

## 120. Когерентность света

**В работе используются:** лазер, галогенная лампа с блоком питания, объектив, оптические щели, микроскоп или видеокамера с РС.

В работе выполняется настройка интерферометра, измеряется радиус когерентности и ширина спектра источника света.

Понятие когерентность (от латинского *cohaerens* — находящийся в связи) возникло в оптике, как характеристика, определяющая способность света к интерференции (от латинского *inter* — взаимно, между собой и *ferio* — ударяю, поражаю; описывает взаимное усиление или ослабление световых волн при их наложении друг на друга).

Обычные тепловые или газоразрядные источники света являются генераторами случайных полей, поэтому возникает проблема описания взаимной согласованности (зависимости, корреляции) световых колебаний в разных точках пространства в различные моменты времени. Нас будет интересовать частный случай, в котором исследуется согласованность колебаний в двух точках с координатами  $\mathbf{r}_1$  и  $\mathbf{r}_2$ , в моменты времени  $t_1$  и  $t_2$ . Световые колебания будем считать квазимонохроматическими с центральной частотой  $\omega_0$ . Поле будем считать скалярным, т.е. не будем учитывать эффекты, связанные с поляризацией излучения. Если ввести комплексную амплитуду световой волны  $A(\mathbf{r}, t)$ , то поле в точке  $\mathbf{r}$  в момент времени  $t$  удобно записать в виде  $A(\mathbf{r}, t)e^{i\omega_0 t}$ , причём амплитуда  $A(\mathbf{r}, t)$  мало меняется за период световых колебаний  $2\pi/\omega_0 \approx 10^{-15}$  с.

За меру когерентности световые поля в точках  $\mathbf{r}_1$  и  $\mathbf{r}_2$  в моменты времени  $t_1$  и  $t_2$  выбирают нормированное среднее произведений амплитуд полей

$$\gamma = \frac{A(\mathbf{r}_1, t_1)e^{i\omega_0 t_1} A^*(\mathbf{r}_2, t_2)e^{-i\omega_0 t_2}}{\sqrt{|A(\mathbf{r}_1, t_1)|^2 \cdot |A(\mathbf{r}_2, t_2)|^2}} \quad (1)$$

Черта в (1) обозначает статистическое усреднение или усреднение по времени. Мы выберем второе определение, т.к. поле стационарное (статистические характеристики поля, например, функция распределения амплитуд и фаз, не зависит от времени) и время  $T$  регистрации интенсивностей полей (глазом или видеокамерой) много больше и периода колебаний световых волн, и длительности биений для любых комбинаций частот в спектре излучения, т.е. положим

$$\overline{A(\mathbf{r}_1, t_1)A^*(\mathbf{r}_2, t_2)} \approx \frac{1}{T} \int_0^T A(\mathbf{r}_1, t_1 + t)A^*(\mathbf{r}_2, t_2 + t) dt$$

Нас будет интересовать частный случай, в котором исследуется согласованность световых колебаний в точках, лежащих в одной плоскости. Если случайное световое поле является однородным в пространстве и его статистические характеристики не зависят от времени, то функция когерентности  $\gamma$  не зависит от координат  $\mathbf{r}_1$ ,  $\mathbf{r}_2$  и моментов времени  $t_1$  и  $t_2$ , а зависит только от их разности  $\rho = |\boldsymbol{\rho}| = |\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1|$  и  $\tau = t_2 - t_1$  (время задержки).

Входящая в (1) величина  $\overline{|A(\mathbf{r}, t)|^2}$  пропорциональна интенсивности света. Для выбранной пары точек интенсивность света будем считать постоянной и обозначим её через  $|A|^2$ . В приведённом приближении комплексную функцию когерентности можно записать в виде

$$\gamma(\rho, \tau) = e^{-i\omega_0 \tau} \frac{\overline{A(\mathbf{r}, t)A^*(\mathbf{r} + \boldsymbol{\rho}, t + \tau)}}{|A|^2} \quad (2)$$

В предельном случае, когда точки близки друг к другу и время задержки мало,  $|\gamma(0, 0)| = 1$ . Если  $|\gamma(\rho, \tau)| = 1$ , то говорят о полной когерентности колебаний. При  $0 < |\gamma(\rho, \tau)| < 1$  свет считается частично когерентным.

Найдём связь между функцией когерентности и измеряемой в оптике характеристикой, называемой видностью (контрастностью). Пусть оптическая система позволяет наложить друг на друга поля  $A(\mathbf{r}, t)e^{i\omega_0 t}$ ,  $A(\mathbf{r} + \boldsymbol{\rho}, t + \tau)e^{i\omega_0(t + \tau)}$  и измерить интенсивность суммарного поля. Используя (2), получаем интенсивность

$$\begin{aligned} I &\approx \overline{|A(\mathbf{r}, t)e^{i\omega_0 t} + A(\mathbf{r} + \boldsymbol{\rho}, t + \tau)e^{i\omega_0(t + \tau)}|^2} = \\ &= 2|A|^2 [1 + |\gamma(\rho, \tau)| \cos(\omega_0 \tau - \delta(\rho, \tau))], \end{aligned}$$

где  $\delta(\rho, \tau)$  — фаза комплексной функции когерентности. Зафиксируем расстояние между точками  $\rho$  и учтём, что при небольших изменениях времени задержки  $\tau$  фаза  $\delta$  меняется пренебрежимо мало по сравнению с  $\omega_0 \tau$ . Тогда в максимуме суммарного поля (интерференционной картины) интенсивность равна  $I_{\max} \approx 1 + |\gamma(\rho, \tau)|$ , а в минимуме  $I_{\min} \approx 1 - |\gamma(\rho, \tau)|$ .

Используя определение видности (контрастности)  $V$ , получим

$$V(\rho, \tau) = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = |\gamma(\rho, \tau)|. \quad (3)$$

Для некогерентных полей  $V = 0$ , т.е. имеет место равномерная засветка. Глаз различает интерференционную картину при  $V > 0,1$ .

