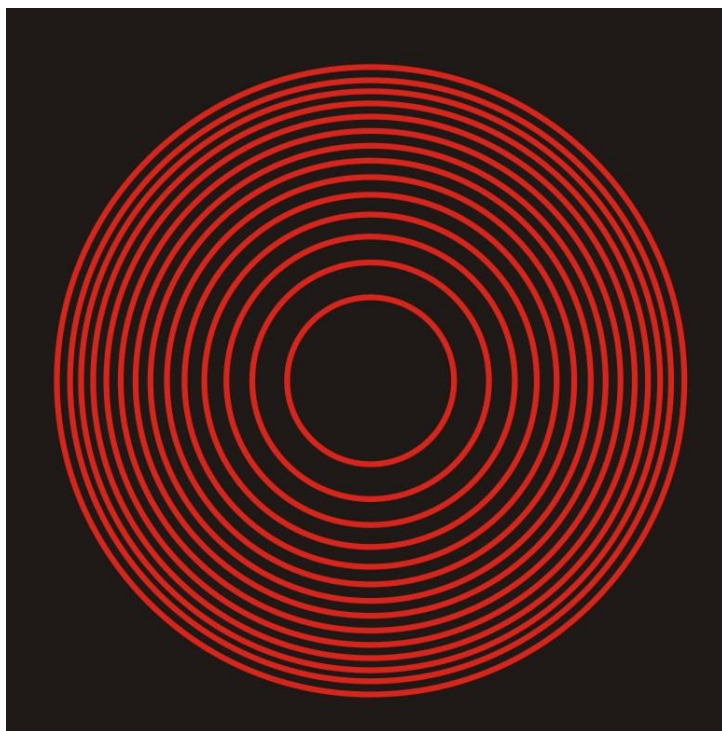


МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РФ

**ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО И ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ
НИЖЕГОРОДСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ
УНИВЕРСИТЕТ ИМ. Р.Е.АЛЕКСЕЕВА**

Кафедра ФТОС /Физика и техника оптической связи/

**ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СВЕТА НА ПЛОСКОПАРАЛЛЕЛЬНОЙ
ПЛАСТИНКЕ**



Нижний Новгород 2011

Составители: В.Ф. Баринаова, Т.В.Кожевникова, Л.Г.Рудоясова, А.Б. Федотов.

УДК 535.4

Интерференция света на плоскопараллельной пластинке. Лабораторная работа по дисциплине "Основы физической и квантовой оптики" для магистров по направлению 210700.68 «Инфокоммуникационные технологии и системы связи». Форма обучения очная. Н.Новгород, 2011 – 15 с.

Ответственный редактор С.Б.Раевский

Редактор Э.Б.Абросимова

© Баринаова В.Ф.	2011
© Кожевникова Т.В.	2011
© Федотов А.Б.	2011
© НГТУ	2011

Подп. . Формат 60×84 1/16. Бумага газетная. Печать офсетная.

Печ.л. . Уч.-изд.л. Тираж 500 экз. Заказ .

Нижегородский государственный технический университет

Типография НГТУ, 603950, Нижний Новгород, ул. Минина, 24.

1 Обозначения физических величин и мировых констант

<i>Физические величины</i>	
\vec{E}	напряженность электрического поля электромагнитной волны
ω	круговая частота
\vec{k}	волновой вектор
λ	длина волны
ε	диэлектрическая проницаемость среды
n	показатель преломления среды
t_k, l_k, ρ_k	время, длина и радиус когерентности
m_0	масса атома
p, T	давление и температура газа
\tilde{n}	концентрация молекул
<i>Мировые константы</i>	
c	скорость света в вакууме ($c = 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}$)
ε_0	диэлектрическая постоянная ($\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м}$)
\hbar	приведенная постоянная Планка ($\hbar = 1,05 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$)
k_B	постоянная Больцмана ($k_B = 1,385 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/К}$)

2 Общие сведения об интерференции света

Интерференцией называют явления, связанные с таким сложением волн, в результате которого получается устойчивая во времени картина распределения интенсивности света в пространстве; при этом результирующая интенсивность света, вообще говоря, не равна сумме интенсивностей складывающихся волн. Эти явления наблюдаются при сложении волн, создаваемых *когерентными* (то есть согласованными по фазе) источниками света. Уточним понятие когерентности [1÷3].

