

**МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
УКРАИНЫ**

**Харьковский национальный университет
имени В.Н. Каразина**

**Учебное пособие
для выполнения лабораторных работ в лаборатории оптики
и атомной физики**

**часть I
ОПТИКА**

Харьков 2004

Учебное издание.

Описание основ физических явлений, наблюдаемых при выполнении лабораторных работ в лаборатории оптики и атомной физики, для студентов 2-го и 3-го курсов Института высоких технологий Харьковского национального университета им. В.Н. Каразина.

Составители: Азаренков Николай Алексеевич
Грицына Василий Тимофеевич
Кобяков Владимир Аркадьевич

Рецензент – доктор физико-математических наук, профессор

Рекомендовано кафедрой общей и прикладной физики физико-технического факультета /Институт высоких технологий Харьковского национального университета им. В.Н. Каразина/.

Содержание

Введение	3
1. Рефрактометрия	4
1.1 Определение абсолютных показателей преломления методом призмы ... (К лабораторной работе №11)	4
1.2 Измерение показателей преломления с помощью рефрактометра Аббе .. (К лабораторной работе №3)	6
1.3 Интерференционный метод определения показателя преломления. Определение концентрации растворов с помощью интерферометра Релея (К лабораторной работе №1)	8
2. Изучение явлений интерференции и дифракции света.	
2.1 Интерференция света. (Кольца Ньютона)	13
(К лабораторной работе №8)	
2.2 Устройство интерференционного микроскопа Линника	17
(К лабораторной работе №15)	
2.3 Дифракция света	19
(К лабораторной работе №9)	
2.3.1 Дифракция света на круглом отверстии	19
2.3.2 Дифракция от одной щели. (Дифракция Фраунгофера)	22
2.3.3 Опыт Юнга. (Пространственная когерентность световых волн)	26
(К лабораторной работе №)	
2.3.4 Изучение дифракции на щели с помощью призмы Френеля	29
3. Поляризация света	31
(К лабораторной работе №11)	
3.1 Свет – как поляризованная поперечная электромагнитная волна	31
3.2 Прохождение света через анизотропные вещества	32
3.3 Вращение плоскости поляризации	37
4. Поглощение света	40
(К лабораторной работе №4)	
5. Когерентность волн. (Приложение)	47
Список литературы	49

Введение

Оптика¹ - раздел физики, в котором изучается оптическое излучение (свет), процессы его распространения и явления, наблюдаемые при взаимодействии света и вещества. Оптическое излучение представляет собой электромагнитные волны и поэтому оптика – часть общего учения об электромагнитном поле (электродинамика). Оптический диапазон длин волн ограничен с одной стороны рентгеновскими лучами, а с другой микроволновым диапазоном радиоизлучения. Такое разграничение условно и в значительной степени определяется общностью технических средств и методов исследования явлений в указанном диапазоне. По традиции оптику принято подразделять на геометрическую, физическую и физиологическую.

Геометрическая оптика, не рассматривая вопроса о природе света, исходит из эмпирических законов его распространения и использует представление о распространяющихся независимо друг от друга световых лучах, преломляющихся и отражающихся на границе сред с различными свойствами и прямолинейных в оптически однородной среде.

Методы геометрической оптики позволяют изучать условия формирования оптических изображений объекта как совокупности изображений отдельных точек и объяснить многие явления (миражи, радуга), связанные с прохождением оптического излучения в разных, в том числе оптически неоднородных, средах (например, рефракция света). Наибольшее значение геометрическая оптика (с частичным привлечением волновой оптики) имеет для расчета и конструирования оптических приборов – от очковых линз до сложных объективов и огромных астрономических инструментов.

По существу, не рассматривает физическую природу света и фотометрия. Ряд задач фотометрии решается с учетом закономерностей восприятия света человеческим глазом. Изучением этих закономерностей занимается физиологическая оптика, смыкающаяся с биофизикой и психологией и исследующая механизмы зрения.

Физическая оптика рассматривает проблемы, связанные с природой света и световых явлений. Утверждение, что свет есть поперечные электромагнитные волны, основано на результатах огромного числа экспериментальных исследований дифракции, интерференции, поляризации и распространения света в анизотропных средах. Совокупность явлений, в которых проявляется волновая природа света, изучается в крупном разделе физической оптики – волновой оптике, основанной на уравнениях Максвелла. Из уравнений Максвелла однозначно определяют показатель преломления среды n через макроскопические материальные константы; ϵ - диэлектрическую проницаемость и μ - магнитную проницаемость среды: $n = \sqrt{\epsilon\mu}$.

Феноменологическая волновая оптика не рассматривая связь величин ϵ и μ со структурой вещества, позволяет объяснить все эмпирические законы геометрической оптики и установить границы ее применимости. В отличие от геометрической волновая оптика дает возможность рассматривать процессы распространения света не только тогда, когда размеры формирующих или рассеивающих световые пучки систем много больше длины волны, но и при любом соотношении между ними. Так как во многих случаях решение конкретных задач методами волновой оптики оказываются чрезвычайно сложными, поэтому получила развитие, так называемая, квазиоптика, в которой процессы распространения, преломления и отражения описываются в рамках геометрической оптики, но при этом учитывается и волновая природа излучения. Геометрические и волновые подходы формально объединяются в геометрической теории дифракции, в которой, кроме падающих, отраженных и преломленных лучей, постулируется существование различного типа дифрагированных лучей.

¹Оптика – от греческого optike – наука о зрительных восприятиях, от optos – видимый, зримый

Установление волновой оптикой связи величин ϵ и μ с молекулярной и кристаллической структурой вещества, позволило объяснить все явления, сопровождающие распространение света в рассеивающих и анизотропных средах и вблизи границ разделов сред с различными оптическими характеристиками, а также зависимость от длины волны (дисперсию) оптических сред. Хорошо описывая распространение света в материальных средах волновая оптика не смогла удовлетворительно объяснить процессы его испускания и поглощения. Исследование этих процессов и общие термодинамические соображения о взаимодействии электромагнитного поля с веществом привели к выводу, что элементарная система (атом, молекула) может испускать или поглощать энергию лишь дискретными порциями (квантами), энергия которых пропорциональна частоте излучения. Поэтому световому электромагнитному полю необходимо сопоставить поток квантов света – фотонов.

1. Рефрактометрия

Рефрактометрия² – раздел оптической техники, посвященный методам и средствам измерения показателя преломления n твердых, жидких и газообразных сред в различных участках оптического спектра.

Основными методами рефрактометрии являются:

- 1) методы прямого измерения углов преломления света при прохождении им границы раздела двух сред;
- 2) методы, основанные на явлении полного внутреннего отражения света;
- 3) интерференционные методы.

1.1 Определение абсолютных показателей преломления методом призмы.

К лабораторной работе №11.

Наиболее распространенным методом является определение показателя преломления по углу наименьшего отклонения. При этом вещество, показатель преломления которого необходимо измерить, должно иметь форму призмы с двумя полированными поверхностями.

Пусть α – угол между двумя рабочими гранями призмы. Предположим, что ребро A , вдоль которого пересекаются эти грани, перпендикулярно плоскости, в которой лежат падающий, преломленный и вышедший лучи (Рис.1.1). Будем считать свет строго монохроматическим.

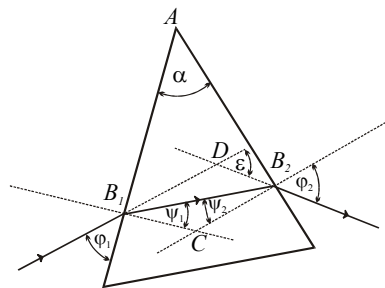


Рис. 1.1

Пусть B_1 и B_2 – точки пересечения падающего и вышедшего лучей с гранями призмы, ϕ_1 и ψ_1 – углы падения и преломления в точке B_1 и ϕ_2 и ψ_2 – внутренний и внешний углы в точке B_2 (т.е. углы, которые образуют луч B_1B_2 и внешний луч с нормалью в точке B_2). C – точка пересечения нормалей к граням призмы в B_1 и B_2

²Рефрактометрия – от латинского refractus – преломляющий, и греческого metreo – измеряю.

Список литературы

1. Н.Д. Папалекси. Курс физики. т.2 М-Л. 1948 г.
2. С.Э. Фриш, А.В. Тиморева. Курс общей физики. т.3 М-Л. 1951 г.
3. Г.А. Зисман, О.М. Тодес. Курс общей физики. т.1,2. М. 1972 г.
4. И.В. Савельев. Курс общей физики. т.3. М. 1971 г.
5. Г.С. Лансберг. Оптика. М. Наука, 1976 г.
6. В.В. Лебедева. Техника оптической спектроскопии. М. 1977 г.
7. А.И. Китайгородский. Введение в физику. М. 1973 г.
8. М. Борн, Э. Вольф. Основы оптики. М. 1973 г.
9. Большой энциклопедический словарь. Физика М. 1999 г.
10. Д.В. Сивухин. Общий курс физики. т.3. М. 1975 г.

приятствует их сложению. Например, в лазере все частицы излучают согласованно (вынужденное излучение), синфазно с колебаниями, установившимися в резонаторе. Соотношение фаз слагающих колебаний всегда благоприятны для образования устойчивой амплитуды суммарного колебания.

Термин "когерентность" иногда означает, что колебание порождено автоколебательной системой и имеет стабильную амплитуду.

При распространении плоской электромагнитной волны в однородной среде фаза колебаний в какой-нибудь определенной точке пространства сохраняется только в течение времени когерентности τ_0 . При этом колебания в точках, удаленных друг от друга на расстояние, большее $c\tau_0$ вдоль направления рассмотрения волны, оказываются некогерентными. Расстояние, равное $c\tau_0$ вдоль направления распространения плоской волны, называется длиной когерентности или длиной цуга.

Идеально плоская волна неосуществима, как и идеально гармоническое колебание. В реальных волновых процессах амплитуда и фаза колебаний изменяется не только вдоль направления распространения волны, но и в плоскости, перпендикулярной этому направлению. Случайные изменения разности фаз в двух точках, расположенных в этой плоскости, увеличивается с расстоянием между ними. Когерентность колебаний в этих точках ослабевает и на некотором расстоянии l , когда случайные изменения разности фаз становятся сравнимыми с π , исчезает. Для описания когерентных свойств волны в плоскости, перпендикулярной направлению ее распространения, применяют термины *площадь когерентности* и *пространственная когерентность* в отличие от *временной когерентности*, связанной со степенью монохроматичности волны. Количественно пространственную когерентность также можно характеризовать функцией корреляции $R_l(l)$. Условие $R_l(l) = 0,5$ определяет размер или радиус когерентности, который может зависеть от ориентации отрезка l в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны. Все пространство, занятое волной, можно разбить на области, в каждой из которых волна сохраняет когерентность. Объем такой области (объем когерентности) принимают равным произведению длины цуга на площадь фигуры, ограниченной кривой $R_l(l) = 0,5R_l(0)$.

Нарушение пространственной когерентности связано с особенностями процессов излучения и формирования волн. Например, нагретое тело излучает совокупность сферических волн распространяющихся по всем направлениям. По мере удаления от теплового источника конечных размеров волна приближается к плоской. На больших расстояниях от источника размер когерентности равен $1,22\lambda r/\rho$, где r - расстояние до источника, ρ - размер источника. Для солнечного света размер когерентности равен 30 мкм. С уменьшением углового размера источника размер когерентности растет. Это позволяет определить размер звезд по размеру площади когерентности, приходящего от них света. Величину λ/ρ называют углом когерентности.

и D - точка, в которой пересекаются продолжения падающего и вышедшего лучей.

Если обозначить через ε угол отклонения, т.е. угол между вышедшим и падающим лучами, то

$$\varphi_1 + \varphi_2 = \varepsilon + \alpha \quad (1.1)$$

$$\psi_1 + \psi_2 = \alpha \quad (1.2)$$

Из закона преломления находим

$$\sin \varphi_1 + n \sin \psi_1, \quad \sin \varphi_2 = n \sin \psi_2, \quad (1.3)$$

где n - показатель преломления стекла относительно окружающего воздуха. Угол отклонения ε экстремален, если

$$\frac{d\varepsilon}{d\varphi} = 0 \quad (1.4)$$

С учетом (1) это условие принимает вид

$$\left(\frac{d\varphi_2}{d\varphi_1} \right)_{\text{экстр}} = -1 \quad (1.5)$$

Тогда из (2) и (3) найдем

$$\frac{d\psi_1}{d\varphi_1} = -\frac{d\psi_2}{d\varphi_2}, \quad \cos \varphi_1 = n \cos \psi_1 \frac{d\psi_1}{d\varphi_1}, \quad \cos \varphi_2 = n \cos \psi_2 \frac{d\psi_2}{d\varphi_2}, \quad (1.6)$$

или после преобразований

$$\frac{d\varphi_2}{d\varphi_1} = -\frac{\cos \varphi_1 \cos \psi_2}{\cos \psi_1 \cos \varphi_2}. \quad (1.7)$$

Как следует из (5) и (7) в случае экстремума получаем

$$\frac{\cos \varphi_1 \cos \psi_2}{\cos \psi_1 \cos \varphi_2} = 1 \quad (1.8)$$

Или возводя (8) в квадрат и используя (3) получим

$$\frac{1 - \sin^2 \varphi_1}{n^2 - \sin^2 \varphi_1} = \frac{1 - \sin^2 \varphi_2}{n^2 - \sin^2 \varphi_2} \quad (1.9)$$

Это уравнение удовлетворяется, если $\varphi_1 = \varphi_2$, при этом

$$\psi_1 = \psi_2 \quad (1.10)$$

Чтобы определить характер экстремума, надо исследовать $\frac{d^2\varepsilon}{d\varphi_1^2}$.

Из (1) и (7) имеем

$$\begin{aligned} \frac{d^2\varepsilon}{d\varphi_1^2} &= \frac{d^2\varphi_2}{d\varphi_1^2} = \frac{d\varphi_2}{d\varphi_1} \frac{d}{d\varphi_1} \left[\ln \left(-\frac{d\varphi_2}{d\varphi_1} \right) \right] = \\ &= \frac{d\varphi_2}{d\varphi_1} \left[-\operatorname{tg} \varphi_2 - \operatorname{tg} \psi_2 \frac{d\psi_2}{d\varphi_1} + \operatorname{tg} \psi_1 \frac{d\psi_1}{d\varphi_1} + \operatorname{tg} \varphi_2 \frac{d\varphi_2}{d\varphi_1} \right]. \end{aligned} \quad (1.11)$$

При $\varphi_1 = \varphi_2$, $\psi_1 = \psi_2$ это выражение с учетом (3), (5) и (6) принимает вид

$$\left(\frac{d^2 \varepsilon}{d\varphi_1^2} \right)_{экстр} = 2 \operatorname{tg} \varphi_1 - 2 \operatorname{tg} \psi_1 \frac{\cos \varphi_1}{n \cos \psi_1} = 2 \operatorname{tg} \varphi_1 \left(1 - \frac{\operatorname{tg}^2 \psi_1}{\operatorname{tg}^2 \varphi_1} \right). \quad (1.12)$$

Так как $n > 1$, то $\varphi_1 > \psi_1$; кроме того, поскольку $0 < \varphi_1 < \pi/2$, то $\operatorname{tg} \varphi_1 > 0$. Следовательно-

но, $\left(\frac{d^2 \varepsilon}{d\varphi_1^2} \right) > 0$ т.е. отклонение минимально. Из (10) следует, что при таком от-

клонении лучи проходят через призму симметрично. Величина угла наименьшего отклонения равна

$$\varepsilon_{мин} = 2\varphi_1 - \alpha \quad (1.13)$$

Углы падения и преломления на первой грани призмы можно выразить через $\varepsilon_{мин}$ и α в виде

$$\varphi_1 = \frac{1}{2}(\varepsilon_{мин} + \alpha), \quad \psi_1 = \frac{1}{2}\alpha, \quad (1.14)$$

откуда для показателя преломления получаем выражение:

$$n = \frac{\sin \varphi_1}{\sin \psi_1} = \frac{\sin \left[\frac{1}{2}(\varepsilon_{мин} + \alpha) \right]}{\sin \left(\frac{1}{2}\alpha \right)}. \quad (1.15)$$

Последняя формула используется для определения показателя преломления стекла, если определены преломляющий угол призмы и угол наименьшего отклонения луча, прошедшего через призму.

1.2 Измерение показателей преломления с помощью рефрактометра Аббе.

К лабораторной работе №3

При измерении показателя преломления методом полного внутреннего отражения образец измеряемого материала приводится в оптический контакт с эталонной призмой из материала с высоким и точно известным показателем преломления n_0 (Рис. 1.2). Свет может направляться как со стороны образца, так и со стороны призмы. В обоих случаях, в определенном и очень узком интервале углов падения пучка лучей на границу раздела образец-призма, в поле зрения наблюдательной зрительной трубы появится граница, разделяющая темный и светлый участки поля, и, соответствующая предельному (или критическому) углу падения луча. 1 - 1', 2 - 2' - ход лучей, при освещении со стороны исследуемого образца. 1 - 1' - предельный луч, соответствующий углу $\varphi_{1пво}$ в материале призмы; 3 - 3', 4 - 4', 5 - 5' - ход лучей при освещении со стороны призмы; 4 - 4' - предельный луч, при падении которого под углом $\varphi_{2пво}$ на границу раздела призма - образец происходит полное внутреннее отражение. n связан с измеряемым углом β между направлением предельного угла и нормалью к грани призмы формулой:

$$n = \sin \alpha \sqrt{n_0^2 - \sin^2 \beta} \pm \cos \alpha \sin \beta$$

где α - преломляющий угол призмы. Точность метода, использующего полное внутреннее отражение, $\sim 10^{-5}$.

имеющимися в жидкости обычной вязкости (например, дипольный момент молекулы воды обладает резонансом в области $\lambda = 1,7 \text{ см}$). Полосы поглощения при частотах $10^{12} - 10^{13} \text{ Гц}$ (инфракрасная область спектра) принадлежат колебаниям ионов в молекулах газов и в решетке кристаллических тел. Наконец, полоса, находящаяся в области $10^{16} - 10^{17} \text{ Гц}$ определяется поглощением связанными электронами.

5. Когерентность волн. (Приложение)

Характер и свойства любого колебательного процесса существенно зависит от условий его возникновения. Например, свет, излучаемый газовым разрядом в виде узкой спектральной линии, может быть близок к монохроматическому. Излучение такого источника складывается из волн, посылаемых различными частицами независимо друг от друга и поэтому с независимыми фазами и амплитудами (спонтанное излучение).

Если сравнить фазы одного и того же колебания в разные моменты времени, разделенные интервалом τ , то при достаточно большом τ , случайное изменение фазы колебания может превысить π . Это означает, что через время τ гармоническое колебание "забывает" свою первоначальную фазу и становится некогерентным "самому себе". Когерентность - (от латинского *cohaerens* - находящийся в связи), согласованное протекание во времени и в пространстве нескольких колебательных или волновых процессов, проявляющихся при их сложении. Колебания называются когерентными, если разность их фаз остается постоянной (или закономерно изменяется) во времени и при сложении колебаний определяет амплитуду суммарного колебания. При сложении двух гармонических колебаний с одинаковой частотой ω , но разными амплитудами A_1 и A_2 и фазами φ_1 и φ_2 образуется колебание той же частоты. Амплитуда результирующего колебания

$$A_p = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2)}$$

может изменяться в пределах от $A_1 + A_2$ до $A_1 - A_2$ в зависимости от разности фаз $\varphi_1 - \varphi_2$. В реальных колебательных процессах амплитуда, частота и фаза колебаний могут непрерывно хаотически изменяться во времени. Если фазы двух колебаний φ_1 и φ_2 изменяются беспорядочно, но их разность $\varphi_1 - \varphi_2$ остается постоянной, то амплитуда суммарного колебания определяется разностью фаз складываемых колебаний, т.е. колебания когерентны. Если разность фаз двух колебаний изменяется очень медленно, то в этом случае колебания остаются когерентными лишь в течение некоторого времени, пока их разность фаз не успела измениться на величину, сравнимую с π .

Для одного и того же колебания с ростом τ когерентность обычно ослабевает постепенно. Для количественной характеристики этого явления вводят функцию $R(\tau)$ называемую функцией корреляции. Результат сложения двух колебаний, полученных от одного источника и задержанных друг относительно друга на время τ , можно представить с помощью $R(\tau)$ в виде:

$$A_p = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2R(\tau)\cos(\bar{\omega}\tau)}$$

где $\bar{\omega}$ - средняя частота колебания. Функция $R(\tau) = 1$ при $\tau = 0$ и обычно спадает до нуля при неограниченном росте τ . Значение τ , при котором $R(\tau) = 0,5$, называется временем когерентности или продолжительностью гармонического цуга. По истечении одного гармонического цуга колебаний он как бы заменяется другим с той же частотой, но с другой фазой.

При спонтанном излучении амплитуда и фаза суммарной волны хаотически меняются с характерным временем, равным времени когерентности. Изменения амплитуды суммарной волны велики: от нуля, когда исходные волны гасят друг друга, до максимального значения, когда соотношение фаз исходных волн благо-

Электронные переходы, связанные с возбуждением внутренних электронов, для всех веществ соответствует величинам ΔE порядка десятков электрон-вольт и расположены в далекой ультрафиолетовой и рентгеновской областях спектра. Действие квантового поглощения накладывается на классическую картину дисперсии и результирующая кривая дисперсии приобретает сложный вид.

Коэффициент поглощения k в области примесного поглощения сравнительно невелик, так как концентрация атомов примеси всегда на несколько порядков меньше концентрации электронов или основных ионов решетки.

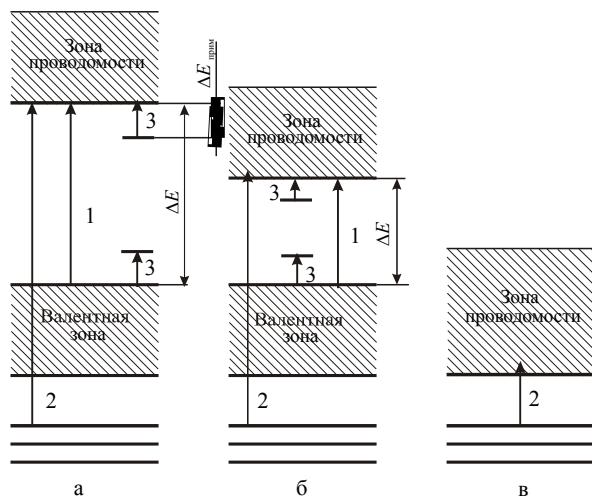


Схема энергетических состояний в диэлектриках (а), полупроводниках (б), и металлах (в):

- В общем случае спектр поглощения веществ может быть представлен областями частот, которые обуславливают тот или иной механизм поглощения. Полоса поглощения, лежащая в области частот 10^8 или 10^{10} Гц, обусловлена диполями,

Рис.1.2

Рис.1.2

В иммерсионном методе исследуемые кристаллики (крупнее 1-2 мкм), погружают в нанесенное на предметное стекло каплю жидкости с известными показателем преломления n . Для сравнения n кристаллика и жидкости пользуются методом Бекке, который заключается в следующем.

Эти явления, в основном, могут быть объяснены с помощью рис 1.3. Если лучи 1, 2, 3, 4, 5 из конденсора K падают сходящимся пучком на границу двух сред с показателем преломления n_1 где $n_1 > n_2$, то луч 3 пройдет вдоль границы раздела без изменения, лучи 1 и 2 преломляются на границе OO и пройдут в среду с показателем преломления n_2 . Луч 5 преломляется на границе и проходит в среду n_2 , а луч 4 испытывает полное внутреннее отражение на границе раздела и в левую среду не попадает. Таким образом, среда с большим показателем преломления n_1 будет освещена сильнее, чем среда с показателем преломления n_2 . Диафрагма DD срезает крайние лучи, ослабляя интенсивность, выходящих справа световых пучков (луч 5), и повышает этим контрастность границы сравнения. Объектив L сводит прошедшие через объект наблюдения лучи в плоскости изображения и дает перевернутое действительное изображение, которое и наблюдается в окуляр. При точной фокусировке плоскость изображения объектива AB проходит как раз через точку C . Если поднять тубус микроскопа, плоскость изображения объектива опустится, и плоскость предмета окуляра пересечет собранный объективом

пучок линий выше точки C на линии $A'B'$. Наблюдателю будет казаться, что на среде с большим показателем преломления есть полоска, которая отодвигается дальше в среду с большим показателем преломления по мере подъема тубуса микроскопа.

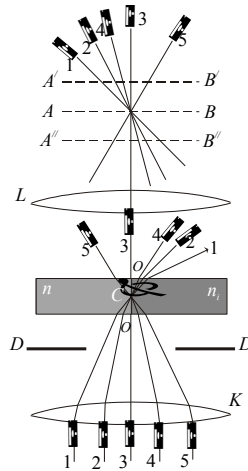


Рис. 1.3

Если опустить тубус микроскопа ниже, то плоскость предмета пересечет пучок ниже точки C по линии $A'B''$ и белая полоска переместится в среду с меньшим показателем преломления. Очевидно, что это поведение наблюдаемой светлой полоски можно использовать в качестве простого и удобного признака, позволяющего установить, имеет ли исследуемое вещество больший или меньший показатель преломления по сравнению с окружающей его средой; т.е. какой (больший или меньший) показатель преломления имеет изучаемый нами кристалл по отношению к жидкости, в которой он находится. При равенстве показателей преломления кристалла и жидкости полоска Бекке исчезает так же, как и изображение краев кристалла, - он становится невидимым. Это явление, однако, возможно только при освещении объекта монохроматическим светом. При освещении белым светом, вследствие различия дисперсии жидкости и кристалла, их показатели преломления могут совпадать только для одной длины волны, для остальных же они остаются различными. При наблюдении в белом свете полоска Бекке может быть окрашена в случае, если показатели преломления жидкости и твердого образца близки и имеется большая разница в дисперсии двух веществ.

Для определения показателя преломления иммерсионным методом применяют иммерсионный набор, состоящий из 98 жидкостей с n от 1,408 до 1,780, а также вода ($n = 1,333$).

1.3. Интерференционный метод определения показателя преломления.

Определение концентрации растворов с помощью интерферометра Рэлея.

К лабораторной работе № 1.

Для каждой молекулы вещества электрический дипольный момент $\vec{p}$, возникающий под влиянием поля, пропорционален эффективному полю $\vec{E}$, т.е.

$$\vec{p} = a\vec{E}' \quad (1.16)$$

Здесь предполагается, что рассматриваемые нами молекулы не полярны, т.е. не

лос поглощения. Из кривых дисперсии видно, что величина $\varepsilon = n^2$ с изменением частоты приобретает как положительные, так и отрицательные значения. При высоких частотах (левая часть кривой дисперсии), где диэлектрическая проницаемость положительна и меньше единицы, а поглощение отсутствует, мы имеем случай, соответствующий рис. 4.2б.

При увеличении длины волны (уменьшением ω) величина ε становится отрицательной. В этой области частот начинается полоса резонансного поглощения. Значение минимума и максимума диэлектрической проницаемости по обе стороны от области резонанса располагаются при частотах, где показатель поглощения μ достигает половины максимального значения.

Резонансная частота колебаний зарядов зависит от их массы и упругой силы связи. Поскольку силы связи у всех веществ примерно одинаковы, положения полос поглощения в спектре определяются, в основном, массой колеблющихся частиц. Так электронные полосы поглощения расположены в коротковолновой (ультрафиолетовой) области спектра, ионное же поглощение проявляется в инфракрасном (ИК) спектре. Ширина полосы ионного поглощения велика даже в наиболее простых кристаллах, что связано с ангармоничностью колебаний решетки. Коротковолновый край ее находится в зависимости от массы ионов в области 5-50 мкм.

В более длинноволновой области оптического спектра диэлектрики и полупроводники не имеют резонансных частот, поэтому они прозрачны. Диэлектрическая проницаемость их уже не испытывает изменений и для большинства твердых веществ равняется статической диэлектрической проницаемости, измеряемой на постоянном токе.

Рассмотренный механизм поглощения предполагает взаимодействие электромагнитной волны (света) с атомами вещества, содержащего два сорта атомов. Предполагается, что колебания атомов совершаются как вынужденные колебания осциллятора с массой m и зарядом e , причем заряд e - это, по сути, заряды ионов, образующих вещество, а m - массы этих атомов. Таким образом, найденные резонансные частоты, которые обуславливают поглощение вещества, связаны с колебаниями атомов как единого целого, и не учитывают возможные состояния электронной подсистемы атомов.

В терминах квантовой теории, процесс поглощения света связан с переходом электронов в поглощающих атомах, ионах, молекулах в вещество с более низких уровней энергии на более высокие. Обратный переход в основное или нижнее возбужденное состояние может совершаться с излучением электромагнитного излучения (фотона) или безизлучательно, или комбинированным путем, причем способ перехода обратно определяет, в какой вид энергии переходит энергия поглощенного света.

В световых пучках очень большой интенсивности поглощение света перестает подчиняться закону Бугера - Ламберта, т.е. коэффициент поглощения становится функцией интенсивности света. Этот эффект может быть обусловлен тем, что очень большая доля поглощающих частиц, перейдя в возбужденное состояние и оставаясь в нем сравнительно долго, теряет способность поглощать свет, что заметно изменяет характер поглощения света средой.

Типичные энергетические схемы состояний электронов в твердых телах и возможные квантовые переходы изображены на рис. 4.3. Переходы электронов из валентной зоны в зону проводимости соответствуют полосе основного поглощения. Длинноволновую границу ее $\lambda_{тр}(\text{мкм})$ можно найти, зная ширину запрещенной зоны $\Delta E(\text{эВ})$: $\lambda = \frac{1,24}{\Delta E}$.

Величины $\lambda_{тр}$ диэлектриков лежат в ультрафиолетовой области спектра, т.к. ширина запрещенной зоны большинства диэлектриков лежит в пределах 5-11 эВ. Полоса основного поглощения полупроводников обычно захватывает видимую и ближнюю инфракрасную области спектра. Так ширина запрещенной зоны в германии составляет 0,67 эВ, а граничная длина волны равна 1,85 мкм.

$$n = 1 + \sum_i \frac{2\pi e^2}{m_i} \cdot \frac{N_i}{\omega_i^2 - \omega^2}.$$

При $\omega \rightarrow \infty$ второй и третий члены в (4.15) отрицательны, и n^2 стремится к единице со стороны значений $n^2 < 1$. Это соответствует левой части кривой дисперсии (Рис. 4.2). С уменьшением частоты и приближением ω к первой резонансной частоте значение n^2 уменьшается. При $\omega = \omega_1$ величина n^2 обращается в $\pm\infty$. При дальнейшем уменьшении частоты (если бы в (4.15) не было третьего

члена), значение n^2 стремилось бы к величине $1 + \frac{4\pi N_1 e^2}{m_1 \omega^2} = 1 + \Delta n_1^2$, изображенной

на рис. 4.2 пунктиром. Однако наличие следующей резонансной частоты снова обращает n^2 в $\pm\infty$. Если вещество не имеет других резонансных частот, значение n^2 стремится к величине

$$n^2 = 1 + \frac{4\pi N_1 e_1^2}{m_1 \omega^2} + \frac{4\pi N_2 e_2^2}{m_2} = 1 + \Delta n_1^2 + \Delta n_2^2$$

равной значению статической диэлектрической проницаемости вещества ϵ_∞ .

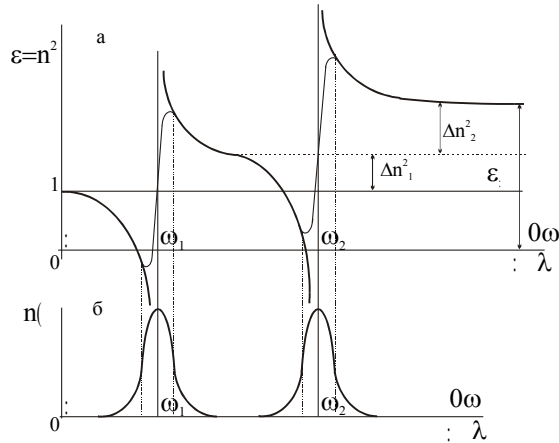


Рис. 4.2

Рассмотрение областей резонанса на частотах ω_1 и ω_2 в уравнениях дисперсии (4.13) и (4.14) с учетом потерь приводит к тому, что исчезают разрывы в кривой $n^2(\omega)$, при $\omega = \omega_i$. Это показано тонкими линиями на рис. 4.2. Вблизи резонансных частот величина показателя поглощения $n\kappa$ приобретает большое значение, что указывает на существование областей поглощения (рис. 4.2б).

Удаленные от полос поглощения участки кривой дисперсии, где показатель преломления уменьшается с ростом длины волны, называют областями нормальной дисперсии. Участки внутри полос поглощения, где кривая дисперсии имеет обратный ход, носят название аномальной дисперсии. Эти названия имеют историческое происхождение: до создания теории дисперсии было известно из эксперимента и считалось нормальным, что с ростом длины волны показатель преломления падает. Вблизи резонансных частот вещества непрозрачны, поэтому аномальную дисперсию удается наблюдать экспериментально только на крыльях по-

обладают постоянным дипольным моментом в отсутствии поля. В этом случае a будет представлять среднюю поляризуемость, а так как $\bar{p}$ имеет размерность $[el]$, $\bar{E}$ - размерность $[el^{-2}]$ (e - заряд, l - длина), то a будет иметь размерность $[l^3]$, т.е. размерность объема.

Если N - число молекул в единице объема, то полный электрический момент $\bar{p}$ единицы объема будет равен

$$\bar{p} = N\bar{p} = Na\bar{E}'. \quad (1.17)$$

Исключая $\bar{E}'$ из уравнений (1.16) и (1.17) получим (учитывая что,

$$\bar{E}' = \bar{E} + \frac{4\pi}{3} \bar{p}, \quad (1.18)$$

где $\bar{E}$ - среднее, или наблюдаемое поле, а $\bar{p} = \eta \bar{E}$, где η - диэлектрическая восприимчивость), формулу в явном виде для η :

$$\eta = \frac{Na}{1 - \frac{4\pi}{3} Na}. \quad (1.19)$$

Учитывая связь диэлектрической восприимчивости с диэлектрической проницаемостью,

$$\epsilon = 1 + 4\pi\eta \quad (1.20)$$

находим:

$$\epsilon = \frac{1 + \frac{8\pi}{3} Na}{1 - \frac{4\pi}{3} Na}. \quad (1.21)$$

В свою очередь из (1.21) можно получить зависимость средней поляризуемости от ϵ и N или, (если использовать соотношение Максвелла $\epsilon = n^2$) от n и N , а именно:

$$a = \frac{3}{4\pi N} \cdot \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} = \frac{3}{4\pi N} \cdot \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2}. \quad (1.22)$$

Выражение (1.22) называется формулой Лорентц - Лоренца, которая служит мостом, связывающим феноменологическую теорию Максвелла с теорией атомного строения вещества.

Вместо средней поляризуемости a часто пользуются другой величиной A , называемой молекулярной рефракцией (в случае одноатомных веществ она называется атомной рефракцией). Это, по существу, полная поляризуемость моля вещества, определяемая как

$$A = \frac{4\pi}{3} N_m a \quad (1.23)$$

Здесь $N_m = 6.02 \cdot 10^{23}$ моль⁻¹ - число Авогадро.

Если W - молекулярный вес, ρ - плотность, P - давление и T - абсолютная температура, то молекулярный объем равен

$$\frac{N_m}{N} = \frac{W}{\rho} = \frac{RT}{P}. \quad (1.24)$$

Следовательно, молекулярную рефракцию можно записать в двух формах

$$A = \frac{W}{\rho} \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{RT}{\rho} \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \quad (1.25)$$

Величину $\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = R$ называют рефракцией. Выражение (1.25) показывает, что A имеет размерность и порядок величины молярного объема. Для газа n^2 почти равно единице, так что

$$a \approx \frac{n^2 - 1}{4\eta N}, \quad A \approx \frac{RT}{\rho} \frac{n^2 - 1}{3} \quad (1.26)$$

Формула (1.25) дает в явном виде зависимость показателя преломления от плотности вещества для монохроматического света. Она должна выполняться при изменении плотности, при условии сохранения изотропии. В случае газов действительно обнаруживается, что $n^2 - 1$ и ρ почти пропорциональны друг другу, как это следует из (1.26). И даже при высоком давлении, когда n заметно отличается от единицы, молярная рефракция остается по существу постоянной, что видно из таблицы 1.

Таблица 1.1. Молекулярная рефракция воздуха при температуре около 14,5°C для различных давлений (D – линия натрия).

Давление, атм.	n	A
1.00	1.0002929	4.606
42.13	1.01241	4.661
96.16	1.02842	4.713
136.21	1.04027	4.743
176.27	1.05213	4.772

Оказывается, что молекулярная рефракция остается также практически постоянной и при конденсации газа в жидкость.

Используя (1.25), можно показать, что молекулярная рефракция смеси двух веществ в хорошем приближении равна сумме вкладов от каждого вещества, т.е. подчиняется правилу аддитивности. Таким образом, если смешиваются две жидкости с рефракциями A_1 и A_2 и если единичный объем первой жидкости содержит N_1 молекул, а второй – N_2 молекул, то молекулярная рефракция смеси будет равна

$$A = \frac{N_1 A_1 + N_2 A_2}{N_1 + N_2}, \quad (1.27)$$

где N_1 и N_2 – количество атомов двух сортов, составляющих молекулу, а A_1 и A_2 их рефракции. Эта формула также довольно хорошо согласуется с экспериментом.

Приведенные выше формулы справедливы для монохроматического света. Однако показатель преломления вещества зависит от длины волны. Изменение показателя преломления от длины волны составляет явление дисперсии. Для адекватного описания дисперсии необходимо сильно углубиться в теорию атомного строения материи. Но можно дать упрощенную модель диспергирующей среды, используя один или два основных результата, касающихся структуры молекул.

Предполагая, что вклад взаимодействия электромагнитной волны с атомом определяется, в основном, взаимодействием с электронной подсистемой и рас-

$$E(z) = E(0)e^{i\omega t} e^{-\frac{\omega z}{v}},$$

Где $v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon'}}$ – скорость распространения волны в среде; c – скорость света в вакууме; ϵ' – комплексная диэлектрическая проницаемость, равная

$$\epsilon' = \epsilon + i \frac{2\delta}{v}; \quad (4.10)$$

ϵ – диэлектрическая проницаемость; δ – диэлектрическая проводимость среды. Величина ϵ' связана с показателем преломления n и поглощением $n\kappa$ следующим образом: $\sqrt{\epsilon'} = n + i n\kappa$.

При прохождении электромагнитного излучения (световой волны) через среду, содержащую N зарядов, возникает поляризация, (каждый заряд e вносит в поляризацию электрический дипольный момент $p = er$), причем, поляризация объема единицы равна

$$P = Np = Ner = NaE \quad (4.11)$$

a связана с диэлектрической проницаемостью вещества ϵ' формулой Лоренца-Лоренца:

$$a = \frac{3}{4\pi N} \cdot \frac{\epsilon' - 1}{\epsilon' + 2} \quad (4.12)$$

Используя выражение (4.10), (4.11), (4.12) и уравнение вынужденных колебаний осциллятора с массой m и зарядом e можно получить выражение, связывающее ϵ' с частотой ω . Разделяя в нем мнимую и действительную части, можно прийти к уравнениям дисперсии, которые в общем виде записываются так:

$$\epsilon = n^2(1 - \kappa^2) = 1 + 4\pi \sum_i \frac{N_i \frac{e_i^2}{m_i} (\omega_i^2 - \omega^2)}{(\omega_i^2 - \omega^2)^2 + \gamma_i^2 \omega^2} \quad (4.13)$$

$$n^2 \kappa = 2\pi \sum_i \frac{N_i \frac{e_i^2}{m_i} \gamma_i \omega}{(\omega_i^2 - \omega^2)^2 + \gamma_i^2 \omega^2} \quad (4.14)$$

Суммирование в (4.13) и (4.14) проводится по всем сортам i заряженных частиц, которые могут совершать колебания в рассматриваемом веществе.

Проанализируем полученную зависимость величин n и $n\kappa$ от частоты. Положим, что в веществе могут колебаться лишь два сорта заряженных частиц с резонансными частотами ω_1 и ω_2 . Сначала будем считать, что потери энергии отсутствуют т.е. $\gamma = 0$. Тогда из уравнения (6) получаем

$$\epsilon = n^2 = 1 + \frac{4\pi N_1 e_1^2}{m_1(\omega_1^2 - \omega^2)} + \frac{4\pi N_2 e_2^2}{m_2(\omega_2^2 - \omega^2)} \quad (4.15)$$

Выражение (8) является дисперсионной формулой Зельмейера. Если величина n мало отличается от единицы, то $n^2 - 1 \approx 2(n - 1)$. Тогда формулу дисперсии можно записать в виде

том в 1760 году. Чем больше коэффициент поглощения K , тем сильнее поглощается свет.

При $l = 1/k$ по (4.6):

$$w = \frac{w_0}{e} \cong \frac{w_0}{2,72}. \quad (4.7)$$

Таким образом, слой, толщина которого равна $1/k$, обладает плотностью потока энергии в 2,72 раза меньше, чем падающий поток.

Опыт показывает, что при поглощении света веществами, растворенными в прозрачном растворителе, поглощение пропорционально числу поглощающих молекул на единицу длины пути светового луча в растворе. Так, как число молекул, приходящихся на единицу длины, пропорционально концентрации раствора C , то коэффициент поглощения k пропорционален C , откуда можно положить $k = \alpha C$, правило Бейера где, α - новый постоянный коэффициент, не зависящий от концентрации раствора, а определяемый лишь свойствами молекул поглощающего вещества. Подставляя это значение k в формулу поглощения k (4.6), получим

$$w = w_0 e^{-\alpha C l} \quad (4.8)$$

Утверждение, что коэффициент α не зависит от концентрации раствора, носит название закона Бугера – Ломберта - Бейера. Этот закон выполняется при условии, что наличие соседних молекул не меняет свойства каждой данной молекулы, т.е. для слабо концентрированных растворов. При значительных концентрациях раствора взаимное влияние молекул сказывается, и тогда закон Бугера – Ломберта - Бейера перестает выполняться. В тех случаях, когда он имеет место, соотношение (4.8) позволяет определить концентрацию раствора по степени поглощения света.

В оптической спектроскопии, для характеристики степени поглощения света веществом пользуются оптической плотностью D , являющейся мерой непрозрачности слоя вещества толщиной l для световых лучей и характеризует ослабление оптического излучения в слоях различных веществ (красителях, светофильтрах, растворах, газах и т. д.). Для не отражающего слоя оптическая плотность равна:

$$D = \lg \frac{I_0}{I} = k_\lambda l \quad (4.9)$$

где I – интенсивность излучения, прошедшего поглощающую среду; I_0 – интенсивность излучения, падающего на поглощающую среду; k_λ - показатель поглощения среды для излучения с длиной волны λ , связанный с удельным показателем поглощения α_λ в законе Бугера – Ламберта – Бейера соотношением $k_\lambda = 2,303\alpha_\lambda$. Оптическая плотность может быть определена и как логарифм величины, обратный коэффициенту пропускания τ слоя вещества: $D = \lg(1/\tau)$. Введение оптической плотности удобно при вычислениях, т.к. она меняется на несколько единиц, тогда как величина I_0/I может для различных образцов и на различных участках спектра изменяться на несколько порядков.

Величина поглощаемой веществом энергии и спектральная область, в которой происходит поглощение, определяются свойствами и составом вещества. Возбуждающий свет может поглощаться самим веществом (основная или фундаментальная полоса поглощения), активаторами (примесное поглощение) и, в случае твердого вещества, структурными дефектами, характеризующие несовершенство кристаллического строения (добавочное поглощение).

Из уравнений Максвелла следует, что напряженность электрического поля плоской монохроматической волны с круговой частотой $\omega = 2\pi\nu$, распространяющейся в среде в направлении оси, например, оси z , изменяется по закону

считывая это взаимодействие как взаимодействие гармонического осциллятора с собственной частотой ω_0 , на который действует вынуждающая сила с частотой ω , можно получить зависимость изменения показателя преломления от частоты. Тогда формула (1.25) переписывается в виде:

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{4\pi}{3} \frac{Ne^2}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} = \frac{4\pi}{3} Na = A, \quad (1.28)$$

где n - показатель преломления вещества;

N - число диполей в единице объема;

e и m - заряд и масса частицы совершающей колебание;

$$a = \frac{e^2}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} - \text{поляризуемость молекулы.}$$

Из выражения (1.28) можно заключить, что амплитуда и фаза вынужденных колебаний будут зависеть от соотношения между ω и ω_0 . В области частот $\omega \cong \omega_0$ амплитуда вынужденных колебаний велика, и в спектре вещества наблюдается поглощение с $\lambda = \lambda_0$. В спектральной области, далекой от поглощения, т.е. в области частот $\omega \ll \omega_0$ или $\omega \gg \omega_0$, амплитуда возбуждаемых колебаний велика.

Для газа $n \cong 1$ и поэтому мы можем положить в выражении (1.28) $n^2 + 2 \sim 3$; тогда

$$n^2 - 1 \approx 4\pi Na = \frac{4\pi Ne^2}{m(\omega_0^2 - \omega^2)}. \quad (1.29)$$

Из выражения (1.29) видно, что n растет с увеличением частоты от 0 до ω_0 . Говорят, что в этом случае имеет место нормальная дисперсия.

Формулу (14) можно переписать в виде:

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \cdot \frac{1}{\rho} = r = \text{const}, \quad (1.30)$$

где ρ - плотность вещества, а r - называется удельной рефракцией данного вещества.

Так как рефракция подчиняется правилу аддитивности, то и показатель преломления смеси жидкостей подчиняется этому правилу. Если выражать молярную концентрацию C в зависимости от Δn , то во многих случаях эта зависимость линейна:

$$C = K \Delta n, \quad (1.31)$$

где $K = \frac{1000\rho_1}{M(n_1 - n_0)}$, а $\Delta n = (n - n_0)$;

Δn - разность показателей преломления раствора и чистой жидкости;

n_1 - показателя преломления примеси;

n_0 - показателя преломления чистой жидкости (растворителя);

ρ_1 - плотность смеси;

M - молекулярный вес примеси;

n - показатель преломления раствора.

Из формулы (1.31) видно, что показатель преломления смеси линейно зависит от концентрации C вещества с показателем n_1 в растворе.

В большинстве случаев полного соответствия правилу аддитивности не существует, и зависимость Δn от C находится путем построения калибровочных кривых.

Для измерения Δn используется интерферометр Рэлея, устройство которого основано на схеме интерференционного опыта Юнга. В опыте Юнга лучи от вто-

ричных источников S_1 и S_2 имеют наибольшую интенсивность в направлении геометрических лучей от первичного источника S и за экраном расходятся. Но с помощью линзы, поставленной перед отверстиями (или щелями), их можно свести в точку O , сопряженную относительно линзы с источником S (рис.1.4). Тогда интенсивность интерференционной картины вблизи O увеличится, и можно наблюдать интерференционные полосы на отверстиях (или щелях) S_1 и S_2 , находящихся значительно дальше друг от друга. Расстояние между соседними светлыми полосами по прежнему равно $\alpha\lambda_0/nd$ (см. опыта Юнга), и согласно принципу равенства оптического пути, полоса нулевого порядка будет располагаться в O .

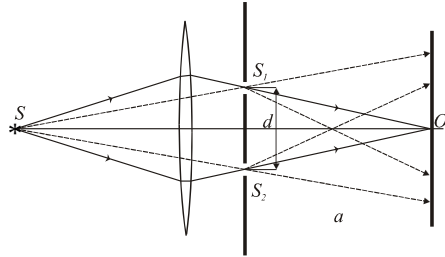


Рис.1.4

Если прозрачная пластинка толщиной l с показателем преломления n' помещена в пучок света, идущий от S_2 , то оптическая длина пути SS_2O увеличится на $(n' - n)l$ и порядок интерференции в точке O изменится на величину

$$\Delta m = \frac{(n' - n)l}{\lambda_0}.$$

Измеряя Δm , l и λ_0 , можно определить разность $(n' - n)$ между показателями преломления пластинки и окружающей среды. На этом основано устройство интерферометра Рэлея, применяемого для точных измерений показателей преломления газов и слабых растворов жидкостей.

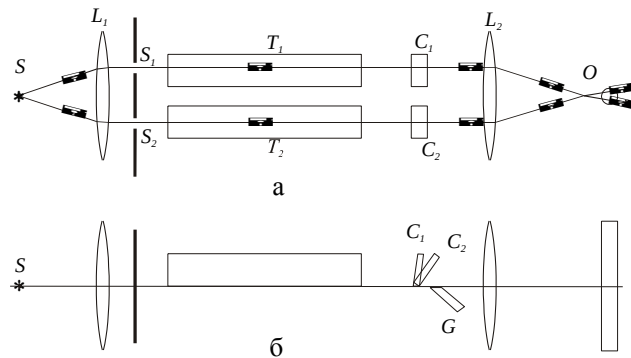


Рис. 1.5

Схема модели прибора показана на Рис.1.5. Свет от щели S коллимируется линзой L_1 и затем попадает на две другие щели S_1 и S_2 , параллельные S . Параллельные пучки света от S_1 и S_2 проходят через юветы T_1 и T_2 и собираются линзой L_2 (Рис. 1.5а), в фокальной плоскости которой образуются интерференцион-

но тем, что проходящая световая волна возбуждает вынужденные колебания всех электронов атома. На поддержание колебаний электронов идет энергия, которая затем переходит в энергию других видов.

Поглощение света можно в общих чертах описать с энергетической точки зрения, не входя в детали механизма взаимодействия световых волн с атомами и молекулами поглощающего вещества.

Пусть через однородное вещество распространяется пучок параллельных лучей (Рис.4.1). Выделим в этом веществе бесконечно тонкий слой толщиной dl , ограниченный параллельными поверхностями, перпендикулярными к направлению света. Плотность потока энергии w уменьшается при прохождении лучей через этот слой на величину $-dw$. Естественно положить это уменьшение $-dw$ пропорциональным значению самой плотности потока энергии в данном поглощающем слое и его толщине dl :

$$-dw = kw dl \quad (4.1)$$

Коэффициент k определяется свойствами поглощающего вещества, он носит название коэффициента поглощения. Постоянство коэффициента k указывает на то, что в каждом слое поглощается одна и та же доля потока, дошедшего до слоя.

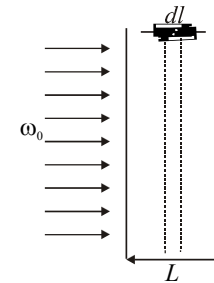


Рис. 4.1

Для получения закона убывания плотности потока энергии в слое конечной толщины l , перепишем выражение (4.1) в виде

$$\frac{dw}{w} = -k dl, \quad (4.2)$$

а за тем интегрируя его в пределах толщины от 0 до l , получим:

$$\int \frac{dw}{w} = -k \int_0^l dl. \quad (4.3)$$

Пусть в начале слоя ($l = 0$) плотность потока равна w_0 . Обозначим через w то значение, которое она образует, когда поток пройдет толщу вещества l . Тогда в результате интегрирования получим:

$$\ln w - \ln w_0 = -kl \quad (4.4)$$

или

$$\ln \frac{w}{w_0} = -kl, \quad (4.5)$$

откуда

$$w = w_0 e^{-kl} \quad (4.6)$$

Этот закон был экспериментально установлен 1729 году французским физиком П. Бугером и впоследствии теоретически выведен немецким ученым И. Ламбер-

чения имеет сероуглерод и некоторые сорта стекла ($0',04 - 0',09$ град/А·см). Способность вращать плоскость поляризации в магнитном поле обнаруживают как твердые прозрачные вещества, так и жидкости, и газы.

Если вещества обладают естественной оптической активностью, то при внесении их в магнитное поле их естественная способность вращать плоскость поляризации складывается со способностью вращать, возникшей под влиянием магнитного поля. Различные вещества вращают плоскость поляризации в различных направлениях. Правовращающими, или положительными, называются вещества, поворачивающие плоскость поляризации вправо для наблюдателя, смотрящего вдоль магнитного поля, при этом направление напряженности магнитного поля от

⁴Этот закон установлен французским физиком Ж.Б. Био в 1815 г.

наблюдателя. Вещества, вращающие в направлении, противоположном указанному, называются левовращающими, или отрицательными.

Отрицательные вещества всегда содержат в своем составе парамагнитные атомы. Сами же парамагнитные вещества не всегда отрицательны. Направление вращения для каждого данного вещества определяется лишь направлением магнитного поля и не зависит от направления распространения света. Этим магнитное вращение отличается от естественного, для которого направление вращения зависит от того, наблюдается ли оно вдоль или навстречу пучку света. Как было отмечено, луч света, прошедший дважды через естественно вращающее вещество: один раз в одном направлении, а другой – в направлении ему противоположном, не поворачивает плоскости поляризации. Для магнитного вращения угол поворота возрастает при прохождении вращающего вещества многократно. Это обстоятельство позволяет увеличить угол поворота при магнитном вращении, заставив свет многократно отразиться внутри вращающего вещества. Величина магнитного вращения зависит от длины волны, так что коэффициент k для данного вещества имеет несколько различные значения для различных длин волн.

Явление магнитного вращения плоскости поляризации вызвано той прецессией, которую при наличии внешнего магнитного поля испытывают электроны, входящие в состав атомов или молекул вещества. В результате такой прецессии вещество приобретает разные значения коэффициентов преломления для лучей, поляризованных по кругу против часовой стрелки и по часовой стрелке. Благодаря этому скорость распространения лучей, поляризованных по кругу, в разных направлениях становится разной. Последнее обстоятельство приведет к повороту плоскости поляризации. Явление магнитного вращения плоскости поляризации тесно связано с явлением Зеемана, которое сводится к изменению частоты испускаемого или поглощенного атомами света под влиянием магнитного поля.

4. Поглощение света

К лабораторной работе №4

Свет, проходя через любую среду, в той или иной мере в ней поглощается. Обычно поглощение носит селективный характер, т.е. свет различных длин волн поглощается различно. Так как длина волны определяет цвет света, то, следовательно, лучи разных цветов, вообще говоря, поглощаются в данной среде по-разному. Прозрачными неокрашенными телами являются тела, дающие малое поглощение света всех длин волн, относящихся к интервалу видимых лучей. Цветными прозрачными телами являются тела, обнаруживающие селективность поглощения в пределах видимых лучей. Например «красным» является стекло, слабо поглощающее красные и оранжевые лучи и сильно поглощающие зеленые, синие и фиолетовые. Если на такое стекло падает белый свет, представляющий собой смесь волн различных длин, то через него пройдут лишь более длинные волны, вызывающие ощущение красного цвета, более же короткие волны будут поглощены. При освещении того же стекла зеленым или синим светом, оно покажется «черным», так как оно поглощает эти лучи.

С точки зрения теории упруго связанных электронов поглощение света вызва-

ные полосы, параллельные щелям. Помещение кювет в пучки света заставляет конструктивно значительно увеличить расстояние между щелями S_1 и S_2 , вследствие чего интерференционные полосы располагаются тесно, и для их наблюдения требуется большое увеличение. Ширина щели S также не может быть большой, поэтому яркость картины невелика. Так как увеличение требуется только в направлении перпендикулярном полосам, то для этой щели хорошо подходит цилиндрический окуляр в виде тонкой стеклянной палочки с длинной осью, параллельной полосам. Картина, рассматриваемая таким образом, значительно ярче, чем при использовании сферического окуляра. Применение цилиндрического окуляра имеет еще и другое важное преимущество, позволяя получить вторую фиксированную систему полос с таким же расстоянием между полосами как и у главной, но образованную светом от источников S_1 и S_2 , проходящим ниже кювет (Рис. 1.5б). Вторая система полос может служить шкалой для отсчета. С помощью стеклянной пластинки G эту шкалу смещают по вертикали так, чтобы ее верхний край соприкасался с нижним краем главной системы. Резкая линия раздела между ними – это край пластинки G , наблюдаемый через линзу L_2 . Следовательно, определение смещения главной системы полос, обусловленного изменением оптических путей в кюветах T_1 и T_2 , целиком зависит от остроты зрения глаза, которая достаточно велика, и таким способом можно обнаружить смещения, примерно равные $1/40$ порядка. Случайные смещения в оптической системе также становятся менее существенными, так как оказываются одновременно на обеих системах полос.

На практике удобнее компенсировать оптическую разность хода, а не считать полосы. Это делается следующим образом: свет, выходящий из кювет, проходит через тонкие стеклянные пластинки, одна из которых – C_1 неподвижна, а другая – C_2 – может вращаться вокруг горизонтальной оси, что позволяет плавно изменять оптическую длину пути света, выходящего из S_2 . Такой компенсатор калибруется в монохроматическом свете для того, чтобы определить величину поворота пластинки, соответствующую смещению на один порядок в главной системе полос. В этом случае система полос служит нуль индикатором равенства оптических путей SS_1O и SS_2O . Работа с прибором происходит следующим образом. Устанавливают обе кюветы с определенным веществом (растворителем), и в белом свете с помощью компенсатора совмещают полосы главной системы и шкалы. Затем заполняют одну из кювет исследуемым раствором и совмещают, используя компенсатор, нулевые порядки. Разница между двумя установками компенсатора позволяет определить, по его калибровке, Δm в главной системе полос, вызванное присутствием раствора в кювете. Показатель преломления этого вещества n' находят по формуле:

$$n' - n = \frac{\lambda}{l} \cdot \Delta m$$

где l – длина кюветы. При обычных значениях $l = 80$ мм и $\lambda_0 = 5500$ Å и точности установки $1/15$ ширины полосы можно обнаружить изменение $(n' - 1)$ около 10^{-7} .

Таким образом, имея набор растворов известной концентрации, можно построить градуировочный график для определенной пары кювет. По этому графику можно определить неизвестную концентрацию, измерив соответствующую разность хода на интерферометре.

2. Изучение явлений интерференции и дифракции света.

2.1 Интерференция света. (Кольца Ньютона).

К лабораторной работе №8
Особый исторический интерес представляет случай интерференции, наблюдаемый Ньютоном и который носит название колец Ньютона. Поскольку Ньютон еще не знал интерференции волн, он не смог дать точного объяснения наблюдаемого им явления и допустил существование “приступов легкого отражения и лег-

кого прохождения света". В современной литературе кольца Ньютона являются примером интерференционных полос равной толщины. Кольца Ньютона возникают при освещении плоско выпуклой линзы, имеющей очень большой радиус кривизны, расположенной на плоской пластинке; они являются результатом интерференции лучей, отраженных от нижней поверхности линзы, и лучей, отраженных от верхней поверхности плоской пластинки. Схематический чертеж

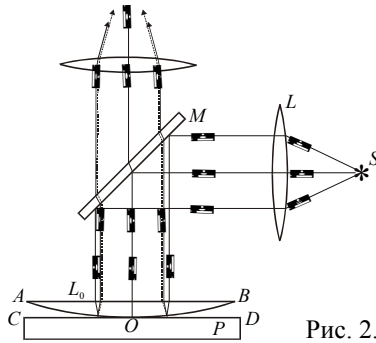


Рис. 2.1

установки для наблюдения колец Ньютона представлен на рис. 2.1.

Лучи от источника света S преобразуются линзой L в параллельный пучок и падают на плоское полупрозрачное зеркало M , отражающее часть лучей источника к линзе L_0 , имеющей очень большой радиус кривизны.

Вторая часть лучей проходит через полупрозрачный слой пластинки M и не играет роли в рассматриваемом явлении. Линза L_0 расположена на плоской поляризованной пластинке P . Между линзой L_0 и пластинкой P имеется тонкий воздушный зазор. Лучи света, падающие вертикально в точку O соприкосновения линзы и пластинки, отражаются по тому же направлению. Вследствие отсутствия полного соприкосновения линзы и пластинки, между ними остается еще тончайший воздушный слой, толщина которого значительно меньше длины световой волны, поэтому отражение около точки O происходит как от нижней поверхности линзы AOB , так и от поверхности пластинки COD ; первое отражение происходит на границе перехода от более плотной среды к менее плотной и потому не сопровождается изменением фазы световой волны; наоборот, отражение от поверхности CD , как от оптически более плотной, сопровождается изменением фазы на обратную. Поэтому, в отраженных лучах в центральной точке O будет минимум интенсивности. Лучам, падающим на линзу L_0 на некотором расстоянии от точки O , приходится проходить между линзой L_0 и пластинкой P слой воздуха, толщину которого обозначим через d (рис.2.2). Если радиус линзы L_0 велик, а наклон дуги AOB мал, то с достаточным приближением можно считать совпадающим направление лучей, отраженных от AOB , с направлением лучей, отраженных от COD . Считая коэффициент преломления воздуха $n = 1$, разность хода Δ лучей, прошедших воздушный зазор будет

$$\Delta = 2dn + \frac{\lambda}{2} = 2d + \frac{\lambda}{2}. \quad (2.1)$$

Знак плюс перед $\frac{\lambda}{2}$ берется потому, что потеря полу волны происходит при отражении на границе воздушной прослойки со стеклянной поверхностью CD . Условием образования световых интерференционных полос будет соотношение:

$$\Delta = 2d + \frac{\lambda}{2} = k\lambda, \quad (2.2)$$

где k - целое число.
Как следует из рис. 2.2

Это новое положение будет повернуто относительно предыдущего на угол:

$$\Delta\varphi = \varphi' - \varphi'' = 2\pi\left(\frac{1}{\lambda'} - \frac{1}{\lambda''}\right). \quad (3.1)$$

Результирующий вектор $\vec{OA}$ займет также новое положение $\vec{OA}_1$, повернутое относительно $\vec{OA}$ на угол:

$$\Delta\psi = \frac{\Delta\varphi}{2} = \pi\left(\frac{1}{\lambda'} - \frac{1}{\lambda''}\right). \quad (3.2)$$

Введя коэффициенты преломления n' и n'' для лучей, поляризованных по кругу вправо и влево, тогда $\lambda' = \frac{\lambda_0}{n'}$ и $\lambda'' = \frac{\lambda_0}{n''}$, где λ_0 - длина волны рассматриваемого света в пустоте. Подставляя значения λ' и λ'' в предыдущее выражение найдем:

$$\Delta\psi = \pi \frac{l}{\lambda_0} (n' - n''). \quad (3.3)$$

Таким образом, угол поворота плоскости поляризации $\Delta\psi$ определяется разностью коэффициентов преломления n' и n'' лучей, право- и лево поляризованных по кругу.

Наряду с кристаллами, существуют и жидкости, которые также обладают способностью вращать плоскость поляризации. К числу таких жидкостей принадлежат скипидар, водный раствор сахара, раствор виннокаменной кислоты и т.д.. Последняя встречается в двух модификациях - право- и левовращающей. Для растворов имеет место следующие законы: угол вращения $\Delta\psi$ прямо пропорционален толщине l слоя раствора и концентрации C активного вещества:

$$\Delta\psi = acl.$$

Величина a зависит от рода вещества; она носит название постоянной вращения⁴. Все вещества, активные в аморфном состоянии (расплавленные или в виде растворов), активны и в виде кристаллов, хотя постоянная вращения a в обоих этих состояниях может быть различной. Наоборот, ряд веществ, неактивных в аморфном состоянии - активном в кристаллическом состоянии. Отсюда следует, что способность вращать плоскость поляризации может определяться как строением молекул, так и расположением молекул и атомов в кристаллической решетке. Таким образом, вращение плоскости поляризации объясняется наличием анизотропных молекул, не имеющих ни центра симметрии, ни плоскости симметрии.

Вещества, не обладающие естественной способностью вращать плоскость поляризации, приобретают такую способность под влиянием внешнего магнитного поля. Явление вращения плоскости поляризации было открыто в 1846 году Фарадеем, причем это открытие явилось следствием длительных попыток Фарадея найти связь между световыми и магнитными явлениями.

Магнитное вращение плоскости поляризации происходит при распространении света в прозрачном веществе вдоль линий напряженности магнитного поля. Угол поворота ψ плоскости поляризации пропорционален длине пути l света в веществе, находящемся в магнитном поле, и напряженности магнитного поля H :

$$\psi = kH;$$

коэффициент k характеризует способность данного вещества вращать в магнитном поле плоскость поляризации. Этот коэффициент носит название постоянной Верде, а закон вращения плоскости поляризации веществом в магнитном поле - законом Верде, по имени французского математика М. Верде, наиболее полно исследовавшего законы магнитного вращения. Численные значения постоянной Верде невелики и составляют 0',01 - 0',02 град/А·см; сравнительно большие зна-

грань AC . Коэффициенты преломления необыкновенного луча меньше коэффициента преломления канатского балласта, поэтому он не может испытывать полного внутреннего отражения и проходит сквозь вторую призму. Таким образом, через обе призмы проходит лишь один – необыкновенный луч. Обыкновенный луч может быть поглощен зачерненной поверхностью оправы призмы. Призма Николя пропускает полностью поляризованный свет в пучках с углом расхождения до 29° . В сечении призма имеет вид ромба. В прошедшем свете электрический вектор колеблется в направлении, параллельном кратной диагонали ромба (б).

зации $\Delta\psi$ пропорционален толщине пластинки. Если смотреть навстречу лучу, то плоскость поляризации, для данного кристалла повернута в определенном направлении: по часовой стрелке (направо) или против часовой стрелки (налево). При повороте пластинки на 180° это направление вращения сохраняется неизменным. Поэтому, если заставить луч пройти через кристаллическую пластинку, обладающую способностью вращать плоскость поляризации вдоль оптической оси, а затем, отразив нормально от зеркала, пропустить его через ту же пластинку в обратном направлении, то плоскость поляризации не будет повернута.

Вещества, вращающие направо, носят название правовращающих, а вращение налево – левовращающих. Кристаллы кварца встречаются в двух разновидностях – правовращающие и левовращающие. Право – и левовращающие кристаллы кварца отличаются своей внешней кристаллической формой. Одни из них являются зеркальным отображением других; такие две формы носят название в кристаллографии энантиоморфных.

Френель показал, что вращение плоскости поляризации может быть объяснено, если допустить, что лучи, поляризованные по кругу с правым и левым направлением вращения, распространяются в кристалле с различной скоростью. Как известно, прямолинейное гармоническое колебательное движение можно разложить на два круговых, происходящих с той же частотой, но в обратных направлениях.

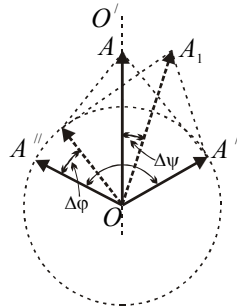


Рис. 3.9

Пусть направление OO' (Рис. 3.9) представляет собой направление колебания в падающей на кристалл плоско поляризованной волне. Вектор амплитуды колебаний $\vec{OA}$ разложим на два вектора $\vec{OA'}$ и $\vec{OA''}$, из которых первый вращается направо, а второй – налево. Если скорости распространения круговых колебаний в кристалле разные, то после того, как свет пройдет толщину кристалла l , круговое колебание $\vec{OA'}$ отстанет по фазе на угол $\phi' = 2\pi \frac{l}{\lambda'}$, а колебание $\vec{OA''}$ – на угол $\phi'' = 2\pi \frac{l}{\lambda''}$; здесь λ' и λ'' – длины волн в кристалле, соответствующие обоим видам колебаний.

Предположим, что толщина пластинки такова, что угол ϕ' кратен 2π . Тогда вектор $\vec{OA'}$ займет снова свое прежнее положение, вектор же $\vec{OA''}$, для которого $\phi'' \neq \phi'$, займет некоторое новое положение, отмеченное на рис.3.9 пунктиром.

$$R^2 = (R - d)^2 + r^2 \approx R^2 - 2Rd + r^2 \quad (2.3)$$

где R – радиус кривизны линзы, r – радиус окружности, всем точкам которой соответствует одинаковый зазор d . (Ввиду малости d мы пренебрегли величиной d^2 по сравнению с $2Rd$). Тогда из (2.3) получаем:

$$d = \frac{r^2}{2R}. \quad (2.4)$$

Подставляя (2.4) в (2.1) получим

$$\Delta = \frac{r^2}{R} + \frac{\lambda}{2}. \quad (2.5)$$

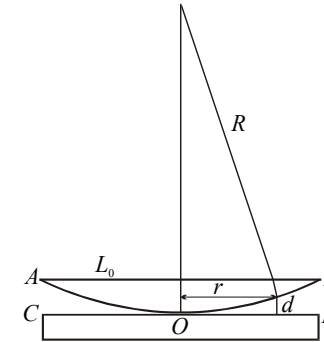


Рис. 2.2

В точках, для которых $\Delta = k\lambda = 2k(\lambda/2)$, возникают максимумы; в точках для которых $\Delta = (k + 1/2)\lambda = (2k + 1)(\lambda/2)$, – минимумы интенсивности. Оба условия можно объединить в одно:

$$\Delta = m \frac{\lambda}{2}, \quad (2.6)$$

причем, четным значениям m будут соответствовать максимумы, а нечетным – минимумы интенсивности.

Подставив в (2.6) выражение (2.5), и разрешив полученное уравнение относительно r , найдем радиусы светлых и темных колец Ньютона:

$$r = \sqrt{\frac{R\lambda}{2}(m-1)}, \quad (m = 1, 2, 3, \dots). \quad (2.7)$$

Четным m соответствуют радиусы светлых колец, нечетным – радиусы темных колец.

До сих пор мы предполагали, что первичный источник испускает монохроматическое излучение. Теперь мы это ограничение снимаем и предположим, что в эксперименте источник света является полихроматическим. Как известно (смотри приложение), такой свет можно представить как совокупность некогерентных монохроматических компонентов, занимающих некоторый частотный диапазон. Каждый компонент образует свою интерференционную картину, аналогичную описанной выше, а полная интенсивность в любой точке равна сумме интенсивностей в таких монохроматических картинах.

Предположим, что диапазон длин волн источника равен $\Delta\lambda_0$, а средняя длина волны $\bar{\lambda}_0$. Центральные максимумы всех монохроматических интерференцион-

ных картин, соответствующие равенству путей, совпадут в точке O , но в любом другом месте появляющиеся картины смещены друг относительно друга, ибо их масштаб пропорционален длине волны. Максимумы m -го порядка займут в плоскости наблюдения участок Δr равный, согласно (2.7)

$$\Delta r = r_{\lambda \max} - r_{\lambda \min} = \sqrt{\frac{R\Delta\lambda_0}{2}}(m-1).$$

Рассмотрим влияние нестрогой одинаковости угла преломления. Если эти углы варьируют от α_1 до α_2 так, что максимум интерференции для α_1 будут накладываться на погасание для угла α_2 , то интерференционные полосы будут смазаны. Каков же угловой интервал $\Delta\alpha = \alpha_2 - \alpha_1$, размазывающий картину полос равной

толщины? Его можно найти из условий: $2dn\cos\alpha_1 = m\lambda$, $2dn\cos\alpha_2 = \left(m + \frac{1}{2}\right)\lambda$.

Следовательно, $2dn(\cos\alpha_2 - \cos\alpha_1) = \lambda/2$.

Для простоты ограничимся случаем отвесного падения: пусть $\alpha_1 = 0$, а α_2 равно малой величине $\Delta\alpha$. Тогда:

$$2dn = m\lambda, \quad 2dn\left(1 - \frac{(\Delta\alpha)^2}{2}\right) = \left(m + \frac{1}{2}\right)\lambda,$$

откуда $2dn \frac{(\Delta\alpha)^2}{2} = \frac{1}{2}\lambda$, а так как $2dn = m\lambda$, то $(\Delta\alpha)^2 = \frac{1}{m}$.

Если пластинка тонкая, то величины m измеряются единицами и десятками. В этом случае разброс углов в пределах десятых радиана (т.е. $5-10^\circ$) не размажет картины. Если же пластинка толстая, то уже для 1 мм m - порядка 5000, а значит, разброс углов порядка сотых долей радиана уже не позволит наблюдать полосы равной толщины. Но даже при идеальной геометрии опыта относительно толстые пластинки не создадут интерференционной картины из-за ограниченной когерентной длины. Таким образом, когда диапазон длин волн $\Delta\lambda_0$ мал, по сравнению со средней длиной волны $\bar{\lambda}_0$, т.е. когда $\Delta\lambda_0/\bar{\lambda}_0 \ll 1$ (назовем такой свет квазимонохроматическим), то можно пренебречь величиной Δr и считать, что для всех компонентов интерференционные картины совпадают. Тогда в плоскости наблюдения появляются такие же полосы, как и в случае монохроматического света с длиной волны $\bar{\lambda}_0$. Если свет квазихроматический, но условие $|m| \ll \bar{\lambda}_0$ не выполняется, полосы будут менее отчетливы, чем в монохроматическом свете, и полная интенсивность будет зависеть от распределения интенсивности среди монохроматических компонентов.

В практически важном случае белого света и визуального наблюдения эффективный диапазон длин волн простирается приблизительно от 4000 до 7000 Å и $\Delta\lambda_0/\bar{\lambda}_0$ примерно равен 1/2, т.е. условие $\lambda_0 \ll \Delta\lambda_0/\bar{\lambda}_0$ не выполняется. В этом случае будет наблюдаться ряд цветных колец, так как условие интерференции для лучей разного цвета выполняются при разной толщине зазора, которым соответствуют и разные значения радиусов r колец Ньютона.

Из вышесказанного можно заключить, что кольца Ньютона можно наблюдать даже в белом свете. Применяя полосовые фильтры, т.е. делаем ширину спектра излучения $\Delta\lambda_0$ меньше, можно приблизиться к идеальной форме колец Ньютона, а применив в качестве источника излучения лазер, можно получить интерференционную картину почти идеальную, что имеет важное практическое применение. Из формулы (2.7), измерив r и зная m , можно определить длину волны λ или радиус кривизны линзы R .

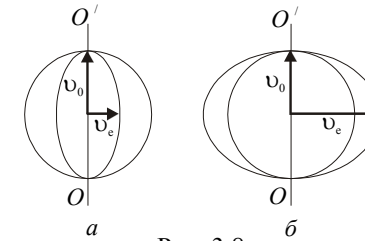


Рис. 3.8

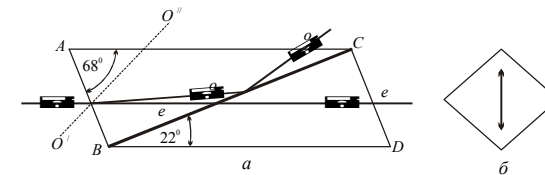
Для некоторых кристаллов скорость распространения колебаний, параллельных оптической оси, меньше, чем скорость распространения колебаний, перпендикулярных к оптической оси ($v_0 > v_e$). Такие кристаллы называются положительными, для них большая полуось эллипсоидальной волновой поверхности совпадает с радиусом сферической волновой поверхности (Рис. 3.8а). Для других кристаллов, называемых отрицательными, $v_e > v_0$. Для них малая полуось эллипсоида совпадает с радиусом сферической волновой поверхности (Рис. 3.8б). В обоих случаях оптическая ось OO' проходит через точки соприкосновения эллипсоидальной и сферической поверхностей – вдоль нее скорости распространения лучей, поляризованных в любой плоскости, одинаковы.

3.3 Вращение плоскости поляризации.

Итак, в направлении оптической оси свет распространяется в кристалле так же, как и в однородной среде, не давая двойного лучепреломления. Однако, было замечено, что в кристаллах кварца распространение света вдоль оптической оси все же отличается от его распространения в изотропной среде. Оказалось, что плоско поляризованный свет, распространяясь в кристалле кварца вдоль оптической оси, поворачивает плоскость поляризации. Впоследствии это явление было обнаружено в ряде других кристаллов и в некоторых жидкостях и получило название вращения плоскости поляризации. Вещества, вращающие плоскость поляризации, называются оптически активными.

Если рассматривать пластинку кварца, вырезанную перпендикулярно оптической оси, между двумя поляризаторами, то поле просветляется. Поворотом второго поляризатора на некоторый угол свет снова можно потушить. Это указывает на то, что свет остался плоско поляризованным, но плоскость его поляризации повернулась на некоторый угол. Полностью потушить свет, поворачивая поляризатор, можно лишь в случае монохроматического света. Если пользоваться белым светом, то при расположении кварцевой пластинки между скрещенными николями* получается окрашенное поле; при повороте одного из николей окраска поля меняется. Это указывает на зависимость вращательной способности от длины волны (дисперсия вращательной способности). Угол вращения плоскости поляризации

Призма Николя (сокращенно – николь) состоит из двух прямоугольных призм из исландского шпата. Острые углы призм равны 68° и 22° ; призмы склеены канадским бальзамом вдоль катета BC . Оптическая ось OO' лежит в плоскости чертежа под углом 48° к грани BA (и аналогично во второй призме).



Падающий луч разделяется в первой призме на два, из которых обыкновенный луч O падает на слой канадского бальзама BC под углом около 76° . Коэффициент преломления канадского бальзама $n = 1,550$ меньше коэффициента преломления обыкновенного луча $n = 1,658$; угол падения $i = 76^\circ$ превышает предельный, и обыкновенный луч O испытывает на границе кристалл – канадский бальзам полное внутреннее отражение. Благодаря этому он не попадает во вторую призму и выходит через

жены пунктирными линиями, а направления колебаний электрического вектора отмечены точками. Как видно, колебания перпендикулярны к оптической оси для любого из лучей Ca_1 , Ca_2 и т.д. Благодаря этому световая волна возбуждает диполи лишь в направлениях, перпендикулярных к оптической оси, которым соответствует одна и та же частота собственных колебаний ω_2 ; следовательно, все лучи, колебания в которых происходят в направлении, перпендикулярном к плоскости главного сечения, распространяются с одинаковой скоростью v_0 . Геометрическое место точек, до которых лучи, исходящие из центра C , будут доходить за одинаковый промежуток времени, представляет собой окружность (сплошная линия на рис. 3.7а). Если мы рассмотрим совокупность всех возможных главных сечений, проходящих через точку C , то геометрическим местом концов всех лучей будет сфера. Так как плоскость поляризации перпендикулярна к плоскости, в которой происходят колебания электрического вектора, рассматриваемый случай соответствует свету, поляризованному в плоскости главного сечения. Отсюда приходим к выводу: лучи, поляризованные в плоскостях главного сечения кристалла, распространяются во все стороны с одной и той же скоростью v_0 , они образуют сферическую волновую поверхность, такую же, как в изотропной среде, и, следовательно, подчиняются обыкновенному закону преломления. Коэффициент преломления этих лучей $n = c/v_0$, где c – скорость света в пустоте.

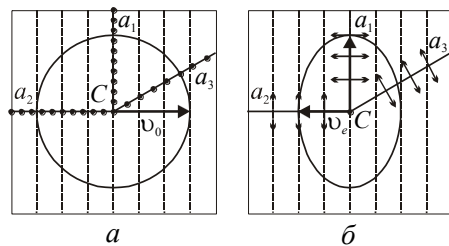


Рис. 3.7

Рассмотрим теперь лучи, в которых колебания электрического вектора совершаются в плоскости главного сечения (Рис. 3.7б). Это соответствует свету, поляризованному в плоскости, перпендикулярной к плоскости главного сечения кристалла. Как видно из рисунка, для различных лучей Ca_1 , Ca_2 , Ca_3 колебания теперь направлены под разными углами к оптической оси. Например, колебания в луче Ca_1 перпендикулярны к оптической оси, колебания же в луче Ca_2 параллельны оптической оси. Первый из этих лучей вызывает колебания диполей с собственной частотой ω_2 и, следовательно, распространяется со скоростью v_0 . Второй луч Ca_2 вызывает колебания диполей с собственной частотой ω_1 , откуда и скорость распространения у него должна быть иная, чем у лучей Ca_1 ; обозначим эту скорость через v_e . Луч, распространяющийся в каком-либо ином направлении, например луч Ca_3 , будет распространяться со скоростью v' – промежуточной между v_0 и v_e . Таким образом, лучам, поляризованным перпендикулярно к плоскости главного сечения кристалла, соответствуют разные скорости распространения в разных направлениях. В результате этого волновая поверхность получится иной формы, чем в изотропном веществе, а именно, в виде эллипсоида вращения, сечение которого в одной из главных плоскостей изображено пунктирной линией на рис. 7б. Лучи, соответствующие такой волновой поверхности, не подчиняются обычному закону преломления.

2.2 Устройство интерференционного микроскопа ЛИННИКА.

К лабораторной работе №15

Основное условие наблюдения интерференции света это когерентность волн, т.е. постоянство во времени их разности фаз. Получение когерентных световых волн во всех интерференционных схемах достигается путем искусственного разделения первичного светового потока от одного источника. В результате, в области перекрытия полученных световых потоков, возникает устойчивая интерференционная картина – система чередующихся светлых и темных полос.

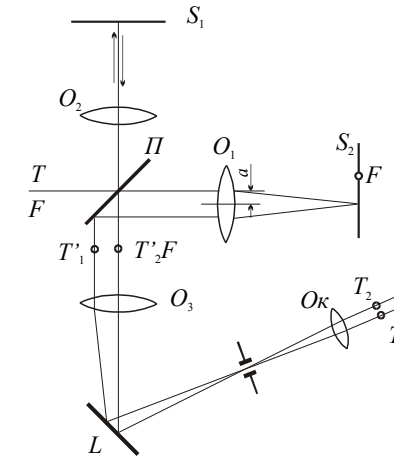


Рис. 2.3

Принцип действия микроинтерферометра основан на явлении интерференции света. В микроинтерферометре МИИ-4 в качестве разделяющей системы используется наклонная плоскопараллельная пластинка Π (Рис. 2.3), имеющая полупрозрачное светоделительное покрытие. Половина параллельного пучка света T , падая на полупрозрачную пластинку Π , отражается, и пройдя линзу O_2 падает на исследуемый образец S_1 . Отразившись от него свет опять пройдя линзу O_2 и полупрозрачную пластинку фокусируется линзой O_3 . Плоское зеркало L направляет сфокусированный линзой O_3 свет в окуляр.

Вторая половина света, пройдя сквозь полупрозрачную пластинку, фокусируется линзой O_1 на зеркало S_2 и, отразившись от него под небольшим углом, снова фокусируется линзой O_1 на полупрозрачную пластинку. Отразившись от полупрозрачной пластинки, свет фокусируется линзой O_3 в окуляр Ok , предварительно отразившись от зеркала L .

Так как световой поток ограничен входным зрачком (входной диафрагмой), оптическая система формирует изображение входного зрачка, для первой половины

света, в фокальной плоскости линзы O_3 линзой O_2 ($T'_2 F$). Изображение входного зрачка формируется в фокальной плоскости линзы O_3 и линзой O_1 (T'_1). Таким образом, в фокальной плоскости линзы O_3 появляются два мнимых когерентных источника света, вследствие чего образуются две системы волн, способных интерферировать. В результате интерференции двух систем волн в фокальной плоскости окуляра наблюдаются интерференционные полосы.

Разность хода интерферирующих лучей от центра поля к краям увеличивается и проходит все значения: 0 ; $\lambda/2$; λ ; $3\lambda/2$; 2λ и т. д., где λ – длина волны света. В точках поля, где разность хода равна λ , 2λ , 3λ и т. д., в результате интерференции

пучков получаются светлые полосы, а в точках, где разность хода равна $\lambda/2$; $3\lambda/2$; $5\lambda/2$, и т. д. – темные полосы.

При вынутом окуляре O_k (Рис. 1) в плоскости зрачков выхода микроинтерферометра наблюдаются два изображения источника света T_1 и T_2 .

Форма интерференционных полос, направление и интервал между ними зависят от положения зрачков выхода микроинтерферометра относительно друг друга. При изменении взаимного расположения зрачков и расстояния между ними соответственно изменяются интервалы между интерференционными полосами и направление полос. Интервал между полосами Δ определяется по формуле $\Delta = \lambda/\omega$, где λ – длина волны света; ω – угловое расстояние между двумя изображениями источника света при рассматривании их из данной точки поля интерференции.

Микроинтерферометр МИИ-4 позволяет изменять расстояние между изображениями источника света и их взаимное расположение. Для этого объектив O_1 смещается с оптической оси. При смещении объектива, например, на величину a , изменяется расстояние между зрачками выхода ($T_1 T_2 = 2a$), в которые проектируется изображение источника света, а следовательно, изменяется интервал между полосами. Если объектив O_1 , смещенный с оптической оси, поворачивать вокруг этой оси, то один из зрачков будет описывать окружность вокруг другого; в этом случае полосы в поле зрения будут поворачиваться.

В микроинтерферометре, при работе в монохроматическом свете, в поле зрения должны быть видны чередующиеся черные и светлые полосы. Два интерференционных светофильтра, с помощью которых получается монохроматический свет, пропускают соответственно желтую и зеленую части спектра.

Как видно из приведенной выше формулы, интервал между полосами Δ зависит от длины волны; каждой длине волны соответствует определенный интервал. Поэтому в белом свете полосы для разных длин волн не совпадают друг с другом, за исключением нулевой полосы, определяющей ось симметрии интерференционной картины. Таким образом, интерференционная картина в белом свете имеет следующий вид: в центре наблюдается белая ахроматическая полоса, по обеим сторонам которой находятся две черные полосы с цветными каймами, и дальше по три – четыре цветные полосы с каждой стороны. Переход от одной светлой (или темной) полосы к другой светлой (или темной) полосе соответствует изменению разности хода интерферирующих лучей на одну длину волны.

В поле зрения микроинтерферометра наблюдаются одновременно интерференционные полосы и исследуемая поверхность. Перемещение исследуемой поверхности S_2 вверх или вниз на какую-либо малую величину вызывает изменение хода лучей на двойную величину перемещения поверхности, так как свет проходит это расстояние дважды.

Изменение хода луча в одной ветви микроинтерферометра вызовет изменение разности хода интерферирующих лучей, в результате чего полосы в поле зрения сместятся. При смещении исследуемой поверхности на величину, соответствующую половине длины волны $\lambda/2$, полосы в поле зрения сместятся на один интервал между ними.

Если на исследуемой поверхности имеется неровность в виде бугра или впадины, то в этом месте меняется разность хода и, следовательно, полосы смещаются. Так, например, высота неровности на поверхности $0,275\text{мкм}$ вызовет искривление полосы в поле зрения микроинтерферометра на величину всего интервала между полосами (на одну полосу).

При измерении величину искривления выражают в долях интервала между интерференционными полосами. Зная длину волны света, можно получить высоту неровности в микрометрах или долях миллиметра. С помощью микроинтерферометра МИИ-4 можно достаточно точно измерить величину искривления, составляющую $0,1$ интервал между полосами, что соответствует высоте неровности, равной $0,1 \cdot \lambda/2 = 0,05\lambda$. При $\lambda = 530\text{нм}$ наименьшая высота поверхности, которую возможно измерить на микроинтерферометре, составляет $0,05 \times 0,53 = 0,0265\text{мкм}$.

щем луче: $w \cos^2 \alpha + w \sin^2 \alpha = w$, как это следует из закона сохранения энергии.

Полученные соотношения легко иллюстрировать на опыте. Пусть плоско поляризованный узкий пучок света I падает нормально на грань AB кристалла, вырезанного в виде пластинки (Рис. 3.6). Если оптическая ось кристалла не нормальна к грани AB и не параллельна ей, то необыкновенный луч I_e отклонится в кристалле и выйдет из него параллельно обыкновенному лучу I_o . Оба луча дадут светлые кружки O и E на экране C . При вращении кристалла вокруг оси, совпадающей с направлением обыкновенного луча I_o , кружок O на экране останется неподвижным, а кружок E перемещается вокруг него по кругу, изображенному на рис. 3.6. При этом яркость обоих пучков меняется. Если установить кристалл таким образом, чтобы его главное сечение было параллельно плоскости поляризации падающего света ($\alpha = 0$), то луч I_o достигает максимальной яркости, а луч I_e полностью погаснет.

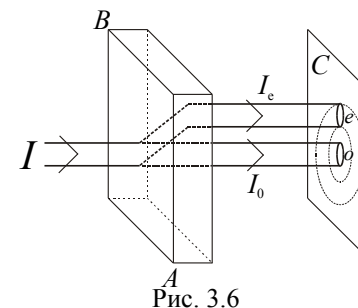


Рис. 3.6

При повороте кристалла появится необыкновенный луч I_e и достигнет максимальной яркости при $\alpha = \pi/2$; обыкновенный луч при этом будет отсутствовать.

Объяснение двойного лучепреломления в одноосных кристаллах было впервые дано Гюйгенсом, который предположил, что обычному лучу соответствует возникновение в кристалле волновой поверхности в виде сферы, а необыкновенному – в виде эллипсоида вращения.

Анизотропия кристаллов проявляется не только в их макроскопических свойствах, но и в свойствах тех частиц, из которых они построены. Атомы, ионы или молекулы, из которых построены кристаллы, являются, как правило, анизотропными диполями. Это означает, что колебания в них совершаются в разных направлениях с различными собственными частотами. Такая анизотропия диполей может быть обусловлена либо их собственной асимметрией (молекулы с несимметричным строением), либо характером сил, действующих на каждую частицу в кристаллической решетке. В зависимости от направления колебаний электрического вектора в световой волне диполи в кристалле резонируют на ту или иную частоту. Это ведет к тому, что различным направлениям колебаний в световой волне соответствуют несколько различные положения полос поглощения, а следовательно и различные скорости распространения.

Предположим, что частицы, из которых построен кристалл, обладают собственной частотой колебаний ω_1 при колебаниях вдоль направления, параллельного оптической оси кристалла, и собственной частотой колебаний ω_2 – при колебаниях, перпендикулярных к оптической оси. Колебаниям, совершающимся в каких-либо других направлениях по отношению к оптической оси, соответствуют собственные частоты ω , промежуточные между ω_1 и ω_2 .

Введем в кристалле плоскость главного сечения и рассмотрим лучи, исходящие из некоторой точки C (Рис. 3.7) в различных направлениях в этой плоскости.

Пусть каждый из лучей полностью поляризован и электрический вектор в каждом из лучей колеблется перпендикулярно к рассматриваемому главному сечению кристалла. На рис. 3.7а направления, параллельные оптической оси, изобра-

обыкновенный луч не лежит, как правило, в одной плоскости с падающим лучом и нормалью к преломляющей поверхности. Оба луча, обыкновенный и необыкновенный, полностью поляризованы во взаимно перпендикулярных плоскостях.

В кристаллах существуют направления, вдоль которых не образуется двух лучей. Для исландского шпата таким направлением является направление, параллельное диагонали АВ, соединяющие тупые углы естественного ромбоэдра (Рис. 3.3). Прямая, проведенная через любую точку кристалла в направлении, в котором не происходит двойного лучепреломления, называется оптической осью. Плоскость, содержащая оптическую ось и луч, называется главным сечением.

Обыкновенный луч поляризован в плоскости главного сечения, а необыкновенный – перпендикулярно к плоскости главного сечения. Кристаллы, имеющие лишь одно направление, вдоль которого не происходит двойного лучепреломления, называют одноосными. Существуют кристаллы, имеющие два направления, вдоль которых не происходит двойного лучепреломления, – они называются двухосными.

В большинстве прозрачных одноосных кристаллов яркость обыкновенного и необыкновенного лучей одинакова. Однако существуют и такие кристаллы, в которых один из лучей поглощается сильнее другого. Такое различное поглощение называется дихроизмом.

До сих пор мы полагали, что на кристалл падает естественный свет. Преломленные же лучи – обыкновенный и необыкновенный – при этом оказывались плоско поляризованными и одинаковой яркости. Предположим теперь, что на кристалл падает свет полностью поляризованный в какой – либо определенной плоскости. В этом случае также возникнут два луча, но различной яркости. Пусть АА' (Рис. 3.5) есть плоскость, в которой колеблется электрический вектор в падающей волне (эта плоскость перпендикулярна к плоскости поляризации падающего света). Обыкновенный луч поляризован в плоскости главного сечения кристалла ОО', следовательно, электрический вектор в обыкновенной волне колеблется в плоскости ВВ', перпендикулярной к ОО'. Амплитуда обыкновенного луча a_0 , при отсутствии потерь на отражение и поглощение, равна проекции амплитуды падающего луча a на направление ВВ': $a_0 = a \cos \alpha$ где α – угол плоскостями колебаний в падающем и преломленном обыкновенных лучах; очевидно, одновременно α есть угол между плоскостями поляризации падающего и обыкновенного лучей. Так как поток энергии пропорционален квадрату амплитуды, то для потока $w_0 = w \cos^2 \alpha$, где w – поток энергии в падающем луче.

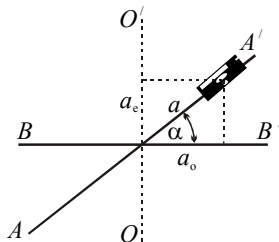


Рис. 3.5

Необыкновенный луч поляризован в плоскости, перпендикулярной к главному сечению кристалла, колебания в нем совершаются в самой плоскости главного сечения ОО', поэтому амплитуда a_e необыкновенного луча равна: $a_e = a \sin \alpha$, а следовательно, поток энергии w_e равен: $w_e = w \sin^2 \alpha$. Отношение потоков в обыкновенном и необыкновенном лучах, возникающих из одного плоско поляризованного луча будет

$\frac{w_0}{w_e} = \tan^2 \alpha$. Сумма потоков в обоих лучах равна потоку в падающем луче

2.3 Дифракция света.

К лабораторной работе № 9.

Принцип Гюйгенса-Френеля – приближенный метод решения задач о распространении световых волн. Согласно этому принципу, первоначально введенному голландским ученым Х. Гюйгенсом, каждый элемент поверхности, которого достигла в данный момент волна, является центром элементарных волн, огибающая которых будет волновой поверхностью в следующий момент времени (Рис. 2.4а); обратные элементарные волны (пунктирные линии) во внимание не принимаются. Этот принцип упрощает задачу определения влияния всего волнового процесса, совершающегося в некотором объеме на какую-либо точку, сведя ее к вычислению действия на данную точку произвольно выбранной волновой поверхности. Принцип Гюйгенса объясняет распространение волн, согласующееся с законами геометрической оптики, но не объясняет явлений дифракции. Французский физик О.Ж. Френель дополнил принцип Гюйгенса, введя представление о когерентности элементарных волн и интерференции волн, что позволило рассмотреть на основе принципа Гюйгенса-Френеля многие дифракционные явления.

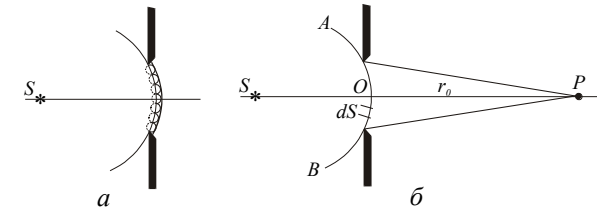


Рис.2.4

Согласно принципу Гюйгенса-Френеля, волновое возмущение в некоторой точке P (Рис. 2.4б) можно рассматривать как результат интерференции элементарных вторичных волн, излучаемых каждым элементом некоторой волновой поверхности. Такой поверхностью является сферическая поверхность AOB волны, излучаемой точечным источником S. Если рассматривается распространение волн, ограниченное каким-либо препятствием (например, в непрозрачном экране), то целесообразно выбрать волновую поверхность так, чтобы она касалась краев препятствия.

Для того чтобы определить колебания в точке P, лежащей перед фронтом на расстоянии r_0 , надо по Френелю определить колебания, приходящие в точку P от всех элементов поверхности ΔS , и затем сложить их, учитывая их амплитуды и фазы. Амплитуда колебаний, приходящих в точку P от элемента поверхности ΔS , зависит от размеров этого элемента, от расстояния r_0 и от угла, лежащего между направлением r_0 и нормалью к поверхности. Фаза колебаний определяется длиной пути, пройденного волнами. Суммирование таких элементарных колебаний является задачей интегрального исчисления и может являться весьма сложным. Но в простейших случаях, обладающих симметрией, как показал Френель, интегрирование может быть заменено простым алгебраическим или графическим сложением.

2.3.1 Дифракция на круглом отверстии.

Рассмотрим случай прохождения света через круглое отверстие. Пусть A – точечный источник света (Рис. 2.5), отверстие CC' – в непрозрачном экране, лежащее от A на расстоянии R. Это отверстие пропустит лишь часть сферической волны, исходящей из A. Определим действие этой волны в точке P, лежащей на прямой AA', проходящей через центр отверстия CC', на расстоянии r_0 от отверстия. Для этого мысленно разделим волновую поверхность S на кольцевые зоны (зоны Френеля), построенные таким образом, чтобы расстояния от краев соседних зон до точки P

разнились на половину длины волны

$$B_1P - B_0P = B_2P - B_1P = B_3P - B_2P = \dots = \lambda / 2. \quad (2.8)$$

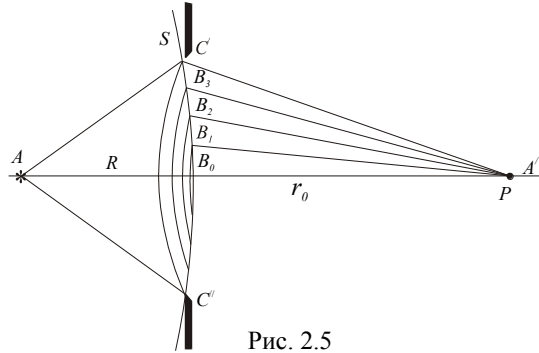


Рис. 2.5

Тогда колебания, приходящие в точку P от соответствующих частей соседних зон, будут иметь разность хода $\lambda/2$, т.е. придут в точку P в противоположных фазах.

Амплитуда колебаний, приходящих от отдельной зоны, зависит от площади зоны, от расстояния r от зоны до точки P и от угла наклона между r и нормалью к поверхности зоны. Можно показать, что площади зон примерно одинаковы. Обозначим через ρ_k радиус k -ой зоны, а через h - расстояние между фронтом падающей сферической волны на отверстие и волновой поверхностью, являющейся огибающей элементарных волн. Из Рис. 2.6 имеем:

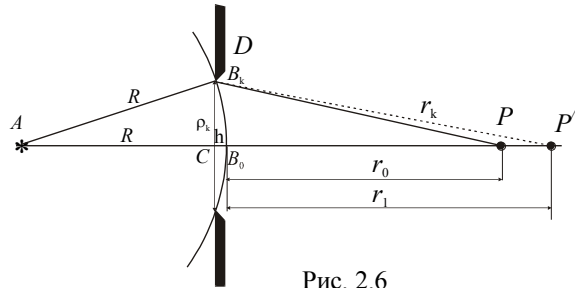


Рис. 2.6

$$\rho_k^2 = R^2 - (R - h)^2 = r_k^2 - (r_0 + h)^2 \quad (2.9)$$

откуда

$$h = \frac{r_k^2 - r_0^2}{2(R + r_0)}. \quad (2.10)$$

Но по условию (2.8), расстояние до k -той зоны r_k на $k\lambda/2$ больше расстояния r_0 :

$$r_k = r_0 + k \frac{\lambda}{2}. \text{ Отсюда:}$$

$$r_k^2 - r_0^2 = kr_0\lambda + k^2\left(\frac{\lambda}{2}\right)^2 \quad (2.11)$$

ленной плоскости, как изображено на рис. 3.1.

3.2 Прохождение света через анизотропные вещества.

Еще в 1670 г. Эразм Бартоломинус наблюдал, что при прохождении через кристалл исландского шпата³ световой луч разбивается на два. Это явление получило название двойного лучепреломления.

³Исландский шпат – кристалл гексагональной системы углекислого кальция, CaCO_3 .

Узкий пучок света, преломляясь в таком кристалле, дает два пучка, идущих по несколько различным направлениям. На выходе из кристалла оба пучка имеют направления, параллельные первоначальному пучку, и если пучки достаточно узки, а кристалл достаточно толст, то они пространственно разделены (Рис. 3.3). При рассмотрении через такой кристалл какого-либо объекта глазом, объект удваивается.

Большинство других прозрачных кристаллов также в той или иной мере обнаруживают явление двойного лучепреломления. Не дают двойного лучепреломления кристаллы, принадлежащие к кубической системе (например, кристаллы поваренной соли).

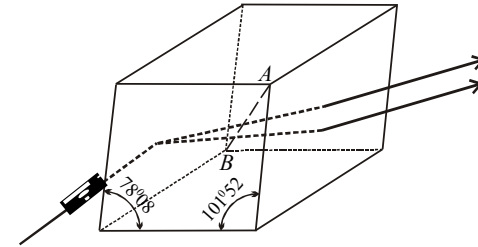


Рис. 3.3

Исследуя направление обоих лучей, возникающих внутри кристалла при двойном лучепреломлении можно убедиться, что для одного из них - отношение синуса угла падения к синусу угла преломления ($\sin i_1 / \sin i_2$) остается постоянным при изменении угла падения; этот луч лежит в одной плоскости с падающим лучом и нормалью, к восстановленной к поверхности кристалла в точке падения. Таким образом, он удовлетворяет обычному закону преломления. Этот луч называется

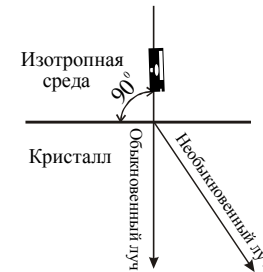


Рис. 3.4

обыкновенным лучом. Второй луч называется необыкновенным. Для него отношение $\sin i_1 / \sin i_2$ не остается постоянным при изменении угла падения. Даже при нормальном падении света на естественную грань кристалла, необыкновенный луч отклоняется от первоначального направления (Рис. 3.4). В этом случае $\sin i_1 = 0$, а $\sin i_2 \neq 0$ и отношение $\sin i_1 / \sin i_2$ оказывается равным нулю. При обратном прохождении необыкновенного луча из кристалла в воздух отношение синуса угла падения к синусу угла преломления может оказаться равным бесконечности. Не-

Рис. 3.1

скорость распространения волны $\vec{V}$ перпендикулярна к направлениям обоих векторов $\vec{E}$ и $\vec{H}$ (Рис. 3.1).

Явления интерференции и дифракции в одинаковой степени могут быть объяснены как допущением, что световые волны поперечны, так и допущением, что они продольны. Однако существуют процессы, в которых проявляется различие между поперечными и продольными волнами.

Свет, испускаемый большинством источников света, например, раскаленными твердыми телами, непосредственно не обнаруживает таких свойств, которые выявили бы поперечный характер его колебаний. Поперечность световых колебаний удастся обнаружить лишь после того, как свет испытывает некоторые изменения, например, отражение от границы прозрачной среды. Пусть луч AB (Рис. 3.2) отражается в точке B от стеклянной плоской поверхности S под углом i , а затем вторично отражается в точке C от другой стеклянной плоской поверхности S' под тем же углом i . При повороте поверхности S' вокруг оси OO' , совпадающей по направлению с падающим лучом BC , угол падения i остается неизменным, а меняется лишь положение плоскости падения света на поверхность S' по отношению к плоскости падения на поверхность S . Опыт показывает, что интенсивность луча CD зависит от относительного положения обеих плоскостей падения: луч CD имеет максимальную интенсивность, когда плоскости падения параллельны друг другу (Рис. 3.2а), и минимальную интенсивность, когда они взаимно перпендикулярны (Рис. 3.2б). Таким образом, после первого отражения свет стал обнаруживать зависимость интенсивности отраженных лучей от ориентации плоскости падения. Свет, обладающий такими свойствами, носит название поляризованного света. При определенном значении угла i луч вовсе не отражается от второй пластинки, если плоскости падения на обе пластинки взаимно перпендикулярны. В этом случае свет называется полностью поляризованным. По закону, установленному Брюстером, свет полностью поляризуется при угле падения i , удовлетворяющем условию: $\text{tgi} = n$, где n — коэффициент преломления вещества, от которого происходит отражение.

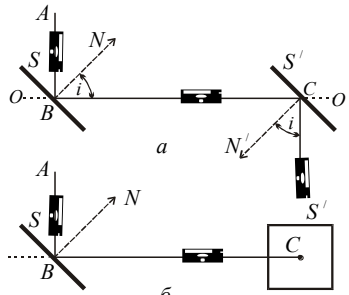


Рис. 3.2

Условно считать свет, отраженный от поверхности под углом, удовлетворяющим закону Брюстера, поляризованным в плоскости падения. Введя такое понятие о плоскости поляризации, можно сказать: поляризованные лучи отражаются с максимальной интенсивностью, когда плоскость поляризации совпадает с плоскостью падения. Они вовсе не отражаются, когда плоскость поляризации перпендикулярна к плоскости падения.

Указанные факты легко истолковываются, если допустить поперечность световых волн. В световых волнах, испускаемых большинством источников света, колебания неупорядочены — они совершаются в разных плоскостях. Свет, представляющий собою такие колебания, называется естественным. В частично поляризованном свете колебания совершаются преимущественно в одной плоскости; в полностью поляризованном свете колебания совершаются только в одной опреде-

Считая, что длина волны λ много меньше расстояния r_0 , приближенно получим $r_k^2 - r_0^2 = k r_0 \lambda$, после чего равенство (2.10) примет вид:

$$h = k \frac{r_0}{R + r_0} \cdot \frac{\lambda}{2}. \quad (2.12)$$

Если в схеме Рис. 2.6 $B_k C$ — радиус отверстия в непроницаемой преграде D , тогда из точки наблюдения P остается видимой лишь часть зон. Очевидно, что при изменении расстояния R и r_0 , число “остающихся” зон меняется.

Число зон, которые уложатся на части волнового фронта, не закрытого экраном, зависит от отношения размеров отверстия к длине волны λ и от места его положения. Исходя из (2.9) радиус k -ой зоны ρ_k определяется равенством:

$$\rho_k^2 = r_k^2 - (r_0 + h)^2 = r_k^2 - r_0^2 - 2r_0 h - h^2.$$

Полагая h много меньше r_0 , пренебрежем членами h^2 , тогда $\rho_k^2 = r_k^2 - r_0^2 - 2r_0 h$. Подставляя сюда вместо h его значение из (2.12) получим

$$\rho_k^2 = r_k^2 - r_0^2 - k \frac{r_0^2}{R + r_0} \cdot \lambda$$

и, наконец, заменяя $r_k^2 - r_0^2$ через $k r_0 \lambda$ согласно (2.11), (так как фазы колебаний, приходящих в точку P от двух соседних зон, противоположны, то амплитуда A_k суммарного колебания, вызванного действием k зон $A_k = \alpha_1 - \alpha_2 + \alpha_3 - \alpha_4 + \alpha_5 - \dots \pm \alpha_k$), найдем:

$$\rho_k^2 = k \frac{r_0 R}{R + r_0} \cdot \lambda \quad \text{или} \quad \rho_k = \sqrt{k \frac{r_0 R}{R + r_0} \cdot \lambda}. \quad (2.13)$$

Очевидно, что ρ_k одновременно есть радиус рассматриваемого отверстия в экране. Отсюда получаем, что отверстие радиуса ρ открывает часть волнового фронта, на котором уместится число зон:

$$k = \frac{\rho}{\lambda} \cdot \frac{\rho(R + r_0)}{r_0 R}. \quad (2.14)$$

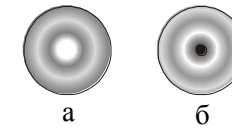


Рис. 2.7

Для плоского фронта волны, падающего на экран ($R \gg r_0$), выражение (2.14)

принимает вид: $k = \frac{\rho}{\lambda} \cdot \frac{\rho}{r_0}$ или $k = \frac{\rho}{\lambda} \cdot \alpha$, где $\alpha = \frac{\rho}{r_0}$ — есть угол, под которым видно отверстие в преграде из точки P .

Из приведенных выводов легко видеть, что если отверстие открывает одну зону или небольшое нечетное число зон, то в точке P будет максимум освещенности (Рис. 2.7а). Если же отверстие открывает четное число зон, то световое возмущение в точке P будет меньше. Наименьшая освещенность соответствует двум зонам. Точка наблюдения мало освещена и кажется темной (Рис. 2.7б).

Таким образом, при одном и том же отверстии, передвигая точку P по оси AP (Рис. 2.6) можно наблюдать изменение освещенности в центре картины, получаемой в плоскости, перпендикулярной AP . Предположим, что из какой-то точки наблюдения P' видна картина, изображенная на Рис. 2.7б, т. е. точка наблюдения кажется темной. Это значит, что в точке P' интерферируют зоны с четными k . Тогда формулу (2.13), преобразуя, можно записать:

$$\frac{1}{r_1} + \frac{1}{R} = \frac{2k\lambda}{\rho_k^2}. \quad (2.15)$$

Двигаясь вдоль AP' к точке P и наблюдая как точка наблюдения из темной превращается в освещенную точку в положении P , можно для этой точки записать:

$$\frac{1}{r_0} + \frac{1}{R} = \frac{(2m+1)\lambda}{\rho_k^2}, \quad (2.16)$$

так как в этом случае укладывается нечетное число зон. Вычитая (2.13) из (2.14) получим

$$\frac{1}{r_0} - \frac{1}{r_1} = \frac{\lambda}{\rho_k^2}$$

откуда
$$\lambda = \frac{(r_1 - r_0)\rho_k^2}{r_1 r_0}. \quad (2.17)$$

Используя формулу (2.17), можно определить длину волны монохроматического света, испускаемого источником A или длину волны в максимуме пропускания светофильтра.

2.3.2 Дифракция от одной щели. (Дифракция Фраунгофера).

Пусть на щель $b_1 b_2$ шириной a падает пучок параллельных лучей (Рис. 2.8). Щель считаем бесконечно протяженной в направлении, перпендикулярном к плоскости рисунка. За щелью расположена линза L_2 , собирающая лучи в главной фокальной плоскости. Если источником света S служит светящаяся нить накаливания, параллельная краям щели $b_1 b_2$, то при параллельном распространении света в фокальной плоскости линзы L_2 получилась бы узкая светящаяся полоска. В действительности же каждая точка волнового фронта, достигающая щели, является источником колебаний, распространяющихся во все стороны.

Лучи, идущие под некоторым углом φ к первоначальному направлению, соберутся в фокальной плоскости линзы L_2 в точке C . Для подсчета амплитуды колебаний в точке C , разобьем волновой фронт на зоны в виде узких полосок одинаковой ширины, параллельных краям щели (Рис. 2.9). Направление EK – определенное избранным нами положением точки C , составляет угол φ с нормалью к экрану. Согласно условию (дифракция Фраунгофера) точка C настолько удалена от щели, что лучи, идущие от щели и сходящиеся в точке C , практически могут считаться параллельными (приводимые ниже рассуждения сохраняют силу и в случае, если мы рассматриваем дифракционную картину на экране, расположенном на сравнительно небольшом расстоянии от щели, получая на нем изображение щели с помощью линзы (Рис. 2.8)). Все параллельные лучи, составляющие угол φ с нормалью к экрану F , соберутся в одной точке. Волновую поверхность AD разобьем на зоны Френеля. Так как точка C лежит в бесконечности (практически на расстояниях, много больших $\alpha = AD$), то зоны Френеля выделяются на щели AD системой параллельных плоскостей, перпендикулярных к направлению EC и отстоящих друг от друга на расстоянии $\lambda/2$.

На рис. 2.9 направлению φ соответствуют 3 зоны: AB , BC и CD . Рассмотрим теперь в точке C взаимодействие волн, даваемых двумя соседними зонами. Легко

Область перекрытия интерферирующих волн PQ (Рис. 2.14) имеет протяженность: $2btg\alpha \approx 2b\alpha = 2b(n-1)\theta$.

Тогда, наблюдаемое число полос будет:

$$N = \frac{4ab(n-1)^2 \theta^2}{\lambda(a+b)}. \quad (2.32)$$

Измерив величину Δx , из выражения (2.30) легко определить длину волны падающего света:

$$\lambda = \frac{2a(n-1) \cdot \theta \Delta x}{a+b},$$

или, зная длину волны, определить преломляющий угол призмы;

$$\theta = \frac{a+b}{2a(n-1)\Delta x} \lambda.$$

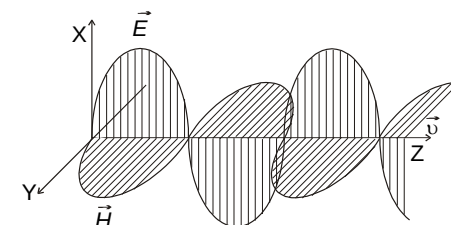
3. Поляризация света.

К лабораторной работе №5

3.1 Свет – как поляризованная поперечная электромагнитная волна.

Максвелл развил теорию электромагнитных явлений, приведшую к открытию электромагнитных волн. Электромагнитные волны испытывают отражение и преломление на границе прозрачных для них сред, обнаруживают явления дифракции, интерференции и поляризации. Во всех этих отношениях они вполне сходны со световыми волнами. Для окончательного установления тождества электромагнитных и световых волн необходимо было показать, что и те и другие распространяются в пустоте с одинаковой скоростью. Теория Максвелла позволила вычислить скорость распространения электромагнитных волн в пустоте, которая оказалась равной, отношению электромагнитной единицы силы тока к электростатической. Отсюда вытекает возможность сравнить скорость света в пустоте со скоростью, с которой должны распространяться, согласно теории, электромагнитные волны. На важность такого сравнения обратил внимание А.Г. Столетов, разработавший точный экспериментальный метод сравнения электромагнитной и электростатической единиц силы тока. В настоящее время, отношение электромагнитной и электростатической единиц измерено с большой точностью; для него получено значение $(2,9978 \pm 0,0001)10^{10}$ см/сек. Это значение совпадает, в пределах ошибки измерения, со скоростью света в пустоте, равной по непосредственным измерениям $(2,99776 \pm 0,00004)10^{10}$ см/сек. На основе этого факта возникла электромагнитная теория света, подтвердившаяся впоследствии многочисленными экспериментами.

Электромагнитная волна характеризуется колебаниями двух векторов: вектора электрической напряженности $\vec{E}$ и вектора магнитной напряженности $\vec{H}$. Оба вектора колеблются во взаимно перпендикулярных плоскостях в одинаковых фазах. Электромагнитная волна поперечна:



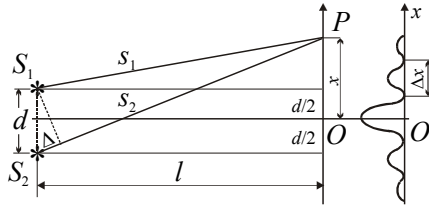


Рис. 2.15

Тогда: $s_1^2 = l^2 + \left(x - \frac{d}{2}\right)^2$, $s_2^2 = l^2 + \left(x + \frac{d}{2}\right)^2$, откуда

$$s_2^2 - s_1^2 = (s_2 + s_1)(s_2 - s_1) = 2xd. \quad (2.25)$$

Для получения различной дифракционной картины расстояние между источниками d должно быть значительно меньше расстояния до экрана l . При этих условиях можно положить $s_1 + s_2 \approx 2l$. В среде с показателем преломления $n = 1$ разность $s_2 - s_1$ дает оптическую разность хода Δ . Следовательно, учитывая (2.25)

можно написать: $2l\Delta = 2xd$ или $\Delta = \frac{xd}{l}$. Если оптическая разность хода Δ равна целому числу длин волн, то:

$$\Delta = \pm k\lambda \quad (k = 0, 1, 2, \dots), \quad (2.26)$$

то разность фаз оказывается кратной 2π и колебания, возбуждаемые в точке P обеими волнами, будут происходить с одинаковой фазой. Следовательно, (2.26) – есть условие интерференционного максимума. Если Δ равно полу целому числу длин волн

$$\Delta = \pm \left(k + \frac{1}{2}\right)\lambda \quad (k = 0, 1, 2, \dots), \quad (2.27)$$

то колебания в точке P находятся в противофазе. Подставляя значение Δ в условие (2.26), получим, что максимумы интенсивности будут наблюдаться при значениях x равных:

$$x_{\max} = \pm k \frac{l}{d} \lambda \quad (k = 0, 1, 2, \dots), \quad (2.28)$$

а минимумов

$$x_{\min} = \pm \left(k + \frac{1}{2}\right) \frac{l}{d} \lambda \quad (k = 0, 1, 2, \dots). \quad (2.29)$$

Ширина интерференционной полосы Δx , т.е. расстояние между двумя соседними минимумами интенсивности, согласно (2.29) будет:

$$\Delta x = \frac{l}{d} \lambda. \quad (2.30)$$

Возвращаясь к рис. 2.14 и подставляя в (2.30) значение d и $l = a + b$, найдем ширину интерференционной полосы:

$$\Delta x = \frac{a+b}{2a(n-1)\theta} \lambda. \quad (2.31)$$

видеть, что для каждой точки одной из зон найдется в соседней зоне соответствующая, которая отстоит от C на $\lambda/2$ дальше, чем точка первой зоны; например,

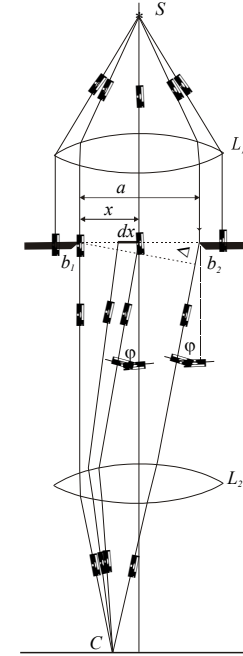


Рис. 2.8

начальная точка B второй зоны отстоит от C на $\lambda/2$ дальше, чем начальная точка A первой зоны; поэтому продолжительность распространения света от B до C будет на полпериода больше, чем от A до C ; в результате в C одновременно с колебаниями от A приходят колебания точки B , вышедшие из B на $T/2$ сек раньше и имеющие противоположную фазу (где T – период колебаний).

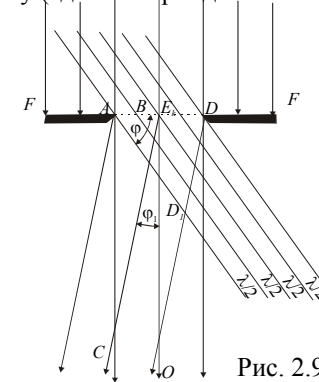


Рис. 2.9

На основании сказанного, волны точек A и B , а также и всех парных соответствующих точек двух соседних зон, придя в C , уничтожают друг друга. Очевидно, что в тех направлениях, для которых щель AD разбивается на четное число

зон, происходит взаимное уничтожение световых колебаний, распространяющихся от щели AD , так как в этом случае каждой нечетной зоне соответствует парная четная, дающая колебания, противоположные по фазе. Если же угол φ принимает такое значение, что щель разбивается на нечетное число зон, то действие одной из зон сохраняется, и в избранном направлении E_k будет виден свет. Из Рис. 2.9 ясно, что по мере увеличения угла φ на протяжении щели AD будет укладываться все большее число зон; поэтому направления, соответствующие свету и темноте, будут чередоваться. Для направлений, в которых виден свет, можно записать равенство: $DD_1 = (2m + 1) \cdot \lambda/2$, где $m = 0, 1, 2, 3, \dots$ и т.д. но: $DD_1 = AD \sin \varphi = a \sin \varphi$. Таким образом, взаимное усиление интерферирующих световых волн будет происходить в направлениях, удовлетворяющих условию:

$$a \sin \varphi = (2m + 1) \frac{\lambda}{2} \quad \text{или} \quad \sin \varphi = (2m + 1) \frac{\lambda}{2a}, \quad \text{где } m = 0, 1, 2, \dots \quad (2.18)$$

Рассуждение не зависит от того, откладывается ли угол φ влево или вправо от нормали EO ; поэтому каждому значению m соответствуют две светлые полосы, расположенные симметрично относительно направления $\varphi = 0$.

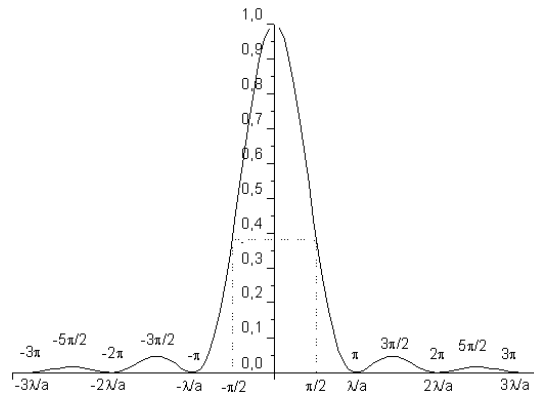


Рис. 2.10

Направление $\varphi = 0$ играет особую роль. В этом случае, если точка C лежит на перпендикуляре EO на значительном расстоянии от щели, то все точки щели будут принадлежать одной и той же зоне и потому дадут волны, приходящие к C в одной фазе и взаимно усиливающие друг друга. На Рис. 2.10 изображено распределение лучистой энергии в дифракционной картине, даваемой одной щелью. Две

первые полосы, соответствующие $a \sin \varphi = \frac{\lambda}{2}$ и нулевая полоса, сливаясь, образуют одну широкую полосу, простирающуюся от $-\pi$ до $+\pi$. Видно, что большая часть энергии, проходящей через щель, приходится на долю этой широкой полосы. Причем, максимальное количество света проходит в направлении $\varphi = 0$, соответствующем прямолинейному ходу световых лучей. Установив на значительном расстоянии от экрана со щелью второй экран и приняв на него лучи, проходящие через щель, получим дифракционную картину, состоящую из ряда светлых полос, расположенных параллельно щели. Между светлыми полосами лежат темные. Согласно сказанному выше, ослабление света в результате интерференции происходит в том случае, если $DD_1 = 2m_1 \cdot \lambda/2$ где $m_1 = 1, 2, 3, \dots$, т.е. для углов φ , удовлетворяющих условию: $\sin \varphi = 2m_1 \frac{\lambda}{2a} = m_1 \frac{\lambda}{a}$, где $m_1 = 1, 2, 3, \dots$

представляющий собой часть сферы, что обеспечивает одинаковость фаз колебаний в отверстиях B_1 и B_2 и, следовательно, определенную разность хода между волнами, сходящимися в любой точке экрана C . При отсутствии постоянной разности фаз усиление волн не происходило бы все время в одних и тех же местах и полосы размылись бы. При освещении экрана двумя независимыми источниками света в точках экрана не получится постоянных разностей хода, и интерференционные полосы не смогут возникнуть. Источники излучения, световые волны которых колеблются в одинаковых фазах или с постоянной разностью фаз, называются когерентными (см. приложение “Когерентность”). Только когерентные источники дают определенным образом расположенные интерференционные полосы.

2.4.1 Изучение дифракции на щели с помощью призмы Френеля.

В обычных источниках света (свет от нити лампы накаливания, свечение газового разряда и т.п.) излучения отдельных атомов не находятся в согласии друг с другом. Фазы волн, посылаемых отдельными атомами, сдвинуты на случайные величины. Вполне естественно, что два источника света, сколь угодно близких по размерам к точке, не дают интерференционного поля. Создать когерентные световые колебания с помощью обычных источников света можно лишь одним способом – “расщеплением” одной и той же световой волны.

Один из способов искусственного создания когерентных источников света показан на рис. 2.14. Изготовленные из одного куска стекла две призмы с малым преломляющим углом θ имеют общее основание (бипризма). Параллельно этому основанию, на расстоянии a от него, располагается прямолинейный источник света S ,

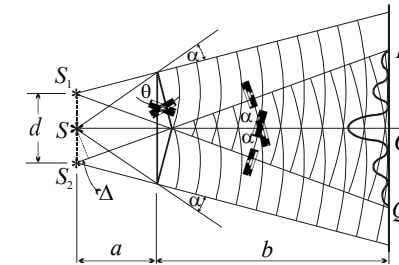


Рис. 2.14

например, раскаленная вольфрамовая нить. Угол падения лучей на бипризму мал, вследствие чего все лучи отклоняются бипризмой на одинаковый угол $\alpha = (n - 1) \cdot \theta$. В результате образуются две когерентные цилиндрические волны, исходящие из мнимых источников S_1 и S_2 , лежащих в одной плоскости с S . Расстояние между источниками равно $d = 2a \sin \alpha \approx 2a\alpha = 2a(n - 1)\theta$.

Вычислим ширины интерференционных полос (экран размещен параллельно плоскости, проходящей через мнимые источники S_1 и S_2). Положение точки на экране будем характеризовать координатой x , отсчитываемой в направлении, перпендикулярном к линиям s_1 и s_2 (Рис. 2.15). Начало отсчета выбираем в точке O .

$$l = \pm k \frac{\lambda L}{d}, \quad (2.22)$$

где $k = 0, 1, 2, 3, \dots$. Темные полосы расположены между светлыми. Расстояние между соседними светлыми полосами Δl равно:

$$\Delta l = \frac{\lambda L}{d}. \quad (2.23)$$

Положение светлых полос можно определить также углом $\alpha = l/L$, по (3): $\alpha = k \frac{\lambda}{t}$.

Угловое расстояние между соседними светлыми (или темными) полосами $\Delta \alpha$ равно:

$$\Delta \alpha = \frac{\lambda}{d}. \quad (2.24)$$

Из равенства (2.23) видно, что угловое расстояние между полосами определяется отношением λ/d , т.е. отношением длины волны λ к расстоянию между источниками d . Это отношение не должно быть велико, так как в противном случае интерференционные полосы расположатся на слишком малых угловых расстояниях друг от друга. Опыт показывает, что надо брать весьма близкие отверстия B_1 и B_2 , чтобы полосы отстояли друг от друга на заметных угловых расстояниях. Так, $\Delta \alpha = 10^{-3}$ (это соответствует расстоянию между полосами в 1 мм при $L = 1$ м), если отверстия B_1 и B_2 отстоят друг от друга на расстоянии $d = 0,5$ мм. Так как по (2.24): $\lambda = \Delta \alpha \cdot d$, то отсюда находим, что длина световых волн есть величина очень малая, порядка $5 \cdot 10^{-5}$ см.

При наблюдении в белом свете все полосы, кроме центральной, которой соответствует $k = 0$, окрашены, причем число наблюдаемых полос невелико. При наблюдении в свете какого-либо определенного цвета полосы имеют тот же цвет и могут быть насчитаны в значительно большем числе. При наблюдении в красном свете полосы располагаются на больших угловых расстояниях $\Delta \alpha$ друг от друга, а при наблюдении в синем свете – на меньших. Отсюда следует, что свет различного цвета отличается друг от друга длиной волны; красные лучи имеют большую, а синие меньшую длину волны; белый свет представляет собой смесь волн различных длин, т.е. лучей различных цветов. Лучам различных цветов соответствуют, приблизительно, интервалы длин волн, показанные в таблице.

Цвет света	Приблизительный интервал длин волн (нм)
красный	760 – 630
оранжевый	630 – 600
желтый	600 – 570
зеленый	570 – 500
сине - зеленый	500 – 450
синий	450 – 430
фиолетовый	430 – 400

Лучи с длинами волн больше 760 нм и меньше 400 нм человеческий глаз не воспринимает. Первые из них называются инфракрасными, вторые – ультрафиолетовыми. Свет какой-либо одной определенной длины волны называется монохроматическим. При белом свете полосы различных цветов, при больших k , перекрываются и дают равномерное освещение. Этим объясняется, что в белом свете число наблюдаемых интерференционных полос ограничено. Существенно отметить, что в опыте Юнга отверстия B_1 , B_2 и A должны быть малы. Только при малых размерах отверстия A за ним возникает правильный волновой фронт,

Величины $\sin \varphi$, a , а при малых углах и сами углы φ , определяющие расположение дифракционных полос, пропорциональны длинам волн; поэтому для монохроматических лучей различной длины волны, светлые полосы дифракции на установленном экране не будут накладываться, а расположатся параллельно друг другу в порядке длин волн. Причем наиболее отклоненными от направления $\varphi = 0$ будут полосы, соответствующие лучам наибольшей длины волны. Если на щель падает белый свет, то, пройдя сквозь щель, он разложится на составные части, образуя на экране дифракционный спектр.

Из формулы (2.18) следует также, что при заданных m и λ угол φ будет тем больше, чем меньше ширина щели a . На рис. 2.11а изображена дифракционная картина, даваемая узкой щелью, на рис. 2.11б дифракционная картина, даваемая широкой щелью.

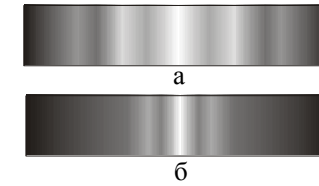


Рис. 2.11

Суммирование действия отдельных зон можно производить и аналитически. Для этого удобнее всего воспользоваться изображением колебаний с помощью комплексных чисел. Будем отсчитывать расстояния x от левого края щели направо (Рис. 2.8). Рассмотрим бесконечно узкую зону шириной dx , расположенную на расстоянии x от левого края щели. Колебания от этой зоны будут приходить в

точку C с начальной фазой $2\pi \frac{x \sin \varphi}{\lambda}$ (из рис. 2.8 имеем $\Delta = \alpha \sin \varphi$, где a – ши-

рина щели; начальная фаза связана с разностью хода соотношением $\delta = 2\pi \frac{\Delta}{\lambda}$; объединяя обе формулы, получим исходное выражение). Амплитуда этих колебаний пропорциональна ширине зоны dx , поэтому, положим ее равной cdx . Тогда смещение dS , вызванное в точке C колебаниями, пришедшими от этой зоны, может быть записано

$$dS = cdx \cdot e^{i\left(vt + 2\pi \frac{x \sin \varphi}{\lambda}\right)},$$

где v – частота колебаний. Введя обозначения $u = \frac{\pi \alpha \sin \varphi}{\lambda}$, где a – ширина щели, получим:

$$dS = ce^{i\left(vt + \frac{2ux}{a}\right)} dx.$$

Суммарное колебание S выразится суммой колебаний dS , приходящих от всех частей щели, т.е. интегралом:

$$S = \int_0^a ce^{i\left(vt + \frac{2ux}{a}\right)} dx = \frac{ca}{2iu} \left(e^{i(vt + 2u)} - e^{i(vt)} \right);$$

последнее выражение перепишем в виде:

$$S = \frac{ca}{2iu} (e^{2iu} - 1) e^{i(vt)}. \text{ Множитель } \xi = \frac{ca}{2iu} (e^{2iu} - 1) \text{ представляет собой комплекс-}$$

ную амплитуду колебания S . Квадрат вещественной амплитуды, определяющей освещенность I , равен $\xi\xi^*$, где ξ^* - величина, сопряженная с ξ . Таким образом:

$$I = \xi\xi^* = \left(\frac{ca}{2u}\right)^2 (e^{2iu} - 1) \cdot (e^{-2iu} - 1) = \frac{1}{2} \left(\frac{ca}{u}\right)^2 \left\{1 - \frac{1}{2}(e^{2iu} + e^{-2iu})\right\},$$

но $\frac{1}{2}(e^{2iu} + e^{-2iu}) = \cos 2u$, откуда $I = \frac{1}{2} \left(\frac{ca}{u}\right)^2 \cdot (1 - \cos 2u) = \left(\frac{ca}{u}\right)^2 \sin^2 u$. Обозначая $(ca)^2$ через I_0 получим:

$$I = I_0 \frac{\sin^2 u}{u^2}.$$

Эта зависимость определяет распределение интенсивности в фокальной плоскости линзы L_2 , т.е. дается ходом функции $\frac{\sin^2 u}{u^2}$. Это распределение представлено на рис. 2.10. Положение максимумов, равных нулю, определяется значениями $u = \pm k\pi$, где $k = 1, 2, 3, \dots$. Главный максимум $\frac{\sin^2 u}{u^2} = 1$ лежит при $u = 0$. При значениях φ , удовлетворяющих условию $\frac{\pi a \sin \varphi}{\lambda} = \pm k\pi$, т.е. в случае, если $a \sin \varphi = \pm k\lambda$ или $\sin \varphi = \pm k\lambda/a$, амплитуда I обращается в ноль. При малых углах φ последнее соотношение может быть заменено соотношением: $\varphi = \pm k\lambda/a$. Центральная светлая полоса занимает область между ближайшими правым и левым максимумами, т.е. область между $\varphi = -\lambda/2$ и $\varphi = \lambda/2$. Таким образом, центральная светлая полоса тем шире, чем больше длина волны λ и чем меньше ширина щели a . Также вторичные максимумы расположены тем дальше друг от дуга, чем больше отношение λ/a . Существенно отметить, что в пределах самой центральной полосы освещенность довольно быстро падает от ее середины к краям. При $\varphi = \pm \lambda/2a$ освещенность равна 0,4 от максимальной освещенности. На рис.2.10 приведены значения амплитуд максимумов при различных значениях k .

2.3 Опыт Юнга.

(Пространственная когерентность).

В области оптики результаты сложения световых пучков были впервые точно истолкованы на основе волновых представлений Юнгом в 1802г., хотя первые попытки объяснить возникновение светлых и темных полос делал еще Ньютон, который приписывал свету периодические свойства отражаться или проходить сквозь тонкие прозрачные слои ("приступы" легкого преломления и отражения). Волновые идеи Юнга были широко развиты Френелем в течение первой половины XIX века.

Юнг произвел следующий опыт: малое отверстие A (рис. 2.12) в непрозрачном экране освещается интенсивным источником. Согласно принципу Гюйгенса оно становится новым источником полусферических волн. Эти волны попадают на два следующих малых отверстия B_1 и B_2 , которые в свою очередь становятся источниками волн, перекрывающихся друг друга в области D . Так как колебания в отверстиях B_1 и B_2 вызываются одной и той же падающей на них волной, то они совершаются в одинаковой фазе и с одинаковыми амплитудами. Волны, исходящие из точек B_1 и B_2 сходятся в каждой точке области D с разностью хода, определяемой пройденными ими путями. В зависимости от этой разности хода

они усиливают или ослабляют друг друга. Таким образом, наблюдается чередование светлых и темных полос.

Рассмотрим схему опыта Юнга более подробно. Исходя из положения усиления и ослабления, волны одинаковых периодов максимально усиливают друг друга при разности хода Δ , равной целому числу длин волн λ

$$\Delta = \pm k\lambda, \quad (2.19)$$

где k – целое число, и максимально ослабляют друг друга при разности хода, равной нечетному числу полуwave:

$$\Delta = \pm(2k+1)\frac{\lambda}{2}. \quad (2.20)$$

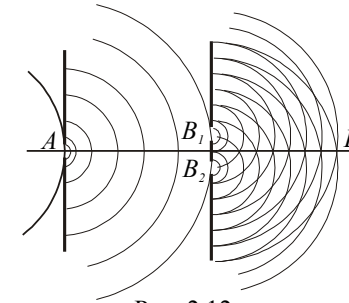


Рис. 2.12

Пусть точечные источники волн B_1 и B_2 расположены друг от друга на расстоянии d (рис.2.13). Колебания в точках в B_1 и B_2 совершаются в одной фазе.

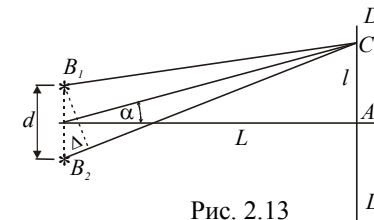


Рис. 2.13

Результат интерференции волн пусть наблюдается на экране DD' , расположенном от точек B_1B_2 на расстоянии L , большом по сравнению с d . Определим разность хода Δ , с которой приходят волны в точку экрана C , отстоящую от его середины A на расстоянии l . При условии, что d и l много меньше L , приближенно получим: $\frac{\Delta}{d} = \frac{l}{L}$, откуда $\Delta = \frac{l}{L}d$. По условию (2.19) в точке C будет

$$\text{светлая полоса, если} \quad \Delta = \frac{l}{L}d = \pm k\lambda, \quad (2.21)$$

$$\text{и по условию (2.20) – темная полоса, если} \quad \Delta = \frac{l}{L}d = \pm(2k+1)\frac{\lambda}{2}.$$

Отсюда, светлые полосы располагаются на расстояниях, считая от середины экрана A , равных: