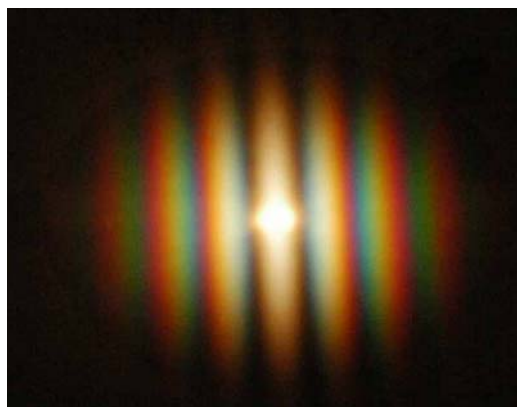

ПРАКТИКУМ
ПО КУРСУ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ,
ОПТИКА

В.П. Рябухо
О.А. Перепелицына

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАДИУСА ПОПЕРЕЧНОЙ
ПРОСТРАНСТВЕННОЙ КОГЕРЕНТНОСТИ
СВЕТА ПРОТЯЖЕННОГО ИСТОЧНИКА**



Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

Физический факультет, кафедра оптики и биофотоники

В.П. Рябухо, О.А. Перепелицына

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАДИУСА ПОПЕРЕЧНОЙ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ
КОГЕРЕНТНОСТИ СВЕТА ПРОТЯЖЕННОГО ИСТОЧНИКА**

Руководство к лабораторной работе практикума

по курсу общей физики,

часть IV, Оптика,

раздел «Интерференция и дифракция света»

Саратов 2009

Цели работы: изучение явления интерференции частично когерентного света протяженного источника; изучение эффектов проявления поперечной пространственной когерентности света в интерференционном эксперименте; определение значения радиуса пространственной когерентности теплового источника света.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Степень согласованности колебаний, возбуждаемых световой волной, называется когерентностью света. Если рассматривают колебания в одной точке пространства, но с некоторым взаимным временным запаздыванием Δt , то говорят о временной когерентности света. Если рассматривают одновременные колебания в двух точках пространства, одинаково удаленных от источника света, то степень согласованности этих колебаний определяет поперечная пространственная когерентность. В настоящей работе изучается именно этот вид когерентности света.

На рис. 1 изображена схема, поясняющая взаимное расположение двух произвольных точек светового поля P_1 и P_2 , в которых рассматривается степень поперечной когерентности колебаний, возбуждаемых световой волной от протяженного источника S .

Степень согласованности колебаний, фактически, определяется степенью неизменности во времени разности фаз рассматриваемых колебаний, $\Delta\varphi_{12} = \varphi_1 - \varphi_2$. Если $\Delta\varphi_{12}$ не изменяется за время наблюдения τ_ϕ , $\Delta\varphi_{12} = \text{const}$, то колебания полностью согласованы, а значит и полностью когерентны. Если за время наблюдения τ_ϕ происходит некоторое изменение разности фаз, $\Delta\varphi_{12} = \text{const} + \delta\tilde{\varphi}(t)$, то колебания уже не согласованы. Для колебаний существенное изменение фазы составляет π радиан, поскольку эта величина определяет половину периода колебаний. Следовательно, если переменная часть разности фаз $\delta\tilde{\varphi}(t)$ достигает значение π радиан, $\max|\delta\tilde{\varphi}(t)| = \pi$, то колебания становятся полностью не согласованными, т.е. полностью некогерентными.

Если же $\delta\tilde{\varphi}(t) = 0$, то колебания полностью когерентны. При $0 < \max|\delta\tilde{\varphi}(t)| < \pi$ говорят о частичной когерентности колебаний.

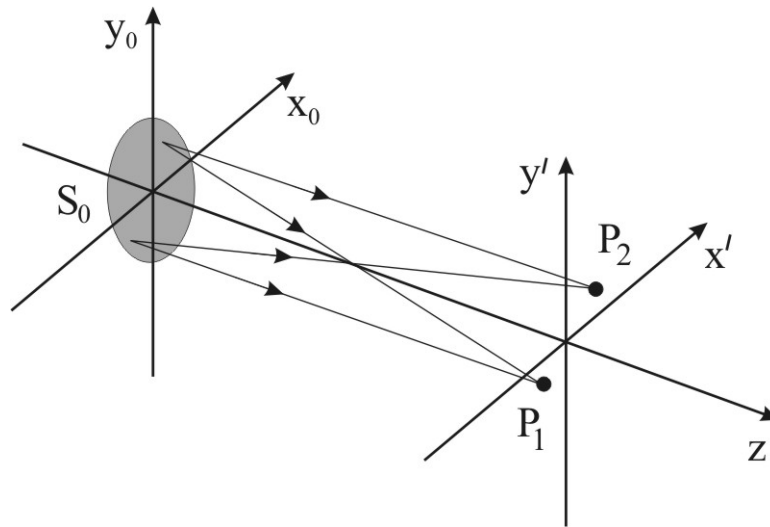


Рис. 1. К определению поперечной пространственной когерентности света: S_0 – протяженный источник света в плоскости x_0, y_0 ; P_1 и P_2 – точки в плоскости наблюдения x', y' , для которых определяют степень когерентности колебаний поля.

Колебания излучения монохроматического и точечного источника света полностью когерентны во всех точках светового поля и при любом временном запаздывании Δt . Однако таких идеальных источников света не бывает. Элементарными источниками световых волн являются атомы и молекулы, которые излучают короткие во времени ($< 10^{-8}$ с) волновые цуги со случайными начальными фазами и разными длинами волн λ . Поскольку источник света состоит из множества атомов и молекул, независимо излучающих световые волны (с различными начальными фазами), то такой источник следует считать пространственно некогерентным*. Полное световое излучение складывается из множества элементарных волн от отдельных атомов и молекул. Поэтому в таком излучении в разных точках пространства возникают колебания с изменяющейся во времени начальной фазой. Однако по мере удаления от источника возникает согласованность колебаний в близко расположенных точках пространства P_1 и P_2 . Поперечный размер этой области ρ_c , в которой колебания оказываются частично согласованными – частично когерентными, линейно возрастает при увеличении расстояния z от источника, $\rho_c \approx \lambda z / D$, где D – поперечный размер источника света.

* В лазерах создаются условия для зависимого и сфазированного излучения волн отдельными атомами излучающей среды. Поэтому излучение лазеров имеет высокую степень пространственной и временной когерентности.

Эта область называется областью поперечной пространственной когерентности света, а ρ_c – радиусом пространственной когерентности. Одной из задач настоящей работы является определение величины ρ_c излучения протяженного источника света.

Наиболее наглядно степень когерентности световых колебаний проявляется при интерференции света. Действительно, если сложить колебания, то усредненная за время наблюдения интенсивность результирующего (суммарного) колебания определяется уравнением

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \langle \cos(\Delta\varphi_{12}) \rangle_{\tau_\phi}, \quad (1)$$

где I_1 и I_2 – интенсивности складываемых колебаний, а угловые скобки $\langle \dots \rangle_{\tau_\phi}$ означают усреднение по времени наблюдения τ_ϕ . Если за время τ_ϕ разность фаз изменяется более чем на 2π радиан, то $\langle \cos(\Delta\varphi_{12}) \rangle_{\tau_\phi} \approx 0$ и интерференция отсутствует.

