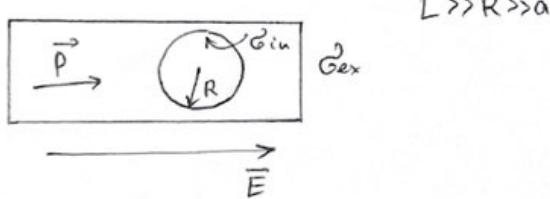
$$\vec{P} = \epsilon_0 \beta \vec{E}' \quad (\vec{E}' + \vec{E}), \quad \beta - \text{молекул. поларизуемость}$$

$$\beta = 4\pi \alpha^3, \quad \beta \approx 10^{-29} \text{ м}^3$$

$$\vec{P} = \epsilon_0 (\epsilon - 1) \vec{E} \quad \vec{P} = N \vec{P} = \epsilon_0 \beta N \vec{E}' \quad \delta \text{ в зарядах}$$

связь \vec{P} и β

Формула Клаудиуса - Мессоти



$$\vec{P} = \epsilon_0 N \beta \left(\vec{E} + \frac{\vec{P}}{3\epsilon_0} \right) = \epsilon_0 N \beta \cdot$$

$$+ \left(\frac{\vec{P}}{\epsilon_0(\epsilon-1)} + \frac{\vec{P}}{3\epsilon_0} \right)$$

$$1 = N \beta \left(\frac{1}{\epsilon-1} + \frac{1}{3} \right) \Rightarrow \frac{\epsilon-1}{\epsilon+2} = \frac{N \beta}{3} - \text{формула Клаудиуса - Мессоти.}$$

Классическая электронная теория дисперсии. Плазменная частота.

Электрон в атоме рассмат. как гармонический резонаторный осциллятор.

$$m \ddot{x} = -k \dot{x} - f \dot{x} + q \vec{E}'(t), \quad \text{где } \vec{x} (\vec{E}') - \text{движение электрона относ. зеркала.}$$

$-k \dot{x}$ - квадратурная сила, не позволяющая электрону покинуть атом.

$-f \dot{x}$ - сила трения (устал поглощении/излучении света электроном) 4d

$$\begin{aligned} \text{Удлинен. вектор радиусом } R \\ \vec{E}' = \underbrace{\vec{E}_0}_{\vec{E}} + \underbrace{\vec{E}_{ex}}_{\vec{p}} + \underbrace{\vec{E}_{in}}_{\vec{p}} + \underbrace{\vec{E}_{dip}}_{\vec{p}} \end{aligned}$$

\vec{E}_{ex} - создает зарядами из ней-тр.

\vec{E}_{in} - создает зарядами из внутр.

стороне

\vec{E}_{dip} - создает телами внутри полости

\vec{E}_0 - внешнее

$$m\ddot{\vec{x}} = -k\vec{x} - j\vec{x} + q\vec{E}'$$

$$\delta = \frac{j}{2\omega}$$

$$\ddot{\vec{x}} + 2\delta\dot{\vec{x}} + \omega_0^2\vec{x} = \frac{q}{m}\vec{E}'$$

$$\omega_0^2 = \frac{k}{m}, \quad \omega_0 - \text{закона сопротивления}$$

энергии

$$\vec{E}'(t, r) = \text{const}(x) = A_0(r)e^{i\omega t} \quad \lambda \gg r$$

$$\vec{x}(t) = \vec{x}_0 e^{i\omega t}$$

$$-\omega^2 \vec{x}(t) + 2j\delta\omega \vec{x}(t) + \omega_0^2 \vec{x}(t) = \frac{q}{m} \vec{E}'(t)$$

$$\vec{x}(t) = \frac{q}{m} \frac{\vec{E}'(t)}{\omega_0^2 - \omega^2 + 2j\delta\omega} \Rightarrow \vec{x}(t) \uparrow \vec{E}'(t)$$

$$\vec{x} = \vec{x}(\omega, \omega_0, \delta), \quad \vec{x} \in \mathbb{C}$$

$$\vec{p} = q\vec{x} = \frac{q}{m} \frac{\vec{E}'}{\omega_0^2 - \omega^2 + 2j\delta\omega} = \epsilon_0 \beta \vec{E}'$$

$$\beta = \frac{q^2}{m\epsilon_0} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 + 2j\delta\omega}$$

$$\frac{\hat{\omega}^2 - 1}{\hat{\omega}^2 + 1} = \frac{\hat{\epsilon} - 1}{\hat{\epsilon} + 2} = \frac{\omega_n^2}{3} \cdot \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 + 2j\delta\omega} \quad \omega_n = \sqrt{\frac{Nq^2}{m\epsilon_0}} - \text{инерционная}$$

частота

Коэффициент поглощения спектра: $N = 10^{28} \text{ м}^{-3}$, $\omega_n = 5,6 \cdot 10^{15} \frac{1}{\text{с}}$

Интенсивность света: $N = 10^{25} \text{ м}^{-3}$, $\omega_n = 3,8 \cdot 10^{14} \frac{1}{\text{с}}$

Билет № 27

Дисперсия света - совокупность явлений, обусловленных зависимостью показателя преломления вещества от частоты света.

Поглощение света - процесс потери энергии потоком света из-за взаимодействия с веществом.

$\hat{\Sigma} = \Sigma - i\Sigma'$ - комплексная диполектрическая проницаемость

$\hat{n} = n - in'$ - комплексный показатель преломления

$\hat{k} = k - ik' = k_0\hat{n} = k_0(n - in')$ - комплексное волновое число.