Пусть в некоторой точке P складываются две сферические электромагнитные волны, излучаемые монохроматическими источниками S_1 и S_2 (рис.1).

$$\begin{aligned}\vec{E}_1 &= \vec{E}_{10} \cos(\omega_1 t - k_1 r_1 + \varphi_1) \\ \vec{E}_2 &= \vec{E}_{20} \cos(\omega_2 t - k_2 r_2 + \varphi_2)\end{aligned}\quad (1)$$

Здесь $\varphi_{1,2}$ – начальные фазы волн.

Согласно принципу суперпозиции напряженность результирующего поля

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2$$

Все наблюдаемые характеристики света: сила света, интенсивность, освещенность поверхности и др. пропорциональны квадрату напряженности поля световой волны, усредненному по времени инерционности измерительного прибора. В частности, интенсивность

$$I = \varepsilon \varepsilon_0 v \langle \vec{E}^2 \rangle = \varepsilon \varepsilon_0 v \langle (\vec{E}_1 + \vec{E}_2)^2 \rangle = I_1 + I_2 + 2 \varepsilon \varepsilon_0 v \langle \vec{E}_1 \vec{E}_2 \rangle, \quad (2)$$

где $I_{1,2} = \varepsilon \varepsilon_0 v \langle \vec{E}_{1,2}^2 \rangle$ – интенсивности волн \vec{E}_1 и \vec{E}_2 , $v = \frac{c}{n}$ – их фазовая скорость.

Третье слагаемое в (2) называется **интерференционным членом**. Две волны когерентны, если интерференционный член не равен тождественно нулю:

$$\langle \vec{E}_1 \vec{E}_2 \rangle \neq 0. \quad (3)$$

Тогда и только тогда наблюдается интерференция ($I \neq I_1 + I_2$).

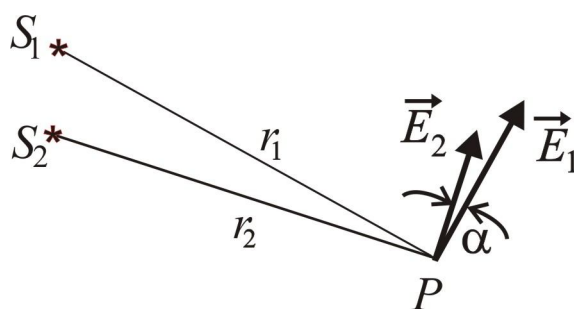


рис.1

Для выполнения неравенства (3) необходимо, помимо прочего, чтобы волны \vec{E}_1 и \vec{E}_2 были поляризованы не во взаимно перпендикулярных плоско-

стях. В дальнейшем будем полагать это условие выполненным (рис.1, где угол $\alpha < \pi/2$).

Рассмотрим идеализированный случай монохроматических волн. Амплитуды, частоты, волновые векторы и начальные фазы в (1) будем считать константами, причем $\omega_1 = \omega_2 = \omega$, $k_1 = k_2 = k = n\omega/c$, $\vec{E}_{10} \uparrow\uparrow \vec{E}_{20}$.

Тогда, учитывая, что при сделанных предположениях $\langle \vec{E}_1^2 \rangle = E_{10}^2/2$ и $\langle \vec{E}_2^2 \rangle = E_{20}^2/2$, усредненное скалярное произведение в (2,3) принимает вид

$\langle \vec{E}_1 \vec{E}_2 \rangle = \frac{E_{10}E_{20}}{2} \langle \cos(\Delta\varphi - k\Delta r) \rangle$, а суммарная интенсивность

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\Delta\varphi - k\Delta r), \quad (4)$$

где $\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$, и $\Delta r = r_2 - r_1$ постоянные величины для выбранной точки P .