Рассмотрим упрощённую задачу вычисления контрастности интерференционной картины или модуля функции когерентности. Пусть нас интересует когерентность в точках  $A$  и  $B$ , а поле распространяется в положительном направлении оси  $z$  (рис. 1).

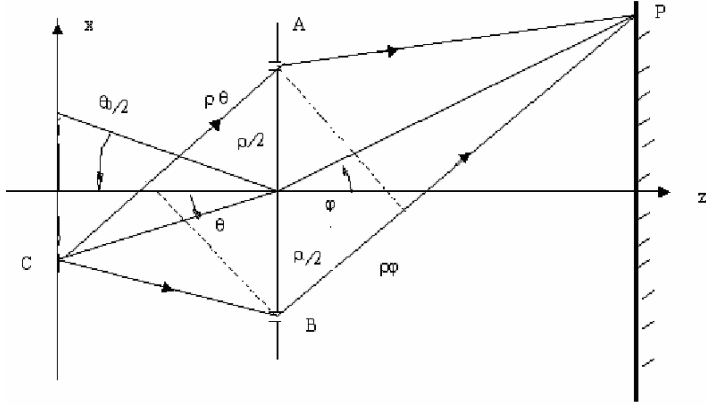


Рис. 1. Принципиальная схема для измерения функции когерентности

Расстояние между точками  $AB = \rho$  мы зафиксировали. Для реализации другого аргумента функции когерентности — времени задержки  $\tau$ , воспользуемся идеей Т. Юнга. Поместим в плоскость, перпендикулярную оси  $z$ , в которой лежат точки  $A$  и  $B$ , непрозрачный очень тонкий экран с небольшими отверстиями около этих точек. Пока будем считать, что размер этих отверстий намного меньше  $\rho$ . Падающая слева на экран световая волна будет испытывать дифракцию на границах отверстий и далее распространяться во всех направлениях. На достаточно большом расстоянии от экрана с отверстиями и параллельно ему расположим плоскость наблюдения, в которой можно измерить интенсивность интерференционной картины и определить её контрастность.

Рассмотрим случай простой геометрии. Точка  $P$ , в которой измеряется интенсивность суммарного поля, точки  $A$  и  $B$  лежат в одной плоскости, ось  $z$  перпендикулярна отрезку  $AB$  и проходит через его середину. Для большого расстояния между экраном и плоскостью наблюдения и малого угла дифракции  $\varphi$  лучи  $AP$  и  $BP$  практически параллельны и геометрическая разность хода между ними для точки  $P$  равна  $\rho\varphi$ . Для случая, приведённого на рис. 1, возникает связь между временем задержки  $\tau$  и углом дифракции  $\varphi$ . Для фиксированного расстояния между точками  $\rho$  задержка  $\tau = \rho\varphi/c$ , где  $c$  — скорость света.

Дополним схему источником оптического излучения. Пусть источник пренебрежимо малого углового размера помещён в точке  $C$  слева от экрана с отверстиями, рис. 1. Будем считать, что источник расположен далеко

от экрана и угол  $\theta$ , под которым он виден из центра экрана, мал. В этом случае геометрическая разность хода от источника до точек  $A$  и  $B$  равна  $\rho\theta$ , и интенсивности света в точках  $A$  и  $B$  равны. Регистрируемый спектр оптического поля зависит как от спектра источника (галогенная лампа, полупроводниковый лазер), так и от спектральной чувствительности приёмника (глаз или полупроводниковая матрица видеокамеры). Глаз регистрирует свет в диапазоне длин волн  $0,4 \div 0,8$  мкм, спектр излучения лампы заметно шире, а лазера много меньше этого интервала. Форму регистрируемого спектра удобно описывать гауссовой кривой. Будем считать, что в интервале частот  $\omega$  и  $\omega + d\omega$  интенсивность света

$$dI = \frac{I_1}{\sqrt{\pi\Omega^2}} e^{-\frac{(\omega-\omega_0)^2}{\Omega^2}} d\omega,$$

где  $\omega_0$  — центральная частота,  $\Omega$  — ширина спектра излучения,  $I_1$  — полная интенсивность излучения источника во всем спектральном интервале

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{I_1}{\sqrt{\pi\Omega^2}} e^{-\frac{(\omega-\omega_0)^2}{\Omega^2}} d\omega = I_1$$

— условие нормировки. Нижний предел в нормировочном интеграле взят  $-\infty$ , а не 0, что вполне допустимо для малой относительной ширины спектра излучения  $\Omega/\omega_0$ , что мы и предполагаем. Для монохроматического света  $\Omega \rightarrow 0$ .

Найдём интенсивность света в точке наблюдения. Геометрическая разность хода между лучами, выходящими из источника, проходящего точки  $A$  и  $B$  и попадающими в точку наблюдения равна  $\rho(\varphi - \theta)$ , время задержки  $\frac{\rho}{c}(\varphi - \theta)$ , разность фаз для частоты излучения  $\omega$  равна  $\frac{\rho\omega}{c}(\varphi - \theta)$ . Для монохроматического излучения частоты  $\omega$  интенсивность в точке наблюдения пропорциональна  $1 + \cos(\frac{\rho\omega}{c}(\varphi - \theta))$ . Для источника интенсивность света в точке наблюдения в интервале частот  $\omega$  и  $\omega + d\omega$  пропорциональна

$$\frac{I_1}{\sqrt{\pi\Omega^2}} e^{-\frac{(\omega-\omega_0)^2}{\Omega^2}} \left[ 1 + \cos\left(\frac{\rho\omega}{c}(\varphi - \theta)\right) \right] d\omega.$$

Инерционный прибор (глаз или камера) регистрирует полную интенсивность. Таким образом, интенсивность в точке  $P$

$$\begin{aligned} I_P &= I_0 \int_{-\infty}^{\infty} \left[ 1 + \cos\left(\frac{\rho\omega}{c}(\varphi - \theta)\right) \right] \frac{e^{-\frac{(\omega-\omega_0)^2}{\Omega^2}}}{\sqrt{\pi\Omega^2}} d\omega = \\ &= I_0 \left[ 1 + \cos\left(\frac{\rho\omega_0}{c}(\varphi - \theta)\right) e^{-\left[\frac{\rho\Omega}{2c}(\varphi - \theta)\right]^2} \right], \end{aligned} \quad (4)$$

где  $I_0$  — константа. Зависимость интенсивности света от угла дифракции имеет вид интерференционных полос с меняющейся контрастностью, рис. 2. Т.к.  $\omega_0/c = 2\pi/\lambda_0$ , где  $\lambda_0$  — средняя длина волны, угловые координаты максимумов полос

$$\varphi_m = \theta + \frac{\lambda_0}{\rho} m, \quad (5)$$

где  $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$  — порядок интерференции. Угловое расстояние между полосами  $\delta\varphi = \frac{\lambda_0}{\rho}$ .