Минимум $\hat{\epsilon}, \hat{n}, \hat{k}$ означает поглощение света в среде

$$\vec{E}(t, z) = \vec{A}(z)e^{i\omega t} = A_0 e^{-ikz} e^{i\omega t} = A_0 e^{-ikz} e^{i\omega t} e^{-k'z} = A_0 e^{-k'z} e^{i(\omega t - kz)}$$

$$I(z) = \frac{1}{2} \langle |\vec{E}(t, z)|^2 \rangle = I_0 e^{-2k'z} = I_0 e^{-\alpha z}, \quad I(z) = I_0 e^{-\alpha z} - \text{якорь буфера}$$

Зависимость показателя преломления и поглощения

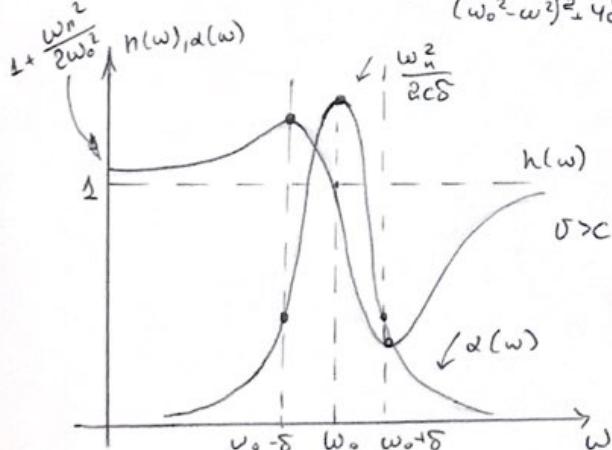
показателя преломления и поглощения от частоты

Радиочастотный предел $\Rightarrow \hat{n} \approx 1$

$$\frac{\hat{n}^2 - 1}{\hat{n}^2 + 2} = \frac{N\beta}{3} \Rightarrow \hat{n}^2 - 1 \approx N\beta = \omega_n^2 \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\delta\omega} \Rightarrow \hat{n} \approx 1 + \frac{\omega_n^2}{2} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\delta\omega}$$

$$n(\omega) = 1 + \frac{\omega_n^2}{2} \cdot \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\delta^2\omega^2}$$

$$\alpha(\omega) = \frac{2\omega}{c} n'(\omega) = \frac{\omega_n^2}{c} \frac{2\delta\omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\delta^2\omega^2} \quad \omega \gg S$$



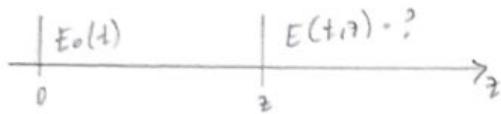
$$n_{\min, \max} \approx n(\omega_0 \pm \delta) \approx 1 \mp \frac{\omega_n^2}{8\omega_0\delta}$$

$|\omega_0 - \omega| > S$ - область нормальной дисперсии $\frac{dn}{d\omega} > 0$

$|\omega_0 - \omega| < \delta$ - область аномальной дисперсии $\frac{dn}{d\omega} < 0$

Блок № 28

Распространение света в ионизированной среде.



1) Пуров - анализ $E_0(t)$

$$E_0(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} E_0(i\omega) e^{i\omega t} d\omega \quad E_0(i\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} E_0(t') e^{-i\omega t'} dt'$$

2) Спектральный анализ (преобразование спектральных компонент дисперсирующей среды)

$$E(i\omega, z) = E_0(i\omega) e^{ikz}, \quad k = k(\omega)$$

3) Пуров - анализ импульса на выходе

$$E(t, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} E(i\omega, z) e^{i\omega t} d\omega = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} E_0(t') e^{-i\omega t'} e^{-ik(\omega)z} e^{i\omega t} d\omega dt'$$

$$k(\omega) = k(\omega_0) + k'(w_0)(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} k''(\omega_0)(\omega - \omega_0)^2 + \dots$$

Дисперсирующие среды:

1) дисперсия I порядка: $k'(w_0) > \frac{1}{2} k''(w_0)(\omega - \omega_0) \geq \frac{1}{4} k''(w_0) \Delta\omega$

2) дисперсия II порядка: $k'(w_0) \approx \frac{1}{4} k''(w_0) \Delta\omega$

В среде с дисперсией I порядка джонсонский импульс распределяется между различными формами с постоянной групповой скоростью;

$$d(t - k_0^1 z) = dt - k_0^1 dz = 0$$

$$k_0 = \frac{dz}{dt} = \frac{1}{k_0^1} = \frac{dw}{dk} \Big|_{w_0} = \text{const}$$

k_0 - скорость
распр-ия
импульса в среде

В среде с дисперсией II порядка k является функцией ω .

$$k(\omega) = \frac{dw}{dk} = \frac{1}{dk/d\omega} = \frac{1}{k_0^1 + k_0''(\omega - \omega_0) + \dots}$$

Радиальная скорость - скорость распространения волнового фронта.

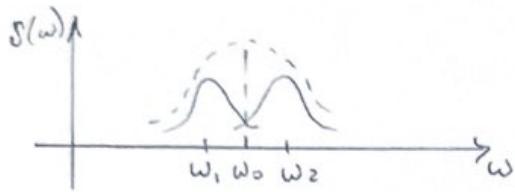
$$v_{sp} = \frac{\omega}{k}$$

Формула Рэлея: $k(\omega) = \frac{\omega}{c} n(\omega) \Rightarrow \frac{dk}{d\omega} = \frac{1}{c} \left(n(\omega) + \omega \frac{dn}{d\omega} \right) \Rightarrow$

$$k'(\omega) = n(\omega) + k(\omega) \frac{dn}{dk} = n(\omega) - \lambda \frac{dn}{d\lambda}$$

$$k'(\omega) = n(\omega) - \lambda \frac{dn}{d\lambda} - \text{формула Рэлея.}$$

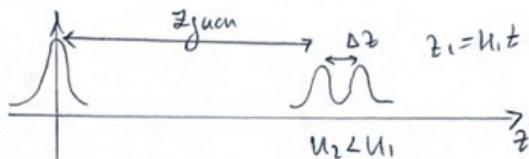
Дисперсионное распредение волнового пакета



Угловоскоростные пакеты с частотами ω_1 и ω_2 , где их диспергирующие среди I перехода.

Эти пакеты будут распространяться с начальными групповыми скоростями U_1 и U_2 .

Процесс распределения:



$$\Delta t = \frac{\Delta z}{U_2} = \frac{U_1 - U_2}{U_2} t = \left(\frac{1}{U_2} - \frac{1}{U_1}\right) z_1 =$$

$$-(k_2' - k_1') z_1 \approx k_0'' \delta w z_1 = \frac{2\pi k_0''}{\tau} z_1$$

$Z_{\text{расп}} = \frac{\tau^2}{2\pi k_0''}$ — дисперсионная глина индульса,

Бычков №29

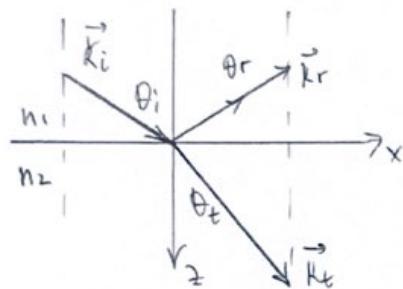
Закон отражения и преломления света.

