

Лекция 26**Глава 15. ВОЛНОВАЯ ОПТИКА**

Что такое свет? Почему справедливы законы, лежащие в основе геометрической оптики? Всегда ли они выполняются? Вот некоторые из многих физических вопросов, оставляемых в стороне геометрической оптикой, на которые мы попытаемся ответить в этой главе.

ДВА ВЗГЛЯДА НА ПРИРОДУ СВЕТА

Издавна существовало два параллельно развивавшихся взгляда на природу света, две конкурирующие друг с другом точки зрения – корпускулярная и волновая. Основоположником первой был Ньютон, второй – Гюйгенс.

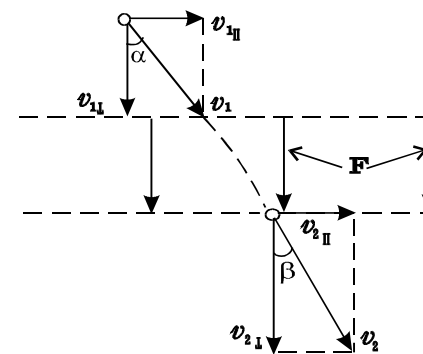
§ 15.1. Корпускулярная теория

Рис. 1

Согласно теории Ньютона свет представлял собой поток быстро летящих частиц – корпускул. Отсюда сразу вытекало прямолинейное распространение световых лучей, а также закон отражения, являющийся следствием упругого удара частиц об отражающую поверхность. Закон преломления объяснялся притяжением световых корпускул более «плотной» преломляющей средой, которая в непосредственной близости от границы раздела искривляла их

траектории, а также меняла скорости частиц. На современном (классическом) языке это объяснение выглядит следующим образом.

Вблизи границы образуется тонкий переходный слой, внутри которого действует однородное поле сил, перпендикулярное поверхности (рис. 1)¹. Оно вызывает скачок потенциальной энергии частицы при переходе из одной среды в другую, что влечет за собой изменение её скорости v . Согласно закону сохранения механической энергии

¹ Подобный двойной электрический слой, приводящий к появлению контактной разности потенциалов, образуется при контакте двух разнородных проводников.

$$W_1 + U_1 = W_2 + U_2, \quad (1)$$

где W и U – соответственно кинетическая и потенциальная энергии частицы, или

$$W_2 = W_1 + U_1 - U_2. \quad (2)$$

Отсюда следует, что

$$v_2^2 = v_1^2 + const, \quad (3)$$

причем константа, очевидно, *не зависит* от угла падения α . Другими словами все частицы, подлетающие к границе с одинаковыми по величине скоростями v_1 , но под разными углами к нормали, после преломления будут двигаться в среде 2 с *одной и той же* скоростью v_2 .

Поскольку, далее, сила действует нормально к поверхности, касательная составляющая скорости измениться не может, т. е.

$$v_{1\parallel} = v_{2\parallel} \quad (4)$$

(см. рис. 1), и, стало быть,

$$v_1 \sin \alpha = v_2 \sin \beta, \quad (5)$$

или

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{v_2}{v_1} = n = const \quad (6)$$

для любого угла α . Если частица летит навстречу тормозящему полю (из второй среды в первую), то при достаточно косом падении нормальная составляющая скорости уменьшается настолько, что частица оказывается не в состоянии преодолеть стоящий на её пути потенциальный барьер: происходит полное отражение.

Интересно отметить, что по этой теории угол, образуемый направлением света с нормалью, тем больше, чем меньше скорость его распространения в данной среде (что, как известно, противоречит проведенным позже измерениям).

Объяснение закона независимости световых пучков сталкивается в этой теории с некоторыми трудностями. Световые частицы должны были как-то взаимодействовать друг с другом, а встретившиеся световые пучки оказывать взаимное влияние. Приходилось наделять корпускулы особыми свойствами, т. е. считать их частицами, взаимодействующими с веществом, но не взаимодействующими друг с другом.

§ 15.2. Волновая теория

В соответствии с волновой концепцией Гюйгенса свет представлял собой волновое движение частиц особой среды – эфира, заполняющего все пространство. Закон независимости световых пучков вытекал отсюда с очевидностью как следствие принципа суперпозиции, хорошо выполняющегося для механических волн. Законы отражения и преломления также вполне корректно объяснялись волновой теорией. Для доказательства их, однако, необходимо привлекать некий общий геометрический принцип, выдвинутый Гюйгенсом и носящий его имя.

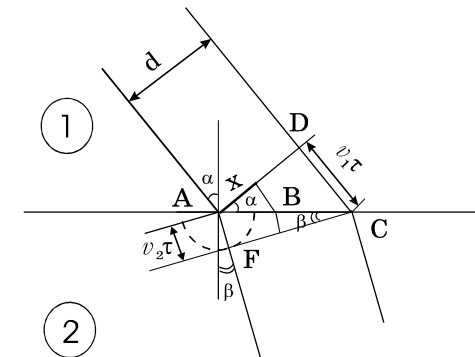


Рис. 2

Согласно принципу Гюйгенса *каждая точка среды, до которой дошло волновое возмущение, сама становится источником вторичных сферических волн. Огибающая этих волн (их фронтов) в любой момент времени t представляет собой действительный фронт волны в этот момент.* При этом вторичные источники вовсе не обязательно выбирать на волновой поверхности; их выбор произволен и диктуется соображениями удобства решения данной задачи. Просто те из них, до которых возмущение дошло раньше, раньше начинают и излучать, так что вторичные волны от них успевают к данному моменту отойти на большие расстояния.

В рассуждениях Гюйгенса заложено основное свойство волнового процесса: фронт волны, испущенный излучателем, движется дальше совершенно независимо от колебаний источника. Каждая частица связана упругими связями¹ не с источником, а лишь со своими ближайшими соседями, так что все они повторяют движения излучателя с некоторым запаздыванием. Поэтому любая точка среды, до которой дошло возмущение, вовлекается в движение соседней частицей точно так же, как если бы вместо нее рядом находилась мембрана излучателя.

В рассуждениях Гюйгенса заложено основное свойство волнового процесса: фронт волны, испущенный излучателем, движется дальше совершенно независимо от колебаний источника. Каждая частица связана упругими связями¹ не с источником, а лишь со своими ближайшими соседями, так что все они повторяют движения излучателя с некоторым запаздыванием. Поэтому любая точка среды, до которой дошло возмущение, вовлекается в движение соседней частицей точно так же, как если бы вместо нее рядом находилась мембрана излучателя.

Получим, исходя из принципа Гюйгенса, закон преломления света (закон отражения выводится совершенно аналогично). Пусть плоская волна (тонкий световой пучок толщиной d) падает на границу раздела (тоже плоскую) под некоторым углом α (рис. 2). Расположим вторичные источники в плоскости раздела сред. Тогда источник A первым начнет излучать вторичные волны, источник B – несколько позже, а через время τ , когда

¹ Для электромагнитных волн роль упругих и инертных свойств среды играют эффекты взаимного превращения электрического и магнитного полей.

фронт волны AD достигнет точки C , начнет излучать и этот источник.

Задержка, с которой «включаются» вторичные источники, расположенные вдоль AC , будет, очевидно, пропорциональна их расстоянию от точки A , и, таким образом, время излучения до момента τ , а следовательно, и радиусы вторичных волн, распространяющихся в среде 2, будут линейно спадать с этим расстоянием. Таким образом, фронт волны FC в среде 2 (огibaющая вторичных волн) окажется тоже плоским, но наклоненным к границе раздела под другим углом. Соответственно изменится и направление распространения пучка, перпендикулярное волновому фронту. Из треугольников ADC и AFC

$$AC = \frac{v_1 \tau}{\sin \alpha} = \frac{v_2 \tau}{\sin \beta}, \quad (7)$$

откуда и следует закон преломления

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{v_1}{v_2} = n = const, \quad (8)$$

в который, однако, входит обратное (6) отношение скоростей, уже согласующееся с экспериментом.

Что же касается прямолинейности распространения света, то она долгое время не находила объяснения в волновой теории, ибо вопрос этот не был поставлен в связь с явлениями нарушения при определенных условиях этой прямолинейности, т. е. с явлениями дифракции.

Ниже мы рассмотрим два обширных и тесно связанных друг с другом класса явлений, могущих быть истолкованными только с волновой точки зрения – интерференцию и дифракцию.

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ВОЛН

Как показывает опыт, для волн обычно выполняется принцип суперпозиции¹, согласно которому при одновременном действии двух (или более) источников волновое возмущение в каждой точке есть векторная сумма возмущений, посылаемых в эту точку каждым отдельно взятым источником. Наибольший интерес представляет случай, когда источники излучают гармонические волны одинаковых частот. При этом в каждой точке будет возбуждаться, очевидно, гармоническое колебание той же частоты, амплитуда которого зависит в частности от *разности фаз* пришедших в эту точку волн. Поскольку эта разность является функцией расстояния точки наблюдения до источников, в области перекрытия волн установится

¹ Нарушение этого принципа может наблюдаться при достаточно больших амплитудах волн, когда начинают сказываться нелинейные свойства среды (например, отступление от закона Гука для случая упругих волн).