На рис. 2 приведён график  $I_p(\varphi - \theta)$  для случая  $\lambda_0 \approx 0,6$  мкм (красно-оранжевый свет),  $\rho = 1$  мм. При этом расстояние между полосами  $\delta\varphi \approx 6 \cdot 10^{-4}$ , или всего 2 угловых минуты.

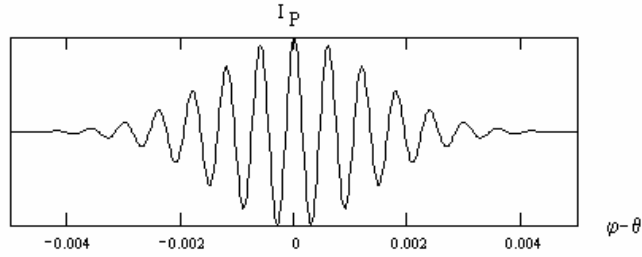


Рис. 2. Зависимость интенсивности света от угла дифракции в плоскости наблюдения в случае точечного источника

Огибающая интерференционных полос вида  $e^{-[\frac{\rho\Omega}{2c}(\varphi-\theta)]^2}$  имеет смысл контрастности интерференционной картины. Введём рабочее определение величины времени и длины когерентности. На опыте можно определить наибольший номер максимума интерференционной полосы  $m_{\text{ког}}$ , которая находится на пределе разрешения глазом. Будем считать, что этот предел равен среднему для глаза  $V_0 = 0,1$ . На рис. 2 контрастности  $V_0$  соответствует  $m_{\text{ког}} = 5$ , что близко к наблюдаемому в опытах. Для этого определения максимальная разность хода, при которой наблюдается интерференция или длина когерентности

$$\Delta_{\text{ког}} = m_{\text{ког}} \lambda_0 \quad (6)$$

и время когерентности или максимальная задержка

$$\tau_{\text{ког}} = \frac{\Delta_{\text{ког}}}{c} \approx 2\pi \frac{m_{\text{ког}}}{\omega_0}. \quad (7)$$

Для приведённого на рис. 2 графика  $\Delta_{\text{ког}} \approx 5\lambda_0 \approx 3$  мкм,  $\tau_{\text{ког}} \approx 10^{-14}$  с. Зная величину  $m_{\text{ког}}$ , можно оценить ширину спектра источника излучения. Если  $m_{\text{ког}}$  соответствует угол дифракции  $\varphi_{\text{ког}}$  и, учитывая преобразование

$$\frac{\rho\Omega}{2c}(\varphi_{\text{ког}} - \theta) = \frac{\rho\omega_0}{c}(\varphi_{\text{ког}} - \theta) \frac{\Omega}{2\omega_0} = \frac{\pi}{2} m_{\text{ког}} \frac{2\Omega}{\omega_0},$$

получаем оценку

$$\frac{2\Omega}{\omega_0} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{2\sqrt{\ln \frac{1}{V_0}}}{\pi m_{\text{ког}}} \approx \frac{1}{m_{\text{ког}}},$$

$\Delta\lambda$  — полная ширина спектра в длинах волн. Для рассматриваемого примера  $2\frac{\Omega}{\omega_0} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} \approx 0,2$ ,  $\Delta\lambda \approx 0,1$  мкм. Длина когерентности связана с шириной спектра источника соотношением

$$\Delta_{\text{ког}} = \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda}.$$

Проведение экспериментов с широкополосным оптическим источником типа лампы накаливания требует выполнения очень жёстких условий на допустимую разность хода интерферирующих волн. Разность хода должна быть менее или порядка 1 мкм.

Пусть источником излучения является не точка, а тонкая нить, расположенная вдоль оси  $x$ , рис. 1. Угловой размер нити равен  $\theta_0$ , нить будем считать абсолютно некогерентным источником света. Для нахождения интенсивности света в точке наблюдения следует просуммировать распределение интенсивности (4) по всем излучающим элементам нити (переменная  $\theta$ ) с угловым размером  $d\theta$ . Будем считать, что нить светится равномерно по длине и интенсивность её излучения для элемента  $d\theta$  пропорциональна  $\frac{d\theta}{\theta_0}$  ( $|\theta| \leq \frac{\theta_0}{2}$ ). Переменная  $\theta$ , по которой нужно провести интегрирование, входит в выражение (4) в быстро осциллирующий множитель

$$\cos \frac{2\pi}{\lambda_0} \rho(\varphi - \theta)$$

и в плавную огибающую

$$e^{-\left[\frac{2\pi}{\lambda_0} \rho(\varphi - \theta) \frac{\Delta\lambda}{4\lambda_0}\right]^2}.$$

Переход к протяжённому источнику уменьшает контрастность изображения в плоскости наблюдения, поэтому угловой размер нити  $\theta_0$  должен быть малым. Каждый элемент нити с угловой координатой  $\theta$  создаёт в плоскости наблюдения картину интерференционных полос с максимумом при угле дифракции  $\varphi = \theta$ . Разобьём нить на пары источников, угловое