Плоские монохроматические ми. погорючавшие световые волны

$$\vec{E} = \vec{A} e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})}, \quad \vec{E}_i = \vec{E}_i + \vec{E}_r, \quad \vec{E}_t = \vec{E}_t$$

Границное условие: $\vec{E}_{1z} = \vec{E}_{2z}$

$$\vec{A}_{iz} e^{i(\omega_i t - \vec{k}_i \cdot \vec{r})} + \vec{A}_{rz} e^{i(\omega_r t - \vec{k}_r \cdot \vec{r})} = \vec{A}_{tz} e^{i(\omega_t t - \vec{k}_t \cdot \vec{r})}$$



$$Vt: \omega_i = \omega_r = \omega_t$$

Две важные задачи на границе раздела:

$$\vec{k} \cdot \vec{r} = (\vec{k}_n + \vec{k}_n) \cdot \vec{r}_t = \vec{k}_t \cdot \vec{r}_t$$

$$\vec{k}_{iz} = \vec{k}_{rz} = \vec{k}_{tz}$$

$$k_i \sin \theta_i - k_r \sin \theta_r = k_t \sin \theta_t$$

$$k_0 \sin \theta_{in} = k_0 \sin \theta_r = k_0 n_2 \sin \theta_t$$

$$n_1 \sin \theta_i = n_2 \sin \theta_t = n_2 \sin \theta_t$$

$$1) \omega_{tag}^{(i)} = \omega_{omp}^{(r)} = \omega_{npen}^{(t)}$$

2) $\vec{k}_{tag}^{(i)}, \vec{k}_{omp}^{(r)}, \vec{k}_{npen}^{(t)}$ лежат в одной плоскости с нормалью к поверхности раздела

Нормаль \vec{n} к плоскости раздела

$$3) \theta_{tag} = \theta_{omp} \quad (\theta_i = \theta_r)$$

$$4) \text{Закон Снеллиуса: } \frac{\sin \theta_i}{\sin \theta_t} = \frac{n_2}{n_1} = n$$

Формулы Френеля

Границное условие: $D_{1z} = D_{2z} \quad E_{1z} = E_{2z}$

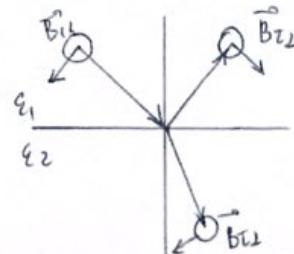
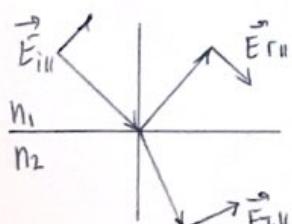
$$B_{1z} = B_{2z} \quad H_{1z} = H_{2z}$$

Свойства плоских волн: $[\vec{n} \vec{E}] = \vec{J} \vec{B}, \quad [\vec{n} \vec{H}] = -\vec{J} \vec{D}$

$$\sqrt{\mu_0 \epsilon_0} E = \sqrt{\mu_0 M} H$$

Материальные уравнения: $\vec{D}_{1,2} = \epsilon_0 \epsilon_{1,2} \vec{E}_{1,2}; \quad \vec{B}_{1,2} = \mu_0 \vec{H}_{1,2}$.

Поляризацию плоскую волну представим в виде суперпозиции двух плоских волн со взаимно перпендикулярными поляризациями E_{\parallel} и E_{\perp} - плоскости падения.



Брюссера - явление полной поляризации (+ полуполяриз.)
однородной волны при $\theta_i + \theta_t = \frac{\pi}{2}$ при угле падения =

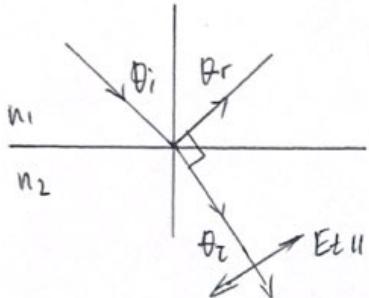
Углу Брюссера :

$$\frac{\sin \theta_i}{\sin \theta_t} = \frac{\sin \theta_B}{\sin(\frac{\pi}{2} - \theta_B)} = \tan \theta_B = \frac{n_2}{n_1}$$

$$\Rightarrow \theta_B = \arctan \frac{n_2}{n_1} = \arctan (u)$$

Степень поляризации $P = \frac{I_{\perp} - I_{\parallel}}{I_{\perp} + I_{\parallel}}$, $0 \leq P \leq 1$

$$\theta_i = \theta_B$$



Билет № 30.

Изление полного внутреннего отражения.

Тем $n_2 > n_1$, ($n_2 > 1$) существует угол полного внутреннего отражения.

По-другому, угол нарастаия, при котором неиз преломлений волн из вибратора сре: $\sin \theta_0 = \frac{n_2}{n_1} = n$

$$\theta_0 = \arcsin \frac{n_2}{n_1} = \arcsin(n)$$

В этом случае волна поглощается волна поглощается волна с амплитудой, пропорциональной вибрации вибратора.