При $\Delta\varphi_{12} = \text{const}$ третье слагаемое в (1) не равно 0 и результирующая интенсивность оказывается или больше или меньше суммы интенсивностей складываемых колебаний в зависимости от значения $\Delta\varphi_{12}$.

Интерференционная схема Юнга – интерферометр Юнга

Для наблюдения эффектов поперечной пространственной когерентности света часто используют интерференционную схему Юнга (рис.2). С помощью непрозрачного экрана S1 с двумя малыми отверстиями выделяют колебания в двух малых областях P_1 и P_2 волнового фронта световой волны источника S_0 . Колебания от этих отверстий, как от вторичных квазиточечных источников света, распространяются за экраном в виде квазисферических волн. В дальней области дифракции за экраном S1 эти волны накладываются друг на друга и могут интерферировать, если они полностью или частично когерентны. Образуется интерференционная картина в виде системы прямолинейных интерференционных полос IF, перпендикулярных отрезку, соединяющему отверстия. Эти полосы называют полосами Юнга. Фотография интерференционных полос Юнга приведена на рис.3.

Период полос Юнга зависит от длины волны света λ , расстояния z между экраном S1 и плоскостью наблюдения интерференционных полос, от расстояния d между отверстиями

$$\Lambda = \frac{\lambda z}{d}. \quad (2)$$

Вывод этого важного уравнения приведен в Приложении 1. Используя уравнение (2) можно определить длину волны λ света.

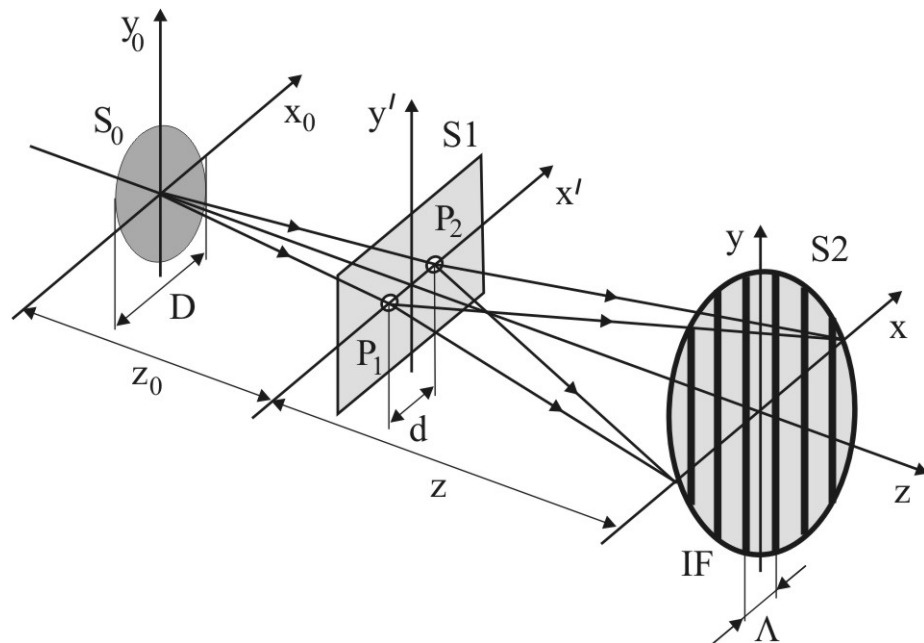


Рис.2. Схема интерференционного эксперимента Юнга: S_0 – источник света; S_1 – непрозрачный экран с двумя точечными отверстиями P_1 и P_2 ; IF – интерференционные полосы Юнга на экране S_2 в плоскости наблюдения x, y .



Рис.3. Интерференционные полосы Юнга, наблюдаемые в белом свете.

Контраст (видность, четкость) V интерференционных полос Юнга определяется степенью когерентности колебаний в отверстиях P_1 и P_2 . Если расстояние d между отверстиями намного меньше радиуса пространственной когерентности света ρ_c , $d \ll \rho_c$, то оба отверстия находятся в пределах области пространственной когерентности и колебания, возбуждаемые в них освещающей волной, почти полностью

когерентны. Поэтому когерентны и вторичные волны, исходящие из этих отверстий. Следовательно, интерференционные полосы Юнга при $d \ll \rho_c$ будут иметь высокий контраст.

Увеличение d сопровождается уменьшением контраста интерференционных полос из-за уменьшения степени взаимной когерентности колебаний в отверстиях P_1 и P_2 . При $d \geq \rho_c$ когерентность колебаний исчезает и, как следствие, исчезают интерференционные полосы Юнга, контраст которых становится практически нулевым. Контраст полос служит мерой степени пространственной когерентности.

Таким образом можно экспериментально обнаружить проявление поперечной пространственной когерентности излучения протяженного источника.

Количественно контраст V интерференционных полос определяется выражением

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \frac{\Delta I}{I_{\text{cp}}}, \quad (3)$$

где I_{\max} и I_{\min} – максимальная и минимальная интенсивности света в интерференционной картине, а I_{cp} и ΔI – соответственно, средняя интенсивность и амплитуда отклонения интенсивности от среднего значения в интерференционной картине. В теории оптической когерентности установлено, что количественно контраст полос V равен степени пространственной когерентности колебаний $\gamma_{12}(d)$ в отверстиях P_1 и P_2 экрана (см. Приложение 2)

$$V(d) = \gamma_{12}(d). \quad (4)$$

Таким образом, по измеренным значениям контраста полос Юнга можно определить степень поперечной пространственной контрастности $\gamma_{12}(d)$.

В Приложении 2 теоретически получено выражение для контраста полос Юнга V , а значит и для степени пространственной поперечной когерентности γ_{12} , в зависимости от длины волны света λ , от расстояния d между отверстиями P_1 и P_2 , от размера источника D и расстояния z_0 от источника до экрана S_1 . Это выражение имеет вид sinc-функции $\sin(u)/u$:

$$\gamma_{12}(d) = V(d) = \frac{\sin\left(\frac{\pi D}{\lambda z_0} d\right)}{\left(\frac{\pi D}{\lambda z_0} d\right)}. \quad (5)$$

