

(Rus Bölməsi)

1. Основные законы оптики: закон прямолинейного распространения света.

Закон независимости световых пучков

Еще до установления природы света были известны следующие основные законы оптики: закон прямолинейного распространения света в оптически однородной среде; закон независимости световых пучков (справедлив только в линейной оптике); закон отражения света; закон преломления света.

Закон прямолинейного распространения света: свет в оптически однородной среде распространяется прямолинейно.

Доказательством этого закона является наличие тени с резкими границами от непрозрачных предметов при освещении их точечными источниками света (источники, размеры которых значительно меньше освещаемого предмета и расстояния до него). Тщательные эксперименты показали, однако, что этот закон нарушается, если свет проходит сквозь очень малые отверстия, причем отклонение от прямолинейности распространения тем больше, чем меньше отверстия.

Закон независимости световых пучков: эффект, производимый отдельным пучком, не зависит от того, действуют ли одновременно остальные пучки или они устранены. Разбивая световой поток на отдельные световые пучки (например, с помощью диафрагм), можно показать, что действие выделенных световых пучков независимо.

2. Закон отражения света. Закон преломления света

Если свет падает на границу раздела двух сред (двух прозрачных веществ), то падающий луч I (рис. 1) разделяется на два — отраженный II и преломленный III, направления которых задаются законами отражения и преломления.

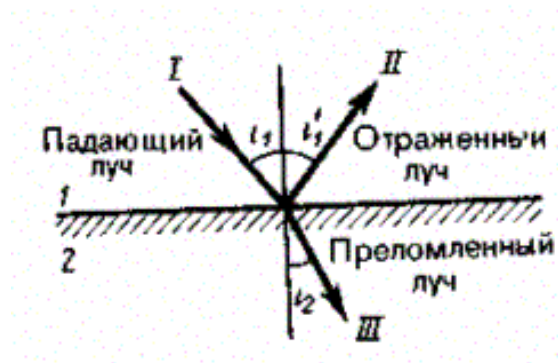


Рис. 1

Закон отражения: отраженный луч лежит в одной плоскости с падающим лучом и перпендикуляром, проведенным к границе раздела двух сред в точке падения; угол i'_1 отражения равен углу i_1 падения:

$$i_1' = i_1.$$

Закон преломления: луч падающий, луч преломленный и перпендикуляр, проведенный к границе раздела в точке падения, лежат в одной плоскости; отношение синуса угла падения к синусу угла преломления есть величина постоянная для данных сред:

$$\sin i_1 / \sin i_2 = n_{21}, \quad (1)$$

где n_{21} — относительный показатель преломления второй среды относительно первой. Этот закон еще называют законом Снеллиуса. Индексы в обозначениях углов i_1 , i_1' , i_2 указывают, в какой среде (первой или второй) идет луч.

Относительный показатель преломления двух сред равен отношению их абсолютных показателей преломления:

$$n_{21} = n_2 / n_1. \quad (2)$$

Абсолютным показателем преломления среды называется величина n , равная отношению скорости c электромагнитных волн в вакууме к их фазовой скорости v в среде:

$$n = c / v. \quad (3)$$

Сравнение с формулой

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \frac{1}{\sqrt{\epsilon \mu}} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon \mu}},$$

дает, что $n = \sqrt{\epsilon \mu}$, где ϵ и μ — соответственно электрическая и магнитная проницаемости среды. Учитывая (2), закон преломления (1) можно записать в виде

$$n_1 \sin i_1 = n_2 \sin i_2.$$

3. Полное внутреннее отражение

Относительный показатель преломления двух сред равен отношению их абсолютных показателей преломления:

$$n_{21} = n_2 / n_1.$$

Тогда закон преломления можно записать в виде

$$n_1 \sin i_1 = n_2 \sin i_2. \quad (1)$$

Из симметрии выражения (1) вытекает обратимость световых лучей. Если обратить луч III (рис. 1), заставив его падать на границу раздела под углом i_2 , то преломленный луч в первой среде будет распространяться под углом i_1 т. е. пойдет в обратном направлении вдоль луча I.



Рис. 1

Если свет распространяется из среды с большим показателем преломления n_1 (оптически более плотной) в среду с меньшим показателем преломления n_2 (оптически менее плотную) ($n_1 > n_2$), например из стекла в воду, то, согласно (1),

$$\frac{\sin i_2}{\sin i_1} = \frac{n_1}{n_2} > 1.$$

Отсюда следует, что преломленный луч удаляется от нормали и угол преломления i_2 больше, чем угол падения i_1 (рис. 2, а). С увеличением угла падения увеличивается угол преломления (рис. 2, б, в) до тех пор, пока при некотором угле падения ($i_1 = i_{\text{пр}}$) угол преломления не окажется равным $\pi/2$. Угол $i_{\text{пр}}$ называется предельным углом. При углах падения $i_1 > i_{\text{пр}}$ весь падающий свет полностью отражается (рис. 2, г).

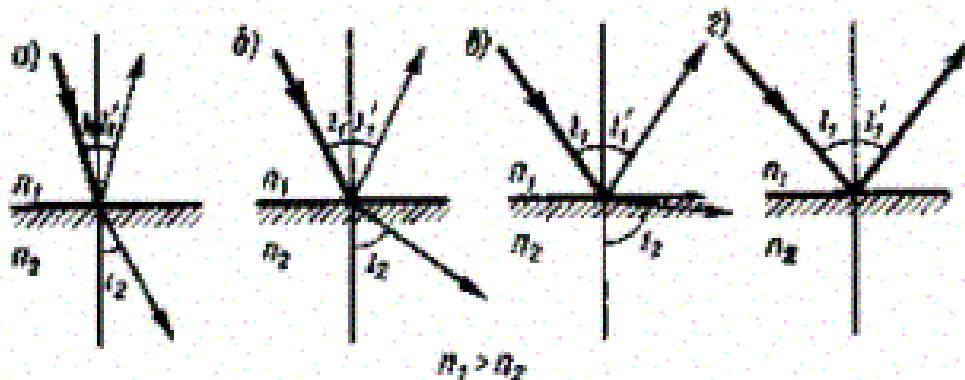


Рис. 2

По мере приближения угла падения к предельному интенсивность преломленного луча уменьшается, а отраженного — растёт (рис. 2, а—в). Если $i_1 = i_{\text{пр}}$, то интенсивность преломленного луча обращается в нуль, а интенсивность отраженного равна интенсивности падающего (рис. 2, г). Таким образом, при углах падения в пределах от $i_{\text{пр}}$ до $\pi/2$ луч не преломляется, а полностью отражается в первую среду, причем интенсивности отраженного и падающего лучей одинаковы. Это явление называется полным отражением.

Предельный угол $i_{\text{пр}}$ определим из формулы (1) при подстановке в нее $i_2 = \pi/2$.

Тогда

$$\sin i_{\text{пр}} = n_2/n_1 = n_{21}. \quad (2)$$

Уравнение (2) удовлетворяет значениям угла $i_{\text{пр}}$ при $n_2 \leq n_1$. Следовательно, явление полного отражения имеет место только при падении света *из среды оптически более плотной в среду оптически менее плотную*.

Явление полного отражения используется в призмах полного отражения. Показатель преломления стекла равен $n \approx 1,5$, поэтому предельный угол для границы стекло — воздух равен $i_{\text{пр}} = \arcsin(1/1,5) = 42^\circ$. Поэтому при падении света на границу стекло — воздух при $i > 42^\circ$ всегда будет иметь место полное отражение. На рис. 3, а—в показаны призмы полного отражения, позволяющие: а) повернуть луч на 90° ; б) повернуть изображение; в) обернуть лучи. Такие призмы применяются в оптических приборах (например, в биноклях, перископах), а также в рефрактометрах, позволяющих определять показатели преломления тел (по закону преломления, измеряя $i_{\text{пр}}$, находим относительный показатель преломления двух сред, а также абсолютный показатель преломления одной из сред, если показатель преломления другой среды известен).

Явление полного отражения используется также в световодах (светопроводах), представляющих собой тонкие, произвольным образом изогнутые нити (волокна) из оптически прозрачного материала. В волоконных деталях применяют стеклянное волокно, световедущая жила (сердцевина) которого окружается стеклом — оболочкой из другого стекла с меньшим показателем преломления. Свет, падающий на торец световода под углами, большими предельного, претерпевает на поверхности раздела сердцевины и оболочки полное отражение и распространяется только по световедущей жиле.



- Может ли возникнуть явление полного отражения, если свет проходит из воды в стекло?
- Сформулируйте и поясните основные законы оптики.
- В чем заключается физический смысл абсолютного показателя преломления среды? Что такое относительный показатель преломления?
- При каком условии наблюдается полное отражение?
- В чем заключается принцип работы световодов?

Рис. 3

Таким образом, с помощью световодов можно как угодно искривлять путь светового пучка. Диаметр световедущих жил лежит в пределах от нескольких микрон до нескольких миллиметров. Для передачи изображений, как правило, применяются многожильные световоды. Вопросы передачи световых волн и изображений изучаются в специальном разделе оптики — волоконной оптике, возникшей в 50-е годы XX столетия. Световоды используются в электронно-лучевых трубках, в электронно-счетных машинах, для кодирования информации, в медицине (например, диагностика желудка), для целей интегральной оптики и т. д.

4. Линзы. Виды линз. Собирающая и рассеивающая линзы

Раздел оптики, в котором законы распространения света рассматриваются на основе представления о световых лучах, называется геометрической оптикой. Под световыми лучами понимают нормальные к волновым поверхностям линии, вдоль которых распространяется поток световой энергии. Геометрическая оптика, оставаясь приближенным методом построения изображений в оптических системах, позволяет разобрать основные явления, связанные с прохождением через них света, и является поэтому основой теории оптических приборов.

Линзы представляют собой прозрачные тела, ограниченные двумя поверхностями (одна из них обычно сферическая, иногда цилиндрическая, а вторая — сферическая или плоская), преломляющими световые лучи, способные формировать оптические изображения предметов. Материалом для линз служат стекло, кварц, кристаллы, пластмассы и т. п. По внешней форме (рис. 1) линзы делятся на: 1) двояковыпуклые; 2) плосковыпуклые; 3) двояковогнутые; 4) плосковогнутые; 5) выпукло-вогнутые; 6)

вогнуто-выпуклые. По оптическим свойствам линзы делятся на собирающие и рассеивающие.

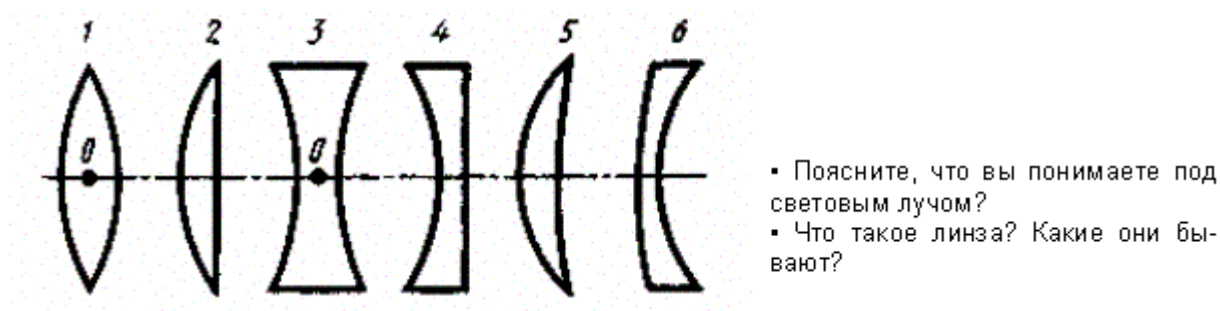


Рис. 1

Линза называется тонкой, если ее толщина (расстояние между ограничивающими поверхностями) значительно меньше по сравнению с радиусами поверхностей, ограничивающих линзу. Прямая, проходящая через центры кривизны поверхностей линзы, называется главной оптической осью. Для всякой линзы существует точка, называемая оптическим центром линзы, лежащая на главной оптической оси и обладающая тем свойством, что лучи проходят сквозь нее не преломляясь. Оптический центр O линзы для простоты будем считать совпадающим с геометрическим центром средней части линзы (это справедливо только для двояковыпуклой и двояковогнутой линз с одинаковыми радиусами кривизны обеих поверхностей; для плосковыпуклых и плосковогнутых линз оптический центр O лежит на пересечении главной оптической оси со сферической поверхностью).

$$(N-1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) = \frac{1}{a} + \frac{1}{b},$$

Выражение представляет собой формулу тонкой линзы. Фокусное расстояние определяется по формуле

$$f = \frac{1}{(N-1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right)}.$$

Оно зависит от относительного показателя преломления и радиусов кривизны.

фокусные расстояния линзы, окруженной с обеих сторон одинаковой средой, равны. Точки F , лежащие по обе стороны линзы на расстоянии, равном фокусному, называются фокусами линзы. Фокус — это точка, в которой после преломления собираются все лучи, падающие на линзу параллельно главной оптической оси.

Величина

$$(N-1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) = \frac{1}{f} = \Phi$$

называется оптической силой линзы. Ее единица — диоптрия (дптр). Диоптрия — оптическая сила линзы с фокусным расстоянием 1 м: 1 дптр = 1/м.

Линзы с положительной оптической силой являются собирающими, с отрицательной — рассеивающими. Плоскости, проходящие через фокусы линзы перпендикулярно ее главной оптической оси, называются фокальными плоскостями. В отличие от собирающей рассеивающая линза имеет мнимые фокусы. В мнимом фокусе сходятся (после преломления) воображаемые продолжения лучей, падающих на рассеивающую линзу параллельно главной оптической оси (рис. 2).

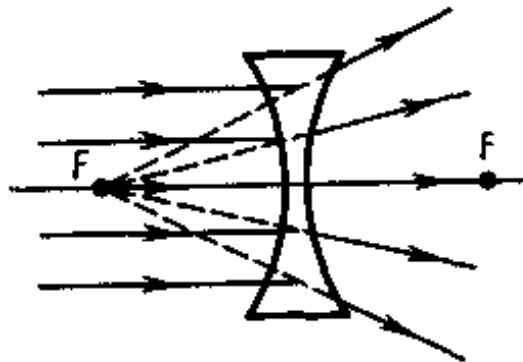


Рис. 2

Формулу линзы можно записать в виде

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}.$$

Для рассеивающей линзы расстояния/и b надо считать отрицательными.

Построение изображения предмета в линзах осуществляется с помощью следующих лучей:

- 1) луча, проходящего через оптический центр линзы и не изменяющего своего направления;
- 2) луча, идущего параллельно главной оптической оси; после преломления в линзе этот луч (или его продолжение) проходит через второй фокус линзы;
- 3) луча (или его продолжения), проходящего через первый фокус линзы; после преломления в ней он выходит из линзы параллельно ее главной оптической оси.

Для примера приведены построения изображений в собирающей (рис. 236) и в рассеивающей (рис. 4) линзах: действительное (рис. 3, *а*) и мнимое (рис. 3, *б*) изображения — в собирающей линзе, мнимое — в рассеивающей.

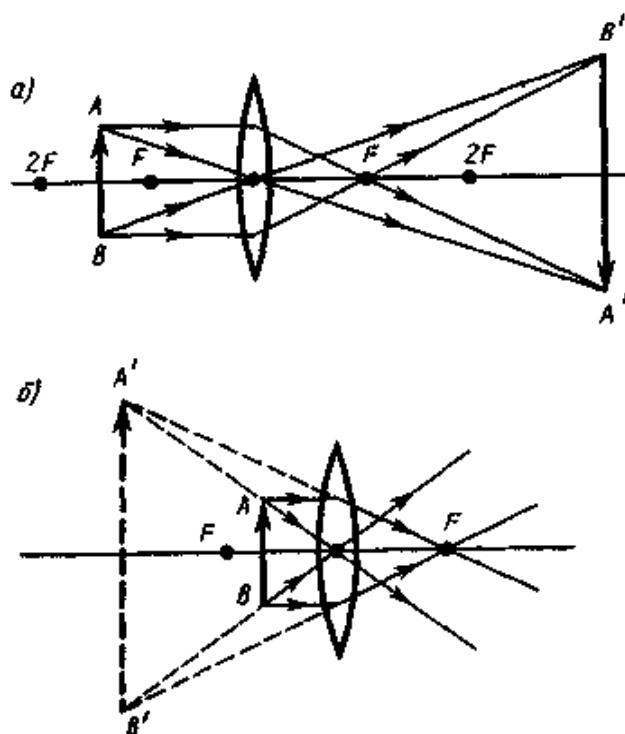
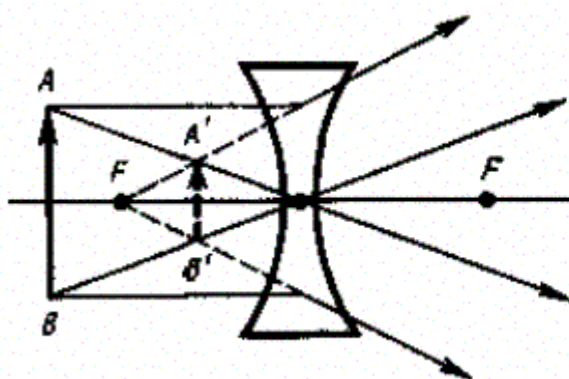


Рис. 3



♦ Как осуществляется построение изображения предметов в линзах?

Рис. 4

Отношение линейных размеров изображения и предмета называется линейным увеличением линзы. Отрицательным значениям линейного увеличения соответствует действительное изображение (оно перевернутое), положительным — мнимое изображение (оно прямое). Комбинации собирающих и рассеивающих линз применяются в оптических приборах, используемых для решения различных научных и технических задач.

5. Уравнение тонкой линзы

Линза называется тонкой, если ее толщина (расстояние между ограничивающими поверхностями) значительно меньше по сравнению с радиусами поверхностей, ограничивающих линзу.

Для вывода формулы тонкой линзы — соотношения, связывающего радиусы кривизны R_1 и R_2 поверхностей линзы с расстояниями a и b от линзы до предмета и его изображения, — воспользуемся принципом Ферма*, или принципом наименьшего времени: действительный путь распространения света (траектория светового луча) есть путь, для прохождения которого свету требуется минимальное время по сравнению с любым другим мыслимым путем между теми же точками.

Рассмотрим два световых луча (рис. 1) — луч, соединяющий точки A и B (луч AOB), и луч, проходящий через край линзы (луч ACB), — воспользовавшись условием равенства времени прохождения света вдоль AOB и ACB . Время прохождения света вдоль AOB

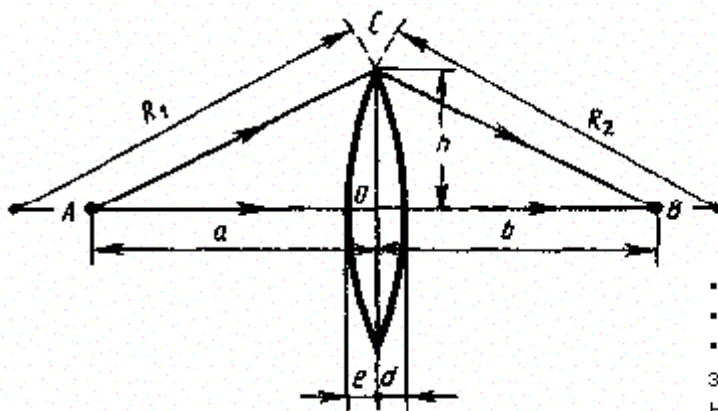
$$t_1 = \frac{a + N(e + d) + b}{c},$$

где $N = n/n_1$ — относительный показатель преломления (n и n_1 — соответственно абсолютные показатели преломления линзы и окружающей среды). Время прохождения света вдоль ACB равно

$$t_2 = \frac{\sqrt{(a+e)^2 + h^2} + \sqrt{(b+d)^2 + h^2}}{c}.$$

Так как $t_1 = t_2$, то

$$a + N(e + d) + b = \sqrt{(a+e)^2 + h^2} + \sqrt{(b+d)^2 + h^2}. \quad (1)$$



- В чем заключается принцип Ферма?
- Выведите формулу тонкой линзы.
- Что такое фокусное расстояние линзы? оптическая сила линзы? фокальная плоскость линзы?

* П. Ферма (1601—1665) — французский математик и физик.

Рис. 1

Рассмотрим параксиальные (приосевые) лучи, т. е. лучи, образующие с оптической осью малые углы. Только при использовании параксиальных лучей получается стигматическое изображение, т. е. все лучи параксиального пучка, исходящего из точки A , пересекают оптическую ось в одной и той же точке B . Тогда $h \ll (a+e)$, $h \ll (b+d)$ и

$$\sqrt{(a+e)^2 + h^2} = (a+e) \sqrt{1 + \frac{h^2}{(a+e)^2}} = (a+e) \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{h}{a+e} \right)^2 \right] = a+e + \frac{h^2}{2(a+e)}.$$

Аналогично,

$$\sqrt{(b+d)^2 + h^2} = b+d + \frac{h^2}{2(b+d)}.$$

Подставив найденные выражения в (1), получим

$$(N-1)(e+d) = \frac{h^2}{2} \left(\frac{1}{a+e} + \frac{1}{b+d} \right). \quad (2)$$

Для тонкой линзы $e \ll a$ и $d \ll b$, поэтому (2) можно представить в виде

$$(N-1)(e+d) = \frac{h^2}{2} \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right).$$

Учитывая, что

$$e = R_2 - \sqrt{R_2^2 - h^2} = R_2 - R_2 \sqrt{1 - h^2/R_2^2} = R_2 - R_2 \left[1 - \frac{1}{2} (h/R_2)^2 \right] = h^2/(2R_2)$$

и соответственно $d = h^2/(2R_1)$, получим

$$(N-1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) = \frac{1}{a} + \frac{1}{b}. \quad (3)$$

Выражение (3) представляет собой формулу тонкой линзы.

6. Оптические приборы: лупа и микроскоп

Для невооруженного глаза наименьший угол зрения приблизительно равен 1'. Этот угол определяется мозаичным строением сетчатки, а также волновыми свойствами света. Существует ряд приборов, предназначенных для увеличения угла зрения – лупа, микроскоп, зрительная труба. При визуальных наблюдениях глаз является неотъемлемой частью оптической системы, поэтому ход лучей в приборах, вооружающих глаз, зависит от аккомодации глаза. При анализе работы оптических приборов для визуальных наблюдений удобнее всего полагать, что глаз наблюдателя аккомодирован на бесконечность. Это означает, что лучи от каждой точки предмета, пройдя через прибор, попадают в глаз в виде параллельного пучка. В этих условиях понятие линейного увеличения теряет смысл. Отношение угла зрения φ при наблюдении предмета через оптический прибор к углу зрения ψ при наблюдении невооруженным глазом называется угловым увеличением:

$$\gamma = \frac{\varphi}{\psi}$$

Угловое увеличение является важной характеристикой оптических приборов для визуальных наблюдений.

Следует отметить, что в некоторых учебниках полагается, что глаз наблюдателя аккомодирован на расстояние наилучшего зрения нормального глаза d_0 . В этом случае ход лучей в приборах несколько усложняется, но угловое увеличение прибора приближенно остается таким же, как и при аккомодации на бесконечность.

Лупа. Простейшим прибором для визуальных наблюдений является лупа. Лупой называют собирающую линзу с малым фокусным расстоянием ($F \approx 10$ см). Лупу располагают близко к глазу, а рассматриваемый предмет – в ее фокальной плоскости. Предмет виден через лупу под углом

$$\varphi = \frac{h}{F}$$

где h – размер предмета. При рассматривании этого же предмета невооруженным глазом его следует расположить на расстоянии $d_0 = 25$ см наилучшего зрения нормального глаза. Предмет будет виден под углом

$$\psi = \frac{h}{d_0}$$

Отсюда следует, что угловое увеличение лупы равно

$$\gamma = \frac{\varphi}{\psi} = \frac{d_0}{F}$$

Линза с фокусным расстоянием 10 см дает увеличение в 2,5 раза. Работу лупы иллюстрирует рис. 1.

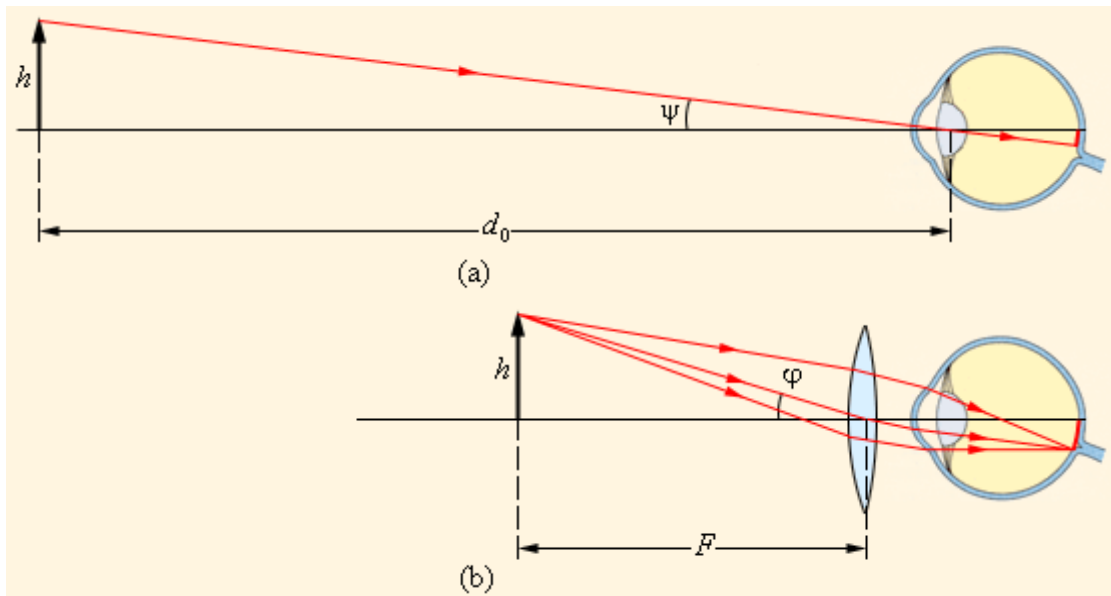
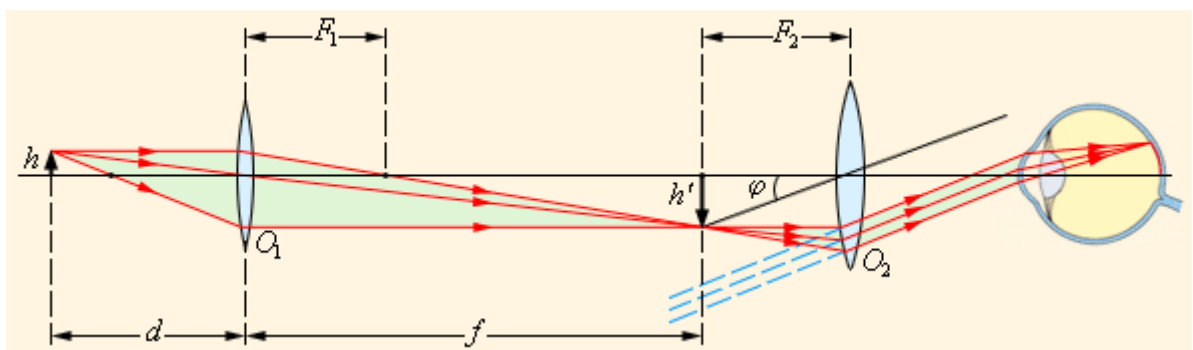


Рисунок 1. Действие лупы: а – предмет рассматривается невооруженным глазом с расстояния наилучшего зрения $d_0 = 25$ см; б – предмет рассматривается через лупу с фокусным расстоянием F .

Микроскоп. Микроскоп применяют для получения больших увеличений при наблюдении мелких предметов. Увеличенное изображение предмета в микроскопе получается с помощью оптической системы, состоящей из двух короткофокусных линз – объектива O_1 и окуляра O_2 (рис. 2). Объектив даст действительное перевернутое увеличенное изображение предмета. Это промежуточное изображение рассматривается глазом через окуляр, действие которого аналогично действию лупы. Окуляр располагают так, чтобы промежуточное изображение находилось в его фокальной плоскости; в этом случае лучи от каждой точки предмета распространяются после окуляра параллельным пучком.

Рисунок 2. Ход лучей в микроскопе.



Мнимое изображение предмета, рассматриваемое через окуляр, всегда перевернуто. Если же это оказывается неудобным (например, при прочтении мелкого шрифта), можно перевернуть сам предмет перед объективом. Поэтому угловое увеличение микроскопа принято считать положительной величиной.

Как следует из рис. 2, угол зрения φ предмета, рассматриваемого через окуляр в приближении малых углов,

$$\varphi = \frac{h}{F_2} = \frac{f \cdot h}{d \cdot F_2}$$

Приближенно можно положить $d \approx F_1$ и $f \approx l$, где l – расстояние между объективом и окуляром микроскопа («длина тубуса»). При рассматривании того же предмета невооруженным глазом

$$\psi = \frac{h}{d_0}$$

В результате формула для углового увеличения γ микроскопа приобретает вид

$$\gamma = \frac{\varphi}{\psi} = \frac{l \cdot d_0}{F_1 \cdot F_2}$$

Хороший микроскоп может давать увеличение в несколько сотен раз. При больших увеличениях начинают проявляться дифракционные явления.

У реальных микроскопов объектив и окуляр представляют собой сложные оптические системы, в которых устранены различные aberrации.

7. Аберрации (погрешности) оптических систем

Рассматривая прохождение света через тонкие линзы, мы ограничивались параксиальными лучами. Показатель преломления материала линзы считали не зависящим от длины волны падающего света, а падающий свет — монохроматическим. Так как в реальных оптических системах эти условия не выполняются, то в них возникают искажения изображения, называемые аберрациями (или погрешностями).

1. Сферическая аберрация. Если расходящийся пучок света падает на линзу, то параксиальные лучи после преломления пересекаются в точке S' (на расстоянии OS' от оптического центра линзы), а лучи, более удаленные от оптической оси, — в точке S'' , ближе к линзе (рис. 1). В результате изображение светящейся точки на экране, перпендикулярном оптической оси, будет в виде расплывчатого пятна. Этот вид погрешности, связанный со сферичностью преломляющих поверхностей, называется сферической аберрацией. Количественной мерой сферической аберрации является отрезок $\delta = OS'' - OS'$. Применяя диафрагмы (ограничиваясь параксиальными лучами), можно сферическую аберрацию уменьшить, однако при этом уменьшается светосила линзы. Сферическую аберрацию можно практически устранить, составляя системы из собирающих ($\delta < 0$) и рассеивающих ($\delta > 0$) линз. Сферическая аберрация является частным случаем астигматизма.

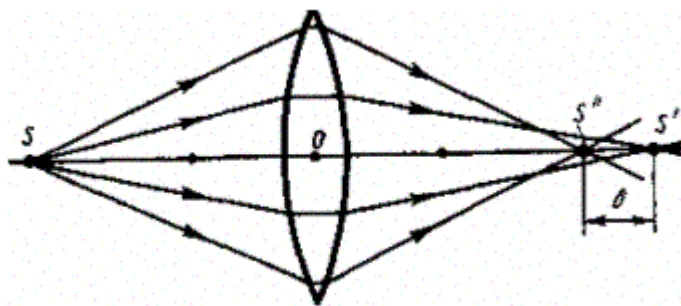


Рис. 1

2. Кома. Если через оптическую систему проходит широкий пучок от светящейся точки, расположенной не на оптической оси, то получаемое изображение этой точки будет в виде освещенного пятнышка, напоминающего кометный хвост. Такая погрешность называется поэтому комой. Устранение комы производится теми же приемами, что и сферической аберрации.

3. Дисторсия. Погрешность, при которой при больших углах падения лучей на линзу линейное увеличение для точек предмета, находящихся на разных расстояниях от главной оптической оси, несколько различается, называется дисторсией. В результате нарушается геометрическое подобие между предметом (прямоугольная сетка, рис. 239, а) и его изображением (рис. 2, б — подушкообразная дисторсия, рис. 239, в — бочкообразная дисторсия). Дисторсия особенно опасна в тех случаях, когда оптические системы применяются для съемок, например при аэрофотосъемке, в микроскопии и т. д. Дисторсию исправляют соответствующим подбором составляющих частей оптической системы.

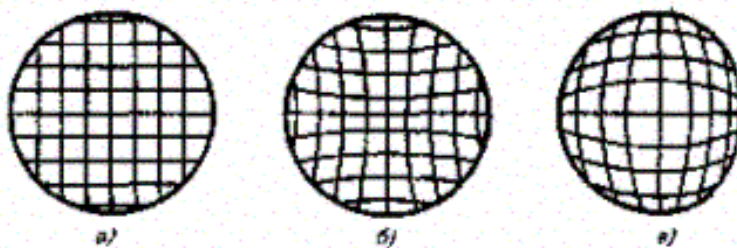


Рис. 2

4. Хроматическая аберрация. До сих пор мы предполагали, что коэффициенты преломления оптической системы постоянны. Однако это утверждение справедливо лишь для освещения оптической системы монохроматическим светом ($\lambda = \text{const}$); при сложном составе света необходимо учитывать зависимость коэффициента преломления вещества линзы (и окружающей среды, если это не воздух) от длины волны (явление дисперсии). При падении на оптическую систему белого света отдельные составляющие его монохроматические лучи фокусируются в разных точках (наибольшее фокусное расстояние имеют красные лучи, наименьшее — фиолетовые), поэтому изображение размыто и по краям окрашено. Это явление называется хроматической аберрацией. Так как разные сорта стекол обладают различной дисперсией, то, комбинируя собирающие и

рассеивающие линзы из различных стекол, можно совместить фокусы двух (ахроматы) и трех (апохроматы) различных цветов, устранив тем самым хроматическую aberrацию. Системы, исправленные на сферическую и хроматическую aberrации, называются апланатами.

5. Астигматизм. Погрешность, обусловленная неодинаковостью кривизны оптической поверхности в разных плоскостях сечения падающего на нее светового пучка, называется астигматизмом. Так, изображение точки, удаленной от главной оптической оси, наблюдается на экране в виде расплывчатого пятна эллиптической формы. Это пятно в зависимости от расстояния экрана до оптического центра линзы вырождается либо в вертикальную, либо в горизонтальную прямую. Астигматизм исправляется подбором радиусов кривизны преломляющих поверхностей и их фокусных расстояний. Системы, исправленные на сферическую и хроматическую aberrации и астигматизм, называются анастигматами.

Устранение aberrаций возможно лишь подбором специально рассчитанных сложных оптических систем. Одновременное исправление всех погрешностей — задача крайне сложная, а иногда даже неразрешимая. Поэтому обычно устраняются полностью лишь те погрешности, которые в том или ином случае особенно вредны.

8. Основные фотометрические параметры (сила света и световой поток)

Фотометрия — раздел оптики, занимающийся вопросами измерения интенсивности света и его источников. В фотометрии используются следующие величины:

1) энергетические — характеризуют энергетические параметры оптического излучения безотносительно к его действию на приемники излучения;

2) световые — характеризуют физиологические действия света и оцениваются по воздействию на глаз (исходят из так называемой средней чувствительности глаза) или другие приемники излучения.

1. Световые величины. При оптических измерениях используются различные приемники излучения (например, глаз, фотоэлементы, фотоумножители), которые не обладают одинаковой чувствительностью к энергии различных длин волн, являясь, таким образом, селективными (избирательными). Каждый приемник излучения характеризуется своей кривой чувствительности к свету различных длин волн. Поэтому световые измерения, являясь субъективными, отличаются от объективных, энергетических и для них вводятся световые единицы, используемые только для видимого света.

Световой поток Φ определяется как мощность оптического излучения по вызываемому им световому ощущению (по его действию на селективный приемник света с заданной спектральной чувствительностью).

Поток световой энергии измеряется в люменах (лм): 1 лм — световой поток, испускаемый точечным источником силой света в 1 кд внутри телесного угла в 1 ср (при равномерности поля излучения внутри телесного угла) (1 лм = 1 кд·ср).

Определить световой поток в 1 лм невозможно, не обращаясь к светящимся телам, и основной мерой света долгое время была «свеча», которая считалась единицей силы света. Настоящие свечи уже более века не используются в качестве меры света, так как с 1862 стала применяться специальная масляная лампа, а с 1877 – лампа, в которой сжигался пентан. В 1899 в качестве единицы силы света была принята «международная свеча», которая воспроизводилась с помощью поверяемых электрических ламп накаливания. В 1979 была принята несколько отличающаяся от нее международная единица, названная канделой (кд). Кандела равна силе света в данном направлении источника, испускающего монохроматическое излучение частоты $540 \cdot 10^{12}$ Гц ($\lambda = 555$ нм), энергетическая сила светового излучения которого в этом направлении составляет $1/683$ Вт/ср. Кандела (кд) является *основной световой единицей* в СИ. Определение световых единиц аналогично энергетическим.

Чтобы дать определение люмена, рассмотрим точечный источник с силой света 1 кд во всех направлениях. Такой источник испускает полный световой поток, равный 4π лм. Если источник с силой света 1 кд освещает обращенную к нему небольшую пластинку, находящуюся на расстоянии 1 м, то освещенность поверхности этой пластинки равна 1 лм/м^2 , т.е. одному люксу.

Протяженный источник света или освещенный предмет характеризуется определенной яркостью (фотометрической яркостью). Если сила света, испускаемого 1 м^2 такой поверхности в данном направлении, равна 1 кд, то ее яркость в этом направлении равна 1 кд/м^2 . (Яркость большинства тел и источников света в разных направлениях неодинакова.)

2. Энергетические величины. Поток излучения Φ_e — величина, равная отношению энергии W излучения ко времени t , за которое излучение произошло:

$$\Phi_e = W/t.$$

Единица потока излучения — ватт (Вт).

Энергетическая сила света (сила излучения) I_e определяется с помощью понятия о точечном источнике света — источнике, размерами которого по сравнению с расстоянием до места наблюдения можно пренебречь. Энергетическая сила света I_e — величина, равная отношению потока излучения Φ , источника к телесному углу ω , в пределах которого это излучение распространяется:

$$I_e = \Phi_e / \omega.$$

Единица энергетической силы света — ватт на стерадиан (Вт/ср).

9. Основные фотометрические параметры (светимость, яркость и освещенность)

Фотометрия — раздел оптики, занимающийся вопросами измерения интенсивности света и его источников. В фотометрии используются следующие величины:

- 1) энергетические — характеризуют энергетические параметры оптического излучения безотносительно к его действию на приемники излучения;
- 2) световые — характеризуют физиологические действия света и оцениваются по воздействию на глаз (исходят из так называемой средней чувствительности глаза) или другие приемники излучения.

1. Энергетические величины. Энергетическая светимость (излучательность) R_e — величина, равная отношению потока излучения Φ_e испускаемого поверхностью, к площади S сечения, сквозь которое этот поток проходит:

$$R_e = \Phi_e / S,$$

т. е. представляет собой поверхностную плотность потока излучения.

Единица энергетической светимости — ватт на метр в квадрате ($\text{Вт}/\text{м}^2$).

Энергетическая яркость (лучистость) B_e — величина, равная отношению энергетической силы света ΔI_e элемента излучающей поверхности к площади ΔS проекции этого элемента на плоскость, перпендикулярную направлению наблюдения:

$$B_e = \Delta I_e / \Delta S.$$

Единица энергетической яркости — ватт на стерадиан-метр в квадрате ($\text{Вт}/(\text{ср} \cdot \text{м}^2)$).

Энергетическая освещенность (облученность) E_e характеризует величину потока излучения, падающего на единицу освещаемой поверхности. Единица энергетической освещенности совпадает с единицей энергетической светимости ($\text{Вт}/\text{м}^2$).

2. Световые величины. При оптических измерениях используются различные приемники излучения (например, глаз, фотоэлементы, фотоумножители), которые не обладают одинаковой чувствительностью к энергии различных длин волн, являясь, таким образом, селективными (избирательными). Каждый приемник излучения характеризуется своей кривой чувствительности к свету различных длин волн. Поэтому световые измерения, являясь субъективными, отличаются от объективных, энергетических и для них вводятся световые единицы, используемые только для видимого света. *Основной световой единицей* в СИ является единица силы света — кандела (кд). Определение световых единиц аналогично энергетическим.

Светимость R определяется соотношением

$$R = \Phi / S.$$

Единица светимости — люмен на метр в квадрате ($\text{лм}/\text{м}^2$).

Яркость B_v светящейся поверхности в некотором направлении φ есть величина, равная отношению силы света I в этом направлении к площади S проекции светящейся поверхности на плоскость, перпендикулярную данному направлению:

$$B_\varphi = I / (S \cos \varphi).$$

Единица яркости — кандела на метр в квадрате (кд/м²).

$$E = \Phi / S.$$

Единица освещенности — люкс (лк): 1 лк — освещенность поверхности, на 1 м² которой падает световой поток в 1 лм (1 лм = 1 лм/м²).

Освещенность E — величина, равная отношению светового потока Φ , падающего на поверхность, к площади S этой поверхности:

10. Фотометрия

ФОТОМЕТРИЯ, раздел прикладной физики, занимающийся измерениями света. С точки зрения фотометрии, свет — это излучение, способное вызывать ощущение яркости при воздействии на человеческий глаз. Такое ощущение вызывает излучение с длинами волн от ~0,38 до ~0,78 мкм, причем самым ярким представляется излучение с длиной волны ок. 0,555 мкм (желто-зеленого цвета). Поскольку чувствительность глаза к разным длинам волн у людей неодинакова, в фотометрии принят ряд условностей. В 1931 Международная комиссия по освещению (МКО) ввела понятие «стандартного наблюдателя» как некоего среднего для людей с нормальным восприятием. Этот эталон МКО — не что иное, как таблица значений относительной световой эффективности излучения с длинами волн в диапазоне от 0,380 до 0,780 мкм через каждые 0,001 мкм. Яркость, измеренная в соответствии с эталоном МКО, называется фотометрической яркостью или просто яркостью.

Фотометрические величины. Поток световой энергии измеряется в люменах. Определить световой поток в 1 лм невозможно, не обращаясь к светящимся телам, и основной мерой света долгое время была «свеча», которая считалась единицей силы света. Настоящие свечи уже более века не используются в качестве меры света, так как с 1862 стала применяться специальная масляная лампа, а с 1877 — лампа, в которой сжигался пентан. В 1899 в качестве единицы силы света была принята «международная свеча», которая воспроизводилась с помощью поверяемых электрических ламп накаливания. В 1979 была принята несколько отличающаяся от нее международная единица, названная канделой (кд). Кандела равна силе света в данном направлении источника, испускающего монохроматическое излучение частоты 540 012 Гц ($\lambda = 555$ нм), энергетическая сила светового излучения которого в этом направлении составляет 1/683 Вт/ср.

Чтобы дать определение люмена, рассмотрим точечный источник с силой света 1 кд во всех направлениях. Такой источник испускает полный световой поток, равный 4 π лм. Если источник с силой света 1 кд освещает обращенную к нему небольшую пластинку,

находящуюся на расстоянии 1 м, то освещенность поверхности этой пластинки равна 1 лм/м², т.е. одному люксу.

Протяженный источник света или освещенный предмет характеризуется определенной яркостью (фотометрической яркостью). Если сила света, испускаемого 1 м² такой поверхности в данном направлении, равна 1 кд, то ее яркость в этом направлении равна 1 кд/м². (Яркость большинства тел и источников света в разных направлениях неодинакова.)

Виды фотометрических измерений. Основные виды фотометрических измерений таковы: 1) сравнение силы света источников; 2) измерение полного потока от источника света; 3) измерение освещенности в заданной плоскости; 4) измерение яркости в заданном направлении; 5) измерение доли света, пропускаемой частично прозрачными объектами; 6) измерение доли света, отражаемой объектами.

ОБЩИЕ МЕТОДЫ ФОТОМЕТРИИ

Существуют два общих метода фотометрии: 1) визуальная фотометрия, в которой при выравнивании механическими или оптическими средствами яркости двух полей сравнения используется способность человеческого глаза ощущать различия в яркости; 2) физическая фотометрия, в которой для сравнения двух источников света используются различные приемники света иного рода – вакуумные фотоэлементы, полупроводниковые фотодиоды и т.д. При обоих методах для того, чтобы результаты имели универсальную значимость, условия наблюдения (или работы приборов) должны быть такими, чтобы фотометр реагировал на разные длины волн в точном соответствии со «стандартным наблюдателем» МКО. Важно также, чтобы световой выход лампы не изменялся в ходе измерений. Для стабилизации и измерения тока и напряжения в таких условиях обычно требуется довольно сложная электрическая аппаратура. В самых точных фотометрических измерениях приходится стабилизировать ток через лампу с точностью до (2 – 3)·10⁻³%.

11. Корпускулярная и волновая теория света

В конце XVII в. на основе многовекового опыта и развития представлений о свете возникли две теории света: корпускулярная (И. Ньютон) и волновая (Р. Гук и Х. Гюйгенс).

Согласно корпускулярной теории (теории истечения), свет представляет собой поток частиц (корпускул), испускаемых светящимися телами и летящих по прямолинейным траекториям. Движение световых корпускул Ньютон подчинил сформулированным им законам механики. Так, отражение света понималось аналогично отражению упругого шарика при ударе о плоскость, где также соблюдается закон равенства углов падения и отражения. Преломление света Ньютон объяснял притяжением корпускул преломляющей средой, в результате чего скорость корпускул меняется при переходе из одной среды в другую. Из теории Ньютона следовало постоянство синуса угла падения i_1 , к синусу угла преломления i_2 :

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = \frac{v}{c} = n, \quad (1)$$

где c — скорость распространения света в вакууме, v — скорость распространения света в среде. Так как n в среде всегда больше единицы, то, по теории Ньютона, $v > c$, т. е. скорость распространения света в среде должна быть всегда больше скорости его распространения в вакууме.

Согласно волновой теории, развитой на основе аналогии оптических и акустических явлений, свет представляет собой упругую волну, распространяющуюся в особой среде — эфире. Эфир заполняет все мировое пространство, пронизывает все тела и обладает механическими свойствами — упругостью и плотностью. Согласно Гюйгенсу, большая скорость распространения света обусловлена особыми свойствами эфира.

Волновая теория основывается на принципе Гюйгенса: каждая точка, до которой доходит волна, служит центром вторичных волн, а огибающая этих волн дает положение волнового фронта в следующий момент времени. Напомним, что волновым фронтом называется геометрическое место точек, до которых доходят колебания к моменту времени t . Принцип Гюйгенса позволяет анализировать распространение света и вывести законы отражения и преломления. Из принципа Гюйгенса следует, что

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = \frac{c}{v} = n. \quad (2)$$

Сравнивая выражения (2) и (1), видим, что волновая теория приводит к выводу, отличному от вывода теории Ньютона. По теории Гюйгенса, $v < c$, т. е. скорость распространения света в среде должна быть всегда меньше скорости его распространения в вакууме.

Таким образом, к началу XVIII в. существовало два противоположных подхода к объяснению природы света: корпускулярная теория Ньютона и волновая теория Гюйгенса. Обе эти теории объясняли прямолинейное распространение света, законы отражения и преломления. XVIII век стал веком борьбы этих теорий. Экспериментальное доказательство справедливости волновой теории было получено в 1851 г., когда Э. Фуко (и независимо от него А. Физо) измерил скорость распространения света в воде и получил значение, соответствующее формуле (2). К началу XIX столетия корпускулярная теория была полностью отвергнута и восторжествовала волновая теория. Большая заслуга в этом отношении принадлежит английскому физiku Т. Юнгу, исследовавшему явления дифракции и интерференции, и французскому физiku О. Френелю, дополнившему принцип Гюйгенса и объяснившему эти явления.

Несмотря на признание волновой теории, она обладала целым рядом недостатков. Например, явления интерференции, дифракции и поляризации могли быть объяснены только в том случае, если световые волны считать поперечными. С другой стороны, если световые волны — поперечные, то их носитель — эфир — должен обладать свойствами твердых тел. Попытка же наделить эфир свойствами твердого тела успеха не имела, так как эфир не оказывает заметного воздействия на движущиеся в нем тела. Далее эксперименты показали, что скорость распространения света в разных средах различна,

поэтому эфир должен обладать в разных средах различными свойствами. Теория Гюйгенса не могла объяснить также физической природы наличия разных цветов.

Наука о свете накапливала экспериментальные данные, свидетельствующие о взаимосвязи световых, электрических и магнитных явлений, что позволило Максвеллу в 70-х годах прошлого столетия создать электромагнитную теорию света (см. § 139). Согласно электромагнитной теории Максвелла

$$c/v = \sqrt{\epsilon\mu} = n,$$

где c и v — соответственно скорости распространения света в вакууме и в среде с диэлектрической проницаемостью ϵ и магнитной проницаемостью μ . Это соотношение связывает оптические, электрические и магнитные постоянные вещества. По Максвеллу, ϵ и μ — величины, не зависящие от длины волны света, поэтому электромагнитная теория не могла объяснить явление дисперсии (зависимость показателя преломления от длины волны). Эта трудность была преодолена в конце XIX в. Лоренцем, предложившим электронную теорию, согласно которой диэлектрическая проницаемость ϵ зависит от длины волны падающего света. Теория Лоренца ввела представление об электронах, колеблющихся внутри атома, в позволила объяснить явления испускания и поглощения света веществом.

Несмотря на огромные успехи электромагнитной теории Максвелла и электронной теории Лоренца, они были несколько противоречивы и при их применении встречался ряд затруднений. Обе теории основывались на гипотезе об эфире, только «упругий эфир» был заменен «эфиром электромагнитным» (теория Максвелла) или «неподвижным эфиром» (теория Лоренца). Теория Максвелла не смогла объяснить процессов испускания и поглощения света, фотоэлектрического эффекта, комптоновского рассеяния и т. д. Теория Лоренца, в свою очередь, не смогла объяснить многие явления, связанные с взаимодействием света с веществом, в частности вопрос о распределении энергии по длинам волн при тепловом излучении черного тела.

Перечисленные затруднения и противоречия были преодолены благодаря смелой гипотезе (1900) немецкого физика М. Планка, согласно которой излучение и поглощение света происходит не непрерывно, а дискретно, т. е. определенными порциями (квантами), энергия которых определяется частотой ν :

$$\epsilon_0 = h\nu, \tag{3}$$

где h — постоянная Планка.

Теория Планка не нуждалась в понятии об эфире. Она объяснила тепловое излучение черного тела. Эйнштейн в 1905 г. создал квантовую теорию света, согласно которой не только *излучение* света, но и его *распространение* происходит в виде потока световых квантов — фотонов, энергия которых определяется соотношением (3), а масса

$$m_{\Phi} = \frac{\epsilon_0}{c^2} = \frac{h\nu}{c^2} = \frac{h}{\lambda c}. \quad (4)$$

Квантовые представления о свете хорошо согласуются с законами излучения и поглощения света, законами взаимодействия света с веществом. Однако как с помощью этих представлений объяснить такие хорошо изученные явления, как интерференция, дифракция и поляризация света? Эти явления легко объясняются на основе волновых представлений. Все многообразие изученных свойств и законов распространения света, его взаимодействия с веществом показывает, что свет имеет сложную природу. Он представляет собой *единство противоположных видов движения* — корпускулярного (квантового) и волнового (электромагнитного). Длительный путь развития привел к современным представлениям о двойственной корпускулярно-волновой природе света. Выражения (3) и (4) связывают корпускулярные характеристики излучения — массу и энергию кванта — с волновыми — частотой колебаний и длиной волны. Таким образом, свет представляет собой *единство дискретности и непрерывности*.

12. Когерентность и монохроматичность световых волн

Интерференцию света можно объяснить, рассматривая интерференцию волн. Необходимым условием интерференции волн является их когерентность, т. е. согласованное протекание во времени и пространстве нескольких колебательных или волновых процессов. Этому условию удовлетворяют монохроматические волны — не ограниченные в пространстве волны одной определенной и строго постоянной частоты. Так как ни один реальный источник не дает строго монохроматического света, то волны, излучаемые любыми независимыми источниками света, всегда некогерентны. Поэтому на опыте не наблюдается интерференция света от независимых источников, например от двух электрических лампочек.