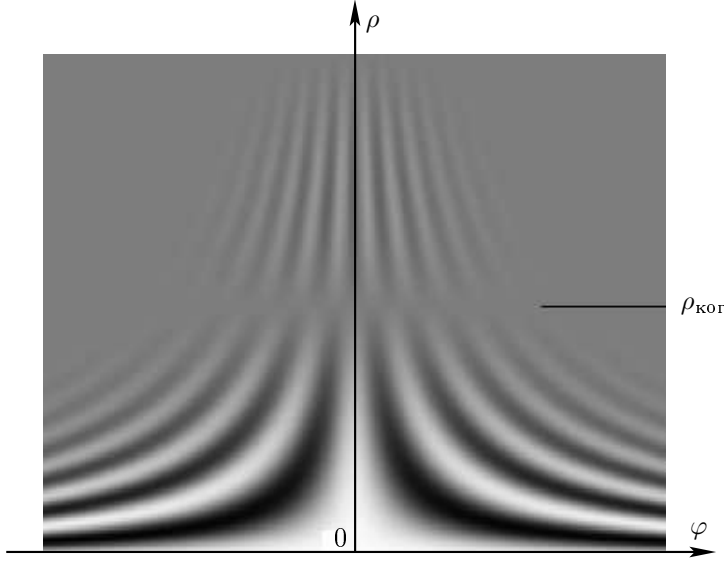


Рис. 3. Интенсивность в плоскости наблюдения. Переменные: угол дифракции (время задержки), расстояние между отверстиями в экране

расстояние между которыми  $\frac{\theta_0}{2}$ . Картина полос в плоскости наблюдения пропадет, если для каждой пары разность хода  $\frac{\rho\theta_0}{2}$  сравняется с  $\frac{\lambda_0}{2}$  (максимумы и минимумы двух интерференционных картин наложатся друг на друга). Поэтому угловой размер нити  $\theta_0 < \frac{\lambda_0}{\rho}$ , т.е. он должен быть меньше углового расстояния между полосами. Таким образом, для контрастной картины  $\frac{2\pi\rho\theta\Delta\lambda}{\lambda_0} \leq 0,1$  и мы пренебрежём переменной  $\theta$ , входящей в огибающую. Для протяжённого одномерного источника интенсивность света в точке наблюдения

$$I_p = \frac{I_0}{\theta_0} \int_{-\frac{\theta_0}{2}}^{\frac{\theta_0}{2}} \left[ 1 + \cos \frac{\rho\omega_0\varphi}{c} \cdot e^{-\left(\frac{\rho\Omega}{2c}\varphi\right)^2} \cdot \cos \frac{\rho\omega_0}{c}\theta \right] d\theta =$$

$$= I_0 \left\{ 1 + e^{-\left(\frac{\rho\Omega}{2c}\varphi\right)^2} \frac{\sin \frac{\rho\omega_0\theta_0}{2c}}{\frac{\rho\omega_0\theta_0}{2c}} \cdot \cos \frac{\rho\omega_0}{c}\varphi \right\}, \quad (8)$$

где  $I_0$  — константа.

До сих пор мы считали, что имеется экран с двумя одинаковыми от-

верстиями и расстояние между ними  $\rho$  фиксировано. Пусть имеется набор экранов с разными расстояниями между отверстиями. В этом случае интенсивность света в точке наблюдения является функцией двух переменных: расстояния между точками  $\rho$  и угла дифракции  $\varphi$ . На рис. 3 приведено изображение этой функции для случая  $m_{\text{ког}} = 5$ . По горизонтальной оси отложена величина, пропорциональная  $\varphi$ , по вертикали  $\rho$ . В этих переменных интерференционный максимум порядка  $m$  описывается уравнением  $\rho\varphi = m\lambda_0$ , т.е. является гиперболой.

Контрастность интерференционной картины уменьшается не только с увеличением времени задержки  $\frac{\rho\varphi}{c}$ , что связано с шириной спектра источника  $\Omega$ , но и с увеличением расстояния между точками  $\rho$ , что определяется конечным угловым расстоянием нити  $\theta_0$ . Контрастность обращается в ноль, если расстояние между отверстиями равно радиусу когерентности, точнее радиусу поперечной когерентности

$$\rho_{\text{ког}} = \frac{\lambda_0}{\theta_0}. \quad (9)$$

Для расстояния, равного  $\rho_{\text{ког}}$ , интенсивность света в плоскости наблюдения постоянна. На рис. 3 это расстояние отмечено и пусть оно равно 1 мм, сравните с рис. 2, для точечного источника с тем же расстоянием между отверстиями. Для  $\rho_{\text{ког}} = 1$  мм угловой размер щели  $\theta_0 = 6 \cdot 10^{-4}$ , т.е. при расстоянии от экрана 1 м её ширина всего 0,6 мм.

Если требуется увеличить радиус когерентности, то следует уменьшить размер нити, пусть  $\rho' = \frac{\lambda_0}{\theta'}$ , и  $\rho' > \rho_{\text{ког}}$ . Если оставить прежний размер нити  $\theta_0$ , а расстояние между отверстиями сделать немного большим, чем  $\rho_{\text{ког}}$ , например  $\rho'$ , то центральная часть нити с размером  $\theta'$  даст равномерную засветку в плоскости наблюдения, а остаток  $\theta_0 - \theta'$  создаст интерференционную картину небольшой контрастности. Это эффект отмечен на рис. 3 (картина видна для  $\rho' > \rho_{\text{ког}}$ ), и он наблюдается в работе.

Используя (8), приведём выражение для функции когерентности в её собственных переменных: время задержки  $\tau$  и расстояния между точками на плоскости (источник света — нить)

$$|\gamma(\rho, \tau)| = V(\rho, \tau) = e^{-\left(\frac{\Omega\tau}{2}\right)^2} \left| \frac{\sin \frac{\pi\theta_0}{\lambda_0}\rho}{\frac{\pi\theta_0}{\lambda_0}\rho} \right|.$$

Напомним использованные в описании статистические характеристики поля: время когерентности (7), длина когерентности или радиус продольной когерентности (6), радиус поперечной когерентности (9).