График sinc функции $\sin(u)/u$ приведен на рис. 3. Первый ноль этой функции имеет место при $u = \pi$. Следовательно, степень когерентности колебаний в отверстиях P_1 и P_2 равна нулю и полосы Юнга исчезают при выполнении следующего условия

$$d = \frac{\lambda z_0}{D} = \rho_c. \quad (6)$$

Это расстояние $d = \rho_c$ и называют радиусом (длиной) поперечной пространственной когерентности света. Если ввести в рассмотрение угловой размер источника $\theta \approx D/z_0$, то для ρ_c получим

$$\rho_c \approx \lambda/\theta. \quad (7)$$

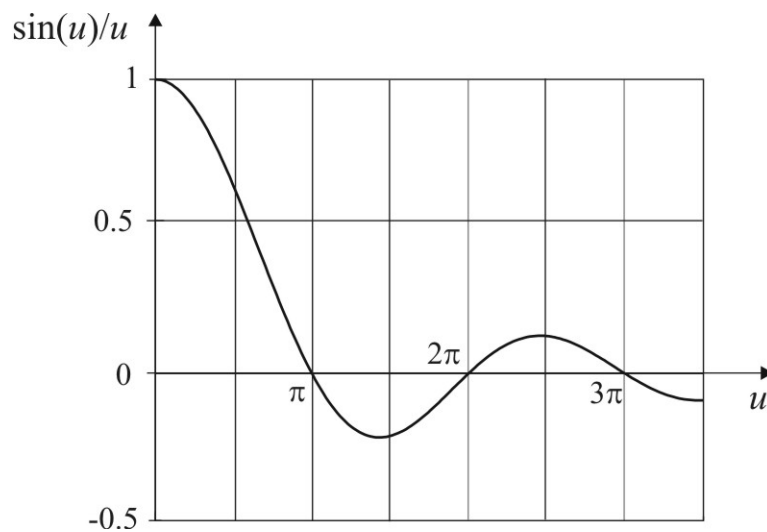


Рис.4. График sinc -функции, определяющий зависимость степени пространственной когерентности от параметра $u = \pi Dd/\lambda z_0$.

Для круглого источника света радиус поперечной пространственной когерентности во всех направлениях одинаков и область пространственной когерентности имеет круглую форму диаметром ρ_c (рис.5,а). Если же источник имеет вытянутую форму, например, форму прямоугольника со сторонами D_x и D_y по направлениям x_0 и y_0 , соответственно, то радиус пространственной когерентности по различным направлениям будет различным

$$\rho_{cx} \approx \frac{\lambda z_0}{D_x}, \quad \rho_{cy} \approx \frac{\lambda z_0}{D_y}. \quad (8)$$

Если источник имеет разные размеры в разных направлениях $D_x \neq D_y$, например, когда в случае его прямоугольной формы, то радиус пространственной когерентности в

разных направлениях разный. В этом случае область пространственной когерентности также будет иметь вытянутую форму в направлении узкой стороны источника света (рис.5,б).

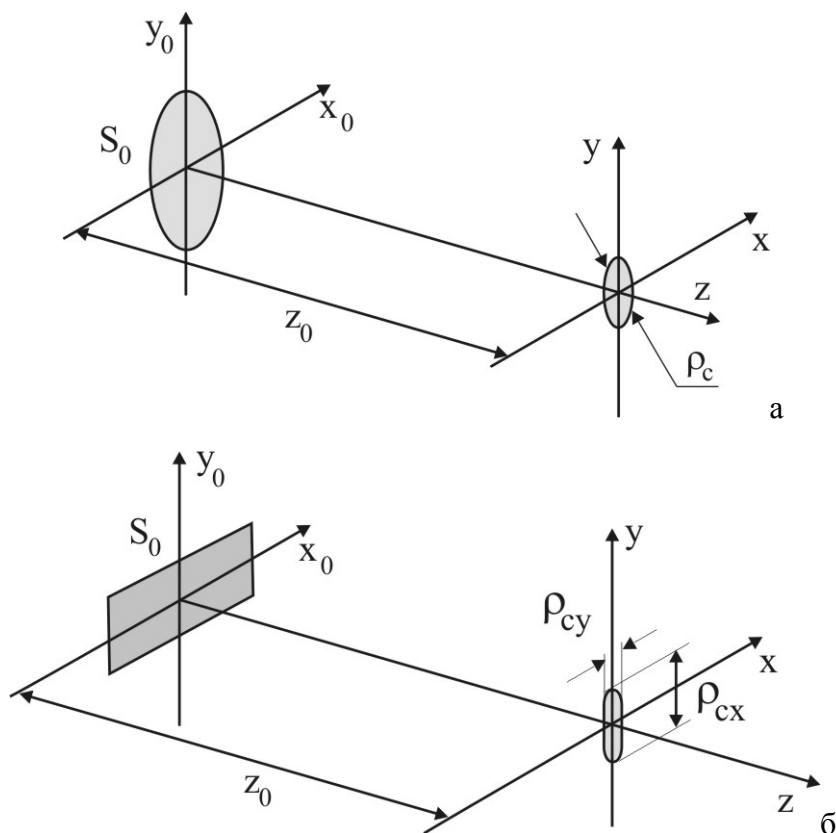


Рис.5. Область пространственной когерентности света для круглого источника (а) и для источника вытянутой (прямоугольной) формы (б).

Полезно сделать оценку величины ρ_c с использованием (6) или (7) для некоторых реальных источников света. Например, осветительная лампа накаливания с матовой колбой на потолке комнаты, $D \approx 50$ мм, создает на поверхности стола, $z_0 \approx 3$ м, частично когерентное световое поле ($\bar{\lambda} \approx 0,55$ мкм) с радиусом пространственной когерентности $\rho_c \approx 33$ мкм. Для солнечного света на поверхности Земли имеем $\rho_c \approx 60$ мкм, поскольку средний угловой размер Солнца составляет $\theta \approx 31'$. Однако свет от других звезд имеет радиус пространственной когерентности $\rho_c > 10$ м.

Светосильная интерференционная схема Юнга.

Использование экрана с множеством пар отверстий

В классической схеме интерференционного опыта Юнга имеют место огромные потери энергии света из-за необходимости использования малых отверстий P_1 и P_2 и достаточно больших расстояний z_0 и z , соответственно, от источника до экрана S_1 с отверстиями и от экрана S_1 до экрана S_2 , на котором наблюдаются интерференционные полосы. Эти энергетические потери затрудняют наблюдение эффекта проявления пространственной когерентности света.

Заметно большей энергетической эффективностью обладает схема Юнга с использованием собирающей линзы (рис.8). В этой схеме интерференционные полосы Юнга наблюдаются в плоскости S_2 – плоскости действительного изображения S'_0 источника света, что соответствует дальней области дифракции света на отверстиях P_1 и P_2 экрана S_1 . В этой плоскости световые волны, прошедшие через отверстия P_1 и P_2 , полностью перекрываются. Расстояния z_0 и z могут быть достаточно малыми, что также дает большую интенсивность интерференционных полос Юнга по сравнению с классической схемой.

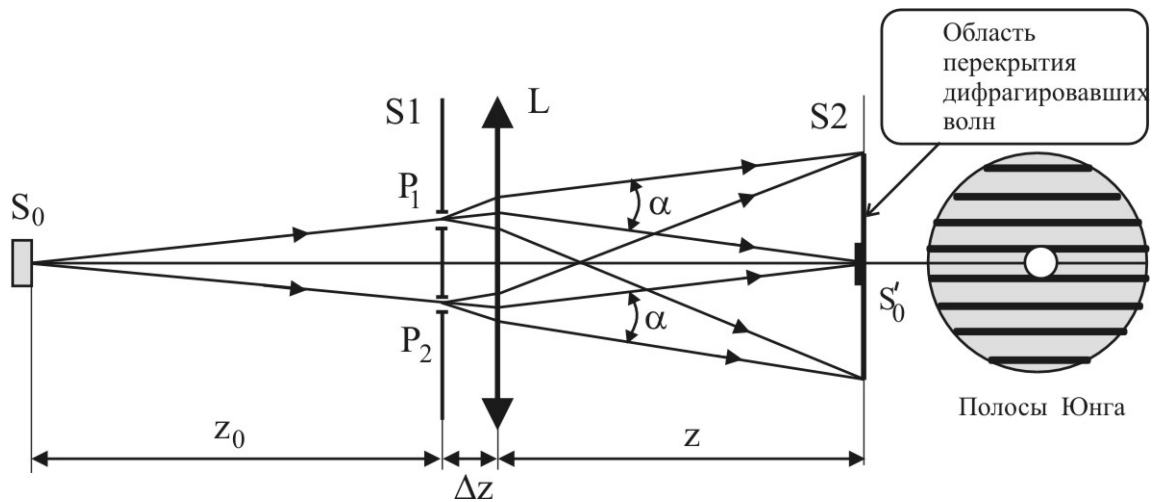


Рис.8. Схема Юнга с использованием собирающей линзы, обеспечивающей полное перекрытие дифрагировавших пучков.

В качестве линзы в схеме Юнга с собирающей линзой (рис.8) можно использовать непосредственно фокусирующую систему глаза наблюдателя (роговицу + хрусталик). В этом случае полосы Юнга формируются на сетчатке глаза, которая выполняет роль экрана S_2 (рис.9). Именно такая схема Юнга используется в данной лабораторной работе.

Период интерференционных полос Λ в схемах на рис.8 и рис.9 зависит от расстояния Δz между экраном S1 и фокусирующей линзой L:

$$\Lambda = \frac{\bar{\lambda}z}{d} \left(1 + \frac{\Delta z}{z_0} \right). \quad (16)$$

Эту формулу можно получить, рассматривая изображения отверстий P_1 и P_2 , видимые из плоскости S2. При $\Delta z/z_0 \ll 1$, что легко реализовать в эксперименте, период полос определяется такой же формулой, что и в классической схеме, $\Lambda = \bar{\lambda}z/d$.

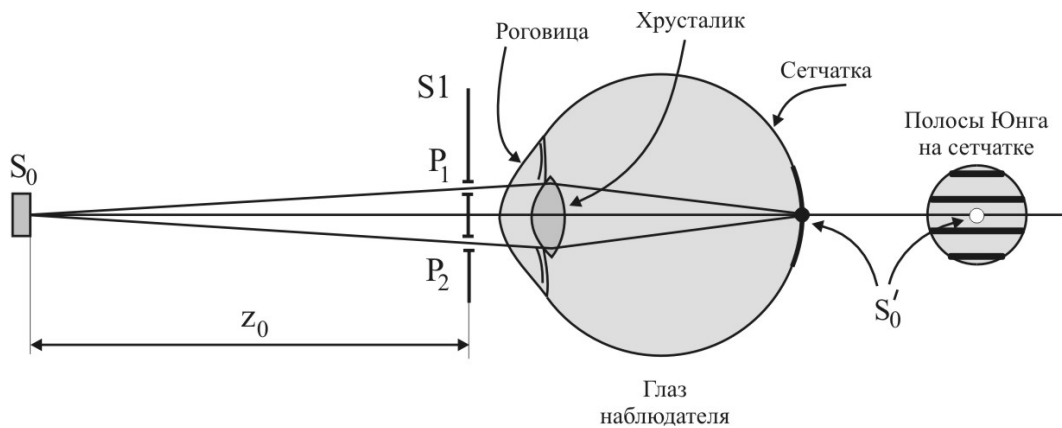


Рис.9. Схема Юнга с формированием интерференционных полос непосредственно на сетчатке глаза наблюдателя.

Существенное увеличение интенсивности интерференционных полос Юнга в схеме рис.8 и рис.9 можно получить, используя экран S1 не с одной, а с множеством пар отверстий P_1 и P_2 с одинаковым расстоянием d и одинаковой взаимной ориентацией. Действительно, положение интерференционных полос не зависит от положения отверстий в экране S1 относительно оптической оси. Иными словами, параллельный перенос отверстий в плоскости экрана S1 не приводит к смещению интерференционных полос Юнга. Это свойство данной схемы является следствием таутохронности лучей в изображающей системе – все лучи света от источника S_0 до изображения S'_0 проходят одинаковый оптический путь, т.е. приходят в т. S'_0 на оптической оси системы с нулевой разностью хода. Поэтому через центр изображения источника проходит светлая интерференционная полоса Юнга.

Если в экране S1 имеется не одна, а множество пар отверстий с одинаковой ориентацией и равной длиной отрезка d , соединяющего центры каждой пары отверстий, то множество соответствующих им интерференционных картин Юнга будет накладываться друг на друга без смещения, "в фазе", увеличивая интенсивность света в

светлых полосах. Как следствие, существенно увеличивается энергетика интерференционной схемы Юнга.

Каким способом можно изготовить такой экран с множеством пар отверстий? Механически изготовить такой экран – весьма трудная задача.

Наиболее просто требуемый экран можно получить фотографическим способом. Используя компьютерную графику, можно создать картину множества пар черных идентичных пятен на белом фоне с одинаковым расстоянием d в одном направлении в каждой паре. Фотографирование изображения этой картины с достаточным коэффициентом уменьшения на фотографическую пленку или фотопластинку позволит получить требуемый экран с множеством пар прозрачных пятен P_1 и P_2 на непрозрачном фоне. Студенты сами могут изготовить такие экраны.

Другой фотографический способ получения экрана с множеством пар идентичных прозрачных пятен заключается в двукратном фотографировании рассеянного лазерного излучения при малом поперечном смещении d фотопластинки между экспозициями. В рассеянном когерентном свете наблюдается так называемый спекл-эффект (speckle – пятнышко, крапинка) – интерференционное образование светлых и темных пятен микронного поперечного размера. Фотопластинка с двукратной записью лазерной спекл-структуры называется спеклограммой сдвига. Набор таких спеклограмм с различной величиной сдвига d используется в качестве экрана S_1 в интерференционной схеме Юнга в данной лабораторной работе.