Понять физическую причину немонохроматичности, а следовательно, и некогерентности волн, испускаемых двумя независимыми источниками света, можно исходя из самого механизма испускания света атомами. В двух самостоятельных источниках света атомы излучают независимо друг от друга. В каждом из таких атомов процесс излучения конечен и длится очень короткое время (10^{-8} с). За это время возбужденный атом возвращается в нормальное состояние и излучение им света прекращается. Возбудившись вновь, атом снова начинает испускать световые волны, но уже с новой начальной фазой. Так как разность фаз между излучением двух таких независимых атомов изменяется при каждом новом акте испускания, то волны, спонтанно излучаемые атомами любого источника света, некогерентны. Таким образом, волны, испускаемые атомами, лишь в течение интервала времени $\approx 10^{-8}$ с имеют приблизительно постоянные амплитуду и фазу колебаний, тогда как за больший промежуток времени и амплитуда, и фаза изменяются. Прерывистое излучение света атомами в виде отдельных коротких импульсов называется волновым цугом.

Описанная модель испускания света справедлива и для любого макроскопического источника, так как атомы светящегося тела излучают свет также *независимо* друг от

друга. Это означает, что начальные фазы соответствующих им волновых цугов не связаны между собой. Помимо этого, даже для одного и того же атома начальные фазы разных цугов отличаются для двух последующих актов излучения. Следовательно, свет, испускаемый макроскопическим источником, некогерентен.

Любой немонохроматический свет можно представить в виде совокупности сменяющих друг друга независимых гармонических цугов. Средняя продолжительность одного цуга $\tau_{\text{ког}}$ называется временем когерентности. Когерентность существует только в пределах одного цуга, и время когерентности не может превышать время излучения, т. е. $\tau_{\text{ког}} < \tau$. Прибор обнаружит четкую интерференционную картину лишь тогда, когда время разрешения прибора значительно меньше времени когерентности накладываемых световых волн.

Если волна распространяется в однородной среде, то фаза колебаний в определенной точке пространства сохраняется только в течение времени когерентности $\tau_{\text{ког}}$. За это время волна распространяется в вакууме на расстояние $l_{\text{ког}} = c\tau_{\text{ког}}$, называемое длиной когерентности (или длиной цуга). Таким образом, длина когерентности есть расстояние, при прохождении которого две или несколько волн утрачивают когерентность. Отсюда следует, что наблюдение интерференции света возможно лишь при оптических разностях хода, меньших длины когерентности для используемого источника света.

Чем ближе волна к монохроматической, тем меньше ширина $\Delta\omega$ спектра ее частот и, как можно показать, больше ее время когерентности $\tau_{\text{ког}}$, следовательно, и длина когерентности $l_{\text{ког}}$. Когерентность колебаний, которые совершаются в одной и той же точке пространства, определяемая степенью монохроматичности волн, называется временной когерентностью.

Наряду с временной когерентностью для описания когерентных свойств волн в плоскости, перпендикулярной направлению их распространения, вводится понятие пространственной когерентности. Два источника, размеры и взаимное расположение которых позволяют (при необходимой степени монохроматичности света) наблюдать интерференцию, называются пространственно-когерентными. Радиусом когерентности (или длиной пространственной когерентности) называется максимальное поперечное направление распространения волны расстояние, на котором возможно проявление интерференции. Таким образом, пространственная когерентность определяется радиусом когерентности.

Радиус когерентности

$$r_{\text{ког}} \sim \lambda/\phi,$$

где λ — длина волны света, ϕ — угловой размер источника. Так, минимально возможный радиус когерентности для солнечных лучей (при угловом размере Солнца на Земле $\phi \approx 10^{-2}$ рад и $\lambda \approx 0,5$ мкм) составляет $\approx 0,05$ мм. При таком малом радиусе когерентности невозможно непосредственно наблюдать интерференцию солнечных лучей, поскольку разрешающая способность человеческого глаза на расстоянии

наилучшего зрения составляет лишь 0,1 мм. Отметим, что первое наблюдение интерференции провел в 1802 г. Т. Юнг именно с солнечным светом, для чего он предварительно пропускал солнечные лучи через очень малое отверстие в непрозрачном экране (при этом на несколько порядков уменьшался угловой размер источника света и тем самым резко увеличивался радиус когерентности (или длина пространственной когерентности)).

13. Интерференция света

Интерференция волн

— это явление наложения когерентных волн

- свойственно волнам любой природы (механическим, электромагнитным и т.д.)

Когерентные волны - это волны, испускаемые источниками, имеющими одинаковую частоту и постоянную разность фаз. При наложении когерентных волн в какой-либо точке пространства амплитуда колебаний (смещения) этой точки будет зависеть от разности расстояний от источников до рассматриваемой точки. Эта разность расстояний называется разностью хода.

Предположим, что две монохроматические световые волны, накладываясь друг на друга, возбуждают в определенной точке пространства колебания одинакового направления: $x_1 = A_1 \cos(\omega t + \varphi_1)$ и $x_2 = A_2 \cos(\omega t + \varphi_2)$. Под x понимают напряженность электрического E или магнитного H полей волны; векторы E и H колеблются во взаимно перпендикулярных плоскостях. Напряженности электрического и магнитного полей подчиняются принципу суперпозиции. Амплитуда результирующего колебания в данной точке $A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1)$. Так как волны когерентны, то $\cos(\varphi_2 - \varphi_1)$ имеет постоянное во времени (но свое для каждой точки пространства) значение, поэтому интенсивность результирующей волны ($I \sim A^2$)

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\varphi_2 - \varphi_1). \quad (1)$$

В точках пространства, где $\cos(\varphi_2 - \varphi_1) > 0$, интенсивность $I > I_1 + I_2$, где $\cos(\varphi_2 - \varphi_1) < 0$, интенсивность $I < I_1 + I_2$. Следовательно, при наложении двух (или нескольких) когерентных световых волн происходит пространственное перераспределение светового потока, в результате чего в одних местах возникают максимумы, а в других — минимумы интенсивности. Это явление называется интерференцией света. Интерференция, разумеется, не меняет полной световой энергии, попадающей на экран, приводя лишь к её перераспределению с образованием характерной интерференционной картины.

Для некогерентных волн разность $(\varphi_2 - \varphi_1)$ непрерывно изменяется, поэтому среднее во времени значение $\cos(\varphi_2 - \varphi_1)$ равно нулю, и интенсивность результирующей волны всюду одинакова и при $I_1 = I_2$ равна $2I_1$ (для когерентных волн при данном условии в максимумах $I = 4I_1$ в минимумах $I = 0$).

Максимальная интенсивность в интерференционной картине наблюдается при разности хода, равной чётному числу полуволн, т. е.

$$\Delta = \pm m\lambda_0 \quad (m=0, 1, 2, \dots),$$

а минимальная - при разности хода, равной нечётному числу полуволн

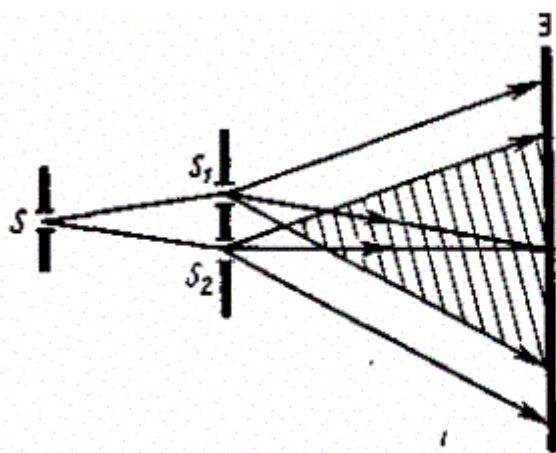
$$\Delta = \pm (2m+1) \frac{\lambda_0}{2} \quad (m=0, 1, 2, \dots),$$

14. Условия максимума и минимума интерференции света

Как можно создать условия, необходимые для возникновения интерференции световых волн? Для получения когерентных световых волн применяют метод разделения волны, излучаемой одним источником, на две части, которые после прохождения разных *оптических путей* накладываются друг на друга, и наблюдается интерференционная картина.

Практически это можно осуществить с помощью экранов и щелей, зеркал и преломляющих тел. Рассмотрим некоторые из этих методов.

1. Метод Юнга. Источником света служит ярко освещенная щель S (рис. 1), от которой световая волна падает на две узкие равноудаленные щели S₁ и S₂, параллельные щели S. Таким образом, щели S₁ и S₂ играют роль когерентных источников.



- Какую величину называют временем когерентности? длиной когерентности? Какова связь между ними?
- Для чего вводятся понятия временной и пространственной когерентностей?
- Что такое оптическая длина пути? оптическая разность хода?
- Два когерентных световых пучка с оптической разностью хода $\Delta = \frac{3}{2}\lambda$ А интерферируют в некоторой точке. Максимум или минимум наблюдается в этой точке? Почему?

Рис. 1

Интерференционная картина (область BC) наблюдается на экране (Θ), расположенном на некотором расстоянии параллельно S₁ и S₂. Т. Юнгу принадлежит первое наблюдение явления интерференции.

2. Зеркала Френеля. Свет от источника S (рис. 2) падает расходящимся пучком на два плоских зеркала A₁O и A₂O, расположенных относительно друг друга под углом, лишь немного отличающимся от 180° (угол φ мал). Используя правила построения изображения в плоских зеркалах, можно показать, что и источник, и его изображения S₁ и S₂ (угловое

расстояние между которыми равно 2φ) лежат на одной и той же окружности радиуса r с центром в O (точка соприкосновения зеркал).

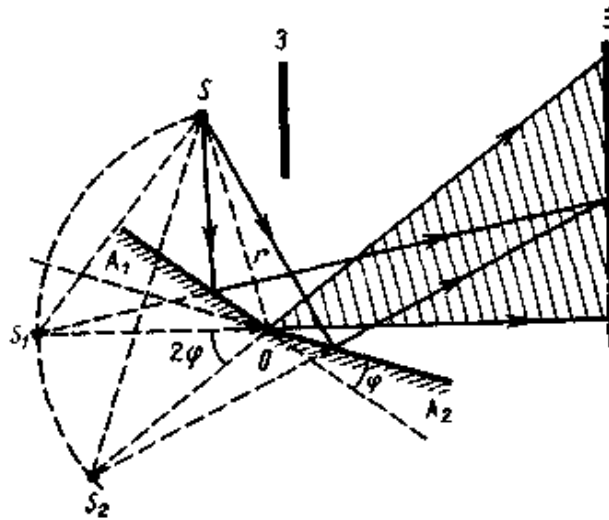


Рис. 2

Световые пучки, отразившиеся от обоих зеркал, можно считать выходящими из мнимых источников S_1 и S_2 , являющихся мнимыми изображениями S в зеркалах.

Мнимые источники S_1 и S_2 взаимно когерентны, и исходящие из них световые пучки, встречаясь друг с другом, интерферируют в области взаимного перекрывания (на рис. 2 она заштрихована). Можно показать, что максимальный угол расхождения перекрывающихся пучков не может быть больше 2φ . Интерференционная картина наблюдается на экране ($\mathcal{E}$), защищенном от прямого попадания света заслонкой ($\mathcal{Z}$).

3. Бипризма Френеля. Она состоит из двух одинаковых, сложенных основаниями призм с малыми преломляющими углами. Свет от источника S (рис. 3) преломляется в обеих призмах, в результате чего за бипризмой распространяются световые лучи, как бы исходящие из мнимых источников S_1 и S_2 , являющихся когерентными. Таким образом, на поверхности экрана (в заштрихованной области) происходит наложение когерентных пучков и наблюдается интерференция.

Пусть разделение на две когерентные волны происходит в определенной точке O . До точки M , в которой наблюдается интерференционная картина, одна волна в среде с показателем преломления n_1 прошла путь s_1 , вторая — в среде с показателем преломления n_2 — путь s_2 . Если в точке O фаза колебаний равна ωt , то в точке M первая волна возбуждает колебание $A_1 \cos \omega(t - s_1/v_1)$, вторая волна — колебание $A_2 \cos \omega(t - s_2/v_2)$, где $v_1 = c/n_1$, $v_2 = c/n_2$ — соответственно фазовая скорость первой и второй волн. Разность фаз колебаний, возбуждаемых волнами в точке M , равна

$$\delta = \omega \left(\frac{s_2}{v_2} - \frac{s_1}{v_1} \right) = \frac{2\pi}{\lambda_0} (s_2 n_2 - s_1 n_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0} (L_2 - L_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta$$

(учли, что $\omega/c = 2\pi\nu/c = 2\pi\lambda_0$ где λ_0 — длина волны в вакууме). Произведение геометрической длины s пути световой волны в данной среде на показатель n преломления этой среды называется оптической длиной пути L , а $\Delta = L_2 - L_1$ — разность оптических длин проходимых волнами путей — называется оптической разностью хода. Если оптическая разность хода равна целому числу длин волн в вакууме

$$\Delta = \pm m\lambda_0 \quad (m=0, 1, 2, \dots), \quad (1)$$

то $\delta = \pm 2\pi m$, и колебания, возбуждаемые в точке M обеими волнами, будут происходить в одинаковой фазе. Следовательно, (1) является условием интерференционного максимума.

Если оптическая разность хода

$$\Delta = \pm (2m+1) \frac{\lambda_0}{2} \quad (m=0, 1, 2, \dots), \quad (2)$$

то $\delta = \pm (2m+1)\pi$, и колебания, возбуждаемые в точке M обеими волнами, будут происходить в противофазе. Следовательно, (2) является условием интерференционного минимума.

15. Интерференция в тонких пленках

В природе часто можно наблюдать радужное окрашивание тонких пленок (масляные пленки на воде, мыльные пузыри, оксидные пленки на металлах), возникающее в результате интерференции света, отраженного двумя поверхностями пленки.

Пусть на плоскопараллельную прозрачную пленку с показателем преломления n и толщиной d под углом i (рис. 1) падает плоская монохроматическая волна (для простоты рассмотрим один луч). На поверхности пленки в точке O луч разделится на два: частично отразится от верхней поверхности пленки, а частично преломится. Преломленный луч, дойдя до точки C , частично преломится в воздух ($n_0 = 1$), а частично отразится и пойдет к точке B . Здесь он опять частично отразится (этот ход луча в дальнейшем из-за малой интенсивности не рассматриваем) и преломится, выходя в воздух под углом i . Вышедшие из пленки лучи 1 и 2 когерентны, если оптическая разность их хода мала по сравнению с длиной когерентности падающей волны. Если на их пути поставить собирающую линзу, то они сойдутся в одной из точек P фокальной плоскости линзы. В результате возникает интерференционная картина, которая определяется оптической разностью хода между интерферирующими лучами.

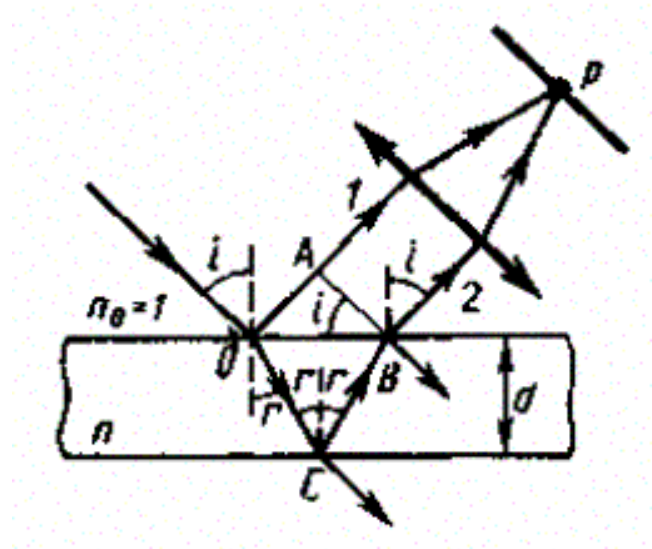


Рис. 1

Оптическая разность хода, возникающая между двумя интерферирующими лучами от точки O до плоскости AB ,

$$\Delta = n(OC + CB) - (OA \pm \lambda_0/2),$$

где показатель преломления окружающей пленку среды принят равным 1, а член $\pm \lambda_0/2$ обусловлен потерей полуволны при отражении света от границы раздела. Если $n > n_0$, то потеря полуволны произойдет в точке O и вышеупомянутый член будет иметь знак минус; если же $n < n_0$, то потеря полуволны произойдет в точке C и $\lambda_0/2$ будет иметь знак плюс. Согласно рис. 249, $OC = CB = d/\cos r$, $OA = OB \sin i = 2d \operatorname{tgr} \sin i$. Учитывая для данного случая закон преломления $\sin i = n \sin r$, получим

$$\Delta = 2dn \cos r = 2dn \sqrt{1 - \sin^2 r} = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i}.$$

С учетом потери полуволны для оптической разности хода получим

$$\Delta = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} \pm \lambda_0/2. \quad (1)$$

Для случая, изображенного на рис. 249 ($n > n_0$),

$$\Delta = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \lambda_0/2.$$

В точке P будет интерференционный максимум, если (см. (172.2))

$$2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \lambda_0/2 = m\lambda_0 \quad (m=0, 1, 2, \dots), \quad (2)$$

и минимум, если

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \frac{\lambda_0}{2} = (2m+1)\frac{\lambda_0}{2} \quad (m=0, 1, 2, \dots). \quad (3)$$

Интерференция, как известно, наблюдается, только если удвоенная толщина пластинки меньше длины когерентности падающей волны.

16. Интерферометры

Явление интерференции также применяется в очень точных измерительных приборах, называемых интерферометрами. Все интерферометры основаны на одном и том же принципе и различаются лишь конструкционно. На рис. 255 представлена упрощенная схема интерферометра Майкельсона.

