

БИЛЕТЫ КУРСА ПО ОБЩЕЙ ФИЗИКИ «ОПТИКА»

Авторы: Хоружий К.
Примак Е.

От: 31 мая 2021 г.

Содержание

| | |
|---|-----------|
| 1 Принцип Ферма | 3 |
| 1.6 Предельный переход от волновой оптики к геометрической | 3 |
| 6 Дисперсия волн | 3 |
| 6.10 (k) Дисперсия | 3 |
| 7 Классическая теория дисперсии света и дисперсия в плазме | 4 |
| 7.87 Дисперсия плазмы | 4 |
| 9 Статистическая природа света | 5 |
| 9.31 Корреляция и когерентность света | 5 |
| 10 Временная когерентность | 6 |
| 10.30 Влияние немонахроматичности света | 6 |
| 11 Пространственная когерентность | 7 |
| 11.28 Конечные размеры источника и пространственная когерентность | 7 |
| 11.32 Теорема Ван-Циттера-Цернике | 7 |
| 16 Дифракция в оптических приборах | 8 |
| 16.56 Разрешающая способность при когерентном и некогерентном освещении | 8 |
| 17 Дифракционная решетка | 8 |
| 17.46 Дифракционная решетка | 8 |
| 18 Спектральные приборы | 9 |
| 18.48 Эшелон Майкельсона и интерференционные спектральные приборы | 9 |
| 18.49 Разрешающая способность призмы | 10 |
| 19 Дифракционная решетка как спектральный прибор | 10 |
| 19.47 Дифракционная решетка как спектральный прибор | 10 |
| 20 Интерферометр Фабри-Перо | 11 |
| 20.36 Многолучевая интерференция | 11 |
| Интерферометр Фабри-Пера | 11 |
| 21 Принципы фурье-оптики | 13 |
| 21.52 Дифракция на решетке как краевая задача | 13 |
| 22 Теория Аббе формирования изображения | 15 |
| 22.57 Метод Аббе | 15 |
| 23 Дифракция на периодических структурах с точки зрения фурье-оптики | 17 |
| 23.53 Применение метода Рэлея | 17 |
| 24 Принципы пространственной фильтрации | 17 |
| 24.59 Фазовый контраст | 17 |

| | |
|---|-----------|
| 25 Плоская голография | 18 |
| 25.54 Про голографию из Сивухина | 18 |
| Голограмма Габора | 19 |
| Голограмма с наклонным опорным пучком | 20 |
| 26 Разноцветная голография | 21 |
| 26.1 Условие Брегга-Вульфа | 21 |
| 27 Поляризация света | 22 |
| 27.62 Поляризованный и естественный свет | 22 |
| 28 Кристаллооптика I | 24 |
| 28.75 Плоские волны в кристаллах | 24 |
| 28.76 Оптически одноосные кристаллы | 25 |
| 29 Кристаллооптика II | 26 |
| 29.78 Анализ поляризованного света | 26 |
| 29.90 Эффект Керра: двойное преломление в электрическом и магнитном полях | 26 |
| 29.91 Эффект Поккельса (линейный электрооптический) | 26 |
| 29.94 Вращение плоскости поляризации | 27 |
| 29.95 Эффект Фарадея: магнитное вращение плоскости поляризации | 27 |
| 30 Нелинейная оптика I | 28 |
| 30.123 Нелинейная поляризация среды | 28 |
| 30.124 Первое приближение. Генерация вторых гармоник. | 29 |
| 31 Нелинейная оптика II | 29 |
| 31.125 Второе приближение. Самофокусировка. | 29 |
| 32 Рассеяние света | 30 |
| 32.98 Рассеяние света | 30 |
| Невошедшее | 33 |
| 32.99 Интерференция | 33 |
| 32.99.1 Общие сведения об интерференции | 33 |
| 32.100 Спектральные приборы и многослойные структуры | 34 |
| 32.100.1 Интерференция в пленках и в пластинках | 34 |
| 32.101 Нелинейная оптика | 35 |
| 32.101.1 Явление Мандельштама-Бриллюэна | 35 |
| 32.101.2 Комбинационное рассеяние света (эффект Рамана) | 36 |

1 Принцип Ферма

1.6 Предельный переход от волновой оптики к геометрической

6 Дисперсия волн

6.10 (к) Дисперсия

Фазовая скорость. В терминах фазовой скорости можно записать, что

$$u(x, t) = a \cos(kx - \omega t) = a \cos[k(x - v_{\text{ф}}t)],$$

то есть со скоростью $v_{\text{ф}}$ перемещается точка волны, фаза которой имеет фиксированное значение: $\varphi(x, t) = \omega t - kx = \text{const}$. В общем случае связь частоты и волнового числа определяется законом дисперсии $\omega = \omega(k) = \omega(\lambda)$.

Def 6.1. Фазовой скоростью называют величину $v_{\text{ф}} = \omega/k = c/n$.

Def 6.2. Зависимость фазовой скорости от длины волны – *дисперсия*.

Групповая скорость. Рассмотрим две волны со скоростями ω_1 и ω_2 с соответствующими $k_1(\omega_1)$ и $k_2(\omega_2)$. Пусть волны задаются уравнениями

$$\begin{aligned} u_1 &= a \sin(k_1 x - \omega_1 t) \\ u_2 &= a \sin(k_2 x - \omega_2 t) \end{aligned} \Rightarrow u(x, t) = u_1 + u_2 = 2a \cos \left[\frac{k_2 - k_1}{2} x - \frac{\omega_2 - \omega_1}{2} t \right] \sin \left[\frac{k_2 + k_1}{2} x - \frac{\omega_2 + \omega_1}{2} t \right].$$

Логично ожидать, что $k_2 - k_1 \ll k_1$, тогда считая $k = \langle k_1, k_2 \rangle$, $\omega = \langle \omega_1, \omega_2 \rangle$ и $k_2 - k_1 = \Delta k$, $\omega_2 - \omega_1 = \frac{d\omega}{dk} \Delta k$, перепишем выражение в виде

$$u(x, t) = 2a \cos \left[\frac{\Delta k}{2} \left(x - \frac{d\omega}{dk} t \right) \right] \cdot \sin(kx - \omega t),$$

что очень сильно напоминает бегущие волны. Получается, что рассматривая эволюцию волны во времени корректно ввести *групповую скорость* $v_{\text{гр}} = d\omega/dk$, – при таком движении модуляция волны сохраняет фиксированное значение. Это обобщается и на некоторый диапазон k_i , тогда получим выражение вида

$$u(x, t) = \exp[i(kx - \omega t)] F(x - v_{\text{гр}}t).$$

Именно с функцией $F(x - v_{\text{гр}}t)$ связывают представление о цуге волн, или *волновом пакете*.

Формула Рэлея. Найдём связь фазовой и групповой скоростей: считая $\omega = kv_{\text{ф}}$ находим соотношение вида

$$v_{\text{гр}} = v_{\text{ф}} - \lambda \frac{dv_{\text{ф}}}{d\lambda},$$

которое называют *формулой Рэлея*.

Свяжем групповую скорость волны с показателем преломления. Из формулы Рэлея:

$$v_{\text{гр}} = v_{\text{ф}} - \lambda \frac{d}{d\lambda} \left(\frac{c}{n} \right) = v_{\text{ф}} \left(1 + \frac{\lambda}{n} \frac{dn}{d\lambda} \right) = \frac{c}{n + \omega \frac{dn}{d\omega}}.$$

Однако также верно, что $\lambda = \frac{2\pi c}{\omega}$, так что корректнее иметь производную по частоте.

Нормальная и аномальная дисперсия. Пусть $\sqrt{\varepsilon} = n + i\kappa$. Величина $n = \text{Re} \sqrt{\varepsilon}$ – *показатель преломления*, и $\kappa = \text{Im} \sqrt{\varepsilon}$ – *показатель поглощения* (затухания).

Представляя атомы осцилляторами с собственной частотой $\omega_0 = \sqrt{\beta/m}$ и коэффициентом затухания $\gamma = \eta/2m$ можно для концентрации атомов N найти проницаемость

$$\varepsilon = 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - 2i\gamma\omega}, \quad \omega_p^2 = 4\pi N \frac{e^2}{m}.$$

Вообще можно выделить нормальную ($n'_{\omega} > 0$) и аномальную ($n'_{\omega} < 0$) дисперсию, подробнее на рис. 1. Для случая, когда $\varepsilon(\omega)$ не сильно отличается от 1, можно получить следующие выражения

$$n = 1 + \frac{\omega_p^2}{2} \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\gamma^2\omega^2}, \quad \kappa = \frac{\gamma\omega_p^2\omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\gamma^2\omega^2}.$$

Закон Бугера. Чуть подробнее раскрывая показатель поглощения:

$$k = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon} = \frac{\omega}{c} n + i \frac{\omega}{c} \kappa,$$

где вводится $\alpha = \frac{4\pi}{\lambda_0} \kappa$ и $\lambda_0 = \frac{2\pi c}{\omega}$ – длина волны излучения в вакууме на частоте ω . Итого, для бегущей волны получается

$$E \sim e^{ik_r x} e^{-\alpha x/2}, \quad \Rightarrow \quad I = I_0 e^{-\alpha x},$$

что и называют *законом Бугера*.

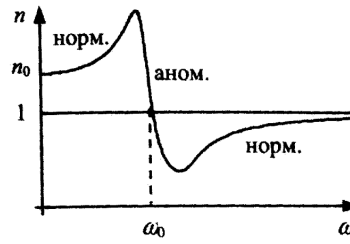


Рис. 1: Аномальная и нормальная дисперсия

Закон Лоренца-Лоренца. Когда велика концентрация свободных электронов значимым становится поле электронов, действующее на остальные, что может быть сравнимо с действием внешнего поля. Так можем связать ε и поляризуемость отдельных молекул β

$$\varepsilon = \frac{1 + \frac{8\pi}{3} N\beta}{1 - \frac{4\pi}{3} N\beta}, \quad \Rightarrow \quad \frac{4\pi}{3} N\beta = \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 1},$$

что называют *формулой Лоренца-Лоренца*.

7 Классическая теория дисперсии света и дисперсия в плазме

7.87 Дисперсия плазмы

Плазменная частота. Можно написать штуку из §84, но ненужно. Если атомы колеблются на ω_0 , частоты волны ω , концентрация атомов в единице объема N , масса атомов m , γ — ну, какая-то гамма для затухания, то можем прийти к формуле

$$\varepsilon = 1 + \frac{4\pi N e^2 / m}{\omega_0^2 - \omega^2 + 2i\omega\gamma},$$

где последнее слагаемое как раз характеризует поляризуемость атома. На самом деле достаточно рассмотреть а-ля конденсатор в плазме, как в прошлом семестре.

Диэлектрическая проницаемость плазмы определяется в основном *свободными электронами*. Полагая $\omega_0 = 0$, пренебрегая затуханием ($\gamma = 0$), получаем для плазмы

$$\varepsilon = 1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2, \quad \omega_p^2 = 4\pi N \frac{e^2}{m},$$

где N — концентрация свободных электронов. Величина ω_p — *плазменная*, или *ленгмюровская* частота, играющая для плазмы роль *собственной частоты*.

При $\omega < \omega_p$ $\varepsilon < 0$, так что длинные э-м волны отражаются от плазмы. Эксплуатируя этот эффект можем реализовать дальнюю радиосвязь: на земле N меняется с высотой неравномерно, есть несколько максимумов, и область с одним из таких максимумов и называется ионосферным слоем. Характерные значения для $N \in [10^4; 10^6]$ электронов на 1 см^3 .

Фазовая и групповая скорость. Для волнового числа можем записать

$$c^2 k^2 = \omega^2 \varepsilon = \omega^2 - \omega_p^2, \quad \Rightarrow \quad c^2 k dk = \omega d\omega, \quad \Rightarrow \quad \frac{\omega}{k} \frac{d\omega}{dk} = c^2,$$

иначе можем записать, как

$$vu = c^2, \quad v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon}} = \frac{c}{\sqrt{1 - \omega_p^2/\omega^2}} > c, \quad u = \frac{c^2}{v} = c \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}} < c.$$

Соответственно, некоторый важный итог:

$$n = \frac{c}{v} = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}}, \quad \omega_p^2 = 4\pi N \frac{e^2}{m}.$$

9 Статистическая природа света

9.31 Корреляция и когерентность света

Квазимонохроматичность. Если область $\Delta\omega$ в которую входит основное значение интеграла Фурье, и $\Delta\omega/\omega \ll 1$, то результирующее колебание называется *квазимонохроматическое*. Запишем произвольные квазимонохроматические колебания в виде

$$E(t) = a(t)e^{i\omega_0 t},$$

где $a(t)$ – медленная амплитуда, таким образом колебания модулированы, меняется $a(t)$ – амплитудная модуляция, меняется фаза – *фазовая модуляция*.

Так как детекция происходит в основном для интенсивности, то про неё и будем говорить, квадрат поля может быть представлен в виде

$$(\operatorname{Re} E)^2 = \left(\frac{E + E^*}{2} \right)^2 = \frac{1}{4} (E^2 + E^{*2}) + \frac{1}{2} EE^*.$$

Если считать $a = a_0(t)e^{i\delta(t)}$, где $a_0(t)$ и $\delta(t)$ – медленно меняющиеся вещественная амплитуда и фаза, то

$$E^2 + E^{*2} = 2a_0^2 \cos[2(\omega_0 t + \delta)],$$

что быстроосциллирует, так что 0. Поэтому интенсивность $\langle EE^* \rangle$.

Два источника. Рассмотрим теперь сумму колебаний от двух источников из S_1 и S_2 с отставаниями на θ_1 и θ_2 . Тогда результирующее

$$E \equiv E(P, t) = E_1(t - \theta_1) + E_2(t - \theta_2).$$

Умножая на комплексно-сопряженное и усредняя по времени приходим к выражению вида

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \operatorname{Re}[f_{12}(\theta)],$$

где $\theta = \theta_2 - \theta_1$.

Def 9.1. Корреляционной функцией колебаний $E_1(t - \theta_1)$ и $E_2(t - \theta_2)$ называют

$$\langle E_1(t - \theta_1) E_2^*(t - \theta_2) \rangle = \langle E_1(t) E_2^*(t - \theta) \rangle = F_{1,2}(\theta) = \sqrt{I_1 I_2} f_{1,2}(\theta).$$

Она характеризует степень согласованности колебаний. Функция $f_{1,2}$ называется *нормированной корреляционной функцией*. Разделив её на быстро осциллирующую функцию $e^{i\omega_0 t}$ можем перейти к *комплексной степени когерентности колебаний*

$$\gamma_{1,2}(\theta) = f_{1,2}(\theta) e^{-i\omega_0 \theta},$$

модуль которой – степень когерентности колебаний в точке P .

Итого, в терминах γ , переходим к

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \operatorname{Re}[\gamma(\theta) e^{i\omega_0 \theta}] = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} |\gamma_{1,2}(\theta)| \cos(\omega_0 \theta + \delta(\theta)),$$

где $\gamma_{1,2}(\theta) = |\gamma_{1,2}| e^{i\delta}$. Однако γ меняется медленно, так что в максимумах $\cos(\omega_0 \theta + \delta) = +1$ и в минимумах $\cos(\omega_0 \theta + \delta) = -1$, тогда

$$I_{\max} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} |\gamma_{1,2}(\theta)|, \quad I_{\min} = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2} |\gamma_{1,2}(\theta)|, \quad \Rightarrow \quad V \equiv \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} |\gamma_{1,2}(\theta)|.$$

Получается, что при $\gamma_{1,2}(\theta) = 0$ колебания *некогерентны*, и если $\gamma_{1,2}(\theta) \equiv 0, \forall \theta$, то *некогерентность полная*, тогда всюду имеет место *закон фотометрического сложения*.

Интерференция *полная* при $\gamma_{1,2}(\theta) \equiv 1$, такой случай реализуется при наложении строго периодических, в частности монохроматических, пучков одинаковых периодов. **Вопросы пространственной и временной когерентности колебаний некоторого поля могут быть сведены к рассмотрению γ для ситуации на рисунке 2.**

Оборванная синусоида. Пусть есть \sin вплоть до некоторого τ по которому и будем усреднять

$$E(t) = \begin{cases} \sin \omega_0 t, & t \in [0, \tau], \\ 0, & t \notin [0, \tau], \end{cases} \quad \Rightarrow \quad \gamma(\theta) = \begin{cases} 1 - \theta/\tau, & \theta < \tau, \\ 0, & \theta > \tau. \end{cases}$$

что может быть получено из выражения

$$\langle E(t) E^*(t - \theta) \rangle = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau e^{i\omega_0 \theta} dt = \frac{\tau - \theta}{\tau} e^{i\omega_0 \theta} = F(\theta) = f(\theta).$$

Вот здесь написать подробнее.

Связь автокорреляционной функции и спектральной плотности. Да, они связаны: $F(\theta)$ и $I_\omega(\omega)$. Для

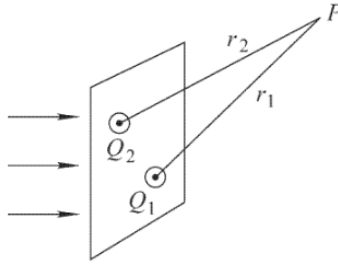


Рис. 2: Расчёт пространственной и временной когерентности.

установления связи запишем по определению

$$F(\theta) = \langle E(t)E^*(t-\theta) \rangle = \frac{1}{\tau} \int_{-\tau/2}^{\tau/2} E(t)E^*(t-\theta) dt,$$

подставляя $E^*(t-\theta) = \int_0^\infty a^*(\omega)e^{-i\omega(t-\theta)} d\omega$, а также вспоминая выражения для $a(\omega)$, и меняя порядок интегрирования приходим к

$$a(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\tau/2}^{\tau/2} E(t)e^{-i\omega t} dt, \quad \Rightarrow \quad F(\theta) = \frac{2\pi}{\tau} \int_0^{+\infty} a^*(\omega)a(\omega)e^{i\omega\theta} d\omega = \int_0^\infty I_\omega(\omega)e^{i\omega\theta} d\omega,$$

где учтено, что $I_\omega(\omega) = \frac{2\pi}{\tau} a^*(\omega)a(\omega)$. Это формула – фурье-разложение $F(\theta)$, поэтому верно и обратное

$$F(\theta) = \int_0^\infty I_\omega(\omega)e^{i\omega\theta} d\omega, \quad \Rightarrow \quad I_\omega(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} F(\theta)e^{-i\omega\theta} d\theta.$$

Вообще можно показать, что $F(-\theta) = F^*(\theta)$, тогда последняя формула перепишется в виде:

Thr 9.2 (теорема Винера-Хинчина). *Связь между спектральной плотностью мощности сигнала и его автокорреляционной функцией может быть записана в виде:*

$$I_\omega(\omega) = \frac{1}{2\pi} \left[\int_0^\infty F(\theta)e^{-i\omega\theta} d\theta + c.c. \right],$$

что позволяет измерять I_ω для волн.

10 Временная когерентность

10.30 Влияние немонахроматичности света

Рассмотри два точечных немонахроматичных источников света: длины волн λ и $\lambda' = \lambda + \delta\lambda$. Точка с $\Delta = 0$ – центр интерференционной картины.

Две спектральные линии. Если фазы S_1 и S_2 то центр сохранится. Волны придут в противофазе, при

$$N\lambda' = (N + 1/2)\lambda, \quad \Rightarrow \quad N = \frac{\lambda}{2(\lambda' - \lambda)} = \frac{\lambda}{2\delta\lambda}.$$

Когда номер полосы мал по сравнению с величиной N , интерференционные полосы будут отчётливы, при номере N для λ и $(N + 1.2)$ для λ' полосы пропадут, а вот на $2N$ и $2N + 1$ уже снова будут в фазе.