Проводить опыты с нитью в качестве источника света затруднительно из-за малой яркости излучения. В работе используется стандартная оптическая щель, которая освещается галогенной лампой мощностью 600 Вт. Щель устанавливается вертикально, высота щели около 1–2 см, её ширина в горизонтальном направлении составляет десятые доли миллиметра. При такой геометрии источника не выполняется предположение об однородности статистических характеристик поля. Радиус когерентности поля, измеренный вдоль горизонтальной оси (параллельно меньшему размеру источника) много больше радиуса, измеренного вдоль вертикальной оси (большой размер источника). Мы будем измерять радиус когерентности вдоль горизонтальной оси. Величина радиуса будет зависеть от разности координат выбранных точек, но не от самих координат. Для этого случая частичной однородности поля проведённый расчёт функции когерентности вполне применим.

**Описание интерферометра.** Из изложенного ясно, что для решения частной задачи измерения поперечного радиуса когерентности можно использовать набор экранов с разными расстояниями между двумя малыми отверстиями. Меняя экраны в выбранной плоскости так, чтобы расстояние между отверстиями постепенно увеличивалось, следует найти минимальное расстояние, при котором интерференционная картина пропадает. В нашей работе используется интерферометр, специально сконструированный для визуального наблюдения распределения интенсивности (8), рис. 3.

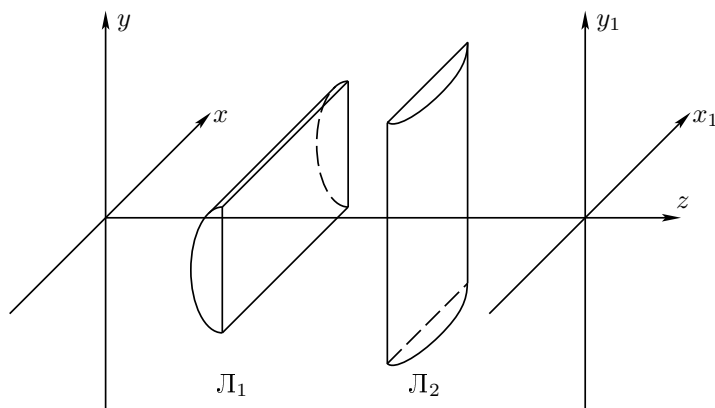


Рис. 4. Принципиальная схема интерферометра

На рис. 4 приведена принципиальная схема интерферометра.

Экран с отверстиями помещается в плоскости  $(x, y)$ , плоскость  $(x_1, y_1)$  — плоскость наблюдения,  $z$  — оптическая ось системы. Начнём с качественного описания работы интерферометра. Пусть в плоскости  $(x, y)$  помещён экран с двумя парами одинаковых отверстий  $A_1, B_1$  и  $A_2, B_2$ , рис. 5а. Центры отверстий лежат на биссектрисах координатных углов в нижней полуплоскости, их координаты  $(\pm \frac{h}{2}, -\frac{h}{2})$  и  $(\pm h, -h)$ . Свет падает слева на экран. Интенсивность света в плоскости наблюдения  $(x_1, y_1)$  приведена на рис. 5б.

Структура изображения следующая. На каждом из 4 отверстий происходит дифракция. Координаты центров дифракционных максимумов различны и примерно совпадает с координатами отверстий. Наблюдающиеся вертикальные интерференционные полосы (радиус когерентности вдоль оси  $x$  много больше радиуса по оси  $y$ ). Полосы от пары отверстий  $A_1, B_1$  с большим периодом имеют большую интенсивность, чем полосы от пары  $A_2, B_2$ , т.к. их контрастность выше (расстояние между отверстиями  $h$  и  $2h$ , соответственно). Для пространственного разделения дифракционных картин от пар отверстий  $A_1, B_1$  и  $A_2, B_2$  поместим между экраном и плоскостью наблюдения цилиндрическую линзу  $Л_1$  (рис. 4), ось цилиндра горизонтальна, фокусное расстояние линзы  $f_1$  удовлетворяет условию  $\frac{1}{f_1} = \frac{1}{a} + \frac{1}{b}$ , где  $a + b$  — расстояние от экрана до плоскости наблюдения.

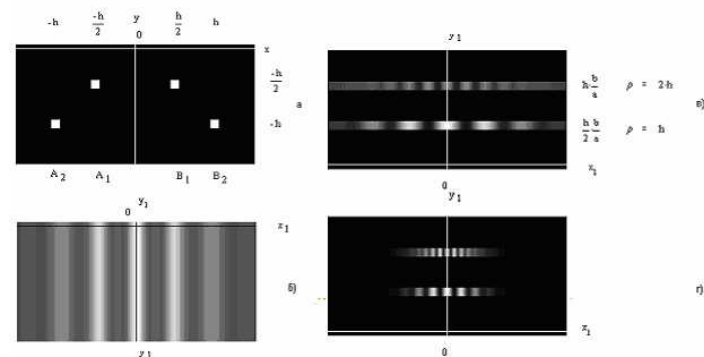


Рис. 5. а) экран с двумя парами отверстий; б) дифракционная картина в плоскости наблюдения; в) изображение, формируемое цилиндрической линзой  $Л_1$ ; г) изображение в фокальной плоскости цилиндрической линзы  $Л_2$

Теперь в плоскости наблюдения возникнут резкие горизонтальные границы для пар отверстий  $A_1, B_1$  и  $A_2, B_2$ , рис. 5в. Используя формулы геометрической оптики, получаем координаты изображений  $\pm \frac{h}{2} \frac{b}{a}$

(для пары отверстий  $A_1, B_1$  расстояние между отверстиями  $\rho = h$ ) и  $h\frac{b}{a}$  (для пары отверстий  $A_2, B_2$  расстояние между отверстиями  $2h$ ). Для нашей установки  $a \approx 50$  см,  $b \approx 30$  см и увеличение, создаваемое линзой,  $b/a \approx 0,6$ . Остаётся совместить главные дифракционные максимумы для каждой пары отверстий. Для этой цели рядом с линзой  $\mathcal{L}_1$  поместим цилиндрическую линзу  $\mathcal{L}_2$  (рис. 4), ось цилиндра которой вертикальна и фокусное расстояние  $f_2 = b$ . Отметим, что в схеме рис. 1 без объектива (линз  $\mathcal{L}_1, \mathcal{L}_2$ ) для наблюдения дифракции Фраунгофера при  $\rho = 2$  мм требуется расстояние между экраном и плоскостью наблюдения  $\gg \frac{\rho^2}{\lambda_0} \approx 7$  м, в нашей установке  $a + b \approx 80$  см. Окончательное распределение интенсивности света в плоскости наблюдения приведено на рис. 5г.