На рис.10 приведены фотографии интерференционных картин Юнга, полученных по схеме рис.8 с одной спеклограммой сдвига, но при различных размерах D источника света. В качестве линзы L использовался объектив цифрового фотоаппарата, а его ПЗС-матрица – в качестве экрана S_2 . Увеличение D сопровождается уменьшением радиуса когерентности ρ_c в соответствии с (13) или (14) и уменьшением контраста полос V в соответствии с формулой (12) и графиком на рис.5. Фото на рис.10,*а* соответствует $d \approx \rho_c/3$, $V \approx 0,8$; фото на рис.10,*б* – $d \approx \rho_c/2$, $V \approx 0,5$; рис.10,*в* – $d \approx \rho_c$, $V \approx 0$; рис.10,*г* – $d \approx 3\rho_c/2$, $V \approx -0,2$. На рис.10,*г* наблюдается эффект обращения контраста полос – в центре вместо светлой полосы появилась темная интерференционная полоса.

При формировании полос Юнга непосредственно на сетчатке глаза (рис.9) нельзя напрямую определить период полос Λ и их контраст V . Однако период полос можно определить путем его сравнения с изображением предметов известного размера, например, с изображением шкалы миллиметровой линейки, как это видно на рис.10.

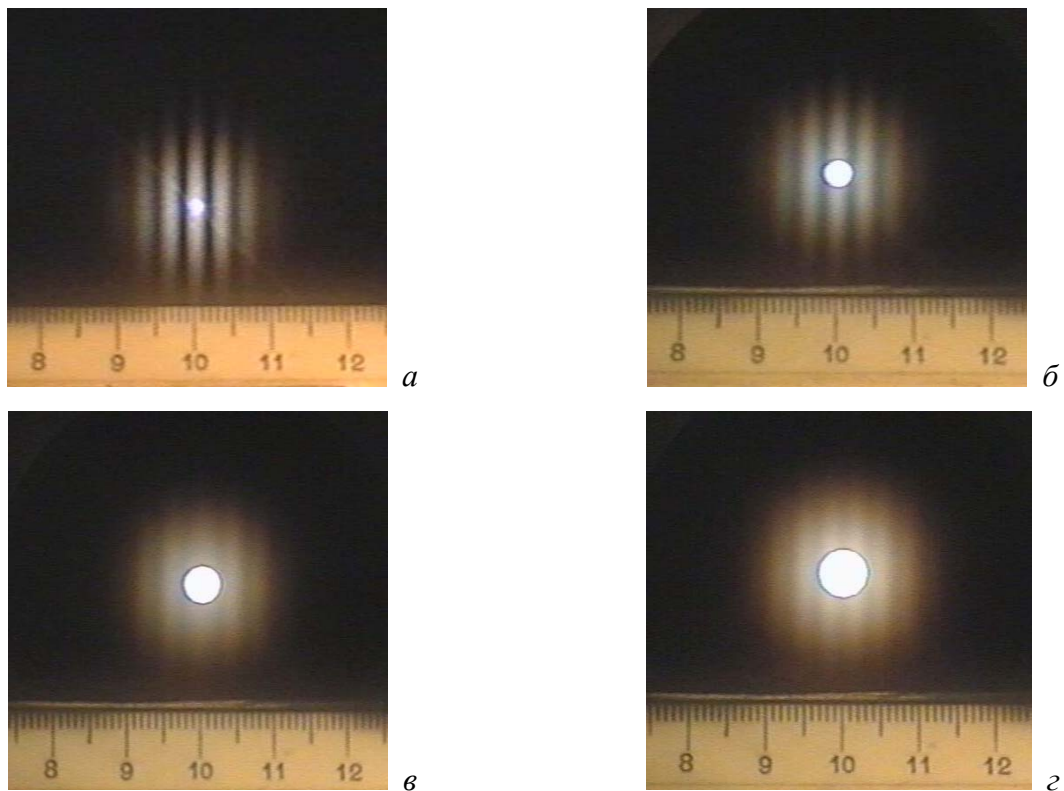


Рис.10. Изменение контраста интерференционных полос Юнга при увеличении размеров источника света и соответствующем уменьшении радиуса пространственной когерентности излучения в плоскости экрана с отверстиями:

$$a - \rho_c \approx 3d; \text{ б} - \rho_c \approx 2d; \text{ в} - \rho_c \approx d; \text{ г} - \rho_c \approx 2d/3.$$

Если экран S1 расположен вплотную к глазу, то период Λ полос на сетчатке определяется формулой (7). Если одновременно с полосами глаз видит шкалу миллиметровой линейки, то для Λ можем записать (рис.11):

$$\Lambda = ml' = ml \frac{z}{z_0}, \quad (17)$$

где $l=1$ мм – деление линейки, l' – размер изображения деления, m – количество делений на одном периоде полос. Поскольку $\Lambda = \lambda z/d$ (формула (7)), то для углового периода полос $\Lambda_\alpha = \Lambda/z$ можем записать:

$$\Lambda_\alpha = \frac{ml}{z_0} = \frac{\lambda}{d}. \quad (18)$$

Из этой формулы при известном λ и z_0 можем определить расстояние d между прозрачными пятнами («отверстиями») в экране S1: $d = \lambda / \Lambda_\alpha = \lambda z_0 / ml$.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Предлагаемая лабораторная работа включает в себя следующие экспериментальные задачи:

1. Наблюдение эффекта уменьшения контраста интерференционных полос Юнга при увеличении размеров теплового источника света; наблюдение осциллирующего характера изменения контраста полос и эффекта обращения контраста полос.
2. Определение радиуса пространственной когерентности излучения протяженного теплового источника света круглой формы.
3. Определение угла дифракции света на отверстиях в экране и размеров этих отверстий.
4. Определение радиуса когерентности излучения осветительных источников в аудитории.

Экспериментальная установка. Схема экспериментальной установки представлена на рис.12. Внешний вид лабораторной установки показан на рис.13.

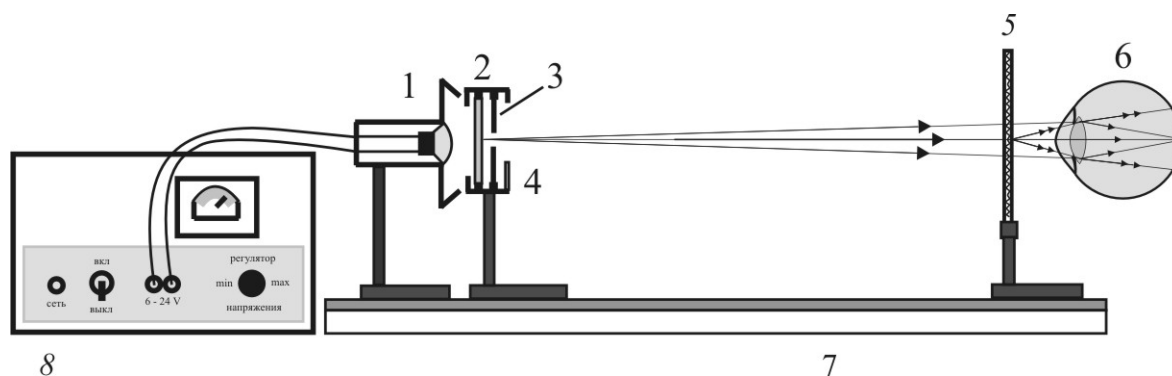


Рис.12. Оптическая схема экспериментальной установки: 1 – осветитель – тепловой источник света, 2 – матовое стекло, 3 – ирисовая диафрагма, 4 – миллиметровая линейка, 5 – специальный дифракционный экран с множеством пар малых прозрачных неоднородностей, 6 – глаз наблюдателя; 7 – рельс, на котором закреплены элементы установки; 8 – блок питания осветителя.