Кусочек спектра. Пусть теперь $\lambda \in (\lambda, \lambda + \delta\lambda)$, тогда разобьём всё на пары на расстоянии $\delta\lambda/2$ друг от друга, к каждой из которых верно значение для N (при $\delta\lambda \rightarrow \delta\lambda/2$), поэтому первые полосы исчезнут при

$$N = \lambda/\delta\lambda,$$

что в два раза больше дискретного случая.

Временная когерентность. Вообще можно сказать, что для когерентности необходимо, чтобы разность хода лучей не превосходила длину пути $L = c\tau$, тогда

$$N_{\max} = \frac{L}{\lambda} = \frac{\tau}{T} = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = \frac{\omega}{\delta\omega}.$$

Если учесть, что $\lambda = 2\pi/k$ и $T = 2\pi/\omega$, то $\tau \cdot \delta\omega = 2\pi$ и $L \cdot \delta k = 2\pi$.

Так как здесь основной игрок – длина пути, то говорят про *пространственную когерентность*, связанная с *узостью спектрального интервала* $\Delta\omega$. Для времени когерентности верно соотношение

$$\tau_{\text{ког}} \approx \frac{2\pi}{\Delta\omega} \approx \frac{1}{\Delta\nu}, \quad \Rightarrow \quad L \approx c\tau_{\text{ког}} = \lambda \frac{\nu}{\delta\nu} = \frac{\lambda^2}{\delta\lambda},$$

что называется *длиной когерентности*.

11 Пространственная когерентность

11.28 Конечные размеры источника и пространственная когерентность

Два точечных источника. Рассмотрим интерференцию света от двух источников A и B (рис. (3)). Считая

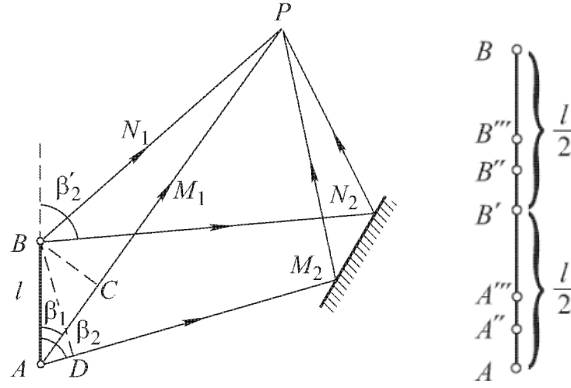


Рис. 3: К пространственной когерентности

$l = AB$ достаточно малым, то для разности оптических лучей можно написать $l \cos \beta_1$ и $l \cos \beta_2$. Тогда для разности оптической разности хода лучей от A и B верно, что

$$\Delta = [(AM_1P) - (AM_2P)] - [(BN_1P) - (BN_2P)] = l |\cos \beta_1 - \cos \beta_2|,$$

которая определяет сдвиг одной интерференционной картины относительно другой. При $\Delta = \lambda/2$ максимумы одной – минимумы другой, при $\Delta = \lambda$ резонируют.

Стоит заметить, что мы условно считаем, что при $\Delta = (m + 1/4)\lambda$, $m \in \mathbb{Z}$ – всё хорошо. А ещё $\beta = \beta'$.

Протяженный источник. Считая, что все точки излучают некогерентно, разобьём на пары источников (A, B') , (A'', B'') и т.д. находящиеся на $l/2$ друг от друга. Тогда, при $\Delta/2 = \lambda/2$ от каждой пары будет просто светлый фон, получаем условия

$$\Delta \equiv l(\cos \beta_2 - \cos \beta_1) = m\lambda,$$

при выполнении которого на экране один только освещенный фон без полос. При $\Delta = (m + \alpha)\lambda$ источник можно разбить на две части $m: \alpha$, где меньшая часть источника даст интерференционные полосы на светлом фоне от большей части источника.

Если крайние лучи выходят симметрично к $\perp AB$, т.е. $\beta_2 = \pi - \beta_1$, то $\cos \beta_2 = -\cos \beta_1$, и тогда хорошая интерференция будет при

$$(l/2)|\cos \beta_1 - \cos \beta_2| \leq \lambda/4, \quad l \sin(\Omega/2) \leq \lambda/4,$$

где Ω – угол между крайними лучами, угол интерференции.

Def 11.1. Два источника, позволяющие наблюдать интерференцию света от них, называют *пространственно когерентными*, иначе – *пространственно некогерентными*.

В случае же монохроматического света, можем говорить про пространственную когерентность при

$$\sigma = \pi \lambda^2 / (4\varphi^2).$$

11.32 Теорема Ван-Циттера-Цернике

Пространственную когерентность $\gamma_{1,2}$ для точек Q_1 и Q_2 экрана, освещаемого протяженным квазимонохроматическим самосветящимся источником света. Если рассматриваемая точка P равноудалена от Q_1 и Q_2 то можем рассматривать просто волны в Q_1 и Q_2 . В качестве источника рассматривается площадка $\sigma \parallel$ экрану.

В точках Q_1 и Q_2 может быть определена интенсивность

$$I_1 \equiv I(Q_1) = \int_{\sigma} \frac{I(S) dS}{r_1^2}, \quad I_2 \equiv I(Q_2) = \int_{\sigma} \frac{I(S) dS}{r_2^2}.$$

Введя нормирующий множитель, можем найти $\gamma_{1,2}(\theta \ll 1)$:

$$\gamma_{1,2}(0) = \frac{1}{\sqrt{I_1 I_2}} \int \frac{I(S)}{r_1 r_2} e^{ik(r_2 - r_1)} dS.$$

Таким образом мы говорим, что:

Thr 11.2 (теорема Ван-Циттера-Цернике). *Комплексная степень взаимной когерентности в точках Q_1 и Q_2 равна комплексной амплитуде в точке Q_1 соответствующей дифрагированной волны.*

16 Дифракция в оптических приборах

16.56 Разрешающая способность при когерентном и некогерентном освещении

Рассматриваем идеальные оптические системы, а конечный рассматриваемый объект как совокупность точечных источников, каждый из которых изображается кружком Эйри (с окружающими его дифракционными кольцами). Наша задача сводится к рассмотрению двух случаев точечных

1. некогерентных источников — складываются их интенсивности — самосветящиеся — телескоп;
2. когерентных источников — складываются их напряженности — освещаемые — микроскоп.

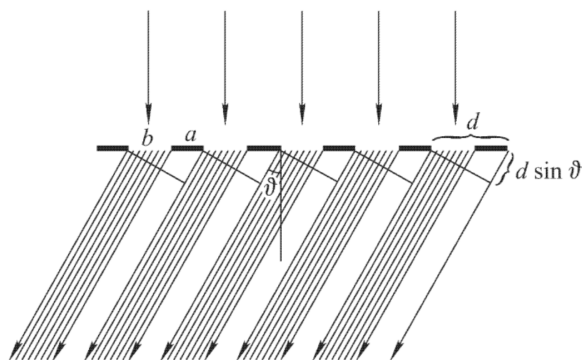
Разрешающие способности соответственно:

$$\text{телескоп: } \vartheta_{\min} = 1,22 \frac{\lambda}{D} \quad \text{микроскоп: } l_{\min} = 0.61 \frac{\lambda}{n \sin \alpha}$$

где α — апертурный угол, l — расстояние между кружками Эйри, ϑ — угловой размер наблюдаемого объекта.

17 Дифракционная решетка

17.46 Дифракционная решетка



Имеем простейший случай: лучи падают перпендикулярно, d — период решетки, ϑ — угол дифракции. Разность хода между волнами, исходящими из соседних щелей

$$\Delta = d \sin \vartheta,$$

а разность фаз

$$\delta = kd \sin \vartheta = 2\pi d \sin \vartheta / \lambda.$$

Поле, наблюдаемое от первой щели определяется формулой

$$E_1 = \frac{b \sin \alpha}{\alpha}.$$

Поля же излучаемые остальными щелями:

$$E_2 = E_1 e^{-i\delta}, \quad E_3 = E_1 e^{-2i\delta}, \quad \dots \quad E_N = E_1 e^{-i(N-1)\delta}.$$

Полное поле представится как сумма всех:

$$E = E_1 \frac{1 - e^{-iN\delta}}{1 - e^{-i\delta}} = E_1 \frac{\sin\left(\frac{N\delta}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\delta}{2}\right)} e^{-i(N-1)\delta/2} \Rightarrow I = I_1 \left[\frac{\sin\left(\frac{N\delta}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\delta}{2}\right)} \right]^2.$$

Заметим, что при

$$\delta/2 = m\pi \quad \Leftrightarrow \quad d \sin \vartheta = m\lambda.$$

получаем $I = N^2 I_1$ — главные максимумы, где m — целое число, порядок главного максимума. Это соотношение так же определяет направление ϑ на главные максимумы.

Если у решетки $a = b$, то все главные максимумы четных порядков вообще не появятся, так как условие максимума решетки перейдет в условие минимума дифракции на одной щели $I_1 = 0$:

$$d \sin \vartheta = 2n\lambda \quad \Rightarrow \quad b \sin \vartheta = n\lambda.$$

Таким образом в рассматриваемом направлении ни одна щель, а потому и решетка в целом не излучают.

Дифракционные минимумы получаются из условия:

$$d \sin \vartheta = \left(m \frac{p}{N}\right) \lambda.$$

Максимумы, получающиеся между двумя соседними минимумами, называются *второстепенными максимумами*. Таким образом между двумя соседними максимумами располагается $(N-1)$ минимум и $(N-2)$ добавочный максимум. И на эту всю красоту накладывается минимумы дифракции на одной щели.

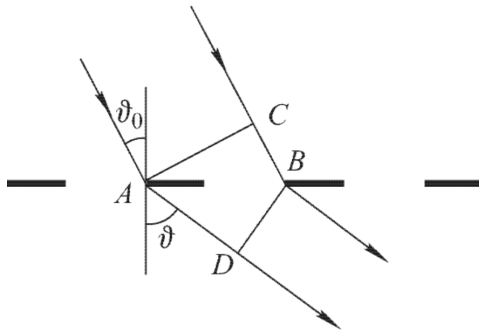
Второстепенные максимумы находятся примерно между минимумами давайте определим направление δ на них:

$$\frac{\delta}{2} = \left(m + \frac{2p+1}{2N}\right) \pi.$$

Найдём теперь интенсивность второстепенных максимумов в окрестности главного, то есть при $N \gg 1$ и малых номерах этих максимумов p , а $\delta/2$ – мал:

$$\sin \frac{\delta}{2} = \pm \sin \frac{2p+1}{2N} \approx \pm \frac{2p+1}{2N} \pi \quad \Rightarrow \quad I = \frac{I_1}{\pi^2} \left(\frac{2N}{2p+1} \right)^2 = \frac{4}{(2p+1)^2 \pi^2} I_{\text{гл.}}$$

Таким образом интенсивности максимумов к главному относятся как очень малые величины. И при большом числе щелей они вообще не играют роли.



Если же волна падает на решетку под углом, то разность хода между соседними щелями становится равной:

$$d(\sin \vartheta - \sin \vartheta_0).$$

Мы имеем новое условие на главные максимумы:

$$d(\sin \vartheta - \sin \vartheta_0) = m\lambda,$$

а минимумы:

$$d(\sin \vartheta - \sin \vartheta_0) = \left(m + \frac{p}{N}\right) \lambda.$$

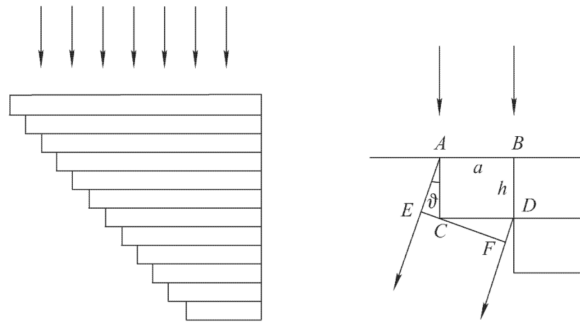
И наконец если решетка – грубая, то при углах падения ϑ_0 близких к 90° можно написать:

$$d \cos \vartheta_0 \cdot (\vartheta - \vartheta_0) = m\lambda.$$

Где $d \cos \vartheta_0$ – типа новый период, который мы уже вправе от угла падения уменьшать, делая решетку менее грубой.

18 Спектральные приборы

18.48 Эшелон Майкельсона и интерференционные спектральные приборы



Для такой картинки разность хода будет:

$$\Delta = nh + a \sin \vartheta - h \cos \vartheta = m\lambda.$$

Положения главных максимумов определяются из условия

$$nh + a \sin \vartheta - h \cos \vartheta = m\lambda.$$

Найдём дисперсию:

$$\frac{d\vartheta}{d\lambda} = \frac{m}{a \cos \vartheta + h \sin \vartheta} \approx \frac{a}{m} = \frac{h(n-1)}{a\lambda}.$$

Что описывает эшелона как достаточно хороший спектрометр. Его дисперсионная область:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda}{m} = \frac{\lambda^2}{h(n-1)}.$$

Она очень мала, что является большим недостатком эшелона.

Разрешающая способность:

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = Nm = \frac{Nh(n-1)}{\lambda}.$$

Эту формулу можно уточнить, приняв во внимание дисперсию по длине волны от стекла:

$$\frac{\lambda}{\delta\lambda} = \frac{Nh}{\lambda} \left[(n-1) - \lambda \frac{dn}{d\lambda} \right].$$

И аналогичные аналогичными рассуждениями:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda}{m - h(dn/d\lambda)}, \quad \frac{d\vartheta}{d\lambda} = \frac{m - h(dn/d\lambda)}{a \cos \vartheta + h \sin \vartheta}.$$

18.49 Разрешающая способность призмы

Пусть на призму падает λ' . Будем рассматривать симметричный ход лучей (рис. 4). Начальное положение

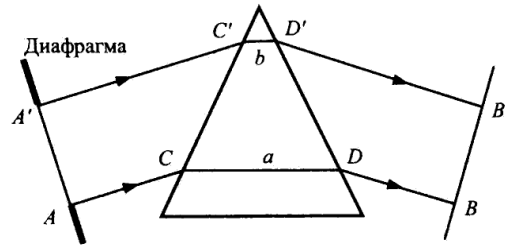


Рис. 4: Призма, как спектральный прибор

волнового AA' , а после BB' . Поскольку BB' – это участок волнового фронта, то данное направление можно рассматривать как направление на дифракционный максимум $m = 0$ для λ' .

По критерию Рэлея направление на дифракционный минимум λ должен совпадать с максимумом λ' , тогда разность хода лучей AB и $A'B'$ равна длине волны:

$$\text{max:} \quad [AC + n(\lambda')a + DB] - [A'C' + n(\lambda')b + D'B'] = 0,$$

$$\text{min:} \quad [AC + n(\lambda)a + DB] - [A'C' + n(\lambda)b + D'B'] = \lambda,$$

где AA' и BB' уже не представляют участков волнового фронта. Вычитая два последних равенства, находим

$$[n(\lambda) - n(\lambda')]a - [n(\lambda) - n(\lambda')]b = \lambda,$$

что при рассмотрении близких $\lambda' - \lambda \ll \lambda$ и считая $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$ перейдет в

$$-(a-b) \frac{dn}{d\lambda} \Delta\lambda = \lambda, \quad \Rightarrow \quad R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = -(a-b) \frac{dn}{d\lambda},$$

где $R > 0$ при $n'_\lambda < 0$ в области нормальной дисперсии.

19 Дифракционная решетка как спектральный прибор

19.47 Дифракционная решетка как спектральный прибор

Как мы видели выше дифракционная решетка имеет раскидывать волны, падающие на нее, под разными углами. Введём характеристики такого спектрального прибора.

Угловой дисперсией называют производную $d\vartheta/d\lambda$. Чем она больше, тем больше расстояние между двумя спектральными линиями.

$$\frac{d}{d\lambda} [d(\sin \vartheta - \sin \vartheta_0) = m\lambda] \quad \rightsquigarrow \quad \frac{d\vartheta}{d\lambda} = \frac{m}{d \cos \vartheta} = \frac{\sin \vartheta - \sin \vartheta_0}{\lambda \cos \vartheta}.$$

Таким образом угловая дисперсия не зависит от параметров решетки, а определяется только длинами волн и углами падения и дифракции.

Дисперсионная область – максимальная ширина спектрального интервала $\Delta\lambda$, при котором ещё нет перекрытия спектральных линий.

Пусть падающие длины лежат в диапазоне: $\lambda' = \lambda + \Delta\lambda$. Пусть $(m + 1)$ порядок λ с m порядком λ' . Тогда

$$\begin{cases} d(\sin \vartheta - \sin \vartheta_0) = m\lambda' \\ d(\sin \vartheta - \sin \vartheta_0) = (m + 1)\lambda \end{cases} \Rightarrow m\lambda' = (m + 1)\lambda \Rightarrow \lambda' - \lambda \equiv \Delta\lambda = \lambda/m.$$

Разрешающая способность аппарата – $R = \frac{\lambda}{\delta\lambda}$. А наименьшая разность длин волн двух спектральных линий $\delta\lambda$, при которой спектральный аппарат разрешает эти линии, называется *спектральным разрешаемым расстоянием*. То есть мы стремимся, чтобы дифракционные картины около каждого спектра были как можно более узкими, вдобавок к узкой дисперсии.

Спектральные линии с близкими длинами волн λ и λ' считаются разрешенными, если главный максимум дифракционной картины для одной длины волны совпадает по своему положению с первым дифракционным минимумом в том же порядке для другой длины волны.

$$\begin{cases} d(\sin \vartheta - \sin \vartheta_0) = m\lambda' \\ d(\sin \vartheta - \sin \vartheta_0) = \left(m + \frac{1}{N}\right)\lambda \end{cases} \Rightarrow m\lambda' = \left(m + \frac{1}{N}\right)\lambda \Rightarrow \lambda' - \lambda \equiv \delta\lambda = \lambda/(Nms).$$

Таким образом получаем критерий Релея $R = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = Nm$.

20 Интерферометр Фабри-Перо

20.36 Многолучевая интерференция

Прошедшая волна. Обозначим через R коэффициент отражение света от границы раздела пластинки с воздухом. При отсутствии поглощения $(1 - R)$ проходит через границу, если среды по обе стороны одинаковы, то и R будут одинаковы. Пусть свет монохроматичен Пусть интенсивность света I_0 , тогда интенсивности прошедших пучков будут

$$I_{1'} = (1 - R)^2, \quad I_{2'} = R^2(1 - R)^2 I_0, \quad I_{3'} = R^4(1 - R)^2 I_0, \quad \dots$$

а соответствующие вещественные амплитуды

$$a_{1'} = (1 - R)a_0, \quad a_{2'} = R(1 - R)a_0, \quad a_{3'} = R^2(1 - R)a_0, \dots$$

Амплитуда прошедшей волны представится убывающей геометрической прогрессией

$$a_d = a_0(1 - R) [1 + Re^{-i\Phi} + R^2e^{-2i\Phi} + \dots], \quad \Phi = k\Delta = \frac{4\pi}{\lambda}nd \cos \psi, \quad \Rightarrow \quad a_d = \frac{1 - R}{1 - Re^{-i\Phi}}a_0.$$

где Φ – разность фаз между соседними пучками. Интенсивность прошедшей волны

$$I_d = \frac{(1 - R)^2}{|1 - Re^{-i\Phi}|^2} a_0^2 = \frac{(1 - R)^2}{(1 - R)^2 + 4R \sin^2(\Phi/2)} I_0,$$

что позволяет сделать некоторые выводы.