Следует отметить подобие распределения интенсивности света вдоль двух горизонтальных полос (рис. 5г) и интенсивности вдоль двух соответствующих горизонтальных прямых (рис. 3). Отличие изображений интенсивности в этих двух случаях заключается в том, что в интерферометре интенсивность промодулирована вдоль горизонтальной оси  $x_1$  формой дифракционного максимума вида

$$\left( \frac{\sin \frac{\pi D}{\lambda_0 b} x_1}{\frac{\pi D}{\lambda_0 b} x_1} \right)^2,$$

где  $D$  — сторона квадрата отверстия, рис. 5а. Для  $D \approx 0,1$  мм угловая ширина максимума  $\frac{\lambda_0}{D} \approx 6 \cdot 10^{-3}$  заметно больше углового расстояния между интерференционными полосами  $\frac{\lambda_0}{\rho} \approx 6 \cdot 10^{-4}$  ( $\rho \approx 1$  мм). Полосы  $|m| \leq m_{\text{кор}} \approx 5$  расположены вблизи центра дифракционного максимума. Полное соответствие рассчитанной интенсивности (8)  $I(\varphi, \rho)$  в переменных: угол дифракции, расстояние между малыми отверстиями и интенсивности света в плоскости наблюдения интерферометра возникнет, если в экране расположить много пар отверстий вдоль биссектрис координатных углов или изготовить экран в виде двух взаимно перпендикулярных узких щелей. В нашем интерферометре используются щели в виде креста, рис. 6.

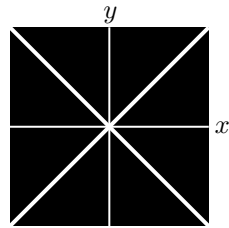


Рис. 6. Экран интерферометра

Ширина щелей меняется от 70 до 100 мкм, что немного уменьшает контрастность изображения. В плоскости наблюдения интерферометра интенсивность изображения есть функция координат  $x_1, y_1$ . Приведём формулы пересчёта этих координат в переменные  $\varphi$  и  $\rho$ , входящие в (8).

$$\varphi = \frac{x_1}{b}; \quad \rho = 2\frac{a}{b}|y_1|. \quad (10)$$

## 1. Настройка интерферометра

Элементы интерферометра располагаются на металлической плите оптического стола и крепятся к плите с помощью прижимных пластин и болтов. При фиксации на столе положений зеркал, щелей и т.д. возможно их неконтролируемое смещение и наклон относительно первоначально выбранного положения. Крепление элементов интерферометра следует проводить в несколько приёмов, каждый раз выправляя смещение элементов.

Сборка интерферометра — очень трудоёмкая процедура, требующая внимания, аккуратности и взаимопонимания. Один студент аккуратнейшим образом устанавливает и крепит элементы установки, другой контролирует по микроскопу и управляет этим процессом. Предполагается, что сборка и настройка интерферометра займёт около половины занятия. Схема установки приведена на рис. 7.

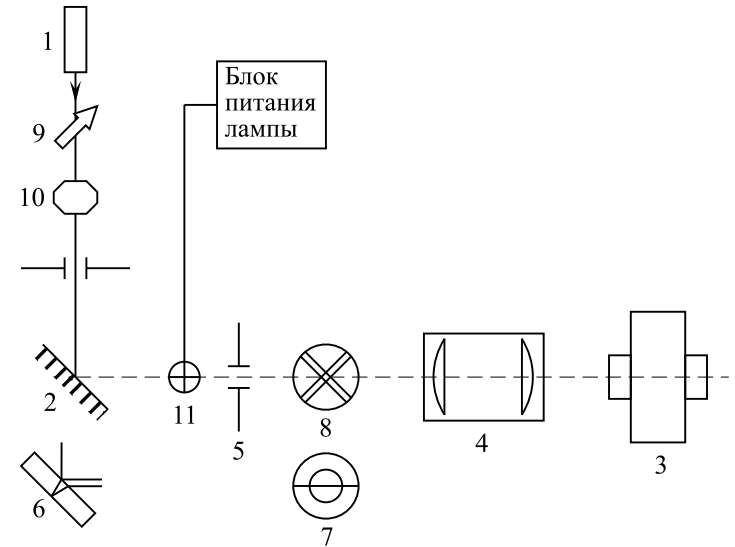


Рис. 7

Рекомендуемая последовательность действий.

1. **Установка оптической оси системы.** На столе устанавливается полупроводниковый лазер-указка 1, зеркало 2, микроскоп 3. Эти элементы устанавливаются вблизи углов стола. Включите лазер. Ось системы устанавливается по его лучу. Высота пучка над поверхностью стола 20–22 см контролируется линейкой. Зеркало 2 поворачивает луч на  $90^\circ$ , оно перемещается по столу и вращается от руки, точная настройка проводится

юстировочными винтами. Тубус микроскопа целиком вставьте в его оправу на двухкоординатном столике, настройте резкость окулярной шкалы микроскопа. Установите шкалу в горизонтальном направлении (микроскоп легко поворачивается вокруг своей оси при ослабленном крепежном винте).

**Прямое неослабленное излучение лазера опасно для вашего зрения. Положение луча лазера следует контролировать по экрану.**

Луч лазера должен попадать в центр объектива микроскопа, а за окуляром **на экране** должно наблюдаться симметричное яркое пятно в центре оправы окуляра. Такого положения легко добиться, перемещая столик по двум координатам поперёк луча лазера и поворачивая микроскоп вокруг вертикальной оси. После проведения необходимых действий окончательно закрепите на столе лазер 1, зеркало 2, микроскоп 3.

2. **Настройка микроскопа на фокальную плоскость объектива.** В отличие от приведённого выше описания, используемый объектив состоит не из двух цилиндрических линз, а из одной цилиндрической (ось цилиндра горизонтальна) и одной сферической, что никак не изменяет его назначения. Кроме этого, линзы не идеальные, а толстые, объектив имеет значительную хроматическую aberrацию. Настройка на фокальную плоскость проводится на излучении лазера, длина волны которого больше средней волны излучения галогенной лампы. Однако это расхождение не приводит к заметным ошибкам измерения радиуса когерентности белого света.

На расстоянии около 35 см от объектива микроскопа установите рабочий объектив 4 сферической линзой к микроскопу. Проведите центровку объектива. Луч лазера должен попадать в центр цилиндрической линзы, затем в центр объектива микроскопа, а за его окуляром **на экране** должно наблюдаться симметричное пятно. Между лазером и зеркалом установите оптическую щель 5 пластинами к лазеру. Высота щели (большой размер) вертикальна, ширину щели установите максимальной. Излучение лазера несколько растянуто по вертикальной оси (излучает небольшая область вблизи  $p$ - $n$  перехода). Щель должна пропускать центральную область лазерного пятна.

Для правильного положения объектива 4 вдоль оптической оси в микроскопе должна наблюдаться стандартная дифракция Фраунгофера на щели. Однако в собранной схеме установить положение объектива с разумной точностью не удаётся, т.к. лучи сходятся в фокальной плоскости объектива под малыми углами, и неразличимая глазом картина дифрак-

ции может наблюдаться для многих положений объектива. Нужно увеличить угол схождения лучей. Для этой цели создаются два изображения оптической щели, параллельные друг другу. Установите вместо зеркала 2 оправу со стеклянной пластиной 6. После френелевского отражения от двух плоскостей пластины на объектив падают два параллельных пучка, расстояние между центрами которыми около 6–10 мм.

Перемещая по столу и наклоняя пластину, получите в микроскопе чёткое изображение интерференционных полос (не потеряв ни один из пучков).

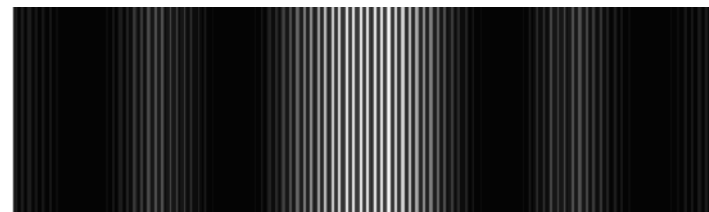


Рис. 8. Картина дифракции на двух щелях

Картина дифракции на двух щелях приведена на рис. 8. Качество нашего изображения заметно хуже, т.к. щель неровная, толстая и на неё падает волна с сильно искривлённым фронтом. Положение объектива следует выбрать по максимальному провалу интенсивности между главным и боковыми максимумами. Ширину щели можно уменьшить с тем, чтобы в поле зрения микроскопа наблюдались главный и оба боковых максимума. Отметьте на линейке положение объектива от края стола. Запишите ошибку, с которой вы установили объектив вдоль оси системы.

3. **Оценка длины волны излучения лазера.** Измерьте расстояние между интерференционными полосами. Если окулярная шкала установлена горизонтально, то верхний ряд чисел даст отсчёт горизонтальной координаты в мм. Фокусное расстояние объектива можно взять  $b \approx 33$  см, расстояние между пучками измерьте линейкой. Угловые координаты полос определяются формулой, схожей с (5), где  $\rho$  — расстояние между пучками.
4. **Определение предметной плоскости интерферометра.** Установите окулярную шкалу микроскопа вертикально, Положение плоскости на оси системы, в которую следует поместить щели в виде креста, определяется дополнительным транспарантом, в качестве которого используется стальная нить диаметром 1 мм. Если нить строго горизонтальна и расположена в плоскости предмета объектива, то в микроскопе наблюдается

резкое изображение её горизонтальных границ. Нить и щели закреплены на одинаковых оправках. Эти оправы устанавливаются поочерёдно в общей держатель. Менять оправы следует аккуратно, ослабить крепежный винт и, вращая оправу в держателе, извлечь её. Установите в держателе оправу с нитью 7, рис. 7. Перемещая держатель вдоль оси системы, получите резкое изображение нити. Проследите за искажением изображения нити при её небольшом вращении вокруг оптической оси. Отметьте по линейке положение держателя, запишите ошибку, с которой вы установили её положение предметной плоскости. Измерьте в микроскопе видимый размер нити и определите увеличение объектива  $\frac{b}{a}$ .

5. **Сборка интерферометра.** Требуется вместо стеклянной пластинки 6, рис. 7, вновь установить поворотное зеркало 2. Сместите с пути пучка лазера щель 5, нить 7, объектив 4, снимите оправу с пластиной 6 и установите оправу с зеркалом 2. Отрегулируйте положение зеркала. Луч лазера должен попасть в центр объектива микроскопа и выходить симметричным пучком из его окуляра, что контролируется по экрану. Закрепите рейтер с зеркалом. На известном расстоянии от микроскопа установите объектив, проведите его центровку, слегка закрепите в объектив на столе. Аккуратно замените в держателе нить 7 на щели 8. Щели собраны из лезвий бритвы. Прикасаться к ним **запрещается**. Установите на глаз щели под углом  $45^\circ$  к вертикали. Расположите рейтер со щелями в определённое ранее положение на оси системы, совместите центр щелей с пучком лазера. Поляроидом 9 максимально ослабить интенсивность лазера. Поляроид располагается на расстоянии 10–15 см от лазера. Проведите наблюдение полученной картины в микроскопе. Выберите удобное для наблюдения положение ослабителя излучения — поляроида. В микроскопе должна быть видна симметричная система интерференционных полос-гипербол.

## II. Качественное исследование поперечной когерентности квазимонохроматического случайного поля

Поместите за поляроидом рассеивающий экран из полиэтиленовой плёнки 10. Увеличить яркость изображения в микроскопе можно поляроидом 9. В поле зрения микроскопа должна наблюдаться картина, подобная рис. 3, т.е. верхняя часть интерференционных полос. Это достигается перемещением щелей по вертикали. Перемещение полос по горизонтали достигается смещением объектива по горизонтали или очень тонким поворотом юстировочного винта зеркала 2. Проведите наблюдение для неподвижного рассеивателя и при его небольших медленных перемещениях.

Плёнка случайным образом меняет фазу прошедшей через неё вол-

ны. Интерференция рассеянного излучения создаёт за плёнкой картину спеклов (дословно — пятнышко, крапинка). Наблюдать спеклы можно на экране (вокруг лазерного пучка), что рекомендуется проделать для разного удаления экрана от плёнки (экран рядом с плёнкой, экран рядом со щелью). Для неподвижной плёнки мы имеем конкретную реализацию случайного квазимонохроматического поля. Поле стационарно и однородно. Если на некоторый горизонтальный уровень щелей попадут два спекла, то возникнет тонкая полоска вертикальных интерференционных полос, но координата полосы с нулевой разностью хода непредсказуема (полосы искривлены). Если спекл попадёт только на одну щель, в микроскопе будет наблюдаться однородная засветка, ни одного спекла — тёмная полоса. В микроскоп наблюдается случайная интерференционная картина по всему полю зрения, т.к. излучение практически монохроматическое. Можно оценить характерный масштаб однородности наблюдаемой картины по вертикальной координате. С поправкой на коэффициент увеличения объектива этот масштаб можно считать некоторым радиусом поперечной когерентности поля. Уменьшите расстояние от плёнки до щелей примерно в два раза. Как изменится радиус когерентности? Объясните этот эффект.

## III. Опыты с лампой

Закройте оптическую щель 5 и поместите её за зеркалом 2 на расстоянии около 1 м от щелей интерферометра. Выведите из схемы экран с плёнкой 10, совместите центр щели 5 с пучком лазера, пластины щели обращены к лазеру. Закрепите щель на столе, но не сильно. Установите лампу 11, торец тубуса лампы отстоит от щели на несколько см. Лампу можно перемещать по столу и вращать вокруг вертикальной оси. Установите лампу так, чтобы луч лазера пересекал её нить где-нибудь в центре. (грубая настройка). Перекройте луч лазера экраном. Полностью откройте щель, включите лампу на полную мощность. Перемещением лампы добейтесь симметричного освещения щелей интерферометра 8. Наблюдайте в микроскоп картину интерференции и одновременно закрывайте щель 5 (до ширины примерно 50 мкм). Если свет перестанет попадать на щели 8, то немного сместите лампу. В результате этого этапа настройки в микроскопе должна возникнуть картина, похожая на приведённую на рис.3. Закрепите на столе лампу.

Далее следует процедура тонкой настройки интерферометра. Обратите внимание на два момента. Может появиться разное количество интерференционных полос слева и справа от полосы нулевой разности хода. Этот эффект связан с качеством объектива (большая хроматическая aberrация, перекося линз типа клина). Для его устранения следует немно-



го переместить объектив по столу перпендикулярно оптической оси. Вернуть изображение в центр поля зрения микроскопа можно, используя винты перемещения (при ослаблении фиксирующих винтов) его двухкоординатного столика. Второй момент связан с необходимостью установки щели в строго вертикальное положение. В объектив интерферометра включена цилиндрическая линза, и схема не обладает симметрией относительно поворота вокруг оптической оси. Установите ширину щели около 0,1 мм. Чуть-чуть поверните щель вокруг оптической оси (при ослабленном крепежном винте), зафиксируйте её положение, при котором интерференционные полосы пропадают, а потом снова возникают, с увеличением их вертикальной координаты, рис. 3.

**Измерения.** Определите для своего глаза максимальный порядок интерференции (для последующего выполнения определения длины и времени когерентности). Для 4–5 значений ширины щели измерьте радиус поперечной когерентности. Для этого на шкале микроскопа измеряется вертикальная координата исчезновения полос и проводится расчёт с учётом увеличения объектива. Измерьте расстояние от щели 5 до щелей 8.

### ЗАДАНИЕ

1. Соберите интерферометр (см. п. 1–5, настройка интерферометра). Запишите схему интерферометра, на которой укажите расстояния между элементами, ошибки определения положения объектива и входной плоскости интерферометра. Проведите измерения и определите длину волны полупроводникового лазера.
2. Проведите качественное исследование контрастности квазимонохроматического случайного поля. Как и почему изменяется наблюдаемая картина при приближении рассеивающего экрана к интерферометру?
3. Проведите опыт с лампой. Для 4–5 измерений радиуса когерентности и соответствующей ширины щели постройте график. Переменные следует выбрать так, чтобы график имел вид прямой. По графику определите среднюю длину волны света лампы. По максимальному порядку интерференции определите длину когерентности, время когерентности, ширину спектра излучения лампы в видимом спектре.
4. Выключите лазер, лампу. Вентилятор лампы выключать не следует.

### Контрольные вопросы

1. Как связаны между собой функции когерентности и функция контрастности?
2. Получите формулу (8).
3. Как измерить длину когерентности, радиус поперечной когерентности в опыте Юнга?

4. На рис. 3 при переходе через  $\rho_{\text{ког}}$  максимумы интерференционных полей меняются на минимумы. Почему?
5. Объясните принцип действия интерферометра.
6. Как зависит радиус поперечной когерентности от ширины щели и расстояния от щели до интерферометра?

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Сивухин Д.В.* Общий курс физики. Т. IV. Оптика. — М.: Наука, 1980, §§ 28, 30–32.
2. *Ландсберг Г.С.* Оптика. — М.: Наука, 1976, §§ 17, 21, 22.