В тех точках пространства, где фаза $\Delta\Phi$ аргумента интерференционного слагаемого в (4) кратна 2π суммарная интенсивность принимает максимальное значение: $I = I_{\text{макс}} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}$ при

$$\Delta\Phi = \Delta\varphi - k\Delta r = 2\pi m; \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots). \quad (5)$$

Наоборот, там, где

$$\Delta\Phi = 2\pi(m + 1), \quad (6)$$

интенсивность света минимальна: $I = I_{\text{мин}} = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2}$.

Соотношения (5,6) называются условиями наблюдения **интерференционных максимумов и минимумов** соответственно.

Если в области перекрытия интерферирующих волн поставить экран, то его освещенность в разных точках окажется неодинаковой (освещенность экрана пропорциональна интенсивности падающего на него излучения). На экране появятся интерференционные полосы – чередующиеся области максимальной и минимальной освещенности.

Введем параметр

$$V = (I_{\text{макс}} - I_{\text{мин}})/(I_{\text{макс}} + I_{\text{мин}}), \quad (7)$$

называемый *видностью* полос. Видность, по определению, принимает значения в интервале $0 \leq V \leq 1$. В случае интерференции монохроматических волн, используя найденные выше значения $I_{\text{макс}}$, $I_{\text{мин}}$, имеем

$$V = 2 \sqrt{I_1 I_2} / (I_1 + I_2). \quad (8)$$

Рассмотренный идеализированный случай сложения монохроматических волн в оптическом диапазоне реализовать невозможно. Источниками электромагнитных волн оптического диапазона являются атомы вещества, которые излучают кванты света (фотоны) с энергиями $\varepsilon_{\text{ф}} = \hbar\omega_{i,j} = W_i - W_j$ в процессе перехода электрона из одного стационарного состояния с энергией W_i в другое, энергия которого $W_j < W_i$. В естественных источниках света направление, фаза и плоскость поляризации волны излучаемых фотонов принимают произвольные случайные значения.

Характерные времена жизни электронов в том или ином возбужденном состоянии атомов (оно же время излучения фотона) имеют значения порядка $\tau = (10^{-5} \div 10^{-9})\text{с}$. Следовательно, разность начальных фаз $\Delta\varphi$ (и вместе с ней $\Delta\Phi$) двух фотонов одинаковой частоты, приходящих в точку P (рис. 1) от двух различных источников, может оставаться постоянной лишь в течение времени $t \leq \tau$.

Поскольку время инерционности человеческого глаза составляет примерно 10^{-1}с , функция $\cos(\Delta\Phi)$ в (4), как функция нерегулярного аргумента, зависящего от $\Delta\varphi \in [0, 2\pi]$, многократно в течение времени усреднения случайным образом изменяется в пределах $[-1, +1]$ и ее среднее значение равно нулю. В результате интенсивность света $I = I_1 + I_2$, интерференция не наблюдается.

3 Когерентность точечных источников света

Время, в течение которого случайным изменением фазы излучения можно пренебречь, называется *временем когерентности* t_k . Ниже будет показано, что этот параметр определяется шириной спектра $\Delta\omega$ источника и, как правило, существенно меньше времени жизни τ электрона в возбужденном состоянии.

Длиной когерентности называется расстояние, на которое успевает распространиться волна за время когерентности: $l_k = ct_k$, где $c = 3 \cdot 10^8$ м/с – скорость света в вакууме. Рекордные времена когерентности $t_k \sim 10^{-6}$ с реализованы в, так называемых, *одночастотных* газовых лазерах. Длина когерентности излучения одночастотных лазеров $l_k \sim 300$ м.

Из вышесказанного следует, что время когерентности заведомо меньше времени инерционности существующих оптических приборов, в особенности, человеческого глаза. Поэтому устойчивую интерференционную картину распределения интенсивности от двух различных источников получить невозможно. *Для визуального наблюдения интерференции необходимо использовать схемы эксперимента с одним источником света.*

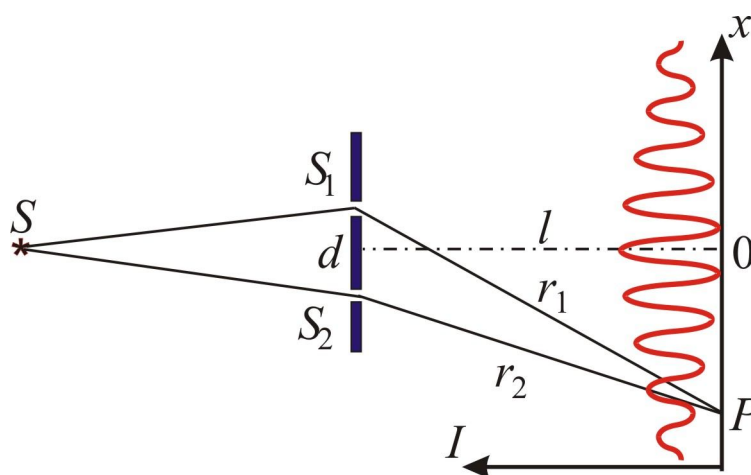


Рис.2

Одна из таких схем для наблюдения *двухлучевой интерференции* реализована в опыте Юнга (рис.2). Между точечным источником света S и экраном (Ox) располагается непрозрачное препятствие с двумя равноудаленными от S отверстиями S_1 и S_2 . В этой схеме, независимо от случайной фазы фотонов источника, световые волны вблизи отверстий всегда синфазны. Поэтому резуль-

тат сложения волн, пришедших от *вторичных источников* S_1 и S_2 в точке $P(x)$ экрана зависит только от времён прохождения $t_1 = r_1/c$ и $t_2 = r_2/c$ этих волн и, в конечном счете, от *оптической разности хода* $\Delta = \Delta r = r_1 - r_2$.

Пусть время запаздывания волны источника S_1 относительно волны источника S_2 мало по сравнению с временем когерентности: $t_1 - t_2 \ll t_k$. Это предположение эквивалентно условию $\Delta \ll l_k$; оно заведомо выполняется вблизи середины экрана. Здесь разность начальных фаз двух волн $\Delta\varphi \cong 0$, независимо от фазы того или иного фотона источника S . Следовательно, общая разность фаз определяется лишь разностью хода, зависящей от положения точки $P(x)$: $\Delta\Phi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta$.

На экране наблюдается устойчивая интерференционная картина, состоящая из чередующихся тёмных и светлых полос. Максимумы и минимумы освещённости наблюдаются в точках, где выполняются условия (5) и (6) соответственно. В силу симметрии схемы и физической эквивалентности отверстий S_1 и S_2 в выражении (8) можно положить $I_1 = I_2$, откуда следует, что на рассматриваемом участке экрана видность интерференционных полос $V = 1$.

Ширина интерференционных полос Δx вычисляется с помощью условий максимума и минимума (5,6), которые здесь принимают вид $\Delta = m\lambda$ и $\Delta = (m + 1/2)\lambda$. При известных значениях параметров d и $l \gg d$ имеем [1]

$$\Delta x = \lambda l / d. \quad (9)$$

Рассмотрим удаленные участки экрана, для которых разность хода Δ сопоставима по величине с длиной когерентности света l_k . Здесь уже нельзя пренебрегать случайным изменением фазы фотонов и, соответственно, случайными колебаниями разности фаз $\Delta\Phi$. Поэтому величина интерференционного члена $2 \varepsilon_0 v \langle \vec{E}_1 \vec{E}_2 \rangle$ в (2) и видность интерференционных полос V монотонно уменьшаются по мере удаления от центра к периферии экрана (рис.2). Вычислим интерференционный член с учетом запаздывания $t_1 - t_2$ [2].

Пусть $\vec{E}(x, t)$ – полное электрическое поле в точке $P(x)$ экрана. Оно является линейной суперпозицией сферических волн от **вторичных источников** S_1 и S_2 с координатами \vec{S}_1 и \vec{S}_2 в более ранние моменты времени $t - t_1$ и $t - t_2$:

$$\vec{E}(x, t) = a_1 \vec{E}(\vec{S}_1, t - t_1) + a_2 \vec{E}(\vec{S}_2, t - t_2). \quad (10)$$

Здесь $a_{1,2}$ – чисто мнимые безразмерные множители, обратно пропорциональные расстояниям $r_{1,2}$ точки P от источников [2].

После подстановки (10) в (2) и переобозначения $t - t_1 \rightarrow t$ для интенсивности $I(\vec{r}, t)$ получаем

$$I = I_1 + I_2 + 2\varepsilon\varepsilon_0 v a_1 a_2^* \langle \vec{E}^*(\vec{S}_1, t) \vec{E}(\vec{S}_2, t + \theta) \rangle, \quad (11)$$

где $\theta = t_1 - t_2$ время относительного запаздывания волны от вторичного источника S_1 , а интенсивности $I_{1,2}$ определены по аналогии с выражениями (2,4), для интерференции плоских волн: $I_{1,2} = \varepsilon\varepsilon_0 v a_{1,2} \langle |\vec{E}(\vec{S}_{1,2}, t)|^2 \rangle$. Усреднение в (11) ведется по времени инерционности ΔT прибора, регистрирующего интерференцию. Выражение

$$F(\theta) = \langle \vec{E}^*(\vec{S}_1, t) \vec{E}(\vec{S}_2, t + \theta) \rangle = \frac{1}{\Delta T} \int_0^{\Delta T} \vec{E}^*(\vec{S}_1, t) \vec{E}(\vec{S}_2, t + \theta) dt \quad (12)$$

называется **корреляционной функцией первого порядка** для полей в пространственно-временных точках (\vec{S}_1, t) и $(\vec{S}_2, t + \theta)$. С его помощью формулу (11) можно преобразовать к виду, подобному (4): $I = I_1 + I_2 + 2 \gamma_t \sqrt{I_1 I_2} \cos(\Delta\Phi)$,

$$\text{где } \gamma_t(\theta) = \frac{F(\theta)}{\{ \langle |\vec{E}(\vec{S}_1, t)|^2 |\vec{E}(\vec{S}_2, t)|^2 \rangle \}^{1/2}} \quad (13)$$

степень временной когерентности первого порядка.

Анализ выражений (12,13) показывает, что этот параметр монотонно убывает в интервале $0 \leq \gamma_t(\theta) \leq 1$ по мере увеличения времени запаздывания.

Вместе с $\gamma_t(\theta)$ убывает и видность V интерференционных полос: $V(\theta) = \gamma_t(\theta)2\sqrt{I_1 I_2}/(I_1 + I_2)$ ¹. При временах запаздывания $\theta > t_k$ параметры γ_t и V пренебрежимо малы по сравнению с единицей. В этом пределе волны вторичных источников S_1 и S_2 не когерентны и интерференция не наблюдается.

Фурье-анализ спектра волнового цуга фотона показывает [1÷3] что его длительность τ однозначно связана с шириной спектра:

$$\tau = 1/\delta\omega. \quad (14)$$

Параметр $\delta\omega$, определяемый временем излучения фотона, называется *естественной шириной* спектральной линии. Если спектр источника света состоит из одной линии шириной $\delta\omega$, для времени когерентности имеем [1÷3]:

$$t_k \sim 2\pi/\delta\omega \quad (15)$$

Ширина наблюдаемых спектральных линий $\Delta\omega$ обычно на несколько порядков больше их естественной ширины $\delta\omega$. Поэтому в общем случае время когерентности спектральных линий определяется соотношением

$$t_k \sim 2\pi / \Delta\omega \ll \tau. \quad (16)$$

Соотношение (16) позволяет уточнить определение времени когерентности, данное в начале пункта 3: это *время, в течение которого случайное изменение фазы излучения не превышает $\Delta\varphi = \pm \frac{\Delta\omega}{2} t = \pm\pi$* .