Отраженная волна. Аналогичный расчёт приведет к

$$\begin{aligned} I_1 &= RI_0, & I_2 &= R(1 - R)^2 I_0, & I_3 &= R^3(1 - R)^2 I_0, & \dots, \\ a_1 &= \sqrt{R}a_0, & a_2 &= -\sqrt{R}(1 - R)a_0, & a_3 &= -\sqrt{R}R(1 - R)a_0, & \dots, \end{aligned}$$

где знак в a – следствие появления $\lambda/2$. Результирующая амплитуда будет иметь вид

$$a_r = \sqrt{R}a_0 - \sqrt{R}(1 - R)a_0e^{-i\Phi} [1 + Re^{-i\Phi} + R^2e^{-2i\Phi} + \dots], \quad \Rightarrow \quad I_r = \frac{4R \sin^2(\Phi/2)}{(1 - R)^2 + 4R \sin^2(\Phi/2)} I_0,$$

где всё также $\Phi = k\Delta = \frac{4\pi}{\lambda}nd \cos \psi$.

При $R \ll 1$ увидим случай двулучевой интерференции, при $R \approx 1$ уже интереснее (рис. 5). В окрестности максимума m -го порядка $\Phi = \pi m + \varphi$, тогда ввиду малости φ можем написать

$$I_d = \frac{I_{\max}}{1 + R\varphi^2/(1 - R^2)}, \quad \frac{R\varphi^2}{(1 - R)^2} = 1 \text{ при } I_d = 1/2 I_{\max}, \quad \Rightarrow \quad \Delta\Phi = 2\varphi = 2\frac{1 - R}{\sqrt{R}}.$$

Интерферометр Фабри-Пера

Разрешающая способность. Имеем дело с интерференцией высоких порядков, поэтому требуется высокая *монохроматичность света* ($\lambda/\delta\lambda \gg m$).

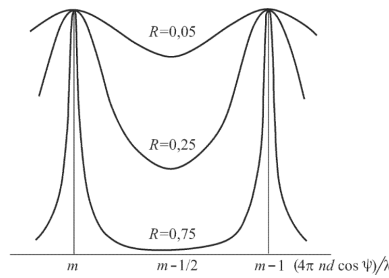


Рис. 5: Пики для пластинки

Def 20.1. Разрешающая способность определяет наименьшее расстояние между близкими спектральными линиями, которые изображаются в виде отдельных спектральных линий. Если максимум одного пика находится не ближе полуширины другого, то их считают различимыми.

Определим минимальную разность $\delta\lambda = \lambda' - \lambda$. Для интерферометра Фабри-Перо верно, что n одинаков для двух длин волн. В точке A' – максимум m -го порядка для λ' , а потому $\Phi' = 2\pi m$. В той же точке λ имеет разность фаз $\Phi = 2\pi m + (1 - R)/\sqrt{R}$, т.е. в рассматриваемой точке $\Phi' - \Phi = \delta\Phi = (1 - R)/\sqrt{R}$. Но ввиду $n = n'$ верно, что $\delta\Phi/\Phi = |\delta\lambda/\lambda|$. Учтя, что в максимуме $\Phi = 2\pi m$, находим

$$\frac{\lambda}{\delta\lambda} = \frac{2\pi\sqrt{R}}{1 - R} m, \text{ — разрешающая способность спектрального прибора.}$$

Он состоит из двух стеклянных или кварцевых пластинок P_1 и P_2 , между которыми обычно находится воздух. Отражающая способность доводится до 95-98 %, шероховатости допустимы в пределах 0.01λ . Интер-

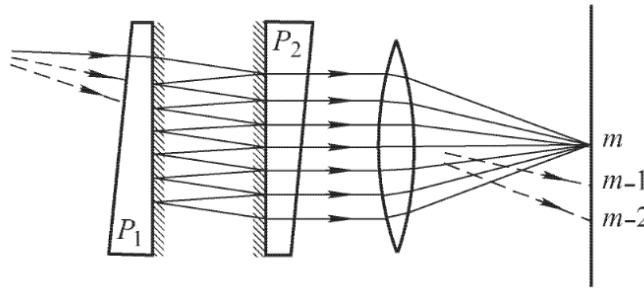


Рис. 6: Интерферометр Фабри-Перо.

ференционная картина состоит из концентрических колец равного наклона. Ввиду малости угла ψ условие главного интерференционного максимума $2h \cos \psi = m\lambda$ можно записать в виде $h(2 - \psi^2) = m\lambda$ откуда *угловая дисперсия* равна

$$\frac{d\psi}{d\lambda} = -\frac{m}{2h\psi} = -\frac{1}{\lambda\psi},$$

которая значительно превышает дисперсию других спектральных приборов.

Интерферометр Фабри-Перо как резонатор. В этом разделе волны распространяются нормально к поверхности резонатора. Соответственно прибор прозрачен для длин волн излучения, удовлетворяющих условию $m\lambda = 2L \cos \theta = 2L$. Также L – расстояние между зеркалами $\gg \lambda$, а также $1 - R \ll 1$. Добротность запишем, как

$$Q = 2\pi \frac{E_0}{\Delta E},$$

где E_0 – накопленная энергия, а ΔE – энергия, теряемая за период колебаний. В указанных предположениях верно, что есть стоячая волна, эквивалентная суперпозиции двух бегущих.

Def 20.2. *Резонатор* – колебательная система, устройство, способное накапливать энергию колебаний, поставляемую из внешнего источника.

Если поток энергии в каждой из волн равен P , то энергия равна

$$E_0 = 2P\tau_L = 2PL/c,$$

где $\tau_L = L/c$ – время, за которое волна проходит расстояние L между пластинами. Поскольку возможность потерь составляет $(1 - R)2P$, то за период колебаний T теряется энергия

$$\Delta E = 2P(1 - R)T.$$

Так как $\lambda = cT$, то по определению находим

$$Q = 2\pi \frac{E_0}{\Delta E_0} = 2\pi \frac{L}{\lambda} \frac{1}{1 - R}.$$

Зная добротность, мы можем найти эффективную ширину линии излучения, выходящего из резонатора: $\Delta\lambda_{\text{eff}} = \lambda/Q$, по определению добротности $Q = \omega/\Delta\omega$, преобразованного с помощью равенства $\Delta\omega/\omega = \Delta\lambda/\lambda$ вытекающего из $\omega = 2\pi c/\lambda$. В таком случае приходим к формуле вида

$$\Delta\lambda = \lambda \frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{\lambda^2}{2L}.$$

Таким образом выделяемые резонатором линии являются в высокой степени монохроматическими.

Теперь читателю предоставляется прочитать текст идущий далее, а потом вернуться к этим строчкам, где я опишу интерферометр Фабри-Перо как спектральный прибор. Если он у нас заполнен однородной однородной средой с показателем преломления n .

Порядок спектра $m = 2h/\lambda$, где h – расстояние между отражающими поверхностями. Для такого порядка спектра:

$$\delta\Phi = (1 - R)/\sqrt{R}, \quad \Phi_{\text{max}} = 2\pi m, \quad \Phi_{\text{min}} = \frac{4\pi dn \cos \psi}{\lambda}.$$

Только теперь n и ψ имеют разные значения для λ и λ' . И только $n \sin \psi = n' \sin \psi' = \sin \varphi$. Тогда должно быть:

$$\frac{\delta\Phi}{\Phi} = \frac{\delta n}{n} - \frac{\sin \psi \delta\psi}{\cos \psi} - \frac{\delta\lambda}{\lambda}.$$

С помощью условия:

$$\frac{\delta n}{n} + \frac{\cos \psi}{\sin \psi} \delta\psi = 0 \quad \Rightarrow \quad \frac{\delta\Phi}{\Phi} = \frac{1}{\cos^2 \psi} \frac{\delta n}{n} - \frac{\delta\lambda}{\lambda}.$$

То, подставляя значения $\delta\Phi$, Φ_{max} и $\delta n = \left(\frac{dn}{d\lambda}\right) \delta\lambda$ разрешающая способность получается

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = \frac{2\pi\sqrt{R}m}{1 - R} \left(1 - \frac{1}{\cos^2 \psi} \frac{\lambda}{n} \frac{dn}{d\lambda}\right).$$

21 Принципы фурье-оптики

21.52 Дифракция на решетке как краевая задача

Метод Рэлея Пусть решетка – бесконечна, её переднюю поверхность будем называть **входом**, а заднюю – **выходом**. Плоскость решетки примем за XY , а ось Z по распространению волны.

Падающую волну представим в виде: $E_0 = Ae^{i(\omega t - kr)}$. Тут полагаем $z = 0$, ищем поле на входе решетки, в силу линейности:

$$E_{\text{вых}} = DE_{\text{вх}}.$$

Здесь введен коэффициент пропускания D решетки. Теперь чтобы решить задачу о дифракции на решетке нам достаточно найти D , тогда мы уже будем знать поле на выходе из решетки, а значит и во всем пространстве дальше. Уравнение

$$\Delta E + k^2 E = 0$$

должно при $z = 0$ переходить в $E_{\text{вых}}(x, y) = D(x, y)E_{\text{вх}}(x, y)$. Такой подход к решению задача называется *методом Рэлея*.

Для одномерной решетки можно представить D как функцию с периодом d :

$$D = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} D_m e^{-impx}, \quad p = \frac{2\pi}{d}.$$

Таким образом:

$$E_{\text{вых}} = DE_{\text{вх}} = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} AD_m e^{i[\omega t - (k_x + mp)x]}.$$

Общим решением нашего волнового уравнения будет:

$$E = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} a_m e^{i(\omega t - q_m \mathbf{r})},$$

на которое надо наложить в связи с граничным условием:

$$q_{mx} = k_x + mp, \quad q_{my} = 0.$$

И так как $q^2 = k^2$, то $q_{mz} = \sqrt{k^2 - q_{mx}^2}$ для однородных волн и $q_{mz} = -i\sqrt{k^2 - q_{mx}^2}$ для неоднородных (поверхностных).

Тогда для поля на выходе можно написать:

$$E_{\text{вых}} = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} a_m e^{i(\omega t - q_{mx} x)} \Rightarrow a_m = A D_m.$$

Теперь если $k_x = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right) \sin \theta$, $q_{mx} = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right) \sin \vartheta_m$ и $p = 2\pi/d$ то получаем основную формулу дифракционной решетки:

$$d(\sin \vartheta_m - \sin \theta) = m\lambda.$$

Что видим? Спектр за решеткой состоит из одних только главных максимумов, но это нормально, так как решетка бесконечна. В формулу для волны входят как однородные так и не однородные волны, а значит она описывает поле на любых расстояниях от решетки. При нормальном падении света наивысший порядок однородных волн $m \leq d/\lambda$, иначе имеем неоднородные волны, которые затухают как $\exp(-\chi_m z)$, где

$$\chi_m = \sqrt{k^2 - q_{mz}^2} = \frac{2\pi}{d} \sqrt{m^2 - (d/\lambda)^2}.$$

Интересно по-исследовать поле далеко от решетки. При $z \gg d$ оно состоит только из однородных волн. А если $d < \lambda$ то вообще из одной плоской волны ($m = 0$).

Тут можно найти красивый эффект **саморепродукции**. Каждое слагаемое в разложении нашей волны – поле плоской волны с пространственной частотой: $u_n = n \frac{2\pi}{d}$. Для точки отстоящей на z от решетки фаза n -ой плоской волны:

$$\varphi_n = \chi_n z = \sqrt{k^2 - q_{nx}^2} z \approx kz - \frac{z q_{nx}^2}{2k},$$

что верно для волн с узким спектром $|q| \ll k$.

Сравним набег фаз n -ой плоской волны с $\varphi_0 = kz$:

$$\Delta\varphi_n = \varphi_0 - \varphi_n = \frac{z}{2k} \left(\frac{2\pi}{d}\right)^2 n^2 = \pi \frac{\lambda z}{d^2} n^2.$$

В плоскости наблюдения отстоящую от решетки на $z_1 = \frac{2d^2}{\lambda}$ (это будет находится в зоне френелевской дифракции) будем иметь разность фаз $\Delta\varphi_n = 2\pi n^2$. Заметим так же, что разность фаз от любых двух плоских волн будет $\Delta\varphi = 2\pi(n_1^2 - n_2^2)$ тоже кратна 2π . Значит в разложении волны ничего не меняется, так как это период, значит в плоскости z_1 поле повторяет по интенсивности пропускающую функцию решетки, ну а точнее:

$$f(x, z_1) = e^{ikz_1} f_0(x).$$

Это же свойство повторения характерно и для

$$z_m = m \frac{2d^2}{\lambda} \quad (m = 1, 2 \dots).$$

Этот эффект еще также носит названия **эффекта Таблота**.

Решётка конечных размеров. Теперь посмотрим на небесконечную решетку.

$$D(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} C(f) e^{-ifx} df.$$

На выходе поле:

$$E_{\text{вых}} = A \int_{-\infty}^{+\infty} C(f) e^{-f(k_x + f)x} df.$$

Решение тогда будет:

$$E = A \int_{-\infty}^{+\infty} C(f) e^{-iqx} df.$$

Задавая функцию пропускания для такой конечной решетки:

$$D(x) = \begin{cases} 0, & \text{если } -\infty < x < -L, \\ \sum_{-\infty}^{\infty} D_m e^{impx}, & \text{если } -L < x < +L, \\ 0, & \text{если } +L < x < +\infty. \end{cases}$$

Вычислим коэффициент Фурье:

$$C(f) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} D(x) e^{ifx} dx = \frac{1}{\pi} \sum_{-\infty}^{+\infty} D_m \frac{\sin[L(f - mp)]}{f - mp}.$$

И получаем:

$$E = \sum_m E_m = \frac{A}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} D_m \frac{\sin[L(f - mp)]}{f - mp} e^{-iqr} df = \frac{Ad}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} D_m \frac{\sin[(N/a)(fd - 2m\pi)]}{fd - 2m\pi} e^{iqr} df.$$

Интенсивность такой волны достигает максимума когда знаменатель обращается в нуль, то есть когда $q_x = k_x + mp = 0$. Получаем направление на главный максимум:

$$\frac{\sin[(N/2)(fd - 2m\pi)]}{(fd - 2m\pi)} = \frac{N}{2}$$

Так же можно определить направления на главные минимумы. В итоге получили все очень сочетающимся с теорией про диф решетку и даже больше!

Стоит ещё сказать про **соотношение неопределенности**. Рассматривая щель b освещаемую нормально падающей волной имеем для выходной волны:

$$f_0(x) = \begin{cases} 1, & |x| \leq b, \\ 0, & |x| \geq b. \end{cases}$$

Фурье коэффициент находим как:

$$C_0(u) = b \frac{\sin \frac{b}{2} u}{\frac{b}{2} u}$$

Тут ширина первого максимума составляет $|\Delta u| \lesssim \frac{2\pi}{b}$ Посмотрев на пропускание щели заметим соотношение

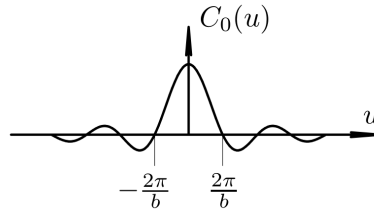


Рис. 7: К соотношению неопределенностей на плоской щели.

неопределенности: $\Delta x \cdot \Delta u \sim 2\pi$. Пространственная протяженность Δx определяется характером самого препятствия. Разброс же плоских волн за отверстием даёт дифракционную расходимость пучка света за отверстием:

$$\Delta u = k \Delta(\sin \alpha) \quad \Rightarrow \quad \Delta(\sin \alpha) \approx \frac{\lambda}{b} \quad \Rightarrow \quad \Delta \alpha \approx \frac{\lambda}{b}.$$

22 Теория Аббе формирования изображения

22.57 Метод Аббе

Работаем все с теми же понятиями. Сначала за объект возьмём дифракционную решетку. Так же при падении параллельных лучей монохроматического света у нас до какого-то порядка максимума будут однородные волны, а дальше неоднородными, которые затухая, на расстояниях порядка λ в наш объектив не попадут.

Поставим перед объективом диафрагму, пропускающую определенные порядки спектров. Например, если пропускается лишь нулевой, то о решетке(объекте) мы никакой информации не получим, а в плоскости изображения получим равномерно освещенное поле.

Поэтому возьмём диафрагму, пропускающую m и $m + 1$ порядки. Которые оставят только плоские волны, которые будут интерферировать между собой:

$$E_m = a_m \cos(\omega t - \mathbf{k}_m \mathbf{r}), \quad E_{m+1} = a_{m+1} \cos(\omega t - \mathbf{k}_{m+1} \mathbf{r}).$$

Примем за плоскость решетки XU , волна распространяется в сторону Z . Посмотрим на какую-нибудь плоскость $z = \text{const}$ и найдём расстояние между интерференционными полосами в них:

$$\Delta\varphi = (k_{m+1,x} - k_{m,x})\Delta x.$$

Видим, что интенсивность света будет периодически повторяться $\Delta\varphi = 2\pi, 4\pi, \dots$ (типа саморепродукция). И шириной интерференционной полосы возьмём Δx при $\Delta\varphi = 2\pi$.

Направления на взятые максимумы:

$$d \cdot (\sin \vartheta_m - \sin \theta) = m\lambda, \quad d \cdot (\sin \vartheta_{m+1} - \sin \theta) = (m + 1)\lambda.$$

Так же знаем:

$$k_{m,x} = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right) \sin \vartheta_m \quad k_{m+1,x} = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right) \sin \vartheta_{m+1}$$

Тогда получаем:

$$k_{m+1,x} - k_{m,x} = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right) (\sin \vartheta_{m+1} - \sin \vartheta_m) = \frac{2\pi}{d}.$$

Таким ширина полосы: $\Delta x = \frac{2\pi}{2\pi/d} = d$. И экстраполируя не на ближайшие максимумы аналогично получаем

$$\Delta x = \frac{d}{\Delta m}.$$

Стоит обобщить, сказав, что чем больше дифрагированных волн различных порядков проходит через диафрагму, тем совершеннее получается изображение.

Решетка бралась как простейший объект, для которого хватает оставить наименее совершенное изображение, которое даст только понятие о её периодичности. Тогда оценим разрешающую способность объектива в который нормально попали 1ый и -1ый максимумы. Пусть у объектива ещё показатель преломления n . Минимальные период решетки, при котором:

$$d \sin \alpha = \frac{\lambda}{n} \quad \Rightarrow \quad l_{\min} = \frac{\lambda}{n \sin \alpha}.$$

Нормальная такая оценка получилась, с точностью до домножения на константу порядка единицы.

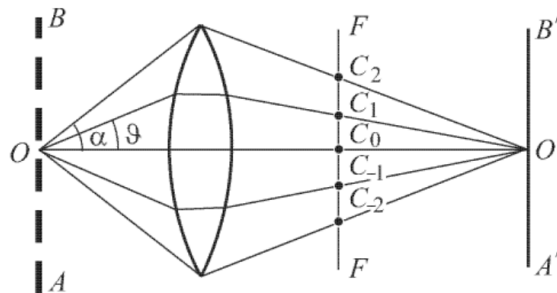
Упрощение связанное с рассмотрением объекта-решетки не принципиально. За объектом произвольной формы возникнут самые разные дифрагировавшие пучки. Угол дифракционной расходимости на первый минимум будет таким, что

$$nl \sin \vartheta \sim \lambda,$$

для l – линейного размера объекта. Минимальные же размеры объекта для лучей падающих под углом α будет определяться условием $\vartheta \sim \alpha$, а именно опять

$$l_{\min} \sim \frac{\lambda}{n \sin \alpha}.$$

О чем же думал Аббе? Что давайте смотреть на изображения, которые даёт нам линза в такой же манере (или любой другой оптический прибор). В фокусе мы получаем дифракционную картину из точек C_k , которую



Аббе назвал первичным изображением объекта. Далее по Гюйгенсу-Френелю можно рассчитать световое поле далее за фокальной плоскостью, пусть они соберутся нашим объективом хоть где-то дальше, тогда получим *вторичное изображение* или *вторичную дифракцию*.