Установка укомплектована двумя дифракционными экранами. Дифракционный экран I имеет постоянное значение расстояния d между прозрачными участками, составляющими пары, по всей своей площади. Дифракционный экран II является комбинированным экраном с дискретным набором из пяти областей с различными значениями постоянной d .

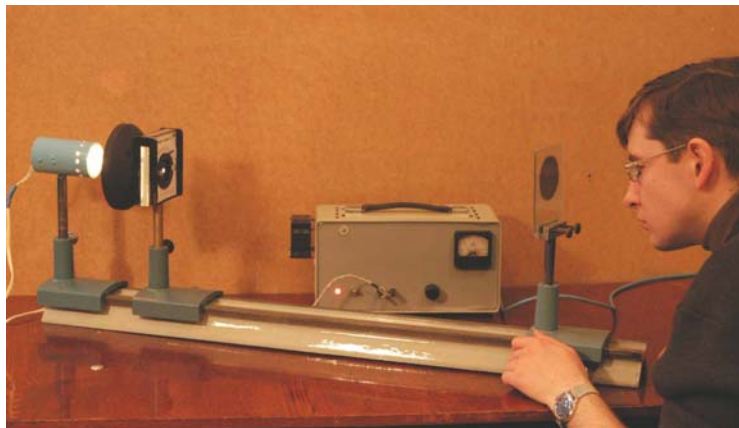


Рис.13. Внешний вид лабораторной установки.

Источником света служит матовое стекло 2, освещаемое лампой накаливания 1 (галогенная лампа, 50 Вт), подключаемая через блок питания 8 (~12 В) к сети переменного тока ~ 220 В, 50Гц. На панели блока питания находится тумблер включения «Вкл-выкл» и ручка «Регулятор напряжения» для изменения яркости свечения лампы. Ирисовая диафрагма 3 служит для изменения диаметра источника D. Рядом с рычажком ирисовой диафрагмы находится миллиметровая шкала для определения D. Под диафрагмой расположена миллиметровая линейка 4 для определения видимого периода интерференционных полос. Дифракционный экран 5 крепится в зажиме, установленном на рейтере на рельсе 7. Смещая рейтер, можно изменять расстояние z_0 между источником света и экраном 5.

Порядок выполнения работы

Включить источник света 1. Для этого включить вилку блока питания 8 в розетку электрической сети ~ 220 В, 50 Гц и переключить тумблер на панели блока питания в положение «Вкл».

1. Установить дифракционный экран I в зажим.
2. Определить угловой период $\Lambda_\alpha = m l / z_0$ наблюдаемых интерференционных полос и по формуле (18) определить расстояние d между идентичными неоднородностями в дифракционном экране I.

Задание 1. Наблюдение эффекта уменьшения контраста интерференционных полос Юнга при увеличении размеров теплового источника света; наблюдение осциллирующего характера изменения контраста полос и эффекта обращения контраста полос.

Установить наименьший размер D отверстия ирисовой диафрагмы.

Посмотреть через дифракционный экран I на источник света и наблюдать интерференционные полосы Юнга совместно с изображением источника света. Установить оптимальную для визуального наблюдения интенсивность (яркость) источника поворотом ручки «Регулятор напряжения» на панели блока питания.

3. Плавно увеличивая размер D ирисовой диафрагмы, наблюдать эффект уменьшения контраста интерференционных полос Юнга при неизменном периоде полос Λ . Дать объяснение наблюдаемому эффекту. (При большом диаметре D источника можно уменьшить его интенсивность (яркость) путем поворота ручки «Регулятор напряжения» на панели блока питания).
4. Увеличивая диаметр D источника, наблюдать осциллирующий характер изменения контраста полос – небольшое увеличение контраста полос после практически нулевого значения. Наблюдать эффект обращения контраста полос – появление в центре интерференционной картины темной полосы вместо светлой. Дать объяснение наблюдаемому эффекту.
5. Зафиксировать диаметр D источника, при котором наблюдается практически нулевой контраст полос. В этом случае радиус пространственной когерентности $\rho_c \approx d$. Рассчитать значение ρ_c по формуле (13) и сравнить с экспериментальным значением $\rho_c \approx d$.

Задание 2. Определение радиуса пространственной когерентности излучения протяженного теплового источника.

1. Установить в зажим комбинированный дифракционный экран II.

При наименьшем диаметре D источника, когда контраст наблюдаемых интерференционных полос достаточно высокий, определить угловой период полос $\Lambda_\alpha = m\lambda / z_0$, а затем по формуле (18) определить расстояние d между идентичными неоднородностями S_1 и S_2 для каждой из пяти областей в дифракционном экране.

2. Установить средний диаметр D источника. Наблюдая полосы через различные области дифракционного экрана, определить для какой области контраст полос становится практически нулевым. В этом случае $\rho_c \approx d$. Рассчитать ρ_c по формуле (13) при данном D и сравнить с экспериментальным значением ρ_c .

Задание 3. Определение угла дифракции света на неоднородностях в экране и размеров этих неоднородностей.

Определить видимый размер дифракционного поля V' и по формуле (19) определить диаметр b прозрачных пятен в дифракционном экране. Сравнить значения b и d .

Задание 4. Определение радиуса когерентности излучения осветительных источников в аудитории.

Наблюдать интерференционные полосы Юнга от источника света в аудитории (на потолке или на стене) с помощью комбинированного дифракционного экрана с дискретным набором областей с различным значением постоянной d . Оценить радиус когерентности ρ_c света этого источника в плоскости экрана.

Контрольные вопросы и задания

1. Дать определение интерференции света.
2. Сформулировать условия наблюдения максимумов и минимумов интенсивности в интерференционной схеме Юнга с точечным источником света.
3. Нарисовать схемы интерференционного эксперимента Юнга.
4. Записать формулу для периода интерференционных полос Юнга. Записать формулу для степени пространственной когерентности и контраста полос Юнга при использовании круглого источника света.
5. Дать определение пространственной когерентности света, понятиям радиус и область пространственной когерентности света.
6. Дать физическое объяснение эффекту проявления пространственной когерентности света в интерференционном эксперименте Юнга.
7. Почему при увеличении размеров источника света уменьшается контраст полос Юнга?

8. От каких параметров экрана с отверстиями в схеме Юнга зависит контраст интерференционных полос?
9. С помощью какого дифракционного экрана можно существенно увеличить интенсивность в интерференционной картине Юнга?
10. От чего зависит размер дифракционного гало (дифракционного поля), в пределах которого наблюдаются полосы Юнга?