картина колебаний с чередующимися в пространстве максимумами и минимумами их амплитуд. Если эти источники – два совершенно идентичных световых излучателя, то на экране, освещаемом ими одновременно, должна, следовательно, появиться описанная картина. Обычный же опыт показывает, что ничего подобного в действительности не происходит: освещённость экрана монотонно меняется от точки к точке.

Таким образом, повседневные наблюдения, казалось бы, опровергают волновую природу света. Противоречие это, однако, кажущееся и связано со спецификой излучения света атомами.

§ 15.3. Когерентность

В настоящее время можно считать твердо установленным, что свет представляет собой электромагнитные волны очень высокой частоты. Длины этих волн (в вакууме) простираются приблизительно от 0,4 до 0,8 микрометра, или от 4000 \AA до 8000 \AA (в оптике часто длину волны измеряют в ангстремах; $1 \text{ \AA} = 10^{-10} \text{ м}$).

Механизм испускания атомом электромагнитных волн является сугубо квантовым эффектом и кратко сводится к следующему. Под влиянием какого-либо внешнего воздействия (например, при нагревании) атом переходит в возбужденное состояние, поглощая определенную порцию энергии. Затем он возвращается в исходное положение, испуская в течение некоторого времени полученную энергию в виде электромагнитной волны постоянной частоты. Далее процесс повторяется, причем начало следующего акта излучения никак не связано с окончанием предыдущего. Таким образом, атом испускает свет в виде нерегулярно следующих друг за другом отрезков синусоиды, т. е. так называемых «цугов» волн. Оценки показывают, что в самых благоприятных условиях¹ время t испускания одного цуга не превышает 10^{-8} с (обычно оно на несколько порядков меньше).

Выберем какую-либо точку наблюдения M и рассмотрим волны, пришедшие в нее от двух каких-то атомов, принадлежащих разным источникам (рис. 3). Пусть атомы эти излучают цуги одной частоты, так что в точку M от них приходят колебания

$$\begin{aligned} y_1(t) &= A_1 \cos(\omega t - kr_1 + \varphi_1), \\ y_2(t) &= A_2 \cos(\omega t - kr_2 + \varphi_2), \end{aligned} \quad (9)$$

где r_1 и r_2 – расстояния точки M от источников S_1 и S_2 , а φ_1 и φ_2 – начальные фазы их колебаний, определяемые моментом начала испускания цуга. Амплитуда результирующей

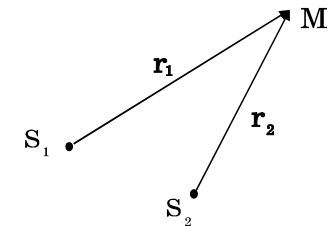


Рис. 3

¹ Речь идет о нелазерных источниках света.

шего колебания может быть найдена методом векторных диаграмм (см. лекцию 20); соответствующие построения приведены на рис.4¹. Применяя к треугольнику амплитуд теорему косинусов, получим

$$A_{\Sigma}^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2\cos[-k(r_2 - r_1) + (\varphi_2 - \varphi_1)], \quad (10)$$

т. е. амплитуда A_{Σ} в точке M зависит от её положения (r_2 и r_1) и разности начальных фаз $\varphi_2 - \varphi_1$.

Если эта разность сохраняет постоянное значение в течение времени,

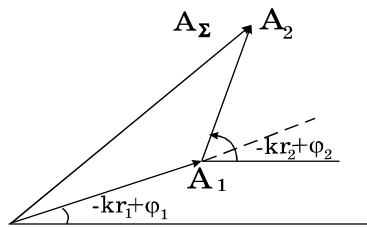


Рис. 4

достаточного для наблюдения, то говорят, что имеет место интерференция волн, а полученную картину называют интерференционной. Для нее характерны периодические изменения амплитуды при переходе от точки к точке. *Колебания и волны, сохраняющие постоянную разность фаз в течение времени, достаточного для наблюдения, называются когерентными.* Таким

образом, когерентные волны – это те, которые могут интерферировать.

Если же разность начальных фаз $\varphi_2 - \varphi_1$ не сохраняется в течение необходимого для наблюдения времени, а хаотически меняется много раз, принимая всевозможные значения в интервале $0 \div 2\pi$, то такие колебания и волны называются некогерентными. Регистрируемая картина в этом случае представляет собой результат усреднения многих «мгновенных» быстро сменяющихся интерференционных картин, соответствующих всевозможным значениям начальных фаз φ_1 и φ_2 . При этом, очевидно, в области перекрытия волн будет наблюдаться монотонное изменение результирующей амплитуды. Действительно для любой точки с заданными r_2 и r_1 аргумент косинуса в (10) за время усреднения много раз случайным образом изменится, равномерно заполняя интервал $0 \div 2\pi$, так что среднее значение косинуса будет равно нулю и последний член в формуле (10) исчезнет. Таким образом, для любой точки результирующая интенсивность I_{Σ} , пропорциональная квадрату амплитуды, будет равна сумме интенсивностей I_1 и I_2 , даваемых в этой точке каждым атомом в отдельности:

$$I_{\Sigma} = I_1 + I_2. \quad (11)$$

¹ Такое сложение возможно только в том случае, если векторы E в накладываются волнах одинаково направлены, или, как говорят, волны имеют одинаковую поляризацию.

Именно такая ситуация и имеет место при наложении волн, идущих от двух независимых, пусть даже совершенно идентичных источников. Среднее время излучения каждым атомом цуга оказывается на много порядков меньше времени, необходимого для фиксации интерференционной картины, и наблюдается просто сложение освещенностей¹. Можно показать, что если имеется не два, а несколько некогерентных источников, то получаемая усредненная картина и в этом случае соответствует суммированию в каждой точке интенсивностей пришедших волн.

Итак, получить интерференционную картину от двух нелазерных источников невозможно. Однако Френель предложил прием, все же позволяющий добиться устойчивой интерференции, используя обычные источники света.

§ 15.4. Осуществление когерентных волн в оптике

Идея метода Френеля состоит в том, чтобы расчленил каким-либо образом свет, испускаемый одним источником, на две части и заставить их пройти разные пути, а затем снова встретиться. При этом каждый цуг волн тоже расчленился на два, причем совершенно одинаковых по всем основным параметрам: частоте, длительности, амплитуде, поляризации и начальной фазе φ^2 . Мгновенная интерференционная картина (распределение амплитуд) будет описываться выражением (10), где, очевидно, $\varphi_2 - \varphi_1 = 0$, а $r_2 - r_1$ представляет собой разность оптических путей, пройденных цугами до места встречи. Через время τ цуг оборвется, но затем снова возникнет, правда с другой начальной фазой φ^3 . Однако он тоже разделится на два «близнеца», для которых опять $\varphi_2 - \varphi_1 = 0$ и аргумент косинуса в (10) определится теми же самыми r_2 и r_1 . Это значит, что распределение амплитуд в наблюдаемой картине при смене цуга *останется тем же*, а следовательно, картина эта останется устойчивой сколь угодно долгое время.

Практически расчленение света на два интерферирующих пучка может быть реализовано различными способами. Приведем в качестве примера

¹ Чтобы получить картину наложения волн от двух *источников*, нужно еще просуммировать эффект по всем их атомам. Атомы эти излучают волны разных частот и всевозможных поляризаций. Это приводит, очевидно, к дополнительному «расплыванию» даже мгновенных интерференционных картин, что делает их еще более труднодоступными для наблюдения.

² Такая упрощенная классическая трактовка происходящего, строго говоря, не вполне соответствует действительности и должна быть заменена более общим подходом, учитывающим квантовую структуру света. Однако при описании рассматриваемых интерференционных явлений структура эта никак не сказывается на результатах и учет её приводит лишь к более сложному их *толкованию*.

³ Но той же частотой; для таких опытов обычно используют источники, атомы которых излучают свет строго определенной частоты (или нескольких частот, достаточно далеко отстоящих друг от друга).

некоторые из распространенных интерференционных схем.

Бизеркало Френеля (рис. 5; упрощенная схема). Световые лучи от точечного источника S падают на два плоских зеркала, образующих двугранный угол, близкий к π , и, отражаясь, интерферируют в точке M . Пришедшие сюда волны оказываются когерентными; разность их фаз в точке M определяется только разностью оптических путей $SP+PM$ и $SQ+QM$ ¹. Понятно, что она не может быть больше длины цуга, иначе интерферирующие цуги вовсе не встретятся.

Существенно, что возникающие при отражении изменения поляризации падающей волны, а также могущие возникнуть дополнительные набеги фазы совершенно одинаковы для обоих лучей, а потому никак не скажутся на интерференционной картине.

На рис. 6 изображены еще две практические схемы: **бипризма Френеля** и **билинза Бийе**. Первая дает два мнимых, вторая – два действительных изображения источника S . Интерференция наблюдается в области пе-

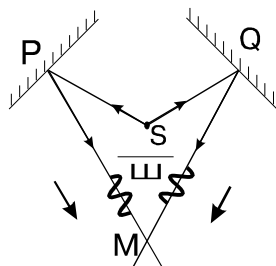


Рис. 5

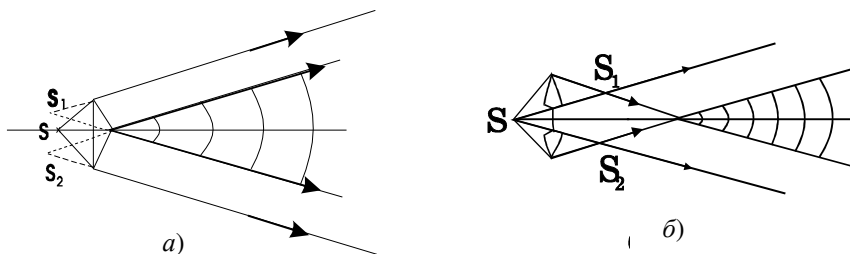


Рис. 6

рекрытия (заштрихована на рис. 6) пучков, посылаемых источниками-изображениями. Существуют и другие схемы, позволяющие получить когерентные волны и являющиеся практическим воплощением все той же идеи Френеля.

ДИФРАКЦИЯ СВЕТА

Под дифракцией понимают отклонение распространения света от прямолинейности (не связанное с отражением или преломлением.). Дифракция проявляется в огибании светом препятствий, стоящих на его пути. Центральное место в объяснении этого явления, а также в расчете ряда

¹ От прямых лучей зона наблюдения загорожена непрозрачной ширмой Ш.

дифракционных задач, занимает принцип Гюйгенса, существенно дополненный Френелем.

§ 15.5. Принцип Гюйгенса – Френеля

В толковании Френеля этот принцип позволяет находить не геометрический фронт волны, используя вторичные источники, а её амплитуду в

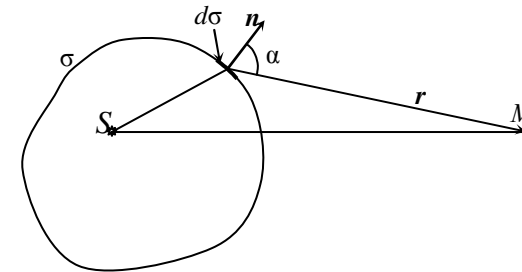


Рис. 7

любой точке как результат взаимной интерференции вторичных волн. Принцип Гюйгенса – Френеля формулируется следующим образом.

Окружим источник света S (не обязательно точечный) произвольной замкнутой поверхностью σ (рис. 7). Для расчета светового возмущения в

любой точке M можно источник S устранить, а поверхность σ рассматривать как светящуюся, считая, что каждый её малый элемент $d\sigma$ испускает сферическую волну

$$y(r, t) \sim \frac{A}{r} \cos(\omega t - kr + \varphi). \quad (12)$$

Частота её ω совпадает с частотой источника S , а начальная фаза φ равна (с точностью до некоторой константы) фазе действительного колебания, пришедшего из S в $d\sigma$. Амплитуда A пропорциональна амплитуде пришедшего колебания, а также площади вторичного источника $d\sigma$. Кроме того, она оказывается зависящей от направления излучения. Эффективнее всего $d\sigma$ излучает вдоль нормали \mathbf{n} ; с ростом угла α между \mathbf{n} и направлением на точку наблюдения амплитуда падает, уменьшаясь до нуля при $\alpha = \pi/2$. Принцип утверждает, что наблюдаемое в M возмущение может быть представлено как результат интерференции всех вторичных волн (12). Если между S и M имеются непрозрачные экраны, то поверхность σ должна всюду совпадать с ними, а отверстия в них и промежутки между ними затягивать произвольным образом; амплитуды вторичных источников на поверхности экранов полагаются равными нулю.

Следует иметь в виду, что приведенные рассуждения имеют характер не закона, а именно принципа, некоего рецепта, с помощью которого получаются выводы, согласующиеся с экспериментом. Именно этим обстоятельством оправдывается некоторая неточность его формулировки в отношении начальных фаз и амплитуд вторичных источников. Тем не ме-

нее, он оказался чрезвычайно плодотворным и позволил не только качественно, но и количественно решить очень многие проблемы волновой оптики. Задачи, в которых рассматривается интерференция волн вторичных источников, мы будем называть дифракционными.

§ 15.6. Метод зон Френеля

Воспользуемся принципом Гюйгенса – Френеля для анализа простейшей задачи – расчета светового возмущения частоты ω , вызываемого точечным источником S в произвольной точке M (рис. 8).