23 Дифракция на периодических структурах с точки зрения фурье-оптики

Def 23.1. Объект называется *абсорбционным*, если в различных местах обладает различной прозрачностью. Объект называется *рефракционным*, если не поглощает света, но влияет на фазу.

23.53 Применение метода Рэлея

Амплитудная решетка. Есть решетка с щелями ширины b и непрозрачных промежутков между ними ширины a . Начало координат в середине щели:

$$D_m = \frac{1}{d} \int_{-d/2}^{+d/2} D(x) e^{impx} dx = \frac{1}{d} \int_{-b/2}^{+b/2} e^{impx} dx = \frac{b \sin \kappa}{d \kappa}, \quad \kappa = \pi \frac{mb}{d}.$$

Что верно при малых углах дифракции, с $\cos \theta \approx 1$. Для спектра нулевого порядка $D_0 = b/d$, и $I_0 = (b/d)^2$, а полна $I_{\text{прош}} = b/d$, вообще верно, что

$$\frac{b}{d} = \frac{b^2}{d^2} + \frac{2}{\pi^2} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{m^2} \sin^2 \frac{\pi mb}{d}.$$

Относительная доля дифрагированного света

$$\frac{I_{\text{прош}} - I_0}{I_{\text{прош}}} = 1 - \frac{b}{d}.$$

Стоит помнить, что $d \sin \vartheta = m\lambda$.

Амплитудно-фазовая решётка. Пусть есть участки длины b с пропускаемостью β и участки длины a с пропускаемостью α , где α и β постоянны.

Вычисление D_m сводится к предыдущей задаче. Рассматриваемая решётка эквивалентна плоскопараллельной решетке с пропусканием α и наложенной на неё дифракционной решетки пропускаемости $(\beta - \alpha)$. Так приходим к выражению

$$D_m = (\beta - \alpha) \frac{b \sin(\kappa)}{d \kappa} + \alpha \delta_m, \quad \kappa = \pi \frac{mb}{d},$$

где $\delta_m = 1$ при $m = 0$ и $\delta_m = 0$ при $m \neq 0$. В случае фазовой решетки пропускаемости имеют вид $e^{i\rho}$, так как важна лишь разность фаз, то вполне можем положить $\alpha = 1$ и $\beta = e^{i\rho}$. Тогда

$$D_m = (e^{i\rho} - 1) \frac{b \sin \kappa}{d \kappa}, \quad m \neq 0,$$

$$D_0 = (e^{i\rho} - 1) \frac{b}{d} + 1.$$

Итого имеет дополнительный сдвиг фаз между спектром нулевого и спектрами всех прочих порядков. Можем его найти, посчитав

$$\arg \frac{D_m}{D_0} = \varphi, \quad \text{tg } \varphi = \frac{b + a}{b - a} \frac{\sin \rho}{1 - \cos \rho}.$$

Введя на пути нулевого максимума пластину, меняющую фазу на φ можем перейти к фазовым соотношениями, аналогичным амплитудной решетке, на основе этого и строится *метод фазового контраста*.

Стоит заметить, что при $a = b$ $\varphi = \pi/2$, а при $\rho \ll 1$ получим $\varphi \approx \pi/2$.

Эшелетт. Сивухин, страница 362.

24 Принципы пространственно фильтрации

24.59 Фазовый контраст

Идея фазового контраста. Пусть два разных участка формируют векторы \mathbf{A} и \mathbf{B} , при чём после фазовое решетки $|\mathbf{A}|$ близок к $|\mathbf{B}|$, но повернуты на некоторый угол (рис. 8, а). Если повернуть \mathbf{c}' и \mathbf{c} на $\pi/2$, оставляя неизменным \mathbf{D} , то можем получить *позитивный фазовый контраст* (в) и *негативный фазовый контраст* (г).

Реализация. Прежде всего необходимо пространственно разделить волновые поля, представленные ветками \mathbf{c} и \mathbf{D} . Полное колебание имеет постоянную амплитуду на протяжении всей решетки и изображается вектором \mathbf{D} , оно даёт в фокальной плоскости центральный максимум, и только.

Другое колебание представляется периодической функцией принимающую значения от $-\mathbf{c}$ до \mathbf{c} на соседних участках, в среднем ноль, так что возбуждает только боковые максимумы, таким образом в фокальной

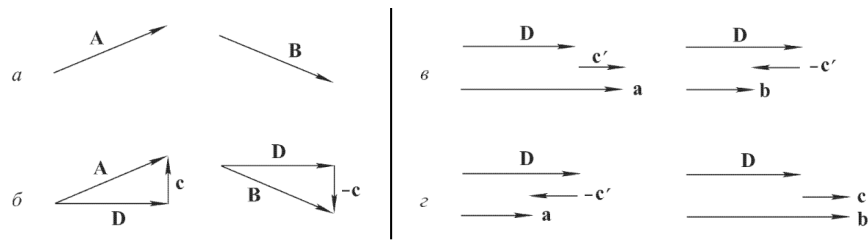


Рис. 8: Метод фазового контраста

плоскости объектива оба колебания окажутся пространственно разделенными.

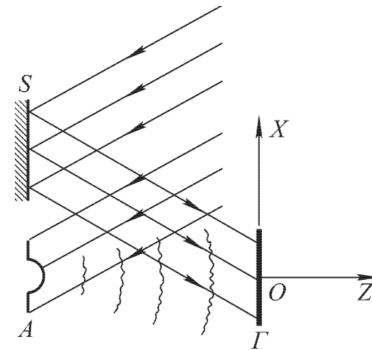
Поставив на пути либо центрального максимума, либо всех боковых максимумов прозрачную плоскопараллельную фазовую пластинку нужной толщины, можно ввести разность фаз в $\pi/2$ и так осуществить фазовый контраст.

Стоит заметить, что раньше полная энергия на участках решётки была $2(D^2 + c^2)$, а после повтора c и $-c$ энергия становится $(D + c)^2 + (D - c)^2$, то есть сохраняется, но перераспределяется.

25 Плоская голография

25.54 Про голографию из Сивухина

Идея голографии Габора заключается в том, что свет, попадая на объект рассеивается, и рассеянные лучи несут все информацию о форме и рельефе объекта. Однако для восстановления из таких лучей изображения нужна ещё информация о фазе изначально падавшего пучка, которую можно получить, если предварительно разделить этот пучок и часть его пустить на зеркало, чтобы переотразить в область, где мы хотим получать голограмму. Пучок, рассеивающийся на предмете называется, называется *предметным*, а несущий информацию о фазе – *опорным*. Полученная картина на Γ записывается, например на чувствительную пластину, и называется голограммой, от греческого «голог» – полный, «графе» – пишу. Позже осветив её той же опорной волной можно получить восстановленное изображение объекта.



Запись голограммы – очень тонкое дело. Необходимая степень монохроматичности света: $\frac{\lambda}{\delta l} \gtrsim m$, где m – максимальный порядок интерференции наблюдающийся при голографировании.

Для хорошей установки и объекта с линейными размерами L этот порядок можно оценить $m \sim \frac{L}{\lambda}$. Таким образом должно быть: $\delta \lambda < \frac{\lambda^2}{L}$.

Требования к размеру источника тоже достаточно жестки: $\Delta x = \lambda/\alpha$, где α – угол схождения крайних интерферирующих лучей. По порядку это что-то вроде $\alpha = h/l$, где h – ширина опорного пучка, а l – расстояния между предметом и голограммой. Таким образом $\Delta x < \frac{\lambda l}{h}$.

И так, о чем же сама голография. Представим поле рассеянной волны и отраженной:

$$u = a(\mathbf{r})e^{i[\omega t - \Phi(\mathbf{r})]}, \quad v = be^{i(\omega t - k\mathbf{r})}.$$

Тут мы сделали упрощение, что поля не векторные, а скалярные, что для нас не сильно критично, и при таком упрощении $a(\mathbf{r})$, $\Phi(\mathbf{r})$ и b будем считать вещественными. На пластинке Γ интенсивность:

$$I = v^*u + vu^* + v^*v + u^*u, \quad I_0 = ba(x, y, 0)e^{i[k_x x - \Phi(x, y, 0)]} + ba(x, y, 0)e^{-i[k_x x - \Phi(x, y, 0)]} + b^2 + a^2(x, y, 0).$$

где мы направили ось Z перпендикулярно плоскости $\Gamma = XY$.

Допустим теперь, что нашу пластину, покрытую фотоэмульсией мы проявили и **скопировали**, получив позитив голограммы. Пусть у позитива пропускательность $D = I_0$, такую позитивную голограмму можно использовать для восстановления $u(\mathbf{r}, t)$. Для этого голограмму просвечивают таким же $v(\mathbf{r}, t)$, он испытает дифракцию на голограмме типа как на диф-решетке. По методу Рэлея получим поле на выходе и будем искать решение волнового уравнения:

$$E_{\text{вых}} = Dv(x, y, 0) = I_0 b e^{i(\omega t - k_x x)}, \quad \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} + k^2 E = 0.$$

Будем искать решение для E в виде $E = E_1 + E_2 + E_3 + E_4$, с граничными условиями:

$$\begin{aligned} E_{1 \text{ вых}} &= b^2 a(x, y, 0) e^{i[\omega t - \Phi(x, y, 0)]}, & E_{3 \text{ вых}} &= b^3 e^{i(\omega t - k_x x)}, \\ E_{2 \text{ вых}} &= b^2 a(x, y, 0) e^{i[\omega t + \Phi(x, y, 0) - 2k_x x]}, & E_{4 \text{ вых}} &= b a^2(x, y, 0) e^{i(\omega t - k_x x)}. \end{aligned}$$

Будем решать. Проще всего найти функцию $E_3 = b^3 e^{i(\omega t - kx)} = b^2 v(\mathbf{r}, t)$, это есть ни что иное, как опорная волна, распространяющаяся за голограмму.

Основной же интерес для голографии представляет собой поле E_1 , b – постоянно, тогда:

$$E_1 = b^2 a(x, y, z) e^{i[\omega t - \Phi(x, y, z)]} = b^2 u(\mathbf{r}, t).$$

Действительно, видим, что это волна, уходящая от голограммы. Она даст мнимое изображение объекта, в том же самом месте, в котором он находился до получения голограммы.

Для нахождения E_2 сначала посмотрим на случай, когда опорный луч падает нормально плоскости голограммы, тогда $k_x = 0$, и немного другое граничное условие дадут решение

$$E_{2 \text{ вых}} = b^2 a(x, y, 0) e^{i[\omega t + \Phi(x, y, 0)]} \Rightarrow \tilde{E}_2(x, y, z) = b^2 a(x, y, z) e^{i[\omega t + \Phi(x, y, z)]}.$$

Такая волна снова создаёт мнимое изображение, как и только что рассмотренная выше E_1 , но она распространяется к голограмме, а не от нее, значит не может служить решением рассматриваемой нами задачи. Чтобы починиться в уравнении Гельмгольца заменим $z \mapsto -z$

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial (-z)^2} + k^2 E = 0 \Rightarrow E_2 = b^2 a(x, y, -z) e^{i[\omega t + \Phi(x, y, -z)]}.$$

Теперь волна идёт от голограммы, является решением нашей краевой задачи, и формирует таким образом действительное изображение.

Голограмма Габора

Рассмотрим простейшую голограмму – голограмму точечного источника (рассеивателя), которая также называется *голограммой Габора*. От него идут монохроматические сферические волны. А запись идёт тонкослойную пластину.

Интерференция волн от P и S задается выражением: $I = I_1 + I_2 + 2a_1 a_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1)$. Предполагая, что пропускание голограммы пропорционально I получаем на голограмме интерференционную картину, зависящую от разности фаз $\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$.

Пусть источник непрерывно излучает волну длиной λ и частотой ν , фаза источника $\varphi = 2\pi\nu t$. Для скорости распространения света c разность фаз в точке Q в момент времени t_Q на голограмме для лучей от источника и объекта будет:

$$\varphi_r - \varphi_s = \frac{2\pi\nu}{c}(SPQ - SQ) = \Delta\varphi = \frac{2\pi\Delta l}{\lambda}.$$

В тех случаях, когда $\Delta\varphi = 1$, то есть $\Delta l = n\lambda$ получаем максимумы по обозначениям рисунка и имея $x \ll u, v$ для опыта Габора:

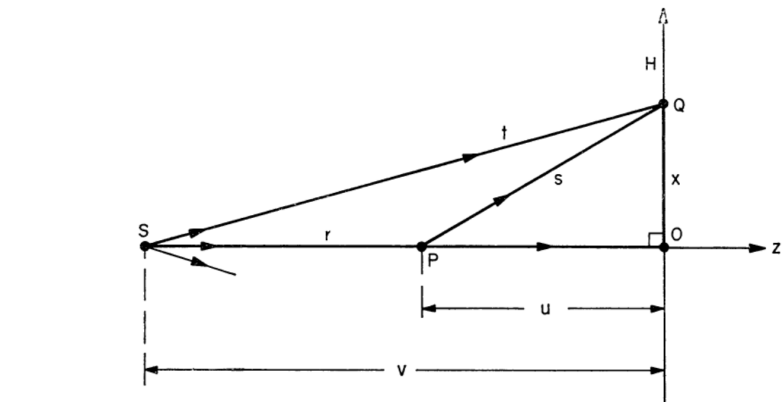


Рис. 9: Голограмма Габора. Точечный источник S , находящийся на расстоянии v от плоскости голограммы H , освещает рассеивающий центр P , находящийся на расстоянии u от H .

$$\Delta l = (r + s) - t = (v - u + s) - t = v - u + \sqrt{u^2 + x^2} - \sqrt{v^2 + x^2} \approx v - u + u + \frac{x^2}{2u} - v - \frac{x^2}{2v} = \frac{x^2}{2} \left(\frac{1}{u} - \frac{1}{v} \right).$$

Вводя фокусное расстояние так называемой *зонной пластинки* f получаем:

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{u} - \frac{1}{v}, \quad \Rightarrow \quad \Delta l = \frac{x_n^2}{2f} = n\lambda.$$

В силу осевой симметрии получаем таким образом радиусы колец x_n максимальной яркости.

Выражая x_n получаем очень похожее на френелевские зоны выражение:

$$x_n = \sqrt{f\lambda} \cdot \sqrt{2n}.$$

Изготавливая далее позитив голограммы получаем обнаруживаем, что он обладает соответственно теми же свойствами что и зонная пластинка Френеля, с той оговоркой, мы получили синусоидальную кривую пропускания, а не прямоугольную. При дифракции на нашей голограмме будут возникать только волны ± 1 порядков, в то время как у Френеля и более высших порядков, но если последнего ограничить только по первым гармоникам, то картина получится идентичная.

Мы говорили про f – фокус получившейся решетки. И для него получили выражение соответствующее формуле тонкой линзы. Таким образом имеем аналогию, что голограмма точечного объекта ведет себя подобно диф-решетке и подобно отрицательной линзе, создающей мнимое и действительное изображение.

В более общем случае, как и в выводе из Сивухина, если представить протяженный объект как совокупность точек и пренебречь интерференцией волн от этих точек по сравнению с интерференцией с опорной волной, получим изображение объекта как суперпозицию зонных пластинок. И когда такая голограмма осветится опорной волной, каждая индивидуальная голограмма создаст мнимое изображения соответствующей точки объекта, а в процессе восстановления изображения точек создадут образ всего протяженного объекта.

И так, отвлекаясь от точки, все ещё можем записать разность хода между опорной и рассеянной волной:

$$\Delta l \frac{x^2 + y^2}{2} \left(\frac{1}{v} - \frac{1}{u} \right) = \frac{\rho^2}{2f} = n\lambda.$$

Можно определить локальную пространственную частоту полос $\nu(\rho)$ следующим образом:

$$\nu(\rho) = \frac{\partial(\Delta\varphi)}{\partial\rho} \cdot \frac{1}{2\pi} = \frac{\partial}{\partial\rho} \left(\frac{\Delta l}{\lambda_1} \right) \quad \Rightarrow \quad \nu(\rho) = \frac{\rho}{f\lambda}.$$

То есть по мере удаления от центра частота полос увеличивается. И при некотором ρ частота ν может привесить разрешающую способность светочувствительной среды ν_m .

Голограмма с наклонным опорным пучком

Для получения осевых голограмм, как например, для точки из прошлого параграфа, требуется соблюдение ряда условий:

1. объект должен состоять из малых непрозрачных участков на большом прозрачном фоне;
2. с исходной голограммы приходится делать позитивный отпечаток;
3. для устранения помех нужно в области действительного изображения голограммы загасить нежелательную дифракцию от мнимого изображения объекта.

Ученые, помучавшись с осевой геометрией системы с различными фильтрациями в итоге отказались от идеи осевой симметрии и перешли к наклонным опорным пучкам в голограммах, а именно это сделали *Лейт и Упатниекс*.

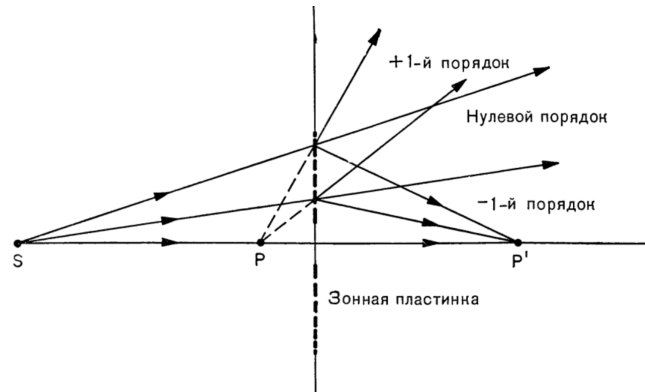


Рис. 10: Фокусирующие свойства зонной пластинки.

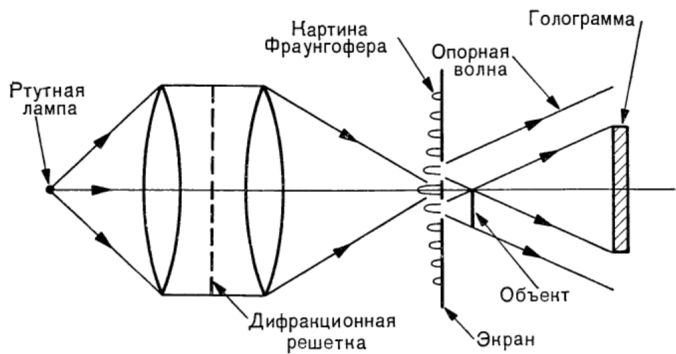


Рис. 11: Первоначальная схема получения внеосевых голограмм. (По Лейту и Упатниексу)

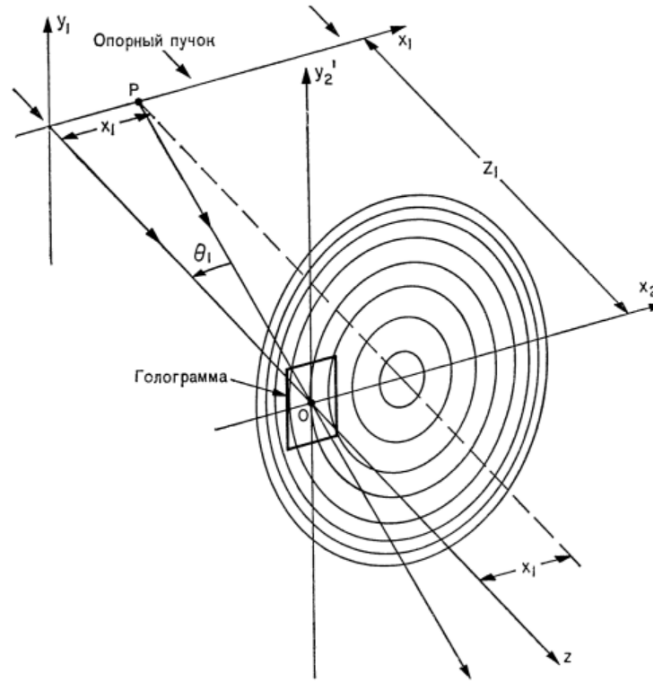


Рис. 12: Голограмма, образованная точечным объектом P , расположенным не на оси, и аксиальной плоской опорной волной.