Литература

1. Е.И. Бутиков. Оптика. – СПб.: Невский Диалект, 2003. – 480 с.
2. Г.С. Ландсберг. Оптика. Издание 5-е. – М.: Наука, 1976. – 928 с.
3. Н.И. Калитеевский. Волновая оптика. – М.: Высшая школа, 1995. – 463 с.
4. А.Н. Матвеев. Оптика. – М.: Высшая школа, 1985. – 351 с.
5. С.А. Ахманов, С.Ю. Никитин. Физическая оптика. – М.: Изд-во Моск. ун-та, 1998. – 656 с.
6. В.П. Рябухо, О.А. Перепелицына, А.А. Чаусский. Изучение эффекта проявления пространственной когерентности света в интерференционной схеме Юнга в демонстрационном и лабораторном эксперименте. Физическое образование в вузах. 2001. Т.7. Вып.4. С.99-111.

Дополнительная литература

1. М. Борн, Э. Вольф. Основы оптики. – М.: Наука, 1973. – 720 с.
2. М. Франсон, С. Сланский. Когерентность в оптике. – М.: Наука, 1967. – 80 с.
3. Дж. Гудмен. Статистическая оптика. – М.: Мир, 1988. – 528с.

Приложение 1

Вывод уравнения для периода полос Юнга

Уравнение (2) можно получить, используя схему эксперимента Юнга, приведенную на рис. 1.1.

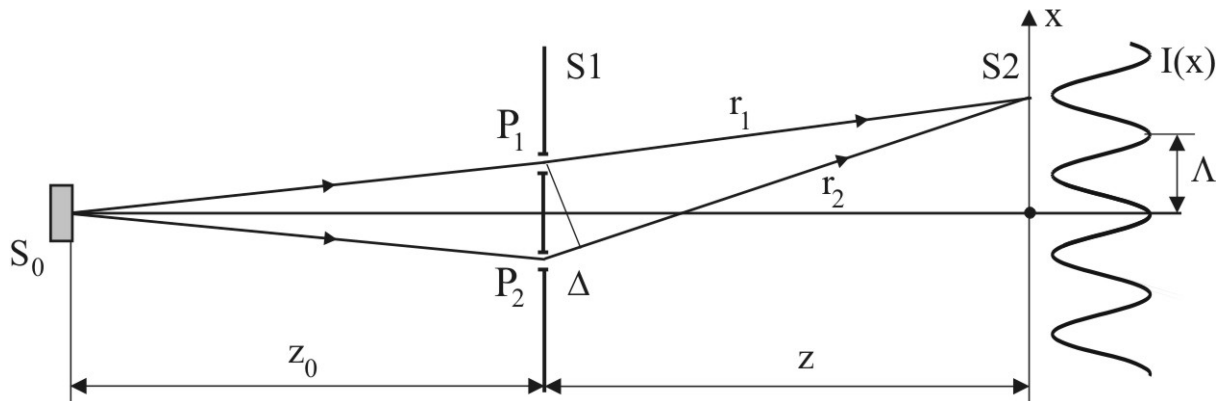


Рис. 1.1. Схема интерференционного эксперимента Юнга: S_0 – источник света; S_1 – непрозрачный экран с двумя точечными отверстиями P_1 и P_2 ; $I(x)$ – распределение интенсивности в интерференционной картине Юнга в плоскости наблюдения x, y .

Распределение интенсивности света $I(x)$ в интерференционной картине Юнга в плоскости наблюдения x, y можно записать в виде

$$I(x) = I_1(x) + I_2(x) + 2\sqrt{I_1(x)I_2(x)}|\gamma_{12}(d)|\cos\left[\frac{2\pi}{\lambda}\Delta_{12}(x)\right], \quad (1.1)$$

где $I_1(x)$ и $I_2(x)$ – распределения света, соответственно от отверстий P_1 и P_2 ; $\gamma_{12}(d)$ – степень пространственной когерентности света в плоскости экрана S_1 ; $\Delta_{12}(x)$ – разность хода волн от отверстий P_1 и P_2 в точке с координатой x в плоскости наблюдения x, y .

Если отверстия P_1 и P_2 расположены симметрично оси z , то на этой оси – в центре плоскости x, y , где $x = 0$, разность хода $\Delta_{12} = 0$, наблюдается светлая полоса. При удалении от этого центра разность хода возрастает. При $\Delta_{12} = (2mH)\lambda/2$ будут наблюдаться темные полосы, а при $\Delta_{12} = m\lambda$ – светлые интерференционные полосы.

Разность хода Δ_{12} в схеме Юнга определяется как геометрическая разность отрезков r_1 и r_2 :

$$\Delta_{12} = r_1 - r_2 = \sqrt{z^2 + \left(x - \frac{d}{2}\right)^2} - \sqrt{z^2 + \left(x + \frac{d}{2}\right)^2} = z \left(1 + \frac{\left(x - \frac{d}{2}\right)^2}{z^2} \right)^{\frac{1}{2}} -$$

$$- z \left(1 + \frac{\left(x + \frac{d}{2}\right)^2}{z^2} \right)^{\frac{1}{2}} \approx z \left(1 + \frac{\left(x - \frac{d}{2}\right)^2}{2z^2} \right) - z \left(1 + \frac{\left(x + \frac{d}{2}\right)^2}{2z^2} \right) = -\frac{xd}{z}, \quad (1.2)$$

где было использовано приближение $(1+a)^b \approx 1+ba$, справедливое при $a \ll 1$, полагая $(x \pm d/2)^2 \ll z$, что имеет место в эксперименте Юнга, поскольку расстояние d между отверстиями много меньше z и область наблюдения полос Юнга существенно меньше z , $x \ll z$.

Из (1.2) получаем, что пространственный период полос Λ определяется выражением

$$\Lambda = \frac{\lambda z}{d}, \quad (1.3)$$

что получается из следующих несложных преобразований. Изменение разности хода $\delta\Delta_{12}$ на длину волны, $\delta\Delta_{12} = \lambda$, соответствует переходу в интерференционной картине от од в интерференционной картине от одной светлой полосы к соседней $\delta\Delta_{12} = (\delta xd)/z = \lambda$, где расстояние δx равно периоду Λ .

Приложение 2

Вывод формулы для контраста полос Юнга и для поперечной пространственной когерентности в зависимости от расстояния между отверстиями в экране и от углового размера источника

Квазимонохроматический источник света конечного размера (протяженный источник) можно представить как совокупность некогерентных между собой точечных источников. С увеличением размеров источника контраст полос Юнга снижается из-за снижения степени когерентности интерферирующих волн. В этом эффекте наблюдается проявление пространственной когерентности света.