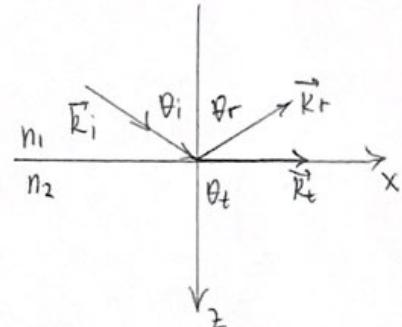
$$E_t = A_t e^{i(wt - k_t x)} = A_t e^{i(wt - k_t \sin \theta_t x - k_t \cos \theta_t z)}$$

$\theta_i \geq \theta_0$, $\sin \theta_i \geq n$

$$\cos \theta_t = \pm \sqrt{1 - \sin^2 \theta_t} = \pm \frac{\sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_i}}{n} = \pm i \frac{\sqrt{\sin^2 \theta_i - n^2}}{n}$$

$$E_t = A_t e^{-k_t \frac{\sqrt{\sin^2 \theta_i - n^2}}{n} z} e^{i(wt - k_t \sin \theta_t x)} = A_t e^{-\frac{z}{\lambda} \cos \theta_t} e^{i(wt - k_t \sin \theta_t x)}$$

$$\Delta z = \frac{n}{k_t \sqrt{\sin^2 \theta_i - n^2}} = \frac{n \lambda t}{2 \pi \sqrt{n^2 \theta_i - n^2}} - \text{нужно пропадение волны.}$$



Успиренский по времени разрешение прибора вектор Умова-

$$\langle \vec{s} \rangle = \vec{I} \vec{n} = \epsilon_0 \epsilon \langle |E|^2 \rangle \vec{n} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 \epsilon}{\mu_0 n}} \cdot \frac{1}{2} \langle |E|^2 \rangle \vec{n} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 \epsilon}{\mu_0 n}} \frac{1}{2} |A|^2 \vec{n}$$

Коэффициент отражения R - модуль отношения плотностей потоков энергии волны отражения к пот. волне разрешена среды отражения и поглощающей волны.

$$R = \left| \frac{I_r \cos(\pi - \theta_r)}{I_i \cos \theta_i} \right| = \frac{I_r \cos \theta_r}{I_i \cos \theta_i} = \frac{|A_r|^2}{|A_i|^2} = |r|^2 \quad R_{11} = |r_1|^2, R_2 = |r_2|^2$$

Коэффициент пропускания T - модуль отношения плотностей потоков энергии волны отражения к пот. волне разрешена среды пропускания и поглощающей волны.

$$T = \left| \frac{I_t \cos \theta_t}{I_i \cos \theta_i} \right| = \frac{I_t \cos \theta_t}{I_i \cos \theta_i} = \frac{\sqrt{\epsilon_2}}{\sqrt{\epsilon_1}} \frac{|A_t|^2}{|A_i|^2} \frac{\cos \theta_t}{\cos \theta_i} = \frac{n_2}{n_1} |t|^2 \frac{\cos \theta_t}{\cos \theta_i}$$

$$T_u = \frac{n_2}{n_1} |t|^2 \frac{\cos \theta_t}{\cos \theta_i}, \quad T_z = \frac{n_2}{n_1} |t_z|^2 \frac{\cos \theta_t}{\cos \theta_i}$$

Билет № 31

дизуотропные среда - среда, в которой изменение ее свойств зависит от направления.

$$\vec{P}_i = \epsilon_0 \sum_j k_{ij} E_j \quad (\text{i}, j = x, y, z) \quad \vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$$

Тогда $D_i = \epsilon_0 E_0 + \epsilon_0 \sum_j k_{ij} E_j = \epsilon_0 \sum_j (\epsilon_{ij} + k_{ij}) E_j = \epsilon_0 \sum_j \epsilon_{ij} E_j -$
- симметричный тензор для любой среды.

Главные диэлектрические оси - система координат, в которой тензор $\{\epsilon_{ij}\}$ имеет вид:

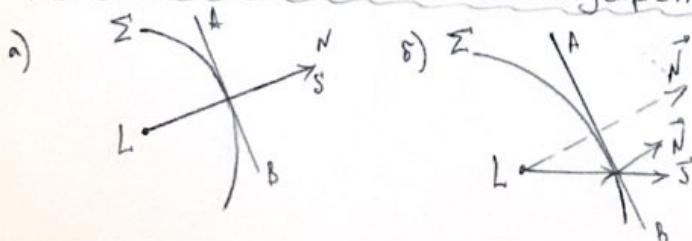
$$\{\epsilon_{ij}\} = \begin{pmatrix} \epsilon_{11} & \epsilon_{12} & \epsilon_{13} \\ \epsilon_{21} & \epsilon_{22} & 0 \\ \epsilon_{31} & \epsilon_{32} & \epsilon_{33} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \epsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_y & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_z \end{pmatrix} \quad \text{и} \quad D_i = \epsilon_0 \epsilon_i E_i$$

Диагональные компоненты $\epsilon_x, \epsilon_y, \epsilon_z$ - главные диэлектрические прописиности дизуотропной среды.

Основные особенности распространения света в дизуотропной среде:

1. Радиевая и лучевая скорости распространения волн в обеих слоях равны по модулю и не зависят от направления
2. Модули фазовой и лучевой скоростей зависят только от направлений векторов ЭД. поле волн относительно главных диэлектрических осей кристалла - $v(\frac{\vec{D}}{\vec{P}})$, $v_s(\frac{\vec{E}}{\vec{E}})$
3. В данном направлении нормали к плоским распросираленным волнам и ми. поглощением волн в обеих слоях с различием по модулю v' и v'' , величины эл. индукции которых $\vec{D}' \perp \vec{D}''$.
4. В данном направлении луч \vec{S} получает распросираленное отражение и ми. поглощением волн в обеих слоях с различием по модулю v'_s и v''_s , у которых $\vec{E}' \perp \vec{E}''$.

Физические ЭМ волн в дизуотропной среде.



нормаль (диорганс) N и
луч (диорганс) S волн в
диэлектрической (a) и
дизуотропной (b) средах.

Амплитудное супер-супер, в котором нелинеенность ее свойства явления
от направления.

Одномерные амплитуды проявляются, в частности, в явлении
изограничения света и во вращении плоскости поляризации,

Начальные скорости

$$\begin{cases} [\vec{n}\vec{E}] = \sigma\vec{B} \\ [\vec{n}\vec{H}] = \sigma\vec{D} \end{cases} \Rightarrow \frac{\sum_i \vec{n}[\vec{n}\vec{E}_i]}{\mu_0 \sigma} = -\sigma\vec{D} \Rightarrow \mu_0 \sigma^2 \vec{D} + n(\vec{n}\vec{E}) - \vec{E} = 0$$

$$D_I = \epsilon_0 \epsilon_s E_I$$

$$\mu_0 \sigma^2 D_I + \underbrace{\vec{n}(\vec{n}\vec{E}_I)}_0 = E_I$$

$$\Rightarrow V_I = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0 \epsilon_s}} = \frac{C}{n_I}$$

Преимущество начальных осн.:

$$\Rightarrow \sum_I n_I E_I + \sum_I \frac{n_I^2 (\vec{n}\vec{E}_I)}{\frac{V_I^2}{V_I^2} - 1} = \sum_I \frac{n_I^2 \sigma^2}{\frac{V_I^2}{V_I^2} - 1} = 0$$

$$\sum_I \frac{n_I^2}{\frac{V_I^2}{V_I^2} - 1} = 0 - \text{усл. определение начальных фазовых скоростей}$$

$$\mu_0 \sigma^2 D^2 - \sum_I E_I D_I = 0 \Rightarrow V^2 = \sum_I \frac{D_I^2}{\mu_0 \epsilon_0 \epsilon_s D_I^2} = \sum_I V_I^2 \left(\frac{D_I}{D} \right)^2$$

Направление вектора электромагнитной индуцированной определяется
фазовыми скоростями.

$$\begin{cases} \mu_0 \sigma'^2 \vec{D}' + \vec{n}(\vec{n}\vec{E}') - \vec{E}' = 0 \\ \mu_0 \sigma''^2 \vec{D}' + \vec{n}(\vec{n}\vec{E}'') - \vec{E}'' = 0 \end{cases} \Rightarrow \mu_0 \vec{D}' \vec{D}'' (\sigma'^2 - \sigma''^2) = 0$$

если $\sigma' \neq \sigma''$, то $\vec{D}' \vec{D}'' = 0$

$$\begin{cases} n \rightarrow s \\ \vec{E} \rightarrow \vec{D}' \\ \mu_0 \sigma^2 \frac{1}{\mu_0 \sigma_s^2} \end{cases} \Rightarrow \sum_I \frac{s_I^2 V_I^2}{V_I^2 D_I^2} = 0 - \text{усл. определение начальной скорости}$$

Анизотропное среда - спра. В которой несе ее свойства зависят от направления.

Введен величину: $v_x = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_x}}$, $v_y = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_y}}$, $v_z = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_z}}$ -

максимальные скорости распространение света в кристалле.

Это скорости волн, погорижающихся в различных направлениях.

$$\sum_{i=1}^3 \frac{n_i^2}{v_i^2 - v^2} = 0$$

Оно называется для каждого направления $\vec{n} = \{n_x, n_y, n_z\}$.

найти выражение фазовых скоростей.

В каждом направлении могут распространяться две волны, каждая со своей фазовой скоростью v' и v'' .

$(\vec{D}' \cdot \vec{D}'') = 0 \Rightarrow$ Волны имеют взаимно ортогональное состояние, погорижающиеся.

Геометрическая интерпретация - эллипсоид волновых нормалей.

$$\frac{x^2}{\epsilon_x} + \frac{y^2}{\epsilon_y} + \frac{z^2}{\epsilon_z} = 1$$

$\sqrt{\epsilon_x} = n_x$, полуси эллипса равны максимальным показателям преломления.

Эллипсоид называемый найти характеристики волн, напр. в данном направлении \vec{n} .

Величины полусей эллипса равно выражение фазовых скоростей

$$v' = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_1}} \text{ и } v'' = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_4}}$$

направление погорижаются для векторов \vec{D}' и \vec{D}'' .

Билет № 34.

Динамическое аниоропон - зависимость оптических свойств среды от направления распространения волны и ее поляризации.

$$v_x = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_x}}, v_y = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_y}}, v_z = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_z}} \quad \vec{B} = \mu_0 \vec{H}$$

главные скорости -

эти скорости волн, поляризованных в ярких направлениях.

$$\begin{pmatrix} v_x \\ v_y \\ v_z \end{pmatrix} = \epsilon_0 \begin{pmatrix} \epsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_y & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_z \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix}$$

В каждом направлении, яркое величиной \vec{s} , распространяется две волны, колеблющиеся со своей лужевыми скоростями v' и v'' . Эти волны поляризованы в ортогональных направлениях \vec{E}' и \vec{E}'' .

$$\sum_{i=1}^3 \frac{s_i^2 \cdot v_i^2}{v_i^2 - u^2} = 0 \quad - \text{Ур-е Френеля про поглощенные скорости,}$$

Геометрическая интерпретация - эллипсоид поглощенных скоростей.

$$\frac{x^2}{\epsilon_x} + \frac{y^2}{\epsilon_y} + \frac{z^2}{\epsilon_z} = 1$$

$$\frac{x^2}{v_x^2} + \frac{y^2}{v_y^2} + \frac{z^2}{v_z^2} = 1$$

Эллипсоид изображает наши характеристики волн, распространяющиеся в ярком направлении \vec{s} .

Большой полусебя эллипса имеет поглощенные лужевые скорости, а направление полусебя - направление поляризации для совпадения с лужевыми волнами перпендикулярных векторов \vec{E}' и \vec{E}'' .

Билет № 35.

Эллипсод лужевых скоростей.

У фазоскорости модуле лужевой скорости v_s и ориентации направляемости поля \vec{E} относительно главных диэлектрических осей кристалла:

$$\frac{1}{v_s^2} = \sum_I \frac{1}{\sigma_I^2} \left(\frac{E_I}{E} \right)^2, \quad \sum_I \frac{\sigma_I^2}{v_s^2} \left(\frac{E_I}{E} \right)^2 = 1$$

Зададим координаты поля в главных осех, сдвинув зондом:

$$X_1 = v_s \frac{E_I}{E}, \quad \vec{R} = v_s \frac{\vec{E}}{E} \text{ в направлении } \vec{E} - R = |\vec{R}| = v_s.$$

$$\Rightarrow \left(\frac{X}{v_s} \right)^2 + \left(\frac{Y}{v_s} \right)^2 + \left(\frac{Z}{v_s} \right)^2 = 1$$

Эллипсод лужевых скоростей — эллипсоид, главные оси которого совпадают с главными диэлектрическими осями X, Y, Z кристалла, а главные полюсы равны главным скоростям v_x, v_y, v_z . В сечении обнаружится эллипс,

Вдоль его главных осей направления E' и E'' будут волн, а главное полюсе будет модулем $v_s' \text{ и } v_s''$ — лужевых скоростей этих волн.

Оптическая ось — направление в кристалле (среде), перпендикулярное плоскости кругового сечения эллипсода лужевых скоростей.

Классификация анизотропных сред:

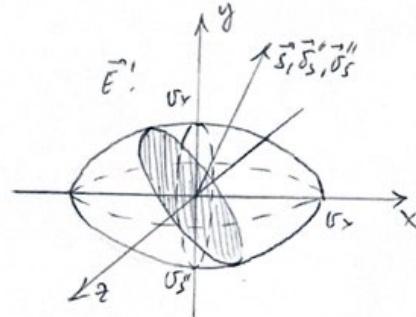
1. Равнинный кристалл — $v_x = v_y \neq v_z$, 2 опт. оси, $\epsilon_x \neq \epsilon_y \neq \epsilon_z$

2. Однородный кристалл — $v_x = v_y \neq v_z$, $\epsilon_x = \epsilon_y \neq \epsilon_z$, 3 опт. оси, совпадает с осью оптической вращения

3. Циротропный кристалл

$$\begin{aligned} v_x &= v_y = v_z \\ \epsilon_x &= \epsilon_y = \epsilon_z \\ n_x &= n_y = n_z \end{aligned}$$

Сфера. Все направления являются оптическими и кристалл оптически однороден.



Билет № 36.

Оптические свойства одиосимых кристаллов

Одиосимый кристалл (середа) - кристалл (середа), где котоюо две равные скорости распространения волн равны:

$$\nu_0 = \nu_x = \nu_y = \nu_z = \nu_e$$

Две оптические оси:

- 1) одна оптическая ось, совпадающая с осью вращения - главной радиокристиальной осью.
- 2) эллипсоид лучевых скоростей - эллипсоид вращения
- 3) лучевая поверхность - сферическая сферы и эллипсоид вращения, вписанная друг в друга.

Главная плоскость - плоскость, образованная лучами и опт. осью.

Однородный луч - луч, направление электрического поля которого направлено перпендикулярно главной плоскости - $E_0 \perp (s, 00)$

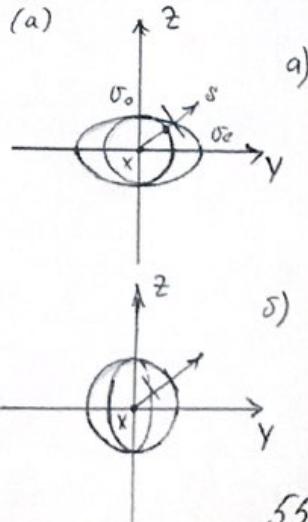
Ему соотв. лучевая поверхность в виде сферы. Радиус и лучевые скорости равны $\nu_0 = \nu_x = \nu_y$ и не зависят от направления.

Несимметричный луч - луч, вектор напряженности электрического поля которого лежит в главной плоскости $E_0 \parallel (s, 00)$. Ему соответствуют лучевая поверхность в виде эллипса вращения. Радиус и лучевые скорости не равны и зависят от величины луча и оптической оси.

Однородноизотропный кристалл - $\nu_0 = \nu_x = \nu_y < \nu_z = \nu_e$, эллипсоид Френеля вытянут вдоль оси вращения z , лучевая сфера вписана в сплюснутый вдоль z лучевой эллипсоид вращения (a)

Полонитательный кристалл - $\nu_0 = \nu_x = \nu_y > \nu_z = \nu_e$

Эллипсоид Френеля сплюснут вдоль оси z , лучевая сфера охватывает вытянутый вдоль оси z лучевой эллипсоид вращения (S)



Рефракторное пограничное - явление возникновение при
падении на поверхность анизотропной среды плоской преломляющей
поверхности волны звука в других преломлениях линейно и вдоль
перпендикулярирующих к ней поверхностей плоских волн.

Четыре построения Ройгена.

Основные положения:

- 1) Края головки, до которой доходит возбуждение, становятся источниками вторичных волн, иссущих световое возбуждение.
- 2) Основная вторичная волна определяет фронт волн в исследуемый момент времени.

Построение Ройгена дает направление нормали к углу:

- перпендикуляр к седающей тканевой части из источника вторичной волны дает направление нормали.
- прямая, соединяющая источник вторичной волны с тканью касания седающей тканевой поверхностью, дает направление нормали.

Билет №37

Полератор - дихоризионное пластинка, при прохождении которой один из лучей в результате помошения сильно ослабляется, а другой выходит поперечно полюризованным.

Вспомогательный полератор - явление дихоризма - зависимость помошения от направления поларизации.

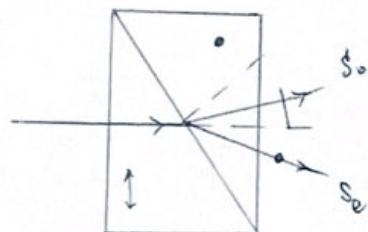
Полеризатор - полератор, использующий для получения поперечного света.

Анализатор - полератор, исп. для анализа поларизованного света.

Полеризационная призма - комбинация кристаллов, оставляющая один поларизованный луч на выходе. (призма Николя)

Двухпреломляющая призма - комбинация кристаллов, оставляющая оба поларизованных луча на выходе

(призма Волластона №1)



Призма Волластона

Компенсатор - пластина, вдоль которой циркулярно вращаются фазы выходящих лучей

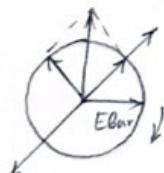
$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0} (n_e - n_o)(d_1 - d_2)$$

Оптические пластины - пластины из оптически анизотропных кристаллов, вносящие яркую фазовую задержку хода:

Пластина в $\frac{1}{4}\lambda$:

$$\Delta = (n_e - n_o)d = \frac{\lambda_0}{4}$$

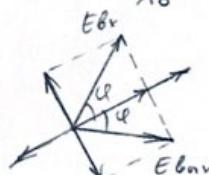
$$\Delta\varphi = k_0 \Delta = \frac{2\pi}{\lambda_0} (n_e - n_o)d = \frac{\pi}{2}$$



Пластина в $\frac{1}{2}\lambda$:

$$\Delta = (n_e - n_o)d = \frac{\lambda_0}{2}$$

$$\Delta\varphi = k_0 \Delta = \frac{2\pi}{\lambda_0} (n_e - n_o)d = \pi$$



Билет № 38

Наборение анидопропие оптических свойств.

Механо-(электро-, магнито-) оптические эффекты - изменение оптических характеристик сред под влиянием внешних外界 факторов (мех./эл./магн.-м.).

Фотоупругость - линейный мехаооптический эффект. Мера волнистей оптической анидоприации - коэффициент ширины поглощателей преломления для не ($\vec{E}_0 \parallel \vec{F}$) и по ($\vec{E}_0 \perp \vec{F}$) волн.

Механик - направление механическое деформацию тела

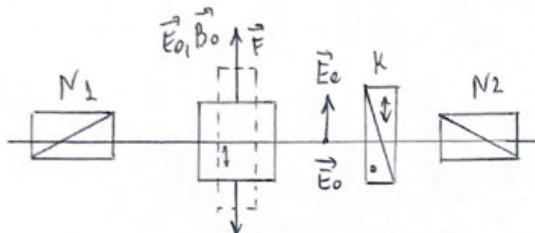


Схема наблюдения фотоупругости

Эффект Покельса - линейный электрооптический эффект.

Схема опыта для его обнаружения аналогична схеме наблюдения фотоупругости. При отрицательном (твердое тело, жидкость или газ) изменяется между двумя зеркалами плоскость излучения.

Механик - азимутальное движение связанных зарядов в кристалле.

Наблюдается только в кристаллах без центра симметрии.

Эффект Керра - квадратичный электрооптический эффект в чисто-важно симметричных средах.

Механик - повернутые и ориентации анидоприации молекул

Явление Котто-Мутон - квадратичный магнитооптический эффект в изотропном магнитном поле.

Механик - ориентации анидоприации молекул, обладающих механизмом механику переворота повернутых молекул в эффекте Керра)

Билет № 39.

Классическая осцилляторная модель атома.

Преимущество, что в атоме 1 электрон (по простоте).

По определению электрического dipольного момента $\vec{p}(t) = qx(t)$,
 q - заряд электрона, $x(t)$ - смещение относительно зерра.
 $\frac{m_p}{me} \approx 1836$.

Рассмотрим \vec{p} в форме, как движущий гармонический осциллятор.
 Колебание описывается ур-ем:

$$m\ddot{x} = -f\dot{x} - kx$$

Ур-е движени: $\ddot{x} + 2\delta\dot{x} - kx$, $\delta = \frac{f}{2m}$ - коэффициент парашютного сопротивления.

Запон движени: $x(t) = x_0 e^{-\delta t} \cos(\omega t + \varphi_0)$ $\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}}$, $\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \delta^2}$.

Среднее мощность потерь:

$$\langle P \rangle_T = \left\langle \frac{dw}{dt} \right\rangle_T = -\delta m x_0^2 \omega_0^2 e^{-2\delta t}$$

$$J \propto \frac{\omega_0^4}{6\pi\epsilon_0 c^3} \frac{1}{2} q^2 x_0^2 e^{-2\delta t}$$

$$J = \oint \int J(t, \theta) d\sigma \Rightarrow \delta = \frac{1}{12\pi\epsilon_0} \frac{q^2 \omega_0^2}{mc^3}, \quad \delta \approx 10^8 \text{ с}^{-1}$$

Время радиационного затухания - время, через которое амплитуда колебаний уменьшается в e раз. $T = \frac{1}{\delta} = \frac{12\pi\epsilon_0 mc^3}{q^2 \omega_0^2}$

Смесительная форма и ширина линии излучения

Дипольный момент меняется по закону: $p(t) = p_0 e^{-\delta t} \cos(\omega t + \varphi_0)$

$$\vec{E}(t, \vec{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 c^2 r} \left[\vec{u} [\vec{u} \vec{p}(t - \frac{r}{c})] \right] \text{ меняется по}$$

$$\vec{p}(t) \propto -\omega_0 \vec{p}_0 e^{-\delta t} \cos(\omega t + \varphi_0), \quad \vec{E}(t) \propto \vec{E}_0 e^{-\delta t} \cos(\omega t + \varphi_0)$$

$$f(t) = f_0 e^{-\delta t} \cos \omega t, \quad \omega_0 \gg \delta$$

$$|f(i\omega)|^2 = \left(\frac{f_0}{2\delta} \right)^2 L \left(\frac{\omega - \omega_0}{\delta} \right)^2 = \left(\frac{f_0}{2\delta} \right)^2 \frac{1}{1 + \left(\frac{\omega - \omega_0}{\delta} \right)^2} - \text{спектральная интенсивность}$$

$$\Delta\omega = 2\delta = \frac{2}{T} = \frac{1}{\Delta t} = \frac{1}{6\pi\epsilon_0} \frac{q^2 \omega_0^2}{mc^3} - \text{ширина физики Лоренца на половине высоты}$$

$$|E(i\omega)|^2 = \left(\frac{E_0}{\Delta\omega}\right)^2 \frac{1}{1 + \left(\frac{\omega - \omega_0}{\Delta\omega/2}\right)^2} - \text{спектральная интенсивность } E.$$

Причины форма линии обусловлена при естественных условиях, когда единственным фактором, влияющим на излучение, является радиационное затухание.

Поэтому эта форма наз. естественной формой линии излучения, а ширине линии излучения $\Delta\omega$ - естественной шириной линии излучения.

Рассеяние света - возникновение световых полей на оптических пространственных неоднородностях среды.

Процесс рассеяния света состоит в взаимодействии молекул или частиц среды у радиуса распространения в среде оптической волны и поглощении этой энергии в телесный угол, вершиной которого является молекула или частица.

Оптические неоднородности - множества иодородных частиц с флюктуирующими оптическими свойствами среды.

Индикатриса рассеяния - пространственная диаграмма, явления интенсивности $I(r, \Omega)$ рассеянного света от телесного угла Ω рассеяния на расстоянии r от рассеивателя.