Хочется сказать, что для внеосевой диаграммы, в соответствии с обозначениями на рисунке получаем разность хода, как и для осевого случая:

$$\Delta l = \frac{x_2^2 + y_2^2}{2} \left(\frac{1}{z_1} - \frac{1}{z_r} \right) - x_2 \left(\frac{x_r}{z_r} - \frac{x_1}{z_1} \right) - y_2 \left(\frac{y_r}{z_r} - \frac{y_1}{z_1} \right) = n\lambda.$$

То есть уравнение окружности с координатами центра:

$$x_2 = \frac{z_1 x_r - z_r x_1}{z_1 - z_r} \quad y_2 = \frac{z_1 y_r - z_r y_1}{z_1 - z_r} \quad \Rightarrow \quad \rho = x_2^2 + y_2^2 + \frac{2n\lambda z_1 z_r}{z_1 - z_r}.$$

Частоту полос в направлении x_2 получим дифференцируя $\Delta l/\lambda$ по этому направлению при условии $x_r = y_r = y_1 = 0$ (см. рисунок 12) и $z = \infty$. Получаем:

$$\frac{\partial}{\partial x_2} \frac{\Delta l}{\lambda} = \xi = \frac{x_2}{z_1 \lambda} + \frac{x_1}{z_1 \lambda}.$$

Сравнивая с частотой для осевой диаграммы наблюдаем такое же учащение полос при отхождении от $x_2 = x_{\text{осевой}} = 0$. А разность у них сохраняется равной $x_1/(z_1 \lambda)$

Для того, чтобы на внеосевой голограмме была зарегистрирована интерференционная картина, нужно чтобы разрешающая способность светочувствительной среды была на $x_1/z_1 \lambda$ больше чем для осевой диаграммы. И для маленьких углов падения $x_r/z_r \approx \theta_r$ разность дастся как:

$$\left(\frac{x_1}{z_1} - \frac{x_r}{z_r} \right) \frac{1}{\lambda} \approx \frac{\theta_1 - \theta_r}{\lambda},$$

где θ_1 – средний угол между осью z и предметной волной.

26 Разноцветная голография

26.1 Условие Брегга-Вульфа

Помним формулу решетки, смотрим на левый рисунок(13),

$$d(\sin i + \sin \delta) = \lambda,$$

где ограничимся рассмотрением максимума первого порядка. Теперь рассмотрим правый рисунок(13) с объемной решеткой в разрезе. Здесь аналогично интенсивность максимальна в том направлении, в котором волны складываются симфазно.

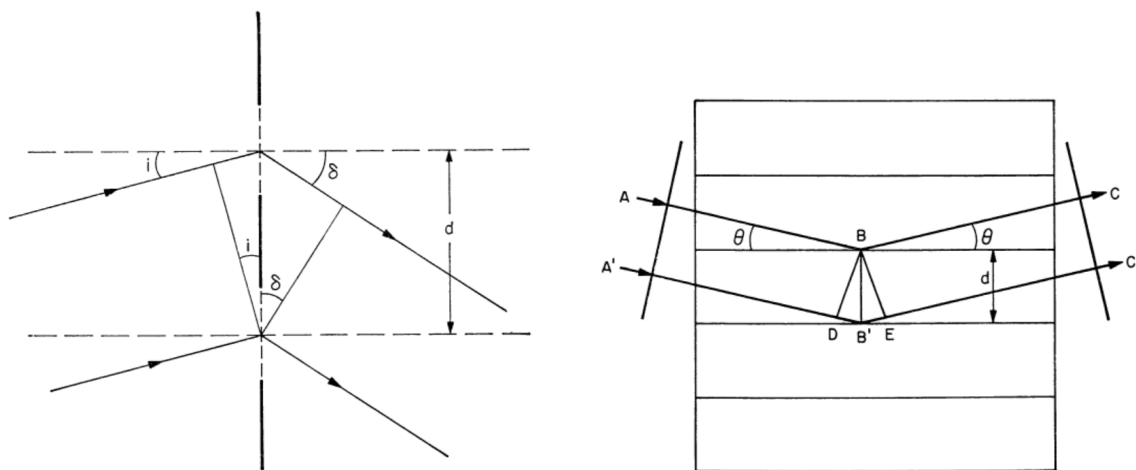


Рис. 13: К формуле решетки плоской и объёмной

На рисунке $DB' + B'E = 2d \sin \theta$, что с условием максимума даёт на закон Брегга-Вульфа:

$$2d \sin \theta = m\lambda.$$

Таким образом получаем более жесткое условие на наблюдение m -го максимума дифракции. Для объёмной решетки выбор угла падения определяет и длину волны и угол дифракции.

Рассмотренная схема была впервые получена Бреггом и независимо от него Вульфом для рентгеновских лучей. Напомним, что рентгеновский диапазон составляет от 10^{-3} нм до 100 нм. Жестким называют излучение с $\lambda < 0.2$ нм, оно обладает большой проникающей способностью в вещество.

Рассмотренная схема справа на рисунке(13) аналогична и по выводу для дифракции рентгеновских. Где уже нарисованные уровни, от которых происходит отражение – *атомные плоскости*, то есть плоскости в кристалле содержащие большое число атомов, до которых доходит рентгеновское излучение. Отраженные же волны от кристалла рассматриваем так же, как отражение от разных атомных плоскостей.

Стоит заметить, что помимо максимумов, задаваемых условиям Брегга-Вульфа, есть ещё максимумы – результаты отражения от разных слоев. Наиболее сильное отражение происходит от того слоя, где атомов больше.

Вдаваясь ещё в частности. Для монокристалла нужно найти положение в пространстве, при котором условие Брегга-Вульфа будет выполняться. В случае поликристалла и монохроматического излучения найдется много кристалликов (плоскостей) для которых выполнится наше условие. На наборе таких плоскостей строится метод Дебая-Шеррера по изучению кристаллов в рентгеновском спектре.

27 Поляризация света

27.62 Поляризованный и естественный свет

Общие слова. Если взять немного йода с хинином, то получится герпатит, из которого часто делают *поляроиды*. Рассмотрим систему из двух поляроидов: через оба поляроида пройдет свет с электрическим вектором $\mathbf{E} \equiv \mathbf{E}_{||}$, тогда интенсивность света после двух поляроидов:

$$I = I_0 \cos^2 \alpha,$$

что называют *законом Малюса*.

Рассмотрим два взаимноперпендикулярных колебания:

$$\begin{aligned} x &= a \cos \omega t \\ y &= b \cos(\omega t + \delta) \end{aligned} \Rightarrow \frac{x^2}{a^2} - 2\frac{xy}{ab} \cos \delta + \frac{y^2}{b^2} = \sin^2 \delta.$$

Получили эллипс. Колебания с большей фазой – *опережающие*, с меньшей – *запаздывающие*. Соответственно, рассматривая скорости

$$\dot{x} = -\omega a \sin \omega t, \quad \dot{y} = -\omega b \sin(\omega t + \delta).$$

Тогда при $\delta < 0$ частица в $t = 0$ движется вверх, а тогда описывает эллипс против часовой стрелки, а при $\delta > 0$ описывает эллипс по часовой стрелке.

Для круговой поляризации можем заметить, что необходимо $\delta = \pm\pi/2$ и $a = b$, в частности можно различать правую и левую поляризацию.

В частности, для монохроматического поля в векторной поле можем записать

$$\mathbf{E} = \mathbf{A}_1(\mathbf{r}) \cos \omega t + \mathbf{A}_2(\mathbf{r}) \sin \omega t,$$

если \mathbf{A}_1 и \mathbf{A}_2 коллинеарны, то \mathbf{E} поляризован линейной. Иначе же скажем, что $OX \parallel \mathbf{A}_1$ и $OY \parallel \mathbf{A}_2$, тогда получим

$$E_x = a_x(\mathbf{r}) \cos(\omega t + \delta_x), \quad E_y = a_y(\mathbf{r}) \cos(\omega t + \delta_y),$$

что приводит как раз к сумме двух колебаний со сдвигом по фазе.

Степень поляризации света может быть определена, как

$$\Delta = \frac{I_{\perp} - I_{\parallel}}{I_{\perp} + I_{\parallel}}.$$

аналогично видности и не только.

Частично поляризованный свет. Всякая монохроматическая волна по определению поляризована, обычно имеем дело с *почти* монохроматическими, содержащимися в некотором интервале $\Delta\omega$: рассмотрим такую волну с некоторой средней частотой ω . Тогда поле в заданной точке пространства

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0(t) e^{-i\omega t},$$

где $\mathbf{E}_0(t)$ – медленно меняющаяся функция. Таким образом волна *частично поляризована*.

Наблюдаем почти всегда усредненное значение интенсивности, так что можем рассмотреть некоторый тензор

$$J_{\alpha\beta} = \overline{E_{0\alpha} E_{0\beta}^*},$$

имеющий всего четыре значения (здесь и далее считаем, что $\alpha, \beta = 1, 2$). Свёртка $J_{\alpha\beta}$ есть

$$J = J_{\alpha\alpha} = \overline{\mathbf{E}_0 \mathbf{E}_0^*}, \quad \rho_{\alpha\beta} = \frac{J_{\alpha\beta}}{J},$$

таким образом приходим к *поляризационному тензору*. Из определения понятно, что оба тензора эрмитовы, откуда ρ_{11} и ρ_{22} вещественны, при чём $\rho_{11} + \rho_{22} = 1$, и $\rho_{21} = \rho_{12}^*$. Итого осталось три вещественных параметра.

Пусть свет очень похож на поляризованный, тогда $J_{\alpha\beta} = J \rho_{\alpha\beta} E_{0\alpha} E_{0\beta}^*$, то есть компоненты некоторого постоянного вектора. Необходимо и достаточно $\det \rho_{\alpha\beta} = 0$.

Альтернатива: *естественный свет*, тогда направления в плоскости \perp распространению эквивалентны, тогда $\rho_{\alpha\beta} = \frac{1}{2} \delta_{\alpha\beta}$, тогда $\det \rho_{\alpha\beta} = 1/4$.

Итого возможны значения для $\det \rho_{\alpha\beta} \in [0, 1/4]$, соответственно *степенью поляризации* назовём величину P равную

$$P \stackrel{\text{def}}{=} \det \rho_{\alpha\beta} = \frac{1}{4} (1 - P^2), \quad P \in [0, 1].$$

Да, можно и так.

Произвольный тензор $\rho_{\alpha\beta}$ может быть разложен на две части: симметричную и антисимметричную, из них первая $S_{\alpha\beta} = \frac{1}{2} (\rho_{\alpha\beta} + \rho_{\beta\alpha})$ – вещественная в силу эрмитовости $\rho_{\alpha\beta}$, антисимметричная же части чисто мнима, которая сводится к псевдоскаляру

$$\frac{1}{2} (\rho_{\alpha\beta} - \rho_{\beta\alpha}) = -\frac{i}{2} e_{\alpha\beta} A,$$

где A – вещественный псевдоскаляр. Итого, поляризационный тензор представим в виде

$$\rho_{\alpha\beta} = S_{\alpha\beta} - \frac{i}{2} e_{\alpha\beta} A.$$

Для поляризованной по кругу волны $\mathbf{E}_0 = \text{const}$, тогда $A = \pm 1$, а $S_{\alpha\beta} = \frac{1}{2} \delta_{\alpha\beta}$, а вот для линейно поляризованной волны $A = 0$. Вообще A – степень круговой поляризации, $A \in [-1, +1]$, где предельные значения – правая и левая поляризации.

Вектор $S_{\alpha\beta}$ может быть сведен к главным осям с главными значениями λ_1 и λ_2 , направления которых нормальны, при чём $\lambda_1 + \lambda_2 = 1$. Тогда

$$S_{\alpha\beta} = \lambda_1 n_{\alpha}^{(1)} n_{\beta}^{(1)} + \lambda_2 n_{\alpha}^{(2)} n_{\beta}^{(2)}.$$

При $A = 0$ каждое из слагаемых – произведения постоянного вещественного вектора $\sqrt{\lambda_1} \mathbf{n}^{(1)}$ и $\sqrt{\lambda_2} \mathbf{n}^{(2)}$, получается соответств линейно поляризованному свету, независимых *некогерентных* волн. В общем же случае свет может быть представлен как наложение двух некогерентных эллиптически поляризованных волн, эллипсы которых нормальны.

Пусть φ – угол между Oy и $\mathbf{n}^{(1)}$, тогда

$$\mathbf{n}^{(1)} = (\cos \varphi, \sin \varphi)^T, \quad \mathbf{n}^{(2)} = (-\sin \varphi, \cos \varphi).$$

Вводя величину $l = \lambda_1 - \lambda_2$ можем представить компоненты тензора в виде

$$S_{\alpha\beta} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 + l \cos 2\varphi & l \sin 2\varphi \\ l \sin 2\varphi & 1 - l \cos 2\varphi \end{pmatrix}.$$

Итого можем в качестве параметров выбрать A – степень круговой поляризации, l – степень максимальной линейной поляризации, φ – угол между $\mathbf{n}^{(1)}$ и осью Oy .

Но можно выбрать параметры удобнее:

$$\xi_1 = l \sin 2\varphi, \quad \xi_2 = A, \quad \xi_3 = l \cos 2\varphi, \quad - \text{параметры Стокса.}$$

Тогда поляризационный тензор примет вид

$$\rho_{\alpha\beta} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 + \xi_3 & \xi_1 - i\xi_2 \\ \xi_1 + i\xi_2 & 1 - \xi_3 \end{pmatrix}, \quad \xi_1, \xi_2, \xi_3 \in [-1, +1].$$

где ξ_3 – линейная поляризации вдоль y и z , ξ_1 – поляризации вдоль направлений под углом $\pi/4$, $\xi_2 = A$.
Определитель

$$\det \rho_{\alpha\beta} = \frac{1}{4} (1 - \xi_1^2 - \xi_2^2 - \xi_3^2), \quad P = \sqrt{\xi_1^2 + \xi_2^2 + \xi_3^2},$$

что очень удобно. Кстати, $\xi_2 = A$ и $\sqrt{\xi_1^2 + \xi_3^2} = l = \lambda_1 - \lambda_2$ – инвариантны относительно преобразований Лоренца, что также очень логично.

28 Кристаллооптика I

28.75 Плоские волны в кристаллах

Поведение света всё также описывается уравнениями Максвелла

$$\text{rot } \mathbf{H} = \frac{1}{c} \dot{\mathbf{D}}, \quad \text{rot } \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \dot{\mathbf{H}},$$

однако усложняются материальные уравнения:

$$D^j = \varepsilon_i^j E^i,$$

где ε_{ij} – тензор диэлектрической проницаемости, или диэлектрический тензор.

Рассмотрим плоские монохроматические волны вида

$$\mathbf{A} = \mathbf{A}_0 e^{i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})},$$

где $\mathbf{A} \in \{\mathbf{E}, \mathbf{H}, \mathbf{D}\}$. Понятно, что

$$\text{rot } \mathbf{H} = -i[\mathbf{k} \times \mathbf{H}], \quad \partial_t \mathbf{D} = -i\omega \mathbf{D}, \quad \dots$$

Подставив это в уравнения Максвелла, вводя верно волновой нормали $\mathbf{N} = \frac{v}{\omega} \mathbf{k}$, получаем

$$\mathbf{D} = -\frac{c}{v} [\mathbf{N} \times \mathbf{H}], \quad \mathbf{H} = \frac{c}{v} [\mathbf{N} \times \mathbf{E}],$$

где v – нормальная скорость волны.

Актуально, как никогда, значение вектора Пойтинга

$$\mathbf{S} = \frac{c}{4\pi} [\mathbf{E} \times \mathbf{H}].$$

Lem 28.1. Вектор пойтинга \mathbf{S} определяет направление световых лучей, то есть $\mathbf{S} \parallel \mathbf{u} = d_k \omega$.

Стоит заметить, что в кристаллах \mathbf{S} и \mathbf{N} не совпадают по направлению. Однако, как видно из формул, плоские волны в кристалле поперечны в отношении векторов \mathbf{D} и \mathbf{H} . Вектора \mathbf{E} , \mathbf{D} , \mathbf{N} , \mathbf{S} лежат в плоскости, перпендикулярной к вектору \mathbf{H} .

Получается, что если \mathbf{E} и \mathbf{D} не сонаправлены, то зная направление \mathbf{E} мы знаем направление и \mathbf{D} , а тогда и \mathbf{H} , и \mathbf{N} , \mathbf{S} соответственно тоже. При $\mathbf{E} \parallel \mathbf{D}$ любая прямая $\perp \mathbf{E}$ может служить направлением магнитного поля. Подставляя \mathbf{H} в \mathbf{D} можем найти

$$\mathbf{D} = \frac{c^2}{v^2} \mathbf{E} - \frac{c^2}{v^2} (\mathbf{N} \cdot \mathbf{e}) \mathbf{N},$$

и, т.к. $(\mathbf{D} \cdot \mathbf{N}) = 0$, то скалярно умножая на \mathbf{D} находим

$$v^2 = c^2 \frac{(\mathbf{D} \cdot \mathbf{E})}{D^2}.$$

Таким образом вектор \mathbf{E} в кристалле является *главным*.

28.76 Оптически одноосные кристаллы

Def 28.2. *Оптически одноосными* называют кристаллы, свойства которых обладают симметрией вращения относительно некоторого направления, называемого *оптической осью кристалла*.

Разложим \mathbf{E} и \mathbf{D} на составляющие параллельные оптической оси, и нормальный к ней, тогда

$$\mathbf{D}_{\parallel} = \varepsilon_{\parallel} \mathbf{E}_{\parallel}, \quad \mathbf{D}_{\perp} = \varepsilon_{\perp} \mathbf{E}_{\perp},$$

где ε_{\parallel} и ε_{\perp} – продольная и поперечные диэлектрические проницаемости кристалла. Плоскости, в которой лежат оптическая ось кристалла и нормаль \mathbf{N} , называется *главным сечением кристалла*.

Def 28.3. Если электрический вектор \mathbf{D} перпендикулярен к главному сечению, то скорость волны не зависит от направления её распространения, такая волна называется *обыкновенной*.

Тогда $\mathbf{D} \equiv \mathbf{D}_{\perp}$, тогда и $\mathbf{D} = \varepsilon_{\perp} \bar{\mathbf{E}}$, соответственно

$$\mathbf{D} = \varepsilon_{\perp} \mathbf{E}, \quad \Rightarrow \quad \begin{aligned} D &= H \frac{c}{v} \\ H &= E \frac{c}{v} \end{aligned} \quad \Rightarrow \quad v = v_{\perp} \equiv v_o = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_{\perp}}}.$$

Def 28.4. Если электрический вектор \mathbf{D} лежит в главном сечении, то скорость волны зависит от направления распространения, и такую волну называют *необыкновенной*.