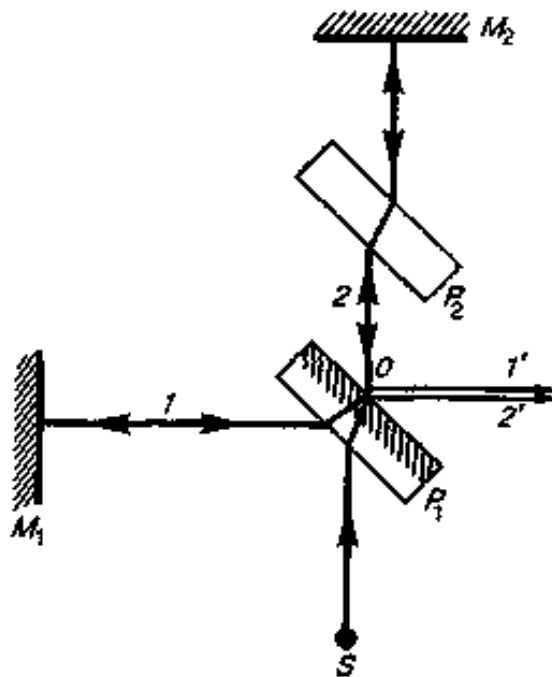


Рис. 255

Монохроматический свет от источника S падает под углом 45° на плоскопараллельную пластинку P_1 . Сторона пластинки, удаленная от S , посеребренная и полупрозрачная, разделяет луч на две части: луч 1 (отражается от посеребренного слоя) и луч 2 (проходит через вето). Луч 1 отражается от зеркала M_1 и, возвращаясь обратно, вновь проходит через пластинку P_1 (луч $1'$). Луч 2 идет к зеркалу M_2 , отражается от него, возвращается обратно и отражается от пластинки P_1 (луч $2'$). Так как первый из лучей проходит сквозь пластинку P_1 дважды, то для компенсации возникающей разности хода на пути второго луча ставится пластинка P_2 (точно такая же, как и P_1 , только не покрытая слоем серебра).

Лучи $1'$ и $2'$ когерентны; следовательно, будет наблюдаться интерференция, результат которой зависит от оптической разности хода луча 1 от точки O до зеркала M_1 и луча 2 от точки O до зеркала M_2 . При перемещении одного из зеркал на расстояние $\lambda_0/4$

разность хода обоих лучей увеличится на $\lambda_0/2$ и произойдет смена освещенности зрительного поля. Следовательно, по незначительному смещению интерференционной картины можно судить о малом перемещении одного из зеркал и использовать интерферометр Майкельсона для точного (порядка 10^{-7} м) измерения длин (измерения длины тел, длины волны света, изменения длины тела при изменении температуры (интерференционный дилатометр)).

Российский физик В. П. Линник использовал принцип действия интерферометра Майкельсона для создания микроинтерферометра (комбинация интерферометра и микроскопа), служащего для контроля чистоты обработки поверхности.

Интерферометры — очень чувствительные оптические приборы, позволяющие определять незначительные изменения показателя преломления прозрачных тел (газов, жидких и твердых тел) в зависимости от давления, температуры, примесей и т. д. Такие интерферометры получили название интерференционных рефрактометров. На пути интерферирующих лучей располагаются две одинаковые кюветы длиной l , одна из которых заполнена, например, газом с известным (n_0), а другая — с неизвестным (n_z) показателями преломления. Возникшая между интерферирующими лучами дополнительная оптическая разность хода $\Delta = (n_z - n_0)l$. Изменение разности хода приведет к сдвигу интерференционных полос. Этот сдвиг можно характеризовать величиной

$$m_0 = \Delta/\lambda = (n_z - n_0) l/\lambda,$$

где m_0 показывает, на какую часть ширины интерференционной полосы сместилась интерференционная картина. Измеряя величину m_0 при известных l , m_0 и λ , можно вычислить n_z , или изменение $n_z - n_0$. Например, при смещении интерференционной картины на 1/5 полосы при $l = 10$ см и $\lambda = 0,5$ мкм ($n_z - n_0 = 10^{-6}$, т.е. интерференционные рефрактометры позволяют измерять изменение показателя преломления с очень высокой точностью (до 1/1 000 000).

Применение интерферометров очень многообразно. Кроме перечисленного, они применяются для изучения качества изготовления оптических деталей, измерения углов, исследования быстропротекающих процессов, происходящих в воздухе, обтекающем летательные аппараты, и т. д. Применяя интерферометр, Майкельсон впервые провел сравнение международного эталона метра с длиной стандартной световой волны. С помощью интерферометров исследовалось также распространение света в движущихся телах, что привело к фундаментальным изменениям представлений о пространстве и времени.

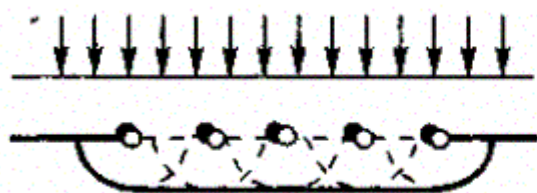
17. Дифракция света. Зоны Френеля

Дифракцией называется огибание волнами препятствий, встречающихся на их пути, или в более широком смысле — любое отклонение распространения волн вблизи препятствий от законов геометрической оптики. Благодаря дифракции волны могут попадать в область геометрической тени, огибать препятствия, проникать через

небольшие отверстия в экранах и т. д. Например, звук хорошо слышен за углом дома, т. е. звуковая волна его огибает.

Явление дифракции объясняется с помощью *принципа Гюйгенса*, согласно которому каждая точка, до которой доходит волна, служит центром вторичных волн, а огибающая этих волн задает положение волнового фронта в следующий момент времени.

Пусть плоская волна нормально падает на отверстие в непрозрачном экране (рис. 1). Согласно Гюйгенсу, каждая точка выделяемого отверстием участка волнового фронта служит источником вторичных волн (в однородной изотропной среде они сферические). Построив огибающую вторичных волн для некоторого момента времени, видим, что фронт волны заходит в область геометрической тени, т. е. волна огибает края отверстия.



- Почему дифракция звука повседневно более очевидна, чем дифракция света?
- Каковы дополнения Френеля к принципу Гюйгенса?

Рис. 1

Явление дифракции характерно для волновых процессов. Поэтому если свет является волновым процессом, то для него должна наблюдаться дифракция, т. е. световая волна, падающая на границу какого-либо непрозрачного тела, должна огибать его (проникать в область геометрической тени). Из опыта, однако, известно, что предметы, освещаемые светом, идущим от точечного источника, дают резкую тень и, следовательно, лучи не отклоняются от их прямолинейного распространения. Почему же возникает резкая тень, если свет имеет волновую природу? К сожалению, теория Гюйгенса ответить на этот вопрос не могла.

Принцип Гюйгенса решает лишь задачу о направлении распространения волнового фронта, но не затрагивает вопроса об амплитуде, а следовательно, и об интенсивности волн, распространяющихся по разным направлениям. Френель вложил в принцип Гюйгенса физический смысл, дополнив его идеей интерференции вторичных волн.

Согласно принципу Гюйгенса — Френеля, световая волна, возбуждаемая каким-либо источником S , может быть представлена как *результат суперпозиции когерентных вторичных волн*, «излучаемых» фиктивными источниками. Такими источниками могут служить бесконечно малые элементы любой замкнутой поверхности, охватывающей источник S . Обычно в качестве этой поверхности выбирают одну из волновых поверхностей, поэтому все фиктивные источники действуют синфазно. Таким образом, волны, распространяющиеся от источника, являются результатом интерференции всех когерентных вторичных волн. Френель исключил возможность возникновения обратных вторичных волн и предположил, что если между источником и точкой наблюдения

находится непрозрачный экран с отверстием, то на поверхности экрана амплитуда вторичных волн равна нулю, а в отверстии — такая же, как при отсутствии экрана.

Учет амплитуд и фаз вторичных волн позволяет в каждом конкретном случае найти амплитуду (интенсивность) результирующей волны в любой точке пространства, т. е. определить закономерности распространения света. В общем случае расчет интерференции вторичных волн довольно сложный и громоздкий, однако, как будет показано ниже, для некоторых случаев нахождение амплитуды результирующего колебания осуществляется алгебраическим суммированием.

Принцип Гюйгенса — Френеля в рамках волновой теории должен был ответить на вопрос о прямолинейном распространении света. Френель решил эту задачу, рассмотрев взаимную интерференцию вторичных волн и применив прием, получивший название метода зон Френеля.

Найдем в произвольной точке M амплитуду световой волны, распространяющейся в однородной среде из точечного источника S (рис. 2).

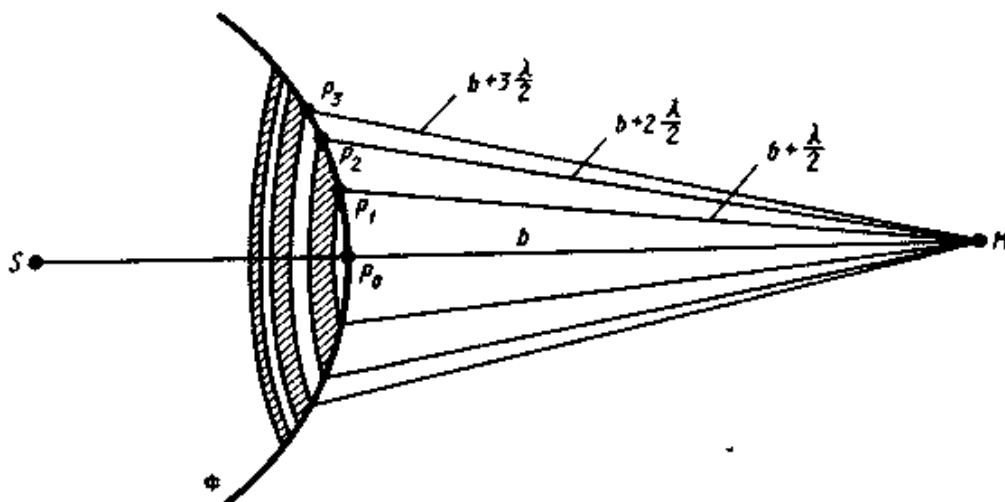


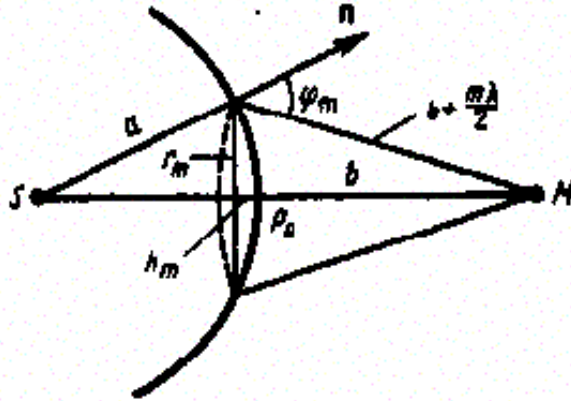
Рис. 2

Согласно принципу Гюйгенса — Френеля, заменим действие источника S действием воображаемых источников, расположенных на вспомогательной поверхности Φ , являющейся поверхностью фронта волны, идущей из S (поверхность сферы с центром S). Френель разбил волновую поверхность Φ на кольцевые зоны такого размера, чтобы расстояния от краев зоны до M отличались на $\lambda/2$, т. е. $P_1M - P_0M = P_2M - P_1M = P_3M - P_2M = \dots = \lambda/2$. Подобное разбиение фронта волны на зоны можно выполнить, проведя с центром в точке M сферы радиусами $b + \frac{\lambda}{2}, b + 2\frac{\lambda}{2}, b + 3\frac{\lambda}{2}, \dots$. Так как колебания от соседних зон проходят до точки M расстояния, отличающиеся на $\lambda/2$, то в точку M они приходят в противоположной фазе и при наложении эти колебания будут взаимно ослаблять друг друга. Поэтому амплитуда результирующего светового колебания в точке M

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots, \quad (1)$$

где $A_1, A_2, \dots$ — амплитуды колебаний, возбуждаемых 1-й, 2-й, ..., m -й зонами.

Для оценки амплитуд колебаний найдем площади зон Френеля. Пусть внешняя граница m -й зоны выделяет на волновой поверхности сферический сегмент высоты h_m (рис. 258).



- Что позволил объяснить принцип Гюйгенса — Френеля?
- В чем заключается принцип построения зон Френеля?
- В чем заключается принцип действия зонных пластинок?

Рис. 3

Обозначив площадь этого сегмента через a_m , найдем, что площадь m -й зоны Френеля равна $\Delta\sigma_m = \sigma_m - \sigma_{m-1}$, где σ_{m-1} — площадь сферического сегмента, выделяемого внешней границей $(m-1)$ -й зоны. Из рисунка следует, что

$$r_m^2 = a^2 - (a - h_m)^2 = (b + m\lambda/2)^2 - (b + h_m)^2. \quad (2)$$

После элементарных преобразований, учитывая, что $L \ll a$ и $A \ll \lambda$, получим

$$h_m = \frac{bm\lambda}{2(a+b)}. \quad (3)$$

Площадь сферического сегмента и площадь m -й зоны Френеля соответственно равны

$$\sigma_m = 2\pi ah_m = \frac{\pi ab\lambda}{a+b} m, \quad \Delta\sigma_m = \sigma_m - \sigma_{m-1} = \frac{\pi ab\lambda}{a+b}. \quad (4)$$

Выражение (4) не зависит от m ; следовательно, при не слишком больших m площади зон Френеля одинаковы. Таким образом, построение зон Френеля разбивает волновую поверхность сферической волны на равные зоны.

Согласно предположению Френеля, действие отдельных зон в точке M тем меньше, чем больше угол φ_m (рис. 258) между нормалью n к поверхности зоны и направлением на M , т. е. действие зон постепенно убывает от центральной (около P_0) к периферическим.

Кроме того, интенсивность излучения в направлении точки M уменьшается с ростом m и вследствие увеличения расстояния от зоны до точки M . Учитывая оба этих фактора, можем записать

$$A_1 > A_2 > A_3 > A_4 > \dots$$

Общее число зон Френеля, уместяющихся на полусфере, очень велико; например, при $a = b = 10$ см и $\lambda = 5$ мкм $N = \frac{2\pi a^2}{\pi b \lambda} = 8 \cdot 10^5$. Поэтому в качестве допустимого приближения можно считать, что амплитуда колебания A_m от некоторой m -й зоны Френеля равна среднему арифметическому от амплитуд примыкающих к ней зон, т. е.

$$A_m = \frac{A_{m-1} + A_{m+1}}{2}. \quad (5)$$

Тогда выражение (1) можно записать в виде

$$A = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \left(\frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2} \right) + \dots = \frac{A_1}{2}, \quad (6)$$

так как выражения, стоящие в скобках, согласно (5), равны нулю, а оставшаяся часть от амплитуды последней зоны $\pm A_m/2$ ничтожно мала.

Таким образом, амплитуда результирующих колебаний в произвольной точке M определяется как бы действием только половины центральной зоны Френеля. Следовательно, действие всей волновой поверхности на точку M сводится к действию ее малого участка, меньшего центральной зоны.

Если в выражении (2) положим, что высота сегмента $h_m \ll a$ (при не слишком больших m), тогда $r_m^2 = 2ah_m$. Подставив сюда значение (3), найдем радиус внешней границы m -й зоны Френеля:

$$r_m = \sqrt{\frac{ab}{a+b} m \lambda}. \quad (7)$$

При $a = b = 10$ см и $\lambda = 0,5$ мкм радиус первой (центральной) зоны $r_1 = 0,158$ мм. Следовательно, распространение света от S к M происходит так, будто световой поток распространяется внутри очень узкого канала вдоль SM , т. е. *прямолинейно*. Таким образом, принцип Гюйгенса — Френеля позволяет объяснить прямолинейное распространение света в однородной среде.

Правомерность деления волнового фронта на зоны Френеля подтверждена экспериментально. Для этого используются зонные пластинки — в простейшем случае стеклянные пластинки, состоящие из системы чередующихся прозрачных и непрозрачных концентрических колец, построенных по принципу расположения зон Френеля, т. е. с

радиусами r_m зон Френеля, определяемыми выражением (7) для заданных значений a , b и λ ($m = 0, 2, 4, \dots$ для прозрачных и $m = 1, 3, 5, \dots$ для непрозрачных колец). Если поместить зонную пластинку в строго определенном месте (на расстоянии a от точечного источника и на расстоянии b от точки наблюдения на линии, соединяющей эти две точки), то для света длиной волны λ она перекроет четные зоны и оставит свободными нечетные начиная с центральной. В результате этого результирующая амплитуда $A = A_1 + A_3 + A_5 + \dots$ должна быть больше, чем при полностью открытом волновом фронте. Опыт подтверждает эти выводы: зонная пластинка увеличивает освещенность в точке M , действуя подобно собирающей линзе.