Угловое распределение интенсивности рассеянного излучения оптической волны называемой либо неподвижной полевыми параметрами волны аксиальную симметрию вдоль направления \vec{E} .

$$I(r, \Omega) = \langle E^2 \rangle = \frac{\omega^4}{(4\pi r c)^2 \bar{P}^2 \sin^2 \theta}$$

Падающий свет не поляризован (в естественной поляризации)

$$I(n) = I_x(\theta_x) + I_y(\theta_y) \sim \frac{\sin^2 \theta_x + \sin^2 \theta_y}{2} = \frac{1 + \cos^2 \theta_z}{2} = I(\theta_z)$$

Рэлеевское рассеяние - угловое когерентное рассеяние света на оптических неоднородностях, размера которых $r \ll \lambda$.

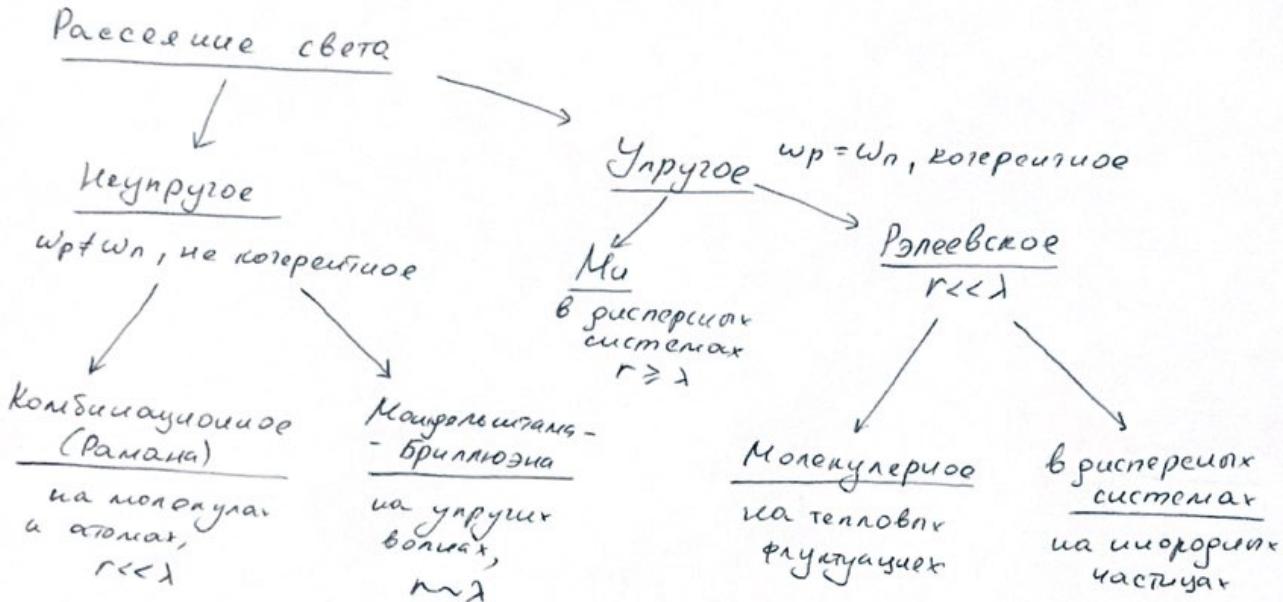
Закон Рэлея: $I \propto \omega^4 \sim \frac{1}{\lambda^4}$ - как у теплового статистического явления (среда состоит из частиц-рэлеевиков, размеры которых $\ll \lambda$)

Молекуларное рассеяние - рэлеевское (упругое, преломление) рассеяние света на тепловых статистически неявливающих флюктуирующих оптических свойствах микроскопически однородной среды.

Рассеяние Мю - упругое рассеяние в дисперсиях системах на частицах с $r \geq \lambda$.

Билет №41

Неупругое рассеяние - частота рассеянного света ω_p не равна частоте падающего ω_n , фазовый сдвиг - искогоризионное рассеяние.



Рассеяние Мандельштадта - Бриллюэна - неупругое рассеяние на изменениях плотности чистой макроскопически однородной и однородившей среды, в которой распространяется упругие волны.

Комбинационное рассеяние (рассеяние Рамана) - неупругое рассеяние света молекулами и атомами $r \ll \lambda$

Дисперсионные системы - системы, состоящие из вещества неких частиц, находящихся в однородной среде.

Билет №2.

Круговое движение статистических излучающих осцилляторов

Ударное уширение.

В идеи при комнатной температуре и нормальном давлении первое время между скошениями атомов $T_0 \approx 10^{-11}$ с. Оценка времени затухания естественного кругового движения осциллятора дает $\tau \approx 10^{-8}$ с. Атом пропадает $\approx 10^3$ соударений за время кругового.

Весь процесс кругового разбивается на отдельные акты круговых со временем продолжительностью T_0 . Т.к. ширина линии кругового обратно пропорциональна времени кругового, то из-за соударений ширина линии в рассматриваемых условиях будет примерно в 10^3 раз больше естественной ширины линии кругового.

Доплеровское уширение

$$\Delta \omega_L = \frac{v}{T_0} = \frac{8\sqrt{\pi} d^2 p}{\sqrt{m k_B T}}$$

Доплеровское уширение.

Линия кругящего осциллятора усиливается в тепловом движении. Тогда в соответствии с выражением Доплера круговая линия имеет частоту колебаний, равную частоте кругового движения покоящегося атома.

$$\Delta \omega_G = \omega_0 \sqrt{\frac{8k_B T_{\text{нр}}}{m c}} \approx \sqrt{T}$$

Однородный ансамбль осцилляторов - ансамбль, в котором все осцилляторы имеют одинаковую частоту колебаний.

Несодиноморфное ансамбль осцилляторов - ансамбль, в котором

осцилляторы имеют различную собственную частоту колебаний.

Динамическое уширение $\Delta \omega$ характеризует спектр колебаний ансамбля осцилляторов с одинаковыми собств. частотами.

Причина - однократность квантовых состояний атомов или молекул.

Единородность кругового или хаотического состояния среды, (естественное, ударное уширение)

Несодиноморфное уширение $\Delta \omega^*$ характеризует спектр колебаний ансамбля осцилляторов с различными собственными частотами.

Причина - то же + хаотическое тепловое движение

(доплеровское, круговое, вращательное уширение)