Вектор \mathbf{E} в таком случае также лежит в главном сечении, и $\mathbf{E} = \mathbf{e}_N + \mathbf{E}_D$. В таком случае, верно

$$\mathbf{H} = \frac{c}{v} [\mathbf{N} \times \mathbf{E}_D], \quad E_D = \frac{\mathbf{E} \cdot \mathbf{D}}{D} = \frac{E_{\parallel} D_{\parallel} + E_{\perp} D_{\perp}}{D} = \frac{1}{D} \left(\frac{D_{\parallel}^2}{\varepsilon_{\parallel}} + \frac{D_{\perp}^2}{\varepsilon_{\perp}} \right)$$

Соответствующие проекции можно заменить на $D \sin \alpha$, где α – угол между оптической осью и волновой нормалью. Вводя $\frac{1}{\varepsilon} = \frac{N_{\perp}^2}{\varepsilon_{\parallel}} + \frac{N_{\parallel}^2}{\varepsilon_{\perp}}$ можем перейти к

$$E_D = D \left(\frac{\sin^2 \alpha}{\varepsilon_{\parallel}} + \frac{\cos^2 \alpha}{\varepsilon_{\perp}} \right) = \frac{D}{\varepsilon}, \quad H = \frac{c}{v} E_D, \quad \Rightarrow \quad v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon}} = c \sqrt{\frac{N_{\perp}^2}{\varepsilon_{\parallel}} + \frac{N_{\parallel}^2}{\varepsilon_{\perp}}} \equiv v_{\parallel}.$$

Когда $N_{\perp} = 0$, то понятно, что $v = c/\sqrt{\varepsilon_{\perp}} = v_{\perp} = v_o$, – нет разницы между обыкновенной и необыкновенной. В случае $N_{\parallel} = 0$ верно, что $v = v_e \stackrel{\text{def}}{=} c/\sqrt{\varepsilon_{\parallel}}$.

Термин оптическая ось введен для обозначения прямой, вдоль которой обе волны распространяются с одинаковыми скоростями, и таким образом в общем случае, поэтому кристалл называется *оптически двуосным*. В рассмотренном частном случае оси совпали, и получился *оптически одноосный кристалл*.

Lem 28.5. В общем случае волна, вступающая в кристалл изотропной среды, разделяется внутри кристалла на две линейно поляризованные волны: обыкновенную, вектор электрической индукции которой перпендикулярен к главному сечению, и необыкновенную с вектором электрической индукции, лежащим в главном сечении.

Про показатели преломления. В кристаллах верны законы преломления для *волновых нормалей*: их направления подчиняются закону Снеллиуса

$$\frac{\sin \varphi}{\sin \psi_{\perp}} = n_{\perp}, \quad \frac{\sin \varphi}{\sin \psi_{\parallel}} = n_{\parallel},$$

где n_{\perp} и n_{\parallel} – показатели преломления обыкновенной и необыкновенной волн, т.е.

$$n_{\perp} = \frac{c}{v_{\perp}} = n_o, \quad n_{\parallel} = \frac{c}{v_{\parallel}} = \left(\frac{N_{\perp}^2}{\varepsilon_{\parallel}} + \frac{N_{\parallel}^2}{\varepsilon_{\perp}} \right)^{-1/2}.$$

Постоянная n_o называется *обыкновенным показателем преломления*. Когда необыкновенная волна распространяется перпендикулярно к оптической оси ($N_{\perp} = 1$),

$$n_{\parallel} = \sqrt{\varepsilon_{\parallel}} \stackrel{\text{def}}{=} n_e.$$

Величина n_e – *необыкновенный показатель преломления кристалла*.

Двойное лучепреломление. При преломлении на первой поверхности пластинки волна внутри кристалла разделяется на обыкновенную, и необыкновенную. Эти волны поляризованы во взаимно перпендикулярных плоскостях и распространяются внутри пластинки в разных направлениях и с разными скоростями. Таким образом можно добиться пространственного разделения двух лучей.

29 Кристаллооптика II

29.78 Анализ поляризованного света

Пластика в четверть волны ($\lambda/4$), вносит дополнительную разность фаз в $\pi/2$ между проходящими через неё лучами, поляризованными во взаимно перпендикулярных плоскостях.

29.90 Эффект Керра: двойное преломление в электрическом и магнитном полях

Электрический эффект Керра состоит в том, что многие изотропные тела при введении в постоянное электрическое поле становятся оптически анизотропными. В частности, ведут себя как одноосные двупреломляющие кристаллы, оптическая ось которых параллельна приложенному электрическому полю.

Пусть внешнее поле \mathbf{E}_0 однородно. Понятно, что $n_e - n_o$ зависит от \mathbf{E}_0 в виде

$$n_e - n_o = qE_0^2,$$

для малых полей, где q зависит только от вещества и от λ . В таком случае разность фаз между обыкновенной и необыкновенными лучами будет

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}(n_e - n_o)l = 2\pi B l E^2,$$

где l – толщина образца, а $B \equiv q/\lambda$ – постоянная Керра. Явление Керра объясняется анизотропией самих молекул.

Для эффекта Керра в газах, в случае полностью анизотропных молекул, можно показать, что при $\mathbf{E} \parallel \mathbf{E}_0$ показатель преломления будет необыкновенным, тогда

$$n = 1 + \frac{2\pi}{3}N\beta,$$

где β – поляризуемость молекулы вдоль оси молекулы. Если же $\mathbf{E} \perp \mathbf{E}_0$, то показатель преломления будет обыкновенным, и

$$n_o = 1 + 2\pi N\beta\langle\sin^2\vartheta\rangle,$$

где ϑ – угол¹ между \mathbf{E} и \mathbf{s} .

Забавный факт: из полученных соотношений можем получить

$$\frac{n_e - n}{n_o - n} = -2,$$

что выполняется для большинства веществ.

Проводя некоторый аккуратный расчёт можем получить выражение для постоянной Керра:

$$n_e - n_o = \frac{n-1}{5} \frac{\beta}{kT} E_0^2.$$

29.91 Эффект Поккельса (линейный электрооптический)

Рассмотрим ангармонический осциллятор при наличии внешнего постоянного электрического поля E_0

$$\ddot{r} + 2\gamma\dot{r} + \omega_0^2 r + \beta r^2 = -\frac{e}{m} E_0,$$

где β – постоянная. Считая $r = r_0 + q$ можем перейти к уравнению с новой частотой

$$\ddot{q} + 2\gamma\dot{q} + (\omega_0^2 + 2\beta r_0)q = 0,$$

откуда видно изменение частоты колебания на

$$\Delta\omega_0^2 = -\frac{2e\beta}{m\omega_0^2} E_0^2.$$

Смещение собственных частот меняет кривую дисперсии, т.е. показатель преломления n среды. В простейшем случае, когда ω_0 одна (см. §84), изменение n определяется выражением

$$\Delta n = \frac{\partial n}{\partial \omega_0^2} \Delta\omega_0^2 = -\frac{\partial n}{\partial \omega_0^2} - \frac{\partial n}{\partial \omega_0^2} \frac{2e\beta}{m\omega_0^2} E_0 = \frac{\partial n}{\partial \omega} \frac{e\beta}{m\omega\omega_0^2} E_0.$$

При фиксированном внешнем \mathbf{E}_0 величина Δn зависит от направления распространения света. Это сказывается на двойном преломлении среды. Изменение двойного преломления вещества из-за смещения собственной частоты во внешнем электрическом поле называется электрооптическим эффектом Поккельса.

¹ Дописать.

В этом эффекте изменения пропорциональны первой степени E_0 . *Эффект Пожельса может наблюдаться только в кристаллах, не обладающих центром симметрии.* Устройство, основанное на эффекте Пожельса, называют *ячейкой Пожельса*.

Она представляет собой кристалл, помещаемый между двумя скрещенными николями. Такое устройство действует так же, как и ячейка Керра. Николи не пропускают свет, когда нет внешнего электрического поля, но при наложении такого поля пропускание появляется. Необходимо, чтобы кристалл до наложения внешнего электрического поля не давал двойного преломления. Этого можно достигнуть, если взять оптически одноосный кристалл, вырезанный перпендикулярно к оптической оси, а свет направить вдоль этой оси. Внешнее поле E_0 может быть направлено либо перпендикулярно (поперечный модулятор света), либо параллельно распространению света (продольный модулятор).

29.94 Вращение плоскости поляризации

Если линейно поляризованный свет проходит через плоскопараллельный слой вещества, то в некоторых случаях плоскость поляризации света оказывается повернутой относительно своего исходного положения. Это явление называется *вращением плоскости поляризации* или оптической активностью. Если вещество не находится во внешнем магнитном поле, то оптическая активность и вращение плоскости поляризации называются *естественными*. В противоположном случае говорят о *магнитном вращении плоскости поляризации*, или *эффекте Фарадея*.

Вращение против часовой – *положительное*, по часовой – *отрицательное*. Это свойство, как и в случае с шуропом, не зависит от того, в каком из двух прямо противоположных направлений распространяется свет².

В области прозрачности и малого поглощения эта история хорошо согласуется с опытом формула Дюде

$$\xi = \alpha L, \quad \alpha = \sum_i \frac{B_i}{\lambda^2 - \lambda_i^2},$$

где B_i – постоянные, λ_i – длины волн, соответствующие собственным частотам рассматриваемого вещества.

По Френелю вращение плоскости поляризации – проявление *кругового двойного лучепреломления*. Две волны, которые могут распространяться в оптически активной среде с разными скоростями, поляризованы *по кругу*: по левому и по правому.

Покажем достаточность такого предположения:

$$\begin{aligned} E_x &= A \cos \xi \cos(\omega t - kz), & \xi = -\alpha z, & \Rightarrow & E_x = \frac{A}{2} \cos(\omega t - kz + \alpha z) + \frac{A}{2} \cos(\omega t - kz - \alpha z), \\ E_y &= A \sin \xi \cos(\omega t - kz), & & & E_y = \frac{A}{2} \cos(\omega t - kz + \alpha z + \pi/2) + \frac{A}{2} \cos(\omega t - kz - \alpha z - \pi/2). \end{aligned}$$

Разложим полученную волну на две: $\mathbf{E} = \mathbf{E}_\Pi + \mathbf{E}_\Delta$, где для \mathbf{E}_Π и \mathbf{E}_Δ имеет смысл ввести $k_\Pi = k - \alpha$ и $k_\Delta = k + \alpha$. Полученные волны соответствуют правой и левой круговой поляризации. Скорости этих волн определяются выражениями

$$v_\Pi = \frac{\omega}{k - \alpha}, \quad v_\Delta = \frac{\omega}{k + \alpha},$$

и соответствующие показатели преломления $n = c/v$. Подробнее,

$$n_r = \frac{c}{v_r} = \frac{c}{\omega}(k - \alpha), \quad n_l = \frac{c}{v_l} = \frac{c}{\omega}(k + \alpha), \quad \Rightarrow \quad \alpha = \frac{\omega}{2c}(n_l - n_r).$$

Френель выдвинул гипотезу, что возможно независимое распространения поляризованных по кругу волн, с сохранением поляризации, которую подтвердил экспериментально. Тем самым задача объяснения вращения плоскости поляризации была сведена к задаче объяснения кругового двойного лучепреломления.

Поляризованные по кругу в противоположных направлениях волны в окрестности полос или линий поглощения могут отличаться не только скоростями распространения, но и коэффициентами поглощения. Тогда они выйдут с различными амплитудами. Если падающий свет был поляризован линейно, то выходящий будет поляризован эллиптически. Это явление называется *круговым дихроизмом*.

29.95 Эффект Фарадея: магнитное вращение плоскости поляризации

Опыты Фарадея показали, что при наличии внешнего магнитного поля вдоль оптической оси системы, угол поворота зависит от длины пути l и напряженности внешнего поля B , как

$$\xi = RlB,$$

где R – *постоянная Верде*, или *магнитная вращательная способность*.

²Если свет заставить пройти туда и обратно через естественно-активное вещество, отразив его от зеркала, то плоскость поляризации возвратится к своему исходному направлению.

При внесении в магнитное поле \mathbf{B} у осцилляторов вещества появляются две новые резонансные частоты $\omega_0 + \Omega$ и $\omega_0 - \Omega$, где Ω – ларморовская частота. Эти собственные частоты проявляются не только в испускании (*прямой эффект Зеемана*), но и в поглощении света (*обратный эффект Зеемана*).

Нормальные волны, которые могут распространяться вдоль магнитного поля, поляризованы по кругу. Когда направления распространения света и магнитного поля совпадают, большей частоте $\omega_+ = \omega_0 + \Omega$ соответствует вращение по, а меньшей ω_- – против часовой стрелки, если смотреть в направлении магнитного поля. Так как ω_+ и ω_- различны, то происходит сдвиг фаз волн, а соответственно, и поворот плоскости поляризации на гол

$$\xi = \frac{\omega l}{2c}(n_- - n_+) = \frac{\pi l}{\lambda}(n_- - n_+).$$

Если построить $n_- - n_+$, то можно увидеть, что, как и в случае ларморовского вращения Ω , вращение плоскости поляризации определяется только направлением магнитного поля \mathbf{B} и не зависят от направления распространения света. При изменении на противоположное направления распространения света не изменятся, в противоположность естественного вращения.

Вообще, в эффекте Фарадея, воспользовавшись формулой Зеемана можно получить *формулу Беккереля* для постоянной Верде:

$$R = -\frac{e}{2mc^2}\lambda \frac{dn}{d\lambda},$$

где m – масса электрона, $e > 0$ – его абсолютный заряд.

Ещё можно было бы поговорить про *эффект Макалюзо и Корбино*, объясненный Фохтом, но оставим это на светлое будущее.

30 Нелинейная оптика I

30.123 Нелинейная поляризация среды

При распространении света в среде нелинейные явления в оптике связаны прежде всего с *нелинейной зависимостью* вектора поляризации среды \mathbf{P} от напряженности электрического поля \mathbf{E} световой волны. Если поле \mathbf{E} ещё не «очень сильное», то вектор \mathbf{P} можно разложить во степенях \mathbf{E} :

$$P_j = \alpha_{jk}E_k + \alpha_{jkl}E_kE_l + \alpha_{jklm}E_kE_lE_m + \dots,$$

где α_{jk} – *линейная поляризуемость среды*, а тензоры высших порядков называют соответственно квадратичной, кубической, и т.д. *поляризуемостями*. Поле \mathbf{E} предполагаем монохроматичным, среду однородной и немагнитной, без дисперсии, а α – функции частот ω . Для изотропной среды все тензоры α вырождаются в скаляры.

В средах, в которых все точки являются центрами симметрии, квадратичный член равен нулю. Однако, можем рассмотреть *качественно* процессы, полагая

$$\mathbf{P} = \alpha\mathbf{E} + \alpha_2\mathbf{E}\mathbf{E} + \alpha_3\mathbf{E}^2\mathbf{E} + \dots,$$

где мы принимаем ущербность такого приближения, но зато можем сделать несколько правильных шагов. Разобьем поляризацию, а также индукцию, на линейную и нелинейную: $\mathbf{P} = \mathbf{P}_1 + \mathbf{P}_{nl}$, где нелинейная часть $\mathbf{P}_{nl} = \alpha_2\mathbf{E}\mathbf{E} + \alpha_3\mathbf{E}^2\mathbf{E} + \dots$, а линейная $\mathbf{P}_1 = \alpha\mathbf{E}$. Тогда и $\mathbf{D} = \mathbf{E} + 4\pi\mathbf{P}$ представится, как $\mathbf{D}_1 = \mathbf{E} + 4\pi\mathbf{P}_1$ и нелинейная $\mathbf{D}_{nl} = 4\pi\mathbf{P}_{nl}$. Линейная часть $\mathbf{D}_1 = \varepsilon\mathbf{E}$, где ε – диэлектрическая проницаемость. Теперь можем записать уравнения Максвелла в виде

$$\begin{aligned} \text{rot } \mathbf{H} &= \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, & \text{rot } \mathbf{H} &= \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \frac{\partial \mathbf{P}_{nl}}{\partial t}, \\ \text{rot } \mathbf{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, & \Rightarrow & \text{rot } \mathbf{E} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \\ \text{div } \mathbf{D} &= 0, & \text{div } (\varepsilon \mathbf{E}) &= -4\pi \text{div } \mathbf{P}_{nl}, \\ \text{div } \mathbf{H} &= 0, & \text{div } \mathbf{H} &= 0. \end{aligned}$$

Система решается *методом последовательных приближений*. В нулевом приближении $\mathbf{P}_{nl} = 0$, получаются уравнения *линейной электродинамики*. В качестве нулевого приближения рассмотрим

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 = \mathbf{A} \cos(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}),$$

где $\mathbf{k}^2 = \varepsilon\omega^2/c^2$. Для нахождения первого приближения вместо \mathbf{E} подставим \mathbf{E}_0 , после чего снова получим линейные уравнения, но неоднородные. Правые части могут восприниматься как если бы каждый dV переизлучал волны аки *диполь Герца* с моментом $\mathbf{P}_{nl} dV$. Такими итерациями может найти сколь угодно приближений.

Вообще среда диспергирует. Формально всё будет работать если взять эту охалку диффузов и решать её отдельно для слагаемых с частотой ω , частотой 2ω , и т.д., подставляя везде свои ε . По идее это работает.

30.124 Первое приближение. Генерация вторых гармоник.

В нулевом приближении можем найти нелинейную добавку

$$P_{nl} = \alpha_2 E_0^2 = \frac{\alpha_2 A^2}{2} + \frac{\alpha_2 A^2}{2} \cos[2(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})].$$

Как ни странно – это вполне адекватный результат, первое слагаемое называют *оптическим детектированием*, или оптическим выпрямлением, – возникновением в нелинейной среде постоянной электрической поляризации при прохождении мощной световой волны.

Второе слагаемое гармонически меняется во времени. Оно вызывает *генерацию второй гармоники в нелинейной среде*, т.е. волны с частотой $\omega_2 = 2\omega$. Найдём поле этой гармоники:

$$\begin{aligned} \text{rot } \mathbf{H} &= \frac{\varepsilon[2\omega]}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + i\omega \frac{4\pi\alpha_2}{c} A \mathbf{A} e^{2i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})}, \\ \text{rot } \mathbf{E} &= \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \\ \text{div } \mathbf{E} &= \text{div } \mathbf{H} = 0, \end{aligned} \quad \Rightarrow \quad \mathbf{E} = A_1 e^{2i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})}, \quad \mathbf{H} = B_1 e^{2i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})},$$

что соответствует частному решению от вынужденных колебаний. Из второго уравнения следует, что $\mathbf{E} \perp \mathbf{H}$, также верно, что $(\mathbf{k} \cdot \mathbf{A}_1) = (\mathbf{k} \cdot \mathbf{B}_1) = 0$, т.е. плоская волна поперечна относительно \mathbf{E} и \mathbf{H} . Учитывая, что $k^2 c^2 = \omega^2 \varepsilon[\omega]$ можем получить:

$$\mathbf{A}_1 = \frac{2\pi\alpha_2}{\varepsilon[\omega] - \varepsilon[2\omega]} A \mathbf{A}.$$

Если же к частному решению, добавим общее, то увидим, что можем подобрать такую его амплитуду, чтобы интенсивность второй гармоники в начале координат обращалась в нуль:

$$\mathbf{E}_1 = \frac{2\pi\alpha_2}{\varepsilon[\omega] - \varepsilon[2\omega]} A \mathbf{A} (\cos[2(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})] - \cos[2\omega t - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r}]),$$

где $k_2^2 = \omega_2^2 \varepsilon[2\omega]/c^2$. Возводя в квадрат и усредняя можем найти интенсивность

$$I_1 \sim \frac{\alpha_2^2 \omega^2 x^2 I^2}{n^2 c^2} \left(\frac{\sin \beta}{\beta} \right)^2, \quad \beta = \frac{(2\mathbf{k} - \mathbf{k}_2) \cdot \mathbf{r}}{2} = \frac{(2k - k_2)x}{2},$$

где x – пройденное расстояние. Тут пренебрегли различием $n[\omega]$ и $n[2\omega]$.

Таким образом с возрастанием x возрастает интенсивность второй гармоники, когда $\beta \in [0, \pi/2] \cup [\pi, 3\pi/2]$, и т.д. В этих случаях *энергия переходит от исходной волны ко второй гармонике*. На других интервалах энергия возвращается от второй, к первой. Условие $\beta = \pi/2$ определяет расстояние, до которого происходит перекачка энергии. Это расстояние называется *когерентной длиной*, для которого верно, что

$$L_{\text{coh}} = \frac{\lambda}{4|n[\omega] - n[2\omega]|},$$

где λ – длина исходной волны.

Когда $n[\omega] = n[2\omega]$ верно, что $2\mathbf{k} = \mathbf{k}_2$, тогда и L_{coh} обращается в бесконечность. Это условие – *фазовый синхронизм*.

Ещё в 1962 году было экспериментально продемонстрирована возможность осуществить фазовый синхронизм на частотах ω и 2ω между обыкновенной и необыкновенной волной в некоторых кристаллах.

Аналогичное явление – *генерация волн с суммарной и разностной частотами*. Если на нелинейную среду направить два возможных пучка света с различными частотами ω_1 и ω_2 , то из неё будет выходить свет с частотами $\{\omega_1, \omega_2, 2\omega_1, 2\omega_2, \omega_1 + \omega_2, \omega_1 - \omega_2\}$. Так можно получить излучение в инфракрасной и ультрафиолетовой области, например, ≈ 80 нм.

31 Нелинейная оптика II

31.125 Второе приближение. Самофокусировка.

Для нахождения второго приближения воспользуемся

$$\mathbf{P}_{nl} = \alpha_2 (\mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_1)(\mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_1) + \alpha_3 E_0^2 \mathbf{E}_0,$$

однако учитывая только изотропные среды переходим к $\alpha_2 = 0$, а тогда

$$\mathbf{P}_{nl} = \frac{3\alpha_3 A^2}{4} \mathbf{A} \cos[\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}] + \frac{\alpha_3 A^2}{4} \mathbf{A} \cos[3(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})],$$

где второе слагаемое соответствует генерации третьей гармоники.

Интересно взглянуть на первое слагаемое: множитель $\mathbf{A} \cos[\omega t - \mathbf{k}\mathbf{r}]$ – исходная падающая волна \mathbf{E}_0 , которую можно заменить на \mathbf{E} , тогда

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} - \frac{1}{c} [\varepsilon(\omega) + 3\pi\alpha_3(\omega)A^2] \partial_t \mathbf{E} = 0, \quad \Rightarrow \quad n = n_0 + n_2 A^2,$$

где учет рассматриваемого слагаемого эквивалентен изменению $\varepsilon(\omega)$ среды.

Вообще есть другие причины такого поведения: свет вообще давит на среду, греет среду, что приводит к изменению плотности и показателя преломления среды. В жидкостях это может быть высокочастотный эффект Керра, но во всех этих случаях $\Delta n \sim A^2$. К слову, n_2 бывает > 0 и < 0 .

Так приходим к прохождению пучка через оптически неоднородную среду, в которой луч загибается в сторону большего показателя преломления. С этим связано явление *самофокусировки* ($n_2 > 0$) и дефокусировки ($n_2 < 0$).

Рассмотрим плоскопараллельный пучок лучей кругового сечения, диаметра D . Показатель преломления в пространстве с пучком $n = n_0 + n_2 A^2$, пусть $n_2 > 0$. Из-за дифракции пучок расширяется, однако все направления луче сосредоточатся в пределах конуса с углом при вершине $2\vartheta_{\text{диф}}$, где $\vartheta_{\text{диф}} = 1.22\lambda/(Dn_0)$. Предельный угол скольжения ϑ_0 определяется соотношением

$$\cos \vartheta_0 = \frac{n_0}{n_0 + n_2 A^2}, \quad \Rightarrow \quad \vartheta_0^2 \approx 2A^2 \frac{n_2}{n_0}.$$

Если $\vartheta_{\text{диф}} > \vartheta_0$ то пучок будет расширяться. При $\vartheta_{\text{диф}} > \vartheta_0$ пучок начнёт сжиматься в тонкий шнур, – *самофокусировка*.

При $\vartheta_{\text{диф}} = \vartheta_0$ имеет место *самоканализация*, для которой можем найти необходимую мощность пучка

$$P = \frac{cn_0 A^2}{8\pi} \frac{\pi D^2}{4} = \frac{cn_0 D^2}{32} A^2, \quad \Rightarrow \quad P_{\text{порог}} \approx c \frac{(0.61 \lambda)^2}{16n_2}.$$

Расстояние от края среды, на которой фокусируются крайние лучи пучка, легко оценить:

$$f_{\text{эф}} = \frac{D}{2\vartheta_{\text{диф}}} \approx \frac{n_0 D^2}{2.44 \lambda},$$

что называют *эффективным фокусным расстоянием для крайних лучей пучка*.

32 Рассеяние света

32.98 Рассеяние света

Def 32.1. *Оптически мутной* называют среду с $\langle n \rangle = \text{const}$, но содержащую макроскопические неоднородности. В таких средах свет *рассеивается в стороны*, иначе это явление называют *эффектом Тиндалля*³.

В неоднородной неподвижной изотропной среде распространение света описывается уравнениями Максвелла

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{H} &= \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, & \operatorname{div}(\varepsilon \mathbf{E}) &= 0, \\ \operatorname{rot} \mathbf{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, & \operatorname{div} \mathbf{H} &= 0, \end{aligned}$$

где $\varepsilon \equiv \varepsilon(x, y, z)$. Выделим $\varepsilon = \varepsilon_0 + \delta\varepsilon$, где $\varepsilon_0 = \text{const}$.

Можем представить ЭМ поле в виде $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}'$, $\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}'$, где \mathbf{E}_0 , \mathbf{H}_0 удовлетворяют уравнениям Максвелла в однородной среде

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{H}_0 &= \frac{\varepsilon_0}{c} \frac{\partial \mathbf{E}_0}{\partial t}, & \operatorname{div}(\varepsilon_0 \mathbf{E}_0) &= 0, \\ \operatorname{rot} \mathbf{E}_0 &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}_0}{\partial t}, & \operatorname{div} \mathbf{H}_0 &= 0. \end{aligned}$$

Принята номенклатура о том, что \mathbf{A}_0 – *падающая волна*, а \mathbf{A}' – поле *рассеянного света*.

Вычитая последние две группы уравнений друг из друга, находим

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{H}' - \frac{\varepsilon_0}{c} \frac{\partial \mathbf{E}'}{\partial t} &= \frac{\delta\varepsilon}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, & \operatorname{div}(\varepsilon_0 \mathbf{E}') &= -\operatorname{div}(\delta\varepsilon \mathbf{E}), \\ \operatorname{rot} \mathbf{E}' - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}'}{\partial t} &= 0, & \operatorname{div} \mathbf{H}' &= 0. \end{aligned}$$

³Теоретически обоснованным Рэлеем.

И это очень похоже на уравнения Максвелла в однородной среде с ε_0 , только первые два уравнения с *дополнительными источниками электромагнитных волн*. Введём

$$\delta \mathbf{P} = \frac{\delta \varepsilon}{4\pi} \mathbf{E},$$

тогда эти уравнения перейдут в

$$\text{rot } \mathbf{H}' - \frac{\varepsilon_0}{c} \frac{\partial \mathbf{E}'}{\partial t} = \frac{4\pi}{c} \frac{\partial}{\partial t} \delta \mathbf{P}, \quad \text{div}(\varepsilon_0 \mathbf{E}') = -4\pi \text{div}(\delta \mathbf{P}).$$

Получается, в среде появляется дополнительная поляризация $\delta \mathbf{P} = \frac{\delta \varepsilon}{4\pi} \mathbf{E}$, так что каждый элемент объема δV получает *дополнительный дипольный момент* $\delta V \cdot \delta \mathbf{P}$. Они излучают, как колеблющийся *диполь Герца*, это и есть свет, рассеянный элементом объема δV .

Рассеяние на шариках (рассеяние Ми). Пусть неоднородность создаётся шариками, радиуса a , расстояние между которыми $\gg a$. Тогда поле \mathbf{E} внутри шарика вычисляется в контексте однородного \mathbf{E}_0 . Из электростатики следует

$$\mathbf{E} = \frac{3}{\varepsilon/\varepsilon_0 + 2} \mathbf{E}_0 = \frac{3\varepsilon_0}{\varepsilon + 2\varepsilon_0} \mathbf{E}_0,$$

где ε – диэлектрическая проницаемость шарика, ε_0 – окружающей среды. Тогда вектри шариков

$$\delta \mathbf{P} = \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{4\pi} \mathbf{E} = \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{4\pi} \frac{3\varepsilon_0}{\varepsilon + 2\varepsilon_0} \mathbf{E}_0,$$

тогда дипольный момент шарика

$$\mathbf{p} = \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon + 2\varepsilon_0} (\varepsilon - \varepsilon_0) a^3 \mathbf{E}_0.$$

Поляризованный свет. Разобраться с θ и ϑ . Пусть падающая волна *поляризована линейно*. Тогда векторы \mathbf{p} и \mathbf{E} всё время параллельны одному и тому же неизменному направлению. Электрическое поле диполя (в волновой зоне) определяется выражением

$$E_1 = \frac{\sin \theta}{c^2 r} [\ddot{p}]_{t-r/v} = -\frac{\omega^2 \sin \theta}{c^2 r} [p]_{t-r/v},$$

где $v = c/\sqrt{\varepsilon}$, а θ – угол между осью диполя \mathbf{p} и направлением рассеянного излучения. Получается, *рассеянный свет поляризован линейно*, причём электрический вектор лежит в плоскости, проходящей через ось диполя \mathbf{p} и направление излучения.

Считая интенсивностью усредненный вектор Пойтинга

$$I_1 = \frac{\sin^2 \theta}{4\pi \varepsilon_0 v^3 r^2} \overline{\dot{p}^2} = \frac{\omega^4 \sin^2 \theta}{4\pi \varepsilon_0 v^3 r^2} \overline{p^2}, \quad I_0 = \frac{c}{4\pi} \overline{E_0 H_0} = \frac{v}{4\pi} \varepsilon_0 \overline{E_0^2}, \quad \Rightarrow \quad I_1 = 9\varepsilon_0^2 \left(\frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\varepsilon + 2\varepsilon_0} \right)^2 \frac{\pi^2 V_1^2 \sin^2 \theta}{\lambda^4 r^2} I_0,$$

где $V_1 = \frac{4}{3}\pi a^3$ – объем шарика. Интегрируя по сфере радиуса r с элементом поверхности $2\pi r^2 \sin \theta d\theta$, находим

$$\mathcal{P}_1 = 24\pi^3 \varepsilon_0^2 \left(\frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\varepsilon + 2\varepsilon_0} \right)^2 \frac{V_1^2}{\lambda^4} I_0.$$

Естественный свет. Пусть теперь падающий свет *естественный*. Пусть рассеянный свет наблюдается в направлении OA под углом θ к оси его распространения Z . Угол θ – *угол рассеяния* (рис. 14). Направим ось

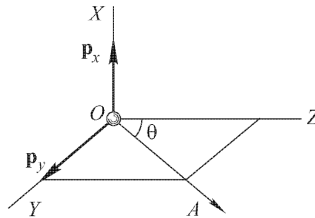


Рис. 14: Рассеяние естественного света

X нормально к OA и OZ , в силу $\mathbf{p} \parallel \mathbf{E}_0$ верно, что $\mathbf{p} \parallel XY$, тогда по найденному значению для I_1 с $\theta = \pi/2$ и $\theta = \pi/2 - \vartheta$, можем найти интенсивности дипольных моментов \mathbf{p}_x и \mathbf{p}_y . В силу естественности падающего света, эти излучения *некогерентны*, точнее некогерентны интенсивности от \mathbf{p}_x и \mathbf{p}_y :

$$I_{1,p_x} = 9\varepsilon_0^2 \left(\frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\varepsilon + 2\varepsilon_0} \right)^2 \frac{\pi^2 V_1^2 \sin^2 \pi/2}{\lambda^4 r^2} I_0, \quad I_{1,p_y} = 9\varepsilon_0^2 \left(\frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\varepsilon + 2\varepsilon_0} \right)^2 \frac{\pi^2 V_1^2 \cos^2 \vartheta}{\lambda^4 r^2} I_0,$$

так что их можно просто сложить, тогда получим

$$I_1 = \frac{\omega^4}{4\pi\varepsilon_0 v^3 r^2} \left(\overline{p_x^2} + \overline{p_y^2} \cos^2 \vartheta \right) = \frac{\omega^4}{4\pi\varepsilon_0 v^3 r^2} \frac{1 + \cos^2 \vartheta}{2} \overline{p^2} = 9\varepsilon_0^2 \left(\frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\varepsilon + 2\varepsilon_0} \right)^2 \frac{\pi^2 V_1^2}{\lambda^4} \frac{1 + \cos^2 \theta}{2r^2} I_0,$$

где учтено $\overline{p_x^2} = \overline{p_y^2} = \frac{1}{2}\overline{p^2}$. а формула для \mathcal{P}_1 останется без изменений.

Частично поляризованный свет. Полная линейная поляризация наблюдается только при $OA \perp$ направлению распространения падающего света, так как тогда \mathbf{p}_y не даёт излучения.

Если же посчитать интенсивность I света, рассеиваемого объемом V , содержащим много шариков $N_{\text{шар}}V$, то, складывая интенсивности и рассматривая $r^3 \gg V$, найдём

$$I = 9\varepsilon_0^2 \left(\frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\varepsilon + 2\varepsilon_0} \right)^2 \pi^2 \frac{V_1^2}{\lambda^4} \frac{1 + \cos^2 \theta}{2r^2} NV I_0.$$

Эта формула была получена Рэлеем, и по ней $I \sim \omega^{-4}$, что называют *законом Рэлея*, что справедливо для сред с частицами, размеры которых малы по сравнению с длиной волны.

Убывание интенсивности. Выделим цилиндр $\parallel OZ$ и рассмотрим баланс $I_0(z) - I_0(z + dz) = dI_0 = \mathcal{P}_1 N dz$, тогда

$$dI_0 = -\gamma I_0 dz, \quad \gamma = 24\pi^3 \varepsilon_0^2 \left(\frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\varepsilon + 2\varepsilon_0} \right)^2 \frac{NV_1^2}{\lambda^4}, \quad \Rightarrow \quad I_0 = \text{const} \cdot e^{-\gamma z},$$

где γ – коэффициент рассеяния.

Молекулярное рассеяние (рассеяние Рэлея). Стоит заметить, что в атмосфере рассеяние происходит не посторонними частицами, а самими *молекулами воздуха*. Такое рассеяние света называется *рэлеевским* или *молекулярным рассеянием*. На самом деле⁴ молекулярное рассеяние вызывается тепловыми флуктуациями показателя преломления, которые и делают среду оптически мутной.

Среда разбивается на $dV \ll \lambda^3$, при этом $N dV \gg 1$. Уравнения на \mathbf{H}' и \mathbf{E}' остаются верны, последовательными приближениями можем получить

$$\delta \mathbf{P} = \frac{\delta \varepsilon}{4\pi} \mathbf{E}_0, \quad \mathbf{p} = \frac{\delta_i \varepsilon \cdot \delta_i V}{4\pi} \mathbf{E}_0.$$

Это выражение отличается от случая с «шариками» только коэффициентом, так что верно, что

$$I_i = \frac{\pi^2}{\lambda^4} \frac{1 + \cos^2 \theta}{2r^2} I_0 (\delta_i V)^2 (\delta_i \varepsilon)^2.$$

Так, например, в случае идеального газа, верна формула

$$\varepsilon_i = 1 + 4\pi\beta \frac{N_i}{\delta_i V},$$

где β – поляризуемость молекулы, а N_i – число молекул в $\delta_i V$. Так как $\delta_i V$ фиксирован, то $\delta_i \delta \varepsilon_i = 4\pi\beta \delta N_i$, т.е. рассеяние вызывается *флуктуациями числа молекул* в $\delta_i V$.

Аккуратно работая с этими флуктуациями, можем получить *формулу Рэлея*:

$$I = \frac{2\pi^2}{\lambda^4} \frac{V}{N} (n - 1)^2 \frac{1 + \cos^2 \theta}{r^2} I_0,$$

что верно для изотропных молекул.

Для неидеальных газов и жидкостей можно получить формулу, вида

$$I = \frac{\pi^2}{\lambda^4} \frac{1 + \cos^2 \theta}{2r^2} V I_0 \cdot \left(\rho \frac{d\varepsilon}{d\rho} \right)^2 \frac{kT}{(-v \partial_v P)_T},$$

полученную Эйнштейном в 1910 г.

⁴1908 г., М. Смолуховский.

Невошедшее

32.99 Интерференция

32.99.1 Общие сведения об интерференции

Явления интерференции и дифракции – яркое проявление волновой теории света. В этих явлениях интересны относительные значения таких фотометрических величин как: лучистый поток, световой поток, освещенность. Таким образом нас не будет особо интересовать конкретная фотометрическая величина, а потому введём и будем следить за *интенсивностью колебаний*:

$$I = \langle \mathbf{E} \mathbf{E}^* \rangle.$$

Соответственно, в точке, где перекрывается два колебания электрического поля: $\mathbf{E} = \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2$, будем иметь:

$$I = I_1 + I_2 + I_{12},$$

где последний член называется *интерференционным членом*. Если он обращается в нуль, то такие источники называют *не когерентными*, и *когерентными* иначе.

Для двух параллельных волн, введя амплитуды: $A_1 = a_1 e^{i\varphi_1}$ и для второй аналогично будем иметь:

$$E_1 = A_1 e^{i\omega t}, \quad E_2 = A_2 e^{i\omega t} \Rightarrow E = E_1 + E_2 = (A_1 + A_2) e^{i\omega t}.$$

Не сложно получить выражения для результирующей амплитуды и фазы:

$$a^2 = a_1^2 + a_2^2 + 2a_1 a_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1), \quad \operatorname{tg} \varphi = \frac{a_1 \sin \varphi_1 + a_2 \sin \varphi_2}{a_1 \cos \varphi_1 + a_2 \cos \varphi_2}.$$

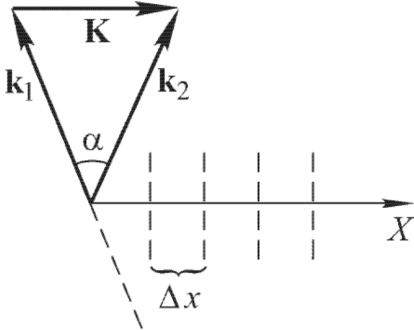
То есть введя интенсивности можем убедиться в предположениях сделанных выше. Например, если фазы φ_1 и φ_2 отличаются на целое четное число π , то результирующая I максимальна. Если же на нечетное число π , то I минимальна:

$$I_{\max} = \left(\sqrt{I_1} + \sqrt{I_2} \right)^2, \quad I_{\min} = \left(\sqrt{I_1} - \sqrt{I_2} \right)^2$$

И если $\varphi_1 - \varphi_2 = m\pi \pm \pi/2$, то $I = I_1 + I_2$. То есть наши предложения сами по себе ниче так и на самом деле вполне верны и не для параллельных лучей.

Две плоские волны:

$$E_1 = a_1 \cos(\omega t - \mathbf{k}_1 \mathbf{r} + \delta_1), \quad E_2 = a_2 \cos(\omega t - \mathbf{k}_2 \mathbf{r} + \delta_2).$$



То находим

$$\Delta x = \frac{2\pi}{K} = \frac{\pi}{k \sin(\alpha/2)} = \frac{\lambda}{2 \sin(\alpha/2)} \Rightarrow \Delta x \approx \frac{\lambda}{\alpha} \text{ при малых } \alpha.$$

Если теперь поставить плоский экран параллельно плоскости $\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2$, то расстояния между серединами соседних светлых(темных) полос – *ширина интерференционной полосы* будет равна Δx . Аналогично, если экран установлен перпендикулярно. Если же теперь от перпендикулярного положения поворачивать экран, на угол φ , то ширина интерференционной полосы будет

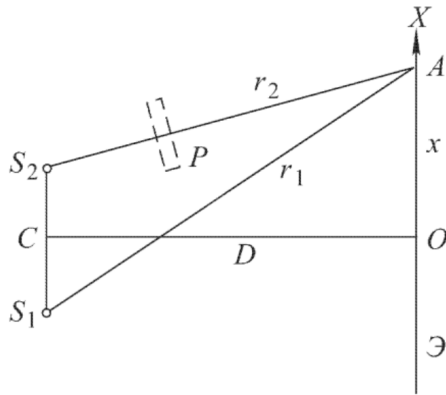
$$\Delta_\varphi x = \Delta x / \cos \varphi.$$

Сферические монохроматические волны. Будем рассматривать перекрытия волн от двух точечных источников. Амплитуда для сферической волны будет затухать обратно пропорционально r , то есть вдоль каждой интерференционной полосы интенсивность будет меняться. Но мы не будем обращать внимания на это изменение. В случае одинаковых фаз для двух источников получаем:

$$\Delta\varphi = k(r_2 - r_1) = \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right) (r_2 - r_1).$$

У нас опять света, когда $2m\pi$, и темна при $2\pi(m + 1/2)$. Это условие можно записать и в случае наличия сред, то есть думать надо о разности оптических путей:

$$\Delta r = r_2 - r_1 = \int n_2 dl - \int n_1 dl = \begin{cases} m\lambda & \text{светлая полоса,} \\ (m + 1/2)\lambda & \text{темная полоса.} \end{cases}$$



Для наглядности приведем результаты для интерференции в такой задаче.

$$r_1 - r_2 = \frac{xd}{D} = \alpha x,$$

для малого угла схождения интерферирующих лучей $\alpha \approx d/D$. Для одинаковых и синфазных источников:

$$I = 2I_1 \left(1 + \cos \frac{2\pi\alpha x}{\lambda} \right).$$

Ширина интерференционной полосы $\Delta x = \lambda/\alpha$.

Если же на пути одного из лучей поставить пластинку P толщиной l и с преломлением n , то произойдет смещение интерференционной картины на $N = (n-1)l/\Delta x$ полос в ту сторону, с какой была введена пластинка

32.100 Спектральные приборы и многослойные структуры

32.100.1 Интерференция в пленках и в пластинках

Тонкая плёнка. Рассмотрим тонкую пленку толщины d и показателя преломления n . При освещении точечным источником света, мы увидим разность хода лучей в

$$\Delta = (A'CB') + \frac{\lambda}{2} = 2nd \cos \psi + \frac{\lambda}{2},$$

где ψ – угол преломления, $\lambda/2$ – следствие преломления от среды с большим показателем преломления. Инте-

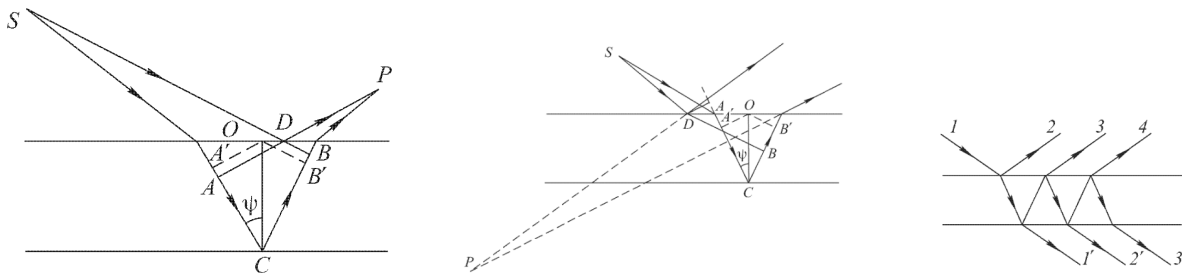


Рис. 15: К интерференции в пленках и пластинках

референция может наблюдаться как в отраженном свете, так и в преломленном, однако проще всего наблюдать интерференцию света на самой пластинке. Если рассмотреть потерю в 5% при отражении, то увидим, что основная интенсивность приходится на лучи 2, 3 и 1' (рис. 15).

Кольца Ньютона. Если прижать линзу к пластинке, то будут интерференционные *кольца Ньютона*. Можно показать, что разность хода будет

$$d = \frac{x^2}{2R}, \quad \Delta = 2d + \frac{\lambda}{2} = \frac{x^2}{R} + \frac{\lambda}{2},$$

где R – радиус кривизны линзы, а x – полярная координата. Светлые кольца будут при $\Delta = m\lambda$, тогда радиус m -го светлого кольца:

$$x_m^{\text{светл}} = \sqrt{(m - 1/2)\lambda R} = \sqrt{\lambda R/2} \sqrt{2m - 1}, \quad x_m^{\text{тёмн}} = \sqrt{m\lambda R} = \sqrt{\lambda R/2} \sqrt{2m}.$$

32.101 Нелинейная оптика

32.101.1 Явление Мандельштама-Бриллюэна

Рассмотрим случай слабой неоднородности для уравнений относительно \mathbf{H} и \mathbf{E}' :

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{H}' - \frac{\varepsilon_0}{c} \frac{\partial \mathbf{E}'}{\partial t} &= \frac{4\pi}{c} \frac{\partial}{\partial t} \delta \mathbf{P}, & \operatorname{div}(\varepsilon_0 \mathbf{E}') &= -4\pi \operatorname{div}(\delta \mathbf{P}), \\ \operatorname{rot} \mathbf{E}' - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}'}{\partial t} &= 0, & \operatorname{div} \mathbf{H}' &= 0, \end{aligned}$$

где $\delta \mathbf{P} = \frac{\delta \varepsilon}{4\pi} \mathbf{E}_0$. Эти уравнения линейны и однородны как относительно полей, так и относительно $\delta \varepsilon$. Отсюда следует, что если представить $\delta \varepsilon$ в виде $\delta \varepsilon = \sum \delta \varepsilon_i$, то в линейном приближении можем рассеянное излучение может быть получено суперпозицией полей, рассеянных одной неоднородностью.

Рассмотрим случай, когда $\delta \varepsilon = a \exp(-i\mathbf{K} \cdot \mathbf{r})$, где a и \mathbf{K} – постоянные. Представим падающую волну, как плоскую

$$\mathbf{E}_0 = A e^{i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})}, \quad \mathbf{H}_0 = B e^{i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})}.$$

Разобьём среду плоскостями с расстоянием $\Lambda = \frac{2\pi}{K}$, тогда фазы вторичных источников будут одинаковы (рис. 16). Чтобы источники не гасили, а усиливали друг друга, необходимо выполнение условия Брэгга-Вульфа:

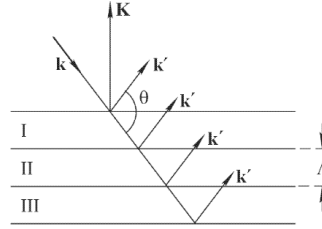


Рис. 16: Иллюстрация к явлению Мандельштама-Бриллюэна

$$2\Lambda \sin(\theta/2) = m\lambda,$$

где θ – угол рассеяния, а m – порядок дифракционного спектра.

Покажем, что $m = 1$. Все плоские, отраженные различными слоями, сложатся в волну $\mathbf{E}' = A' e^{i(\omega t + \mathbf{k}' \cdot \mathbf{r})}$, где волновой вектор \mathbf{k}' определяет направление распространения отраженных волн. С другой стороны, дополнительная поляризация среды

$$\delta \mathbf{P} = \frac{\mathbf{E}_0}{4\pi} \delta \varepsilon = \frac{a\mathbf{A}}{4\pi} e^{i[\omega t - (\mathbf{k} + \mathbf{K}) \cdot \mathbf{r}]}.$$

Подставляя эти выражения во второе уравнение и сравнивая показатели, получаем $\mathbf{k} - \mathbf{k}' = \mathbf{K}$, откуда

$$2\Lambda \sin(\theta/2) = \lambda,$$

таким образом на синусоидальной неоднородности диэлектрической проницаемости в линейном приближении получается дифракционный спектр *только первого порядка*.

Любую неоднородность в среде можно по Фурье представить в виде суперпозиции плоских синусоидальных неоднородностей различных направлений. Они рассеивают свет *независимо* друг от друга, но при фиксированном направлении эффективны только неоднородности, волновой вектор \mathbf{K} которых направлен по *биссектрисе* угла, *дополнительного к θ до π* .

Учтём $\delta \varepsilon \equiv \delta \varepsilon(t)$, считая $\varepsilon \equiv \varepsilon(\rho)$, запишем $\Delta \varepsilon = (d\varepsilon/d\rho) \Delta \rho$, где ρ – плотность. Всякая неоднородность плотности в среде – *источник звуковых волн*. Разложим $\Delta \rho$ в интеграл Фурье и возьмём только те гармоники, которые существенны для рассеяния волн в рассматриваемом направлении, \mathbf{K} которых определен выше, которому соответствует определенная Ω и направления распространения звуковой волны: $\Uparrow \mathbf{K}$ и $\Downarrow \mathbf{K}$. Тогда $\delta \varepsilon$ представляется суммой

$$\delta \varepsilon = \delta \varepsilon_1 + \delta \varepsilon_2, \quad \delta \varepsilon_1 = a_1 e^{i(\Omega t - \mathbf{K} \cdot \mathbf{r})}, \quad \delta \varepsilon_2 = a_2 e^{i(\Omega t + \mathbf{K} \cdot \mathbf{r})}.$$

Им соответствуют вектор дополнительной поляризации среды

$$\begin{aligned} \delta \mathbf{P}_1 &= \frac{\mathbf{E}_0}{4\pi} \delta \varepsilon_1 = \frac{a_1 \mathbf{A}}{4\pi} e^{i[(\omega + \Omega)t - (\mathbf{k} + \mathbf{K}) \cdot \mathbf{r}]}, \\ \delta \mathbf{P}_2 &= \frac{a_2 \mathbf{A}}{4\pi} e^{i[(\omega - \Omega)t - (\mathbf{k} + \mathbf{K}) \cdot \mathbf{r}]} \end{aligned}$$

Таким образом рассеянное излучение будет происходить с частотами $\omega + \Omega$ и $\omega - \Omega$ (модуляция световой волны

акустической волны). Это явление называется *тонкой структурой линий рэлевского рассеяния* или *рассеянием Мандельштама-Бриллюэна*. Смещение частоты $\Omega = Kv = (2\pi/\Lambda)v$, где v – скорость звука, а Λ – длина звуковой волны. Итого, можем записать

$$\Omega = \frac{4\pi v}{\lambda} \sin \frac{\theta}{2} = 2\omega n \frac{v}{c} \sin \frac{\theta}{2},$$

где c – скорость света в вакууме, а n – показатель преломления среды.

Иная трактовка дублета Мандельштама-Бриллюэна – *доплеровское изменение частоты света* при отражении от акустической волны. Доплеровское изменение частоты определяется формулой

$$\frac{\Omega}{\omega} = \frac{2v \sin \theta/2}{c/n},$$

что соответствует предыдущему соотношению.

Забавный факт про жидкости: там в рассеянном свете есть несмещенная компонента, всё потому, что

$$\delta V = (\partial_P V)_S \delta P + (\partial_S V)_P \delta S,$$

то есть флуктуации объема обусловлены не только флуктуациями давления, но и флуктуациями энтропии, второе и вызывает *несмещенную компоненту*.

Нелинейный эффект. Рассмотрим мощный световой импульс, генерирующем давление

$$\mathcal{P} = \frac{1}{8\pi} \left(\rho \frac{d\varepsilon}{d\rho} \right) E^2,$$

где $\rho d\rho \varepsilon \sim 1$, соответственно \mathcal{P} может достигать 10^5 атм, а тогда световые и оптические волны надо рассматривать *совместно*. Они описываются сложной охалкой нелинейный диффузов из электродинамики и акустики, что генерирует целый пучок разных эффектов, *вынужденное рассеяние Мандельштама-Бриллюэна*.

Пусть,

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_0 &= \mathbf{A}_0 \cos(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{r}), \\ \mathbf{E}_1 &= \mathbf{A}_1 \cos[(\omega + \Omega)t - \mathbf{k}'\mathbf{r}], \\ \mathbf{E}_2 &= \mathbf{A}_2 \cos[(\omega - \Omega)t - \mathbf{k}'\mathbf{r}], \\ \mathbf{E}_3 &= \mathbf{A}_3 \cos[\omega t - \mathbf{k}'\mathbf{r}], \end{aligned}$$

– напряженности электрического поля падающей и трех рассеянных волн Мандельштама-Бриллюэна. Последние три волны возникают при рассеянии на тепловых флуктуациях, интенсивности их малы, но давление определяется $(\mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2 + \mathbf{E}_3)^2$. Однако возбуждение звуковых волн связано только с низкочастотными членами, с косинусами разностных аргументов, вспоминая $\mathbf{K} = \mathbf{k}' - \mathbf{k}$, находим $\mathbf{A}_0 \mathbf{A}_1 \cos(\Omega t - \mathbf{K}\mathbf{r})$ – волнуЮ распространяющуюся с той же фазой и в том же направлении, что и первичная звуковая волна из-за тепловых флуктуаций. Так будет происходить *параметрическое усиление* акустической волны, и всех световых волн, на ней рассеянных. Это будет продолжаться до тех пор, пока интенсивность рассеянного света не станет сравнимой с интенсивностью падающего. Интересно, что *вынужденное рассеяние Мандельштама-Бриллюэна когерентно*.

32.101.2 Комбинационное рассеяние света (эффект Рамана)

Def 32.2. *Сателлит* – система линий измененной частоты в рассеянном свете, сопровождающих падающий свет.

Изменение длины волны оказывается значительно больше, чем при рассеянии Мандельштама. Это явление называется *комбинационным рассеянием света* или *эффектом Рамана*.

Экспериментальные наблюдения. Далее будем считать, что частоты сателлитов отличаются от возбуждающей линии на $\{\Delta\omega_{\text{комб}}^j\}$. При переходе от одной спектральной линии первичного пучка к другой $\{\Delta\omega_{\text{комб}}^j\}$ *сохраняется*, – она характерна для рассматриваемого вещества.

Каждому сателлиту с частотой $\omega - \Delta\omega_{\text{комб}}$, смещенной в красную сторону спектра, соответствует сателлит с частотой $\omega + \Delta\omega_{\text{комб}}$, смещенный в фиолетовую сторону. Первые называют *красными* или *стоксовыми*, вторые – *фиолетовыми* или *антисксовыми*.

Интенсивности фиолетовых сателлитов значительно меньше интенсивностей, соответствующих им красных. Постоянные $\Delta\omega_{\text{комб}}$ совпадают с собственными частотами $\Omega_{\text{инфр}}$ инфракрасных колебаний.

Линии комбинационного рассеяния света более или менее *поляризованы*. Характер поляризации красных и фиолетовых сателлитов, соответствующих $\Delta\omega_{\text{комб}}$, всегда одинаков и не зависит от частоты основной линии.

Теоретическое объяснение. В поле световой волны \mathbf{E} электроны внутри молекулы приходят в колебания, и молекула приобретает индуцированный дипольный момент $\mathbf{p} = \beta \mathbf{E}$. Вообще β – тензор, определяемый мгновенным положением атомных ядер, но сами ядра совершают беспорядочное тепловое движение, $\Rightarrow \beta \neq \text{const}$,

в частности представима наложением гармонических колебаний, частоты которых определяются собственными частотами инфракрасных колебаний молекулы, возникает *модуляция колебаний* индуцированных моментов \mathbf{p} .

Если внешнее поле \mathbf{E} меняется с частотой ω , то в колебаниях дипольного момента \mathbf{p} появляются частоты $\omega \pm \Omega_{\text{инфр}}$, такие же частоты появятся из излучении дипольных моментов.

Математически, скажем что у молекула $f = 3s - 6$ степеней свободы на *внутреннее движение ядер молекул*. Выберем нормальные обобщенные координаты для описания q_j , и пусть $q_j = a_j \cos(\Omega_j t + \delta_j)$ с инфракрасной частотой Ω_j и хаотически меняющейся фазой δ_j . Пусть β для простоты скаляр:

$$\beta = \beta_0 + (\partial_{q_m} \beta) q^m = \beta_0 + \frac{1}{2} a_m (\partial_{q_m} \beta) \cdot (e^{i(\Omega_m t + \delta_m)} + e^{-i(\Omega_m t + \delta_m)}).$$

Наконец, подставляя $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{i\omega t}$, находим

$$\mathbf{p} = \beta_0 \mathbf{E}_0 e^{i\omega t} + \frac{E_0}{2} a_m (\partial_{q_m} \beta) (e^{i(\omega + \Omega_m)t + \delta_m} + e^{i(\omega - \Omega_m)t - \delta_m}),$$

откуда видно возникновение дуплетов в излучении, а также ясно, что волны, рассеиваемые отдельными молекулами, *некогерентны*.

Проявление квантмеха. До тех пор, пока атомы тяжелые, классическая теория \pm справляется. но только через кванты получается показать, что интенсивность красных сателлитов всегда больше интенсивности соответственных фиолетовых сателлитов.

Пропуская выкладки, можем получить, что для отношении интенсивностей верно, что

$$\frac{I_{\text{кр}}}{I_{\text{фиол}}} = \frac{N_n}{N_m}, \quad \frac{N_n}{N_m} = \exp\left(-\frac{\mathcal{E}_n - \mathcal{E}_m}{kT}\right) = \exp\left(\frac{\hbar|\Omega_{nm}|}{kT}\right), \quad \Rightarrow \quad \frac{I_{\text{кр}}}{I_{\text{фиол}}} = \exp\left(\frac{\hbar|\Omega_{nm}|}{kT}\right),$$

что вполне объясняет наблюдаемое соотношение.

Вынужденное комбинационное рассеяние. В мощных импульсах лазерного излучения наблюдается явление, называемое *вынужденным комбинационным рассеянием света*, которое возникает из-за обратного воздействия световой волны на молекулы среды. Точнее на молекулу действует сила $\mathbf{F} = (\mathbf{p} \cdot \nabla) \mathbf{E}$, индуцированные $\mathbf{p} \sim \mathbf{E}$, так что $F \sim E^2$. Поле \mathbf{E} складывается из \mathbf{E}_0 и \mathbf{E}' , где \mathbf{E}' слабое, но усиливается.

Среди слагающих сил $([\mathbf{E}_0 + \mathbf{E}'] \cdot \nabla) (\mathbf{E}_0 + \mathbf{E}')$ присутствуют члены с произведением полей \mathbf{E}_0 и \mathbf{E}' , частоты которых совпадают с соответствующими частотами инфракрасных колебаний молекулы, они вызывают *резонансное усиление* соответствующих линий комбинационного рассеяния. Вынужденные колебания ядер молекул происходят в фазе с падающей волной, а потому вынужденное комбинационное рассеяние когерентно с падающей волной.