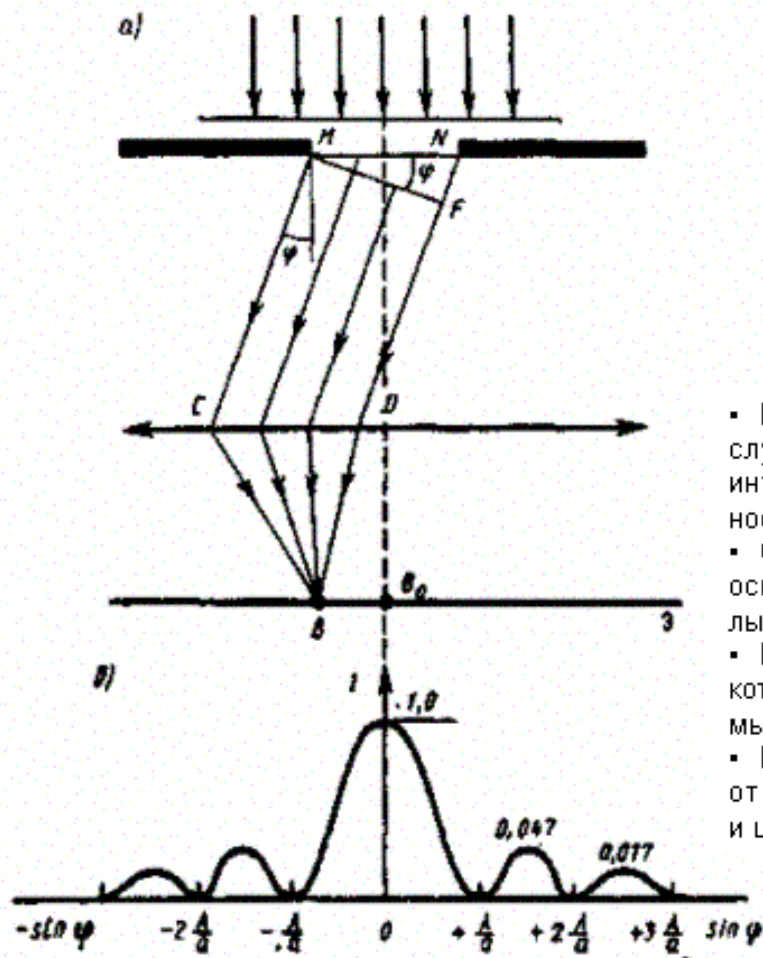
18. Дифракция от одной щели

Немецкий физик И. Фраунгофер рассмотрел дифракцию плоских световых волн, или дифракцию в параллельных лучах. Дифракция Фраунгофера, имеющая большое практическое значение, наблюдается в том случае, когда источник света и точка наблюдения бесконечно удалены от препятствия, вызвавшего дифракцию. Чтобы этот тип дифракции осуществить, достаточно точечный источник света поместить в фокусе собирающей линзы, а дифракционную картину исследовать в фокальной плоскости второй собирающей линзы, установленной за препятствием.

Рассмотрим дифракцию Фраунгофера от бесконечно длинной щели (для этого практически достаточно, чтобы длина щели была значительно больше ее ширины). Пусть плоская монохроматическая световая волна падает нормально плоскости узкой щели шириной a (рис. 1, а). Оптическая разность хода между крайними лучами MC и ND , идущими от щели в произвольном направлении φ ,

$$\Delta = NF = a \sin \varphi, \quad (1)$$

где F — основание перпендикуляра, опущенного из точки M на луч ND .



- Найдите направления на точки экрана в случае дифракции на щели, в которых интенсивность равна нулю; интенсивность максимальна.
- Отличается ли дифракция на щели при освещении ее монохроматическим и белым светом?
- Какова предельная ширина щели, при которой еще будут наблюдаться минимумы интенсивности?
- Как влияет на дифракцию Фраунгофера от одной щели увеличение длины волны и ширины щели?

Рис. 1

Разобьем открытую часть волновой поверхности в плоскости щели MN на зоны Френеля, имеющие вид полос, параллельных ребру M щели. Ширина каждой зоны выбирается так, чтобы разность хода от краев этих зон была равна $\lambda/2$, т. е. всего на ширине щели уместится $\Delta \cdot \lambda/2$ зон. Так как свет на щель падает нормально, то плоскость щели совпадает с волновым фронтом; следовательно, все точки волнового фронта в плоскости щели будут колебаться в одинаковой фазе. Амплитуды вторичных волн в плоскости щели будут равны, так как выбранные зоны Френеля имеют одинаковые площади и одинаково наклонены к направлению наблюдения.

Из выражения (1) вытекает, что число зон Френеля, укладывающихся на ширине щели, зависит от угла φ . От числа зон Френеля, в свою очередь, зависит результат наложения всех вторичных волн. Из приведенного построения следует, что при интерференции света от каждой пары *соседних* зон Френеля амплитуда результирующих колебаний равна нулю, так как колебания от каждой пары соседних зон взаимно гасят друг друга. Следовательно, если *число зон Френеля четное*, то

$$a \sin \varphi = \pm 2m \frac{\lambda}{2} \quad (m' = 1, 2, 3, \dots), \quad (2)$$

и в точке B наблюдается дифракционный минимум (полная темнота), если же *число зон Френеля нечетное*, то

$$a \sin \varphi = \pm (2m + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (3)$$

$$(m = 1, 2, 3, \dots)$$

и наблюдается дифракционный максимум, соответствующий действию одной некомпенсированной зоны Френеля. Отметим, что в направлении $\varphi = 0$ щель действует как одна зона Френеля, и в этом направлении свет распространяется с наибольшей интенсивностью, т. е. в точке B_0 наблюдается центральный дифракционный максимум.

Из условий (2) и (3) можно найти направления на точки экрана, в которых амплитуда (а следовательно, и интенсивность) равна нулю ($\sin \varphi_{\min} = \pm m\lambda/a$) или максимальна $\sin \varphi_{\min} = \pm (2m + 1) \lambda/(2a)$. Распределение интенсивности на экране, получаемое вследствие дифракции (дифракционный спектр), приведено на рис. 1, б. Расчеты показывают, что интенсивности в центральном и последующих максимумах относятся как $1 : 0,047 : 0,017 : 0,0083 : \dots$, т. е. основная часть световой энергии сосредоточена в центральном максимуме. Из опыта и соответствующих расчетов следует, что сужение щели приводит к тому, что центральный максимум расплывается, а интенсивность уменьшается (это, естественно, относится и к другим максимумам). Наоборот, чем щель шире ($a > \lambda$), тем картина ярче, но дифракционные полосы уже, а число самих полос больше. При $a \gg \lambda$ в центре получается резкое изображение источника света, т. е. имеет место прямолинейное распространение света.

Положение дифракционных максимумов зависит от длины волны λ , поэтому рассмотренная выше дифракционная картина имеет место лишь для монохроматического света. При освещении щели белым светом центральный максимум наблюдается в виде белой полосы; он общий для всех длин волн (при $\varphi = 0$ разность хода равна нулю для всех λ). Боковые максимумы радужно окрашены, так как условие максимума при любых m различно для разных λ . Таким образом, справа и слева от центрального максимума наблюдаются максимумы первого ($m = 1$), второго ($m = 2$) и других порядков, обращенные фиолетовым краем к центру дифракционной картины. Однако они настолько расплывчатые, что отчетливого разделения различных длин волн с помощью дифракции на одной щели получить невозможно.

19. Дифракция рентгеновских лучей

Для наблюдения дифракционной картины необходимо, чтобы постоянная решетки была того же порядка, что и длина волны падающего излучения. Кристаллы, являясь

трехмерными пространственными решетками, имеют постоянную порядка 10^{-10} м и, следовательно, непригодны для наблюдения дифракции в видимом свете ($\lambda \approx 5 \cdot 10^{-7}$ м). Эти факты позволили немецкому физiku М. Лауэ прийти к выводу, что в качестве естественных дифракционных решеток для рентгеновского излучения можно использовать кристаллы, поскольку расстояние между атомами в кристаллах одного порядка с λ рентгеновского излучения ($\approx 10^{-12} \div 10^{-8}$ м).

Простой метод расчета дифракции рентгеновского излучения от кристаллической решетки предложен независимо друг от друга Г. В. Вульфom и английскими физиками Г. и Л. Брэггами (отец и сын). Они предположили, что дифракция рентгеновского излучения является результатом его отражения от системы параллельных кристаллографических плоскостей (плоскостей, в которых лежат узлы (атомы) кристаллической решетки).

Представим кристаллы в виде совокупности параллельных кристаллографических плоскостей (рис. 1), отстоящих друг от друга на расстоянии d .

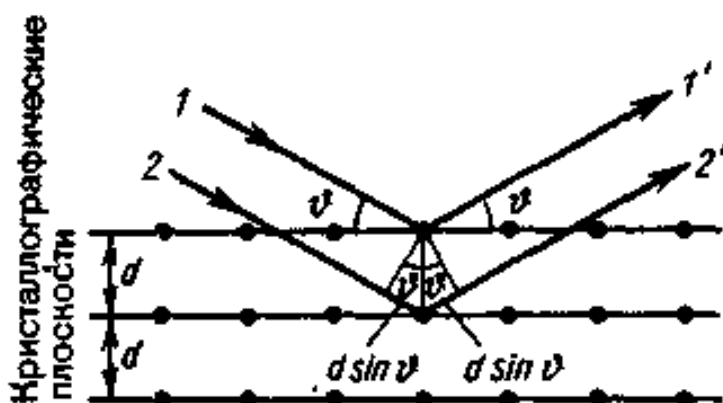


Рис. 1

Пучок параллельных монохроматических рентгеновских лучей (1, 2) падает под углом скольжения θ (угол между направлением падающих лучей и кристаллографической плоскостью) и возбуждает атомы кристаллической решетки, которые становятся источниками когерентных вторичных волн 1' и 2', интерферирующих между собой, подобно вторичным волнам, от щелей дифракционной решетки. Максимумы интенсивности (дифракционные максимумы) наблюдаются в тех направлениях, в которых все отраженные атомными плоскостями волны будут находиться в одинаковой фазе. Эти направления удовлетворяют формуле Вульфа — Брэггов

$$2d \sin \theta = m\lambda \quad (m = 1, 2, 3, \dots), \quad (1)$$

т. е. при разности хода между двумя лучами, отраженными от соседних кристаллографических плоскостей, кратной целому числу длин волн λ , наблюдается дифракционный максимум.

При произвольном направлении падения монохроматического рентгеновского излучения на кристалл дифракция не возникает. Чтобы ее наблюдать, надо, поворачивая кристалл, найти угол скольжения. Дифракционная картина может быть получена и при произвольном положении кристалла, для чего нужно пользоваться непрерывным рентгеновским спектром, испускаемым рентгеновской трубкой. Тогда для таких условий опыта всегда найдутся длины волн λ , удовлетворяющие условию (1).

Формула Вульфа — Брэггов используется при решении двух важных задач:

1. Наблюдая дифракцию рентгеновских лучей известной длины волны на кристаллической структуре неизвестного строения и измеряя θ и m , можно найти межплоскостное расстояние (d), т. е. определить структуру вещества. Этот метод лежит в основе рентгеноструктурного анализа. Формула Вульфа — Брэггов остается справедливой и при дифракции электронов и нейтронов. Методы исследования структуры вещества, основанные на дифракции электронов и нейтронов, называются соответственно электронографией и нейтронографией.

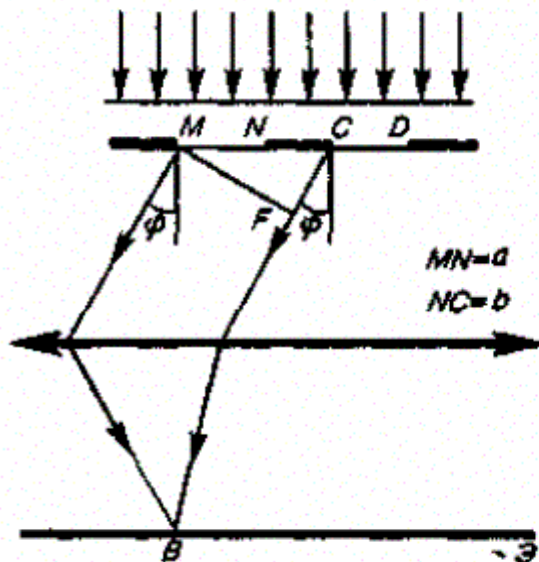
2. Наблюдая дифракцию рентгеновских лучей неизвестной длины волны на кристаллической структуре при известном d и измеряя θ и m , можно найти длину волны падающего рентгеновского излучения. Этот метод лежит в основе рентгеновской спектроскопии.

20. Дифракционная решетка

Большое практическое значение имеет дифракция, наблюдаемая при прохождении света через одномерную дифракционную решетку — систему параллельных щелей равной ширины, лежащих в одной плоскости и разделенных равными по ширине непрозрачными промежутками. Рассматривая дифракцию Фраунгофера на щели, мы видели, что распределение интенсивности на экране определяется направлением дифрагированных лучей. Это означает, что перемещение щели параллельно самой себе влево или вправо не изменит дифракционной картины. Следовательно, если перейти от одной щели ко многим (к дифракционной решетке), то дифракционные картины, создаваемые каждой щелью в отдельности, будут одинаковыми.

Дифракционная картина на решетке определяется как результат взаимной интерференции волн, идущих от всех щелей, т. е. *в дифракционной решетке осуществляется многолучевая интерференция когерентных дифрагированных пучков света, идущих от всех щелей.*

Рассмотрим дифракционную решетку. На рис. 1 для наглядности показаны только две соседние щели MN и CD . Если ширина каждой щели равна a , а ширина непрозрачных участков между щелями b , то величина $d = a + b$ называется постоянной (периодом) дифракционной решетки.



- Как изменится дифракционная картина, если увеличить общее число штрихов решетки, не меняя постоянную решетки?
- Сколько дополнительных минимумов и максимумов возникнет при дифракции на шести щелях?
- Почему дифракционная решетка разлагает белый свет в спектр?

Рис. 1

Пусть плоская монохроматическая волна падает нормально к плоскости решетки. Так как щели находятся друг от друга на одинаковых расстояниях, то разности хода лучей, идущих от двух соседних щелей, будут для данного направления φ одинаковы в пределах всей дифракционной решетки:

$$\Delta = CF = (a + b) \sin \varphi = d \sin \varphi. \quad (1)$$

Очевидно, что в тех направлениях, в которых *ни одна* из щелей не распространяет свет, он не будет распространяться и при двух щелях, т. е. *прежние (главные) минимумы* интенсивности будут наблюдаться в направлениях, определяемых условием:

$$a \sin \varphi = \pm m\lambda \quad (m = 1, 2, 3, \dots). \quad (2)$$

Кроме того, вследствие взаимной интерференции световых лучей, посылаемых двумя щелями, в некоторых направлениях они будут гасить друг друга, т. е. возникнут дополнительные минимумы. Очевидно, что эти дополнительные минимумы будут наблюдаться в тех направлениях, которым соответствует разность хода лучей $\lambda/2, 3\lambda/2, \dots$, посылаемых, например, от крайних левых точек M и C обеих щелей. Таким образом, с учетом (180.1) условие дополнительных минимумов:

$$d \sin \varphi = \pm (2m + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (m = 0, 1, 2, \dots).$$

Наоборот, действие одной щели будет усиливать действие другой, если

$$d \sin \varphi = \pm 2m \frac{\lambda}{2} = \pm m\lambda \quad (m = 0, 1, 2, \dots), \quad (3)$$

т. е. выражение (3) задает условие главных максимумов.

Таким образом, полная дифракционная картина для двух щелей определяется из условий:

$$\begin{aligned}
 a \sin \varphi &= \lambda, 2\lambda, 3\lambda, \dots \text{ --- главные минимумы;} \\
 d \sin \varphi &= \frac{\lambda}{2}, \frac{3}{2} \lambda, \frac{5}{2} \lambda, \dots \text{ --- дополнительные минимумы;} \\
 d \sin \varphi &= 0, \lambda, 2\lambda, 3\lambda, \dots \text{ --- главные максимумы,}
 \end{aligned}$$

т. е. между двумя главными максимумами располагается один дополнительный минимум. Аналогично можно показать, что между каждыми двумя главными максимумами при трех щелях располагается два дополнительных минимума, при четырех щелях — три и т. д.

Если дифракционная решетка состоит из N щелей, то условием главных минимумов является условие (2), условием главных максимумов — условие (3), а условием дополнительных минимумов

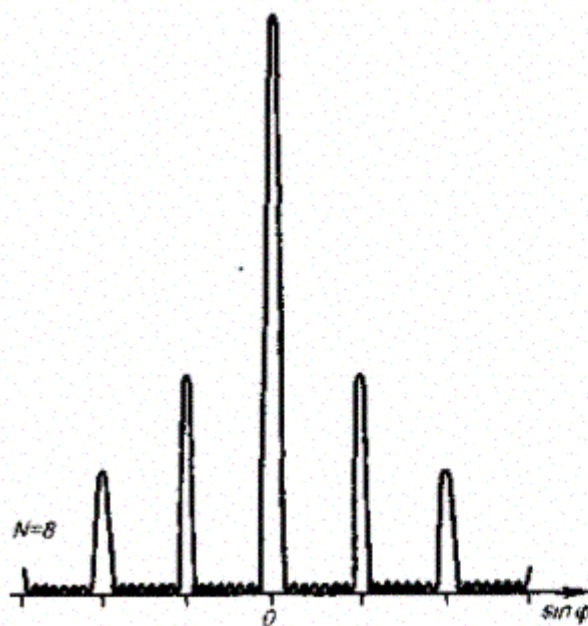
$$d \sin \varphi = \pm m' \lambda / N \quad (m' = 1, 2, \dots, N-1, N+1, \dots, 2N-1, 2N+1, \dots), \quad (4)$$

где m' может принимать все целочисленные значения, кроме 0, N , $2N$, т. е. кроме тех, при которых условие (4) переходит в (3). Следовательно, в случае N щелей между двумя главными максимумами располагается $N-1$ дополнительных минимумов, разделенных вторичными максимумами, создающими весьма слабый фон.

Чем больше щелей N , тем большее количество световой энергии пройдет через решетку, тем больше минимумов образуется между соседними главными максимумами, тем, следовательно, более интенсивными и более острыми будут максимумы. На рис. 2 качественно представлена дифракционная картина от восьми щелей. Так как модуль $\sin \varphi$ не может быть больше единицы, то из (3) следует, что число главных максимумов

$$m \leq d/\lambda,$$

т. е. определяется отношением периода решетки к длине волны.



- ♦ Как определить наибольший порядок спектра дифракционной решетки?
- ♦ Как изменится дифракционная картина при удалении экрана от решетки?
- ♦ Почему при использовании белого света только центральный максимум белый, а боковые максимумы радужно окрашены?
- ♦ Почему штрихи на дифракционной решетке должны быть тесно расположены друг к другу?
- ♦ Почему их должно быть большое число?
- ♦ Запишите условия дифракционных минимумов для одной щели и главных максимумов для решетки. Каков характер этих дифракционных картин?