4 Механизмы уширения спектральных линий

Естественная ширина линий, определяемая соотношением (14), может быть реализована только в идеальных условиях, когда излучающие атомы покоятся и не подвергается в процессе излучения действию каких-либо внешних воздействий. В реальных условиях атом участвует в тепловом движении и взаимодействует с другими атомами. Покажем, что действие этих факторов приводит к уширению спектральных линий. Ограничимся рассмотрением газовых источников, характеризующихся минимальной шириной спектральных линий и максимальным временем когерентности.

¹ рекомендуется сравнить это выражение с (8).

а) *Ударное уширение*. Излучающие атомы и молекулы газового источника света в процессе хаотического теплового движения испытывают столкновения. Во время этого взаимодействия происходят *безизлучательные* межуровневые переходы.

Пусть один из взаимодействующих атомов находился в возбужденном состоянии с энергией W_i а другой – в основном состоянии, энергия которого W_j . При столкновении возможен одновременный переход электрона первого атома из состояния i в состояние j , а электрона второго атома, наоборот, – из состояния j в возбужденное состояние i . Сразу после этого двойного перехода излучение фотона первым атомом прерывается. Взамен второй атом начинает излучение фотона той же частоты с новым, случайным значением фазы.

Таким образом, при наличии столкновений между излучающими атомами время когерентности ограничивается не временем жизни τ электрона в возбужденном состоянии, а средним временем τ^* между столкновениями атомов источника. По определению, $\tau^* = 1/\langle Z \rangle$, где $\langle Z \rangle$ – среднее число столкновений в единицу времени. Согласно кинетической теории газов

$$\langle Z \rangle = \sqrt{2\pi} \tilde{n} \langle u \rangle d_{\text{эф}}^2, \quad (17)$$

где $d_{\text{эф}}$ – эффективный диаметр, \tilde{n} – концентрация атомов (или молекул), $\langle u \rangle = \sqrt{8k_B T / \pi m_0}$ – средний модуль скорости атома, m_0 – его масса. Поскольку в идеальном газе $\tilde{n} = p/k_B T$, для средней скорости столкновений получим:

$$\frac{1}{\tau^*} = \langle Z \rangle = \frac{\sqrt{2\pi} d_{\text{эф}}^2}{k_B T} p \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m_0}} = \frac{4d_{\text{эф}}^2 p \sqrt{\pi}}{\sqrt{k_B T m_0}}. \quad (18)$$

В [2] показано, что частотное распределение $I(\omega)$ спектральной линии с ударным уширением имеет *лоренцеву* форму:

$$I(\omega) = I_0 \frac{(1/\tau^*)^2}{(\omega_0 - \omega)^2 + (1/\tau^*)^2}, \quad (19)$$

где ω_0 – частота, соответствующая максимуму интенсивности I_0 данной линии.

По определению, ширина спектральной линии $\Delta\omega = |\omega_2 - \omega_1|$, где частоты $\omega_{1,2}$ находятся из условия $I(\omega_{1,2}) = I_0/2$. Применяя этот критерий к выражению (19), легко убедиться, что ширина лоренцевской линии в два раза превышает частоту столкновений:

$$\Delta\omega_{\text{уд}} = 2/\tau^*. \quad (20)$$

Таким образом, величина ударного уширения $\Delta\omega_{\text{уд}}$ является функцией состояния излучающего газа. Анализ (18) показывает, что ударное уширение особенно существенно в плотных газах и при высоких температурах.

б) Доплеровское уширение. Пусть в процессе излучения атом, находящийся в возбужденном состоянии движется со скоростью \vec{v} , причем $v \ll c$. Тогда частота света, излучаемого атомом, в системе отсчета, связанной с наблюдателем,

$$\omega = \omega_0(1 + v_z/c), \quad (21)$$

где ω_0 – частота этого света в системе отсчета, связанной с атомом, v_z – проекция скорости \vec{v} на направление к наблюдателю.

Формула (21) выражает *продольный эффект Доплера*. Рассматривая атомы и молекулы газового источника света как идеальный газ, подчиняющийся закону распределения скоростей Максвелла, представим вероятность того, что значение v_z лежит в интервале $[v_z, v_z + dv_z]$ в виде

$$dw = A \exp(-m_0 v_z^2 / 2k_B T) dv_z, \quad (22)$$

где A - нормировочный множитель. Учитывая (20), получим вероятность излучения в интервале частот $d\omega$:

$$dw = A \exp \left[-\frac{m_0 c^2}{2k_B T} \left(\frac{\omega_0 - \omega}{\omega_0} \right)^2 \right] d\omega. \quad (23)$$

Спектральная плотность интенсивности излучения $I(\omega)$ пропорциональна $dw/d\omega$, поэтому

$$I(\omega) = I_0 \exp \left[-\frac{m_0 c^2}{2k_B T} \left(\frac{\omega_0 - \omega}{\omega_0} \right)^2 \right], \quad (24)$$

где I_0 – максимальная плотность интенсивности, приходящаяся на частоту ω_0 .

Функция (24) называется *распределением Гаусса*. Ширина гауссовской спектральной линии

$$\Delta\omega_{\text{доп}} = 2\omega_0 \sqrt{\frac{2k_B T \ln 2}{m_0 c^2}}. \quad (25)$$

Эффект Доплера является основной причиной уширения спектральных линий в разреженных газах при высоких температурах.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 5.6. ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СВЕТА НА ПЛОСКОПАРАЛЛЕЛЬНОЙ ПЛАСТИНКЕ

Оптическая схема эксперимента изображена на рис. 3. Пучок когерентного света с длиной волны $\lambda = 632\text{нм}$, излучаемый гелий-неоновым лазером 1, направляется на короткофокусную собирающую линзу, вмонтированную в экран 2. После преломления в линзе свет отражается от передней и задней поверхностей плоскопараллельной стеклянной пластинки 3 толщиной b .

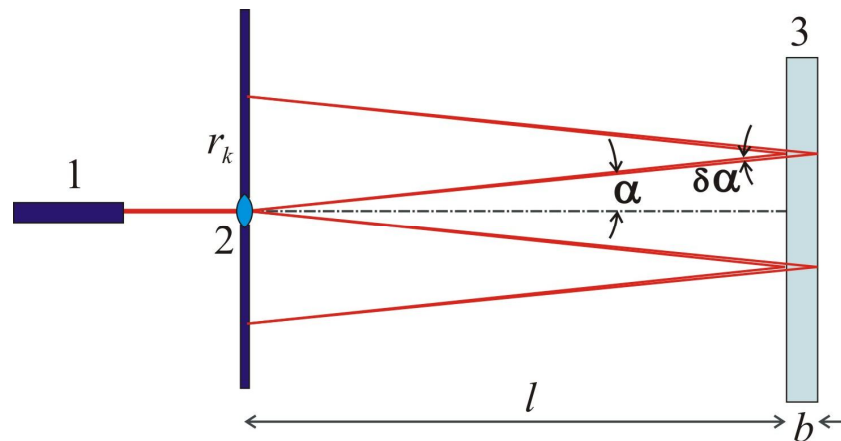


Рис.3

В результате интерференции двух отраженных волн на экране 2 наблюдаются кольцеобразные полосы максимальной и минимальной освещенности.

В [4] показано, что при условии $l \gg b$ толщина пластинки и радиусы темных колец связаны соотношением

$$b = \frac{4n\lambda l^2(i-k)}{r_k^2 - r_i^2}. \quad (*)$$

Здесь i, k – номера колец $r_{i,k}$, n – показатель преломления стекла.