Получим в явном виде зависимость контраста полос Юнга от размера источника D и от расстояния между центрами отверстий в экране d . Каждый из точечных источников протяженного источника будет формировать свою систему полос Юнга, отличающихся взаимным поперечным (вдоль оси x) сдвигом, определяемым взаимным расположением точечных источников (рис. 2.1). Эти интерференционные картины складываются не когерентно. Поэтому контраст суммарной интерференционной картины будет уменьшаться с увеличением размеров источника света. Этот эффект уменьшения контраста полос Юнга является по сути дела эффектом снижения степени взаимной когерентности света в отверстиях S_1 и S_2 экрана \mathcal{E}_1 . Таким образом проявляется пространственная поперечная когерентность света.

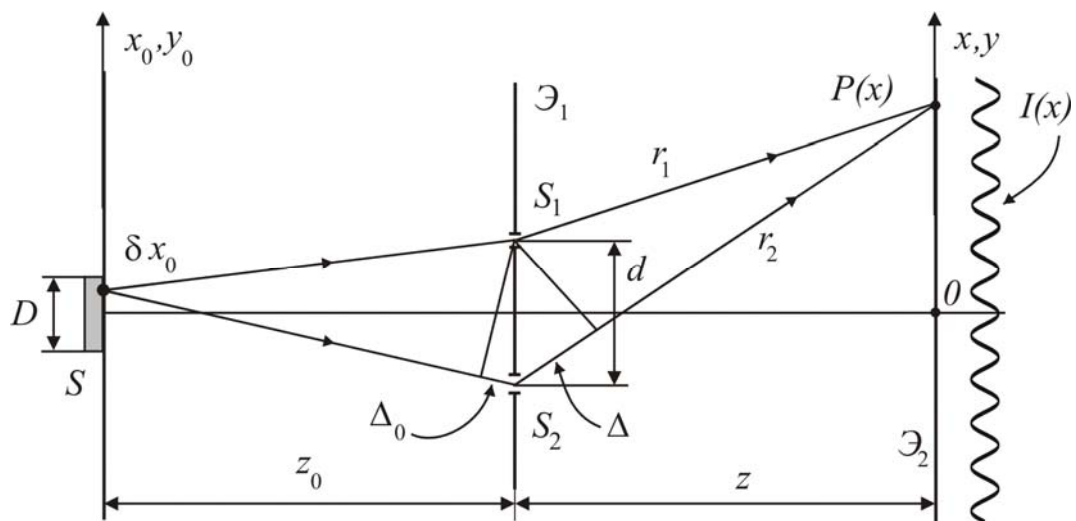


Рис. 2.1. К расчету интерференционной картины от протяженного источника света.

Точечный источник δx_0 создает на экране \mathcal{E}_2 распределение интенсивности $\delta I(x)$, определяемое соотношением (1). Однако в этом случае разность хода интерферирующих волн будет определяться не только положением точки Р на экране \mathcal{E}_2 , но и положением точечного источника δx_0 в плоскости протяженного источника света S. Следовательно, общая разность хода волн будет определяться двумя слагаемыми Δ_0 и Δ (рис. 2.1). Используя условие малости величин D, d, x по сравнению с расстояниями z и z_0 , для этих разностей хода получаем приближенные выражения $\Delta_0 \approx dx_0/z_0$ и $\Delta \approx dx/z$:

$$\begin{aligned} \delta I(x) &= \left(I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \left[\frac{2\pi}{\lambda_0} (\Delta_0 + \Delta) \right] \right) \delta x_0 = \\ &= \left(I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \left[\frac{2\pi d}{\lambda_0 z} \left(\frac{z \cdot x_0}{z_0} + x \right) \right] \right) \delta x_0 = \\ &= 2I_0 \delta x_0 + 2I_0 \cos \left[\frac{2\pi d}{\lambda_0 z} \left(\frac{z \cdot x_0}{z_0} + x \right) \right] \delta x_0, \end{aligned} \quad (2.1)$$

где мы предположили $I_1 = I_2 = I_0$, а величина $x_0 z / z_0$ определяет поперечный сдвиг интерференционных полос относительно центра $x = 0$.

Тогда, полагая величину I_0 независимой от x_0 , для суммарного распределения интенсивности в плоскости экрана \mathcal{E}_2 получим выражение:

$$I_\Sigma = \int_{-D/2}^{+D/2} \delta I(x) = 2I_0 D + 2I_0 \int_{-D/2}^{+D/2} \cos \left(\frac{2\pi d}{\lambda_0 z} \left(\frac{z \cdot x_0}{z_0} + x \right) \right) \delta x_0. \quad (2.2)$$

Подсчитаем, чему равен интеграл, стоящий в выражении для суммарной интенсивности (2.2):

$$\begin{aligned} \int_{-D/2}^{+D/2} \cos \left(\frac{2\pi d}{\lambda_0} \left(\frac{x_0}{z_0} + \frac{x}{z} \right) \right) \delta x_0 &= \frac{1}{\lambda_0 z_0} \cdot \left[\sin \left(\frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot \frac{dD}{2z_0} + \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot \frac{xd}{z} \right) - \sin \left(-\frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot \frac{dD}{2z_0} + \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot \frac{xd}{z} \right) \right] = \\ &= \frac{1}{\lambda_0 z_0} \cdot 2 \sin \left(\frac{\pi d D}{\lambda_0 z_0} \right) \cos \left(\frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot \frac{xd}{z} \right). \end{aligned} \quad (2.3)$$

Тогда выражение для средней интенсивности (2.2) примет вид:

$$I_{\Sigma} = 2DI_0 \left\{ 1 + \frac{\sin\left(\frac{\pi dD}{\lambda_0 z_0}\right)}{\frac{\pi dD}{\lambda_0 z_0}} \cos\left(\frac{2\pi x d}{\lambda_0 z}\right) \right\} = 2DI_0 \left\{ 1 + \gamma_{12}(D, d) \cos\left(\frac{2\pi x d}{\lambda_0 z}\right) \right\}, \quad (2.4)$$

где функция $\gamma_{12}(D, d)$, стоящая перед косинусом, определяет коэффициент пространственной модуляции распределения суммарной интенсивности или, иными словами, контраст интерференционных полос Юнга. Действительно, по Майкельсону контраст (видность) интерференционных полос определяется следующим образом:

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \frac{\sin\left(\frac{\pi Dd}{\lambda_0 z_0}\right)}{\frac{\pi Dd}{\lambda_0 z_0}} = \gamma_{12}(D, d), \quad (2.5)$$

где функцию $\gamma_{12}(D, d)$ называют функцией (степенью) поперечной пространственной когерентности светового поля протяженного источника.

При увеличении расстояния d между отверстиями S_1 и S_2 коэффициент γ_{12} уменьшается и, соответственно, снижается контраст V наблюдаемых полос Юнга. Аналогично, контраст полос снижается и при увеличении размера D источника света S . Эти эффекты снижения контраста полос, как уже отмечалось выше, представляют собой эффекты проявления поперечной пространственной когерентности света в плоскости экрана \mathcal{E}_1 с отверстиями S_1 и S_2 .

График степени пространственной когерентности, определяемой sinc-функцией $\gamma_{12} = \sin u/u$, представлен на рис. 4.