Рис. 2

Положение главных максимумов зависит от длины волны λ . Поэтому при пропускании через решетку белого света все максимумы, кроме центрального ($m = 0$), разложатся в спектр, фиолетовая область которого будет обращена к центру дифракционной картины, красная — наружу. Это свойство дифракционной решетки используется для исследования спектрального состава света (определения длин волн и интенсивностей всех монохроматических компонентов), т. е. *дифракционная решетка может быть использована как спектральный прибор*.

Дифракционные решетки, используемые в различных областях спектра, отличаются размерами, формой, материалом поверхности, профилем штрихов и их частотой (от 6000 до 0,25 штрих/мм, что позволяет перекрывать область спектра от ультрафиолетовой его части до инфракрасной). Например, ступенчатый профиль решетки позволяет концентрировать основную часть падающей энергии в направлении одного определенного ненулевого порядка.

21. Естественный и поляризованный свет. Закон Малюса

Свет представляет собой суммарное электромагнитное излучение множества атомов. Атомы же излучают световые волны независимо друг от друга, поэтому световая волна, излучаемая телом в целом, характеризуется всевозможными равновероятными колебаниями светового вектора (рис. 1, а; луч перпендикулярен плоскости рисунка). В данном случае равномерное распределение векторов E объясняется большим числом атомарных излучателей, а равенство амплитудных значений векторов E — одинаковой (в среднем) интенсивностью излучения каждого из атомов. Свет со всевозможными равновероятными ориентациями вектора E (и, следовательно, H) называется естественным.

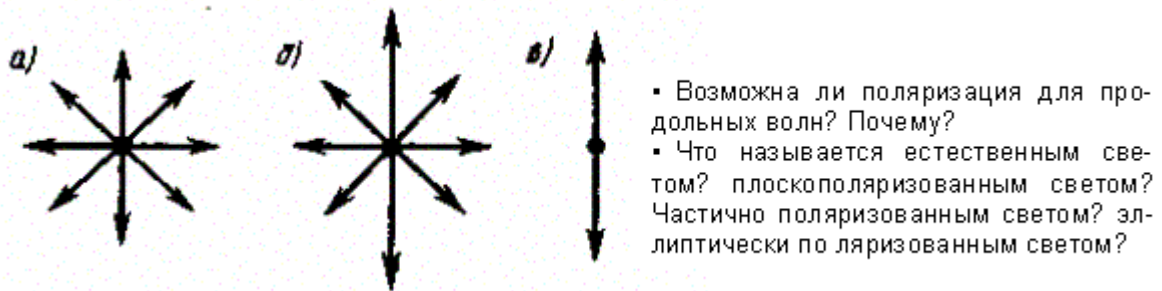


Рис. 1

Свет, в котором направления колебаний светового вектора каким-то образом упорядочены, называется поляризованным. Так, если в результате каких-либо внешних воздействий появляется преимущественное (но не исключительное!) направление колебаний вектора E (рис. 1, б), то имеем дело с частично поляризованным светом. Свет, в котором вектор E (и, следовательно, H) колеблется только в одном направлении, перпендикулярном лучу (рис. 1, в), называется плоскополяризованным (линейно поляризованным).

Плоскость, проходящая через направление колебаний светового вектора плоскополяризованной волны и направление распространения этой волны, называется плоскостью поляризации. Плоскополяризованный свет является предельным случаем эллиптически поляризованного света — света, для которого вектор E (вектор H) изменяется со временем так, что его конец описывает эллипс, лежащий в плоскости, перпендикулярной лучу. Если эллипс поляризации вырождается в прямую (при разности фаз φ , равной нулю или π), то имеем дело с рассмотренным выше плоскополяризованным светом, если в окружность (при $\varphi = \pm \pi/2$ и равенстве амплитуд складываемых волн), то имеем дело с циркулярно поляризованным (поляризованным по кругу) светом.

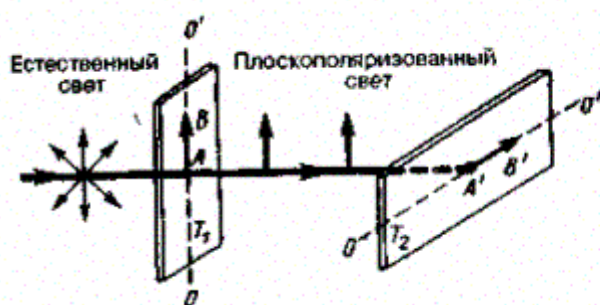
Степенью поляризации называется величина

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}},$$

где $I_{\max}$ и $I_{\min}$, — соответственно максимальная и минимальная интенсивности частично поляризованного света, пропускаемого анализатором. Для естественного света? Пропускаемого анализатором. Для естественного света $I_{\max} = I_{\min}$ и $P = 0$, для плоскополяризованного $I_{\min} = 0$ и $P = 1$.

Естественный свет можно преобразовать в плоскополяризованный, используя так называемые поляризаторы, пропускающие колебания только определенного направления (например, пропускающие колебания, параллельные главной плоскости поляризатора, и полностью задерживающие колебания, перпендикулярные этой плоскости). В качестве поляризаторов могут быть использованы среды, анизотропные в отношении колебаний вектора E , например кристаллы. Из природных кристаллов, давно используемых в качестве поляризатора, следует отметить турмалин.

Рассмотрим классические опыты с турмалином (рис. 2).



- Как изменяется интенсивность света за поляризатором при его вращении вокруг пучка естественного света?
- Как практически отличить плоскополяризованный свет от естественного?

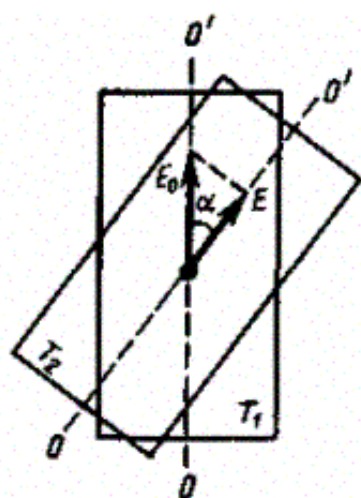
Рис. 2

Направим естественный свет перпендикулярно пластинке турмалина T_1 , вырезанной параллельно так называемой оптической оси OO' . Вращая кристалл T_1 вокруг направления луча, никаких изменений интенсивности прошедшего через турмалин света не наблюдаем. Если на пути луча поставить вторую пластинку турмалина T_2 и вращать ее вокруг направления луча, то интенсивность света, прошедшего через пластинки, меняется в зависимости от угла α между оптическими осями кристаллов по закону Малюса:

$$I = I_0 \cos^2 \alpha. \quad (1)$$

где I_0 и I — соответственно интенсивности света, падающего на второй кристалл и вышедшего из него. Следовательно, интенсивность прошедшего через пластинки света изменяется от минимума (полное гашение света) при $\alpha = \pi/2$ (оптические оси пластинок перпендикулярны) до максимума при $\alpha = 0$ (оптические оси пластинок параллельны). Однако, как это следует из рис. 3, амплитуда E световых колебаний, прошедших через пластинку T_2 будет меньше амплитуды световых колебаний E_0 , падающих на пластину T_1 .

$$E = E_0 \cos \alpha.$$



- Чем замечателен угол Брюстера?
- Покажите, что при выполнении закона Брюстера отраженный и преломленный лучи взаимно перпендикулярны.
- Интенсивность естественного света, пропущенного через два поляризатора, уменьшилась вдвое. Как ориентированы поляризаторы?

Рис. 3

Так как интенсивность света пропорциональна квадрату амплитуды, то и получается выражение (1).

Результаты опытов с кристаллами турмалина объясняются довольно просто, если исходить из изложенных выше условий пропускания света поляризатором. Первая пластинка турмалина пропускает колебания только определенного направления (на рис. 2 это направление показано стрелкой AB), т. е. преобразует естественный свет в плоскополяризованный. Вторая же пластинка турмалина в зависимости от ее ориентации из поляризованного света пропускает большую или меньшую его часть, которая соответствует компоненту E , параллельному оси второго турмалина. На рис. 2 обе пластинки расположены так, что направления пропускаемых ими колебаний AB и $A'B'$ перпендикулярны друг другу. В данном случае T_1 пропускает колебания, направленные по AB , а T_2 их полностью гасит, т. е. за вторую пластинку турмалина свет не проходит.

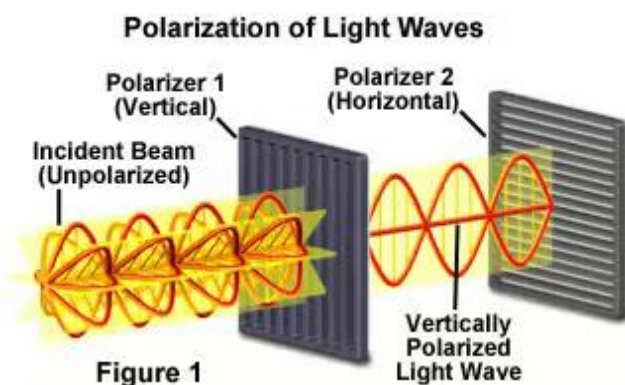
Пластинка T_1 , преобразующая естественный свет в плоскополяризованный, является поляризатором. Пластинка T_2 , служащая для анализа степени поляризации света, называется анализатором. Обе пластинки совершенно одинаковы (их можно поменять местами).

Если пропустить естественный свет через два поляризатора, главные плоскости которых образуют угол α , то из первого выйдет плоскополяризованный свет, интенсивность которого $I_0 = 1/2 I_{\text{ест}}$ из второго, согласно (1), выйдет свет интенсивностью $I = I_0 \cos^2 \alpha$. Следовательно, интенсивность света, прошедшего через два поляризатора,

$$I = 1/2 I_{\text{ест}} \cos^2 \alpha,$$

откуда $I_{\text{max}} = 1/2 I_{\text{ест}}$ (поляризаторы параллельны) и $I_{\text{min}} = 0$ (поляризаторы скрещены).

22. Способы поляризации света



Естественный свет, испускаемый любым источником — солнцем, электрической лампой, газовой горелкой и т. д., — не поляризован, то есть он состоит из колебаний, которые не направлены специально ни в вертикальном, ни в горизонтальном, ни в каком-либо другом направлении. Эти световые колебания распространяются во всевозможных плоскостях, перпендикулярных к линии направления света.

Слово «поляризация» означает, что колебания происходят в каком-нибудь одном направлении. Если колебания происходят вертикально, то это значит, что распространяются волны, колебания которых происходят вверх и вниз, то-есть свет поляризован вертикально. Если же мы говорим, что свет поляризован горизонтально, то под этим подразумеваем, что колебания происходят вправо и влево под прямым углом к линии распространения света.

Для получения поляризованного света и его обнаружения существуют специальные физические приборы, называемые в первом случае поляризаторами, а во втором анализаторами. Обычно они устроены одинаково.

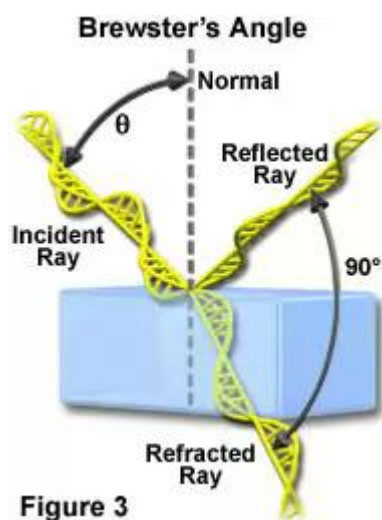
Существует несколько способов получения и анализа поляризованного света.

1. Поляризация при помощи поляроидов



Поляроиды представляют собой целлулоидные пленки с нанесенным на них тончайшим слоем кристалликов сернокислого нодхинина. Применение поляроидов является в настоящее время наиболее распространенным способом поляризации света.

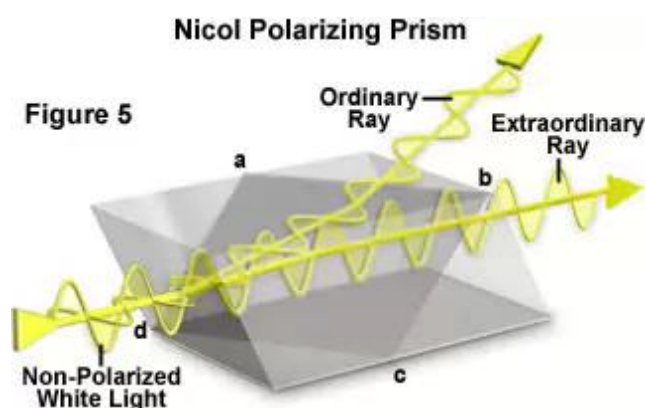
2. Поляризация посредством отражения



Если естественный луч света падает на черную полированную поверхность, то отраженный луч оказывается частично поляризованным. В качестве поляризатора и анализатора может быть употреблено зеркальное или достаточно хорошо отполированное обычное оконное стекло, зачерненное с одной стороны асфальтовым лаком.

Степень поляризации тем больше, чем правильнее выдержан угол падения. Для стекла угол падения равен 57° .

3. Поляризация посредством преломления



Световой луч поляризуется не только при отражении, но и при преломлении. В этом случае в качестве поляризатора и анализатора используется стопка сложенных вместе 10—15 тонких стеклянных пластинок, расположенных к падающим на них световым лучам под углом в 57° .

Для опытов с поляризованным светом мы построим несколько приборов. Так как поляроидные пленки приобрести очень трудно, в наших приборах в качестве поляризаторов и анализаторов мы используем черное стекло и стопки стеклянных пластинок.

Для постройки простейшего полярископа необходимо сделать два черных зеркала. Для этого возьмем две стеклянные фотопластинки размером 9X12 см, смоем с них эмульсию, тщательно протрем « с одной стороны покроем пластинки тонким слоем асфальтового лака. Когда лак просохнет, мы получим прекрасный поляризатор и анализатор. Пластинки устанавливают в приборе, изображенном на рисунке. Прибор представляет собой два деревянных или картонных ящичка, поставленных один на другой. Верхний ящик не имеет правой стенки и дна, а нижний — не имеет левой стенки и верхней крышки, вместо которой укреплена стеклянная прозрачная пластинка (непокрытая лаком), которая будет служить основанием для исследуемых объектов. В нижнем и верхнем ящиках под углом в 57° параллельно друг другу укреплены черные зеркала. Своей стеклянной поверхностью зеркала обращены к открытым сторонам ящиков. После установки зеркал открытую боковую сторону нижнего ящика закрывают матовым стеклом. Стекло необходимо установить так, чтобы при случае его можно было вынуть.

Применение полярископов

Поляризованный свет применяется при изучении структуры вещества и его поверхности, при изучении поляризации молекул веществ. Явление вращения плоскости поляризации составляет основу методов сахариметрии - определения концентрации растворов. Известно, что скрещенные поляроиды не пропускают света - в светотехнике поляроиды применяются для плавного изменения интенсивности света, для световой блокировки и т.д. Поляризация света, как анизотропное свойство, позволяет исследовать все виды анизотропии вещества; так, например, в машиностроении разработан так называемый поляризационно-оптический метод исследований и напряжений.

Геологи, исследуя в поляризованном свете различные минералы и изделия, могут безошибочно отличить природные от искусственных, поддельные от настоящих. Фотографы, выполняя репродукции с картин в застекленных рамах, могут легко уничтожить мешающие им блики от стекла, надевая на объектив поляризационный фильтр. Водителям автомашин в ночное время очень мешают вести машину слепящие фары встречных машин. Надев поляризационные очки, водитель избавляется от этих помех.

Поляризационный бинокль помогает капитанам кораблей вести корабль по правильному курсу, уничтожая при наблюдении мешающие световые блики на морских волнах. Поляризационные микроскопы позволяют ученым, изучая тончайшие срезы минералов (шлифы), выяснить структуру вещества. Применяя поляризованный свет в стекольной промышленности, легко проверить правильность и равномерность закалки стекла. Во многих областях науки и искусства находит применение поляризованный свет.

Поляризация света применяется также в создании жидкокристаллических дисплеев (LCD), которые используются во многих устройствах, включая наручные часы, экраны компьютеров, таймеры. Эти дисплейные системы основаны на взаимодействии палочковидных жидкокристаллических молекул с электрическим полем и поляризации световых волн.

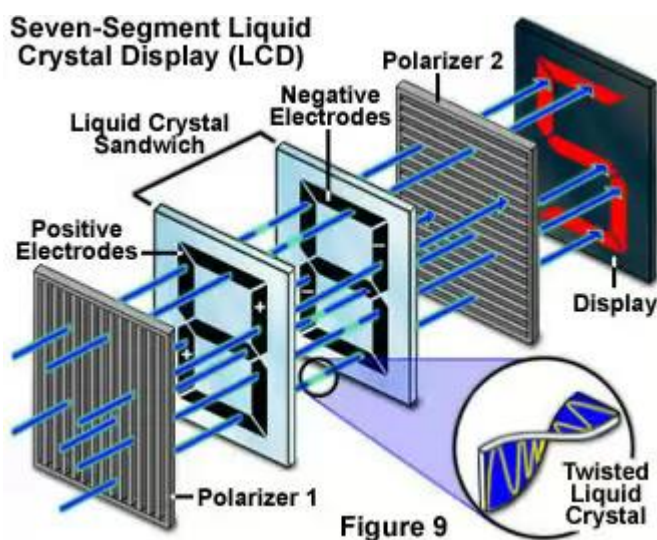


Figure 9

Жидкокристаллической фазы находится в основном состоянии, называемом холестерическим, в котором молекулы ориентированы в слоях, и каждый последующий слой слегка скрученный в форме спирали (рис. 9). Когда волны поляризованного света взаимодействуют с жидкокристаллической фазой, каждая волна "закручивается" на угол около 90 градусов по отношению к падающей волне. Точная величина этого угла зависит от спиральной структуры холестерических жидкокристаллических фаз, которая зависит от химического состава молекул.

В жк-дисплеях располагаются семь стеклянных пластин, к которым подсоединены электроды. Жидкокристаллические фазы между двумя стеклянными пластинами, к которым подключены электроды, могут быть индивидуально нагружены. На рисунке 9 показано, что свет, проходящий через поляризатор 1, поляризован в вертикальном направлении. При отсутствии тока на 1 поляризаторе жидкокристаллическая фаза производит поворот света на 90 градусов, тогда свет проходит через поляризатор 2. Проходя 7 поляризаторов, свет может сформировать один из семи сегментов на дисплее.

23. Двойное лучепреломление

Все прозрачные кристаллы (кроме кристаллов кубической системы, которые оптически изотропны) обладают способностью двойного лучепреломления, т. е. раздваивания каждого падающего на них светового пучка. Это явление, в 1669 г. впервые обнаруженное датским ученым Э. Бартолином для исландского шпата (разновидность кальцита CaCO_3), объясняется особенностями распространения света в анизотропных средах и непосредственно вытекает из уравнений Максвелла.

Если на толстый кристалл исландского шпата направить узкий пучок света, то из кристалла выйдут два пространственно разделенных луча, параллельных друг другу и падающему лучу (рис. 1).

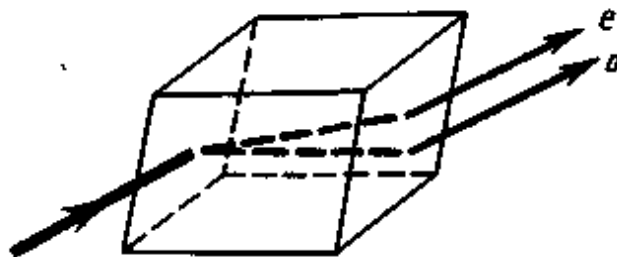


Рис. 1

Даже в том случае, когда первичный пучок падает на кристалл нормально, преломленный пучок разделяется на два, причем один из них является продолжением первичного, а второй отклоняется (рис. 2). Второй из этих лучей получил название необыкновенного (e), а первый — обыкновенного (o).

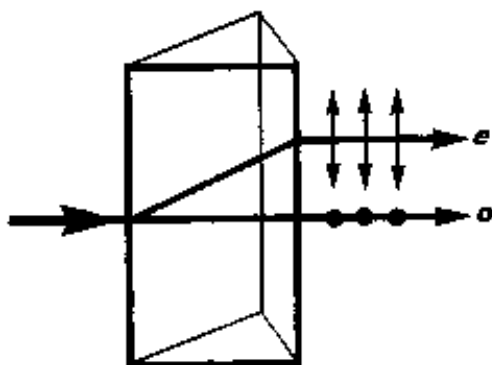


Рис. 2

В кристалле исландского шпата имеется единственное направление, вдоль которого двойное лучепреломление не наблюдается. Направление в оптически анизотропном кристалле, по которому луч света распространяется, не испытывая двойного луче преломления, называется оптической осью кристалла. В данном случае речь идет именно о направлении, а не о прямой линии, проходящей через какую-то точку кристалла. Любая прямая, проходящая параллельно данному направлению, является оптической осью кристалла. Кристаллы в зависимости от типа их симметрии бывают одноосные и двуосные, т. е. имеют одну или две оптические оси (к первым и относится исландский шпат).

Исследования показывают, что вышедшие из кристалла лучи плоскополяризованы во взаимно перпендикулярных плоскостях. Плоскость, проходящая через направление луча света и оптическую ось кристалла, называется главной плоскостью (или главным сечением кристалла). Колебания светового вектора (вектора напряженности E электрического поля) в обыкновенном луче происходят перпендикулярно главной плоскости, в необыкновенном — в главной плоскости (рис. 2).

Неодинаковое преломление обыкновенного и необыкновенного лучей указывает на различие для них показателей преломления. Очевидно, что при любом направлении

обыкновенного луча колебания светового вектора перпендикулярны оптической оси кристалла, поэтому обыкновенный луч распространяется по всем направлениям с одинаковой скоростью и, следовательно, показатель преломления n_0 для него есть величина постоянная. Для необыкновенного же луча угол между направлением колебаний светового вектора и оптической осью отличен от прямого и зависит от направления луча, поэтому необыкновенные лучи распространяются по различным направлениям с разными скоростями. Следовательно, показатель преломления n_e необыкновенного луча является переменной величиной, зависящей от направления луча. Таким образом, обыкновенный луч подчиняется закону преломления (отсюда и название «обыкновенный»), а для необыкновенного луча этот закон не выполняется. После выхода из кристалла, если не принимать во внимание поляризацию во взаимно перпендикулярных плоскостях, эти два луча ничем друг от друга не отличаются.

Как уже рассматривалось, обыкновенные лучи распространяются в кристалле по всем направлениям с одинаковой скоростью $v_0 = c/n_0$, а необыкновенные — с разной скоростью $v_e = c/n_e$. (в зависимости от угла между вектором E и оптической осью). Для луча, распространяющегося вдоль оптической оси, $n_0 = n_e$, $v_0 = v_e$ т. е. вдоль оптической оси существует только одна скорость распространения света. Различие в v_e и v_0 для всех направлений, кроме направления оптической оси, и обуславливает явление двойного лучепреломления света в одноосных кристаллах.

Допустим, что в точке S внутри одноосного кристалла находится точечный источник света. На рис. 3 показано распространение обыкновенного и необыкновенного лучей в кристалле (главная плоскость совпадает с плоскостью чертежа, OO' — направление оптической оси).

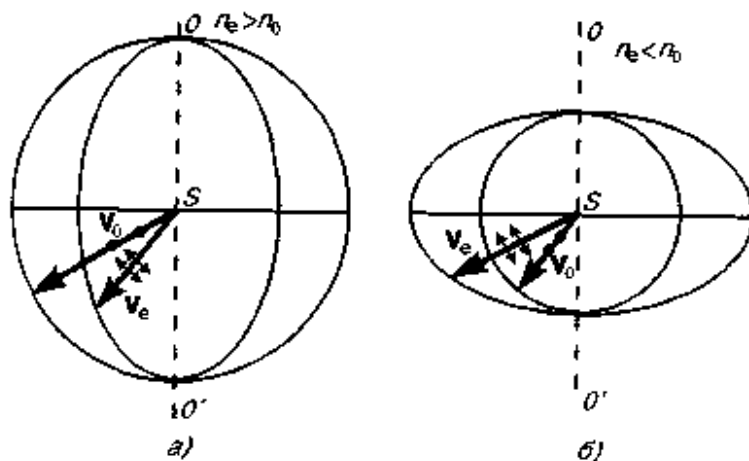


Рис. 3

Волновой поверхностью обыкновенного луча (он распространяется с $v_0 = \text{const}$) является сфера, необыкновенного луча ($v_e \neq \text{const}$) — эллипсоид вращения. Наибольшее расхождение волновых поверхностей обыкновенного и необыкновенного лучей наблюдается в направлении, перпендикулярном оптической оси. Эллипсоид и сфера касаются друг друга в точках их пересечения с оптической осью OO' . Если то $v_e < v_0$ ($n_e > n_0$), эллипсоид необыкновенного луча вписан в сферу обыкновенного луча (эллипсоид

скоростей вытянут относительно оптической оси) и одноосный кристалл называется положительным (рис. 3, а). Если $v_e > v_o$ ($n_e < n_o$), то эллипсоид описан вокруг сферы (эллипсоид скоростей растянут в направлении, перпендикулярном оптической оси) и одноосный кристалл называется отрицательным (рис. 3, б). Рассмотренный выше исландский шпат относится к отрицательным кристаллам.

В качестве примера построения обыкновенного и необыкновенного лучей рассмотрим преломление плоской волны на границе анизотропной среды, например положительной (рис. 4).

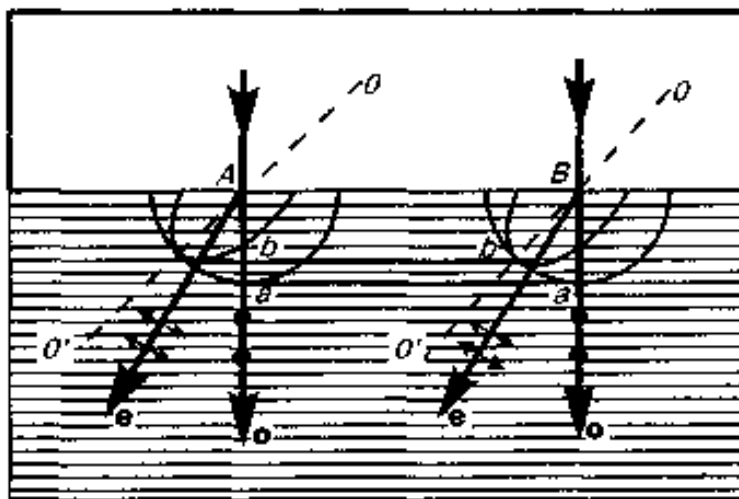


Рис. 4

Пусть свет падает нормально к преломляющей грани кристалла, а оптическая ось OO' составляет с ней некоторый угол. С центрами в точках A и B по строим сферические волновые поверхности, соответствующие обыкновенному лучу, и эллипсоидальные — необыкновенному лучу. В точке, лежащей на OO' , эти поверхности соприкасаются. Согласно принципу Гюйгенса, поверхность, касательная к сферам, будет фронтом ($a—a$) обыкновенной волны, поверхность, касательная к эллипсоидам, — фронтом ($b—b$) необыкновенной волны. Проведя к точкам касания прямые, получим направления распространения обыкновенного (o) и необыкновенного (e) лучей. Таким образом, в данном случае обыкновенный луч пойдет вдоль первоначального направления, необыкновенный же отклонится от первоначального направления.

24. Искусственная анизотропия. Эффект Керра

Двойное лучепреломление имеет место в естественных анизотропных средах. Существуют, однако, различные способы получения искусственной оптической анизотропии, т. е. сообщения оптической анизотропии естественно изотропным веществам.

Оптически изотропные вещества становятся оптически анизотропными под действием: 1) одностороннего сжатия или растяжения (кристаллы кубической системы,

стекла и др.); 2) электрического поля (эффект Керра*; жидкости, аморфные тела, тазы); 3) магнитного поля (жидкости, стекла, коллоиды). В перечисленных случаях вещество приобретает свойства одноосного кристалла, оптическая ось которого совпадает с направлением деформации, электрического или магнитного полей соответственно указанным выше воздействиям.

Мерой возникающей оптической анизотропии служит разность показателей преломления обыкновенного и необыкновенного лучей в направлении, перпендикулярном оптической оси:

$$\begin{aligned} n_o - n_e &= k_1 \sigma \quad (\text{в случае деформации}); \\ n_o - n_e &= k_2 E^2 \quad (\text{в случае электрического поля}); \\ n_o - n_e &= k_3 H^2 \quad (\text{в случае магнитного поля}), \end{aligned} \quad (1)$$

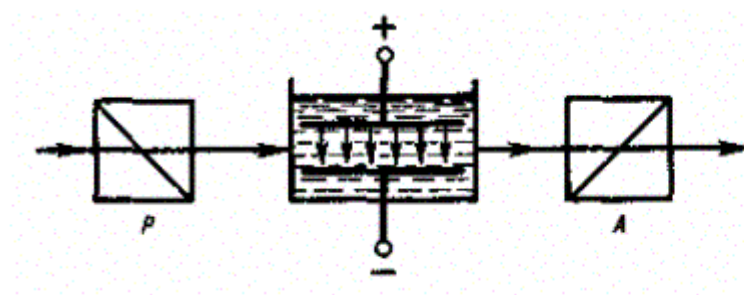
где k_1, k_2, k_3 — постоянные, характеризующие вещество, σ — нормальное напряжение, E и H — соответственно напряженность электрического и магнитного полей. На рис. 1 приведена установка для наблюдения эффекта Керра в жидкостях (установки для изучения рассмотренных явлений однотипны). Ячейка Керра — кювета с жидкостью (например, нитробензолом), в которую введены пластины конденсатора, помещается между скрещенными поляризатором P и анализатором A . При отсутствии электрического поля свет через систему не проходит. При наложении электрического поля жидкость становится двоякопреломляющей; при изменении разности потенциалов между электродами меняется степень анизотропии вещества, а следовательно, и интенсивность света, прошедшего через анализатор. На пути l между обыкновенным и необыкновенным лучами возникает оптическая разность хода

$$\Delta = l(n_o - n_e) = k_2 l E^2$$

или соответственно разность фаз

$$\varphi = 2\pi\Delta/\lambda = 2\pi B l E^2,$$

где $B = k_2/\lambda$ — постоянная Керра.



- Объясните действие светового затвора ячейки Керра в сочетании с поляризатором и анализатором.
- Что такое эффект Керра? Какова физическая причина его возникновения?

Рис. 1

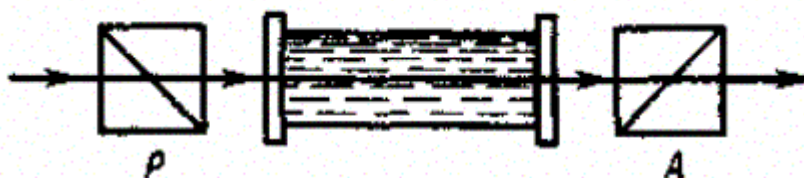
Эффект Керра — оптическая анизотропия веществ под действием электрического поля — объясняется различной поляризуемостью молекул жидкости по разным направлениям. Это явление практически безынерционно, т.е. время перехода вещества из изотропного состояния в анизотропное при включении поля (и обратно) составляет приблизительно 10^{-10} с. Поэтому ячейка Керра служит идеальным световым затвором и применяется в быстропротекающих процессах (звукозапись, воспроизводство звука, скоростная фото- и киносъемка, изучение скорости распространения света и т. д.), в оптической локации, в оптической телефонии и т. д.

Искусственная анизотропия под действием механических воздействий позволяет исследовать напряжения, возникающие в прозрачных телах. В данном случае о степени деформации отдельных участков изделия (например, остаточных деформаций в стекле при закалке) судят по распределению в нем окраски. Так как применяемые обычно в технике материалы (металлы) непрозрачны, то исследование напряжений производят на прозрачных моделях, а потом делают соответствующий пересчет на проектируемую конструкцию.

25. Вращение плоскости поляризации

Некоторые вещества (например, из твердых тел — кварц, сахар, киноварь, из жидкостей — водный раствор сахара, винная кислота, скипидар), называемые оптически активными, обладают способностью вращать плоскость поляризации.

Вращение плоскости поляризации можно наблюдать на следующем опыте (рис. 1). Если между скрещенными поляризатором P и анализатором A , дающими темное поле зрения, поместить оптически активное вещество (например, кювету с раствором сахара), то поле зрения анализатора просветляется. При повороте анализатора на некоторый угол φ можно вновь получить темное поле зрения. Угол φ и есть угол, на который оптически активное вещество поворачивает плоскость поляризации света, прошедшего через поляризатор. Так как поворотом анализатора можно получить темное поле зрения, то свет, прошедший через оптически активное вещество, является плоскополяризованным.



- Какие вещества называются оптически активными?
- В чем отличие оптической активности от двойного лучепреломления?

Рис. 1

Опыт показывает, что угол поворота плоскости поляризации для оптически активных кристаллов и чистых жидкостей

$$\varphi = \alpha d,$$

для оптически активных растворов

$$\varphi = [\alpha] C d, \quad (1)$$

где d — расстояние, пройденное светом в оптически активном веществе, α ($[\alpha]$) — так называемое удельное вращение, численно равное углу поворота плоскости поляризации света слоем оптически активного вещества единичной толщины (единичной концентрации — для растворов), C — массовая концентрация оптически активного вещества в растворе, кг/м³. Удельное вращение зависит от природы вещества, температуры и длины волны света в вакууме.

Опыт показывает, что все вещества, оптически активные в жидком состоянии, обладают таким же свойством и в кристаллическом состоянии. Однако если вещества активны в кристаллическом состоянии, то не всегда активны в жидком (например, расплавленный кварц). Следовательно, оптическая активность обуславливается как строением молекул вещества (их асимметрией), так и особенностями расположения частиц в кристаллической решетке.

Оптически активные вещества в зависимости от направления вращения плоскости поляризации разделяются на право- и левовращающие. В первом случае плоскость поляризации, если смотреть навстречу лучу, вращается вправо (по часовой стрелке), во втором — влево (против часовой стрелки). Вращение плоскости поляризации объяснено О. Френелем. Согласно теории Френеля, скорость распространения света в оптически активных веществах различна для лучей, поляризованных по кругу вправо и влево.

Явление вращения плоскости поляризации и, в частности, формула (1) лежат в основе точного метода определения концентрации растворов оптически активных веществ, называемого поляризиметрией (сахариметрией). По найденному углу поворота плоскости поляризации φ и известному значению $[\alpha]$ из (1) находится концентрация растворенного вещества.

Впоследствии М. Фарадеем было обнаружено вращение плоскости поляризации в оптически неактивных телах, возникающее под действием магнитного поля. Это явление получило название эффекта Фарадея (или магнитного вращения плоскости поляризации). Оно имело огромное значение для науки, так как было первым явлением, в котором обнаружилась связь между оптическими и электромагнитными процессами.