Формула (*) правомерна для произвольной пары темных либо пары светлых колец.

Порядок выполнения работы

1. После включения лазера ориентировать экран с линзой так, чтобы отраженный от него свет падал в центр выходного окна лазера. На экране со стороны пластинки появляется система концентрических темных и светлых колец. Дополнительной юстировкой положения пластинки необходимо добиться, чтобы центр этих колец совпал с центром экрана.

2. Измерить расстояние l от ближней грани пластинки до экрана.

3. Измерить радиусы нескольких темных колец. По результатам измерений заполнить таблицу 1. При этом необходимо учитывать, что для номеров $i > k$ радиусы $r_i < r_k$. Поэтому нумерацию колец следует вести от периферии экрана к центру (рис.4). При заполнении столбцов таблицы рекомендуется придерживаться правила: $i - k \geq 3$.

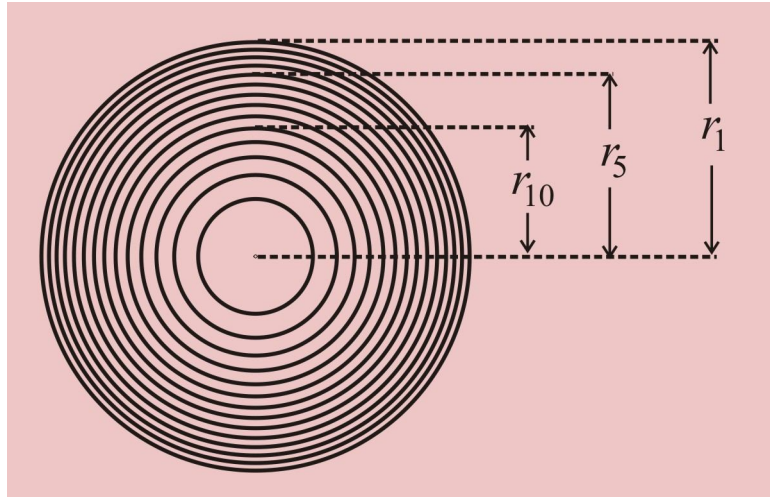


Рис.4

Т а б л и ц а 1

$i-k$	3	4	5	6	7
r_k , мм, (темные)					
r_i , мм, (темные)					

4. Провести аналогичные измерения радиусов светлых колец и заполнить таблицу 2.

. Таблица 2

$i-k$	3	4	5	6	7
r_k , мм, (светлые)					
r_i , мм, (светлые)					

5. С помощью (*) вычислить толщину пластинки b , принимая значение n для данного сорта стекла в красной области спектра равным 1,36. Необходимо получить 10 значений этого параметра (поровну из таблиц 1 и 2). По алгоритму случайной погрешности вычислить погрешность Δb для числа опытов $N = 10$ и доверительной вероятности 0,9.

6. Вычислить оптическую разность хода и, таким образом, оценить нижнюю границу для истинных значений длины и времени когерентности используемого в работе источника.

Контрольные вопросы

1. Сущность явления интерференции. Ширина и видность интерференционных полос в опыте Юнга, [1].
2. Естественная ширина линий. Степень временной когерентности γ . Время и длина когерентности.
3. Физическая сущность ударного и доплеровского уширения линий.
4. С помощью формул (12, 13, 19, 24) вычислить степень временной когерентности для лоренцевского и гауссовского источников света, [2].
5. Оптическая схема эксперимента. Вывести рабочую формулу (*), [4].

Литература

1. Сивухин Д.В. Курс общей физики. Т. IV. Оптика. М.: Наука, 2006.
2. Лоудон Р. Квантовая теория света. М.: Мир, 1976.
3. Калитеевский Н.И. Волновая оптика. М.: Высш. шк., 2011.
4. Ахматов А.С. Лабораторный практикум по физике. М.: Высш. шк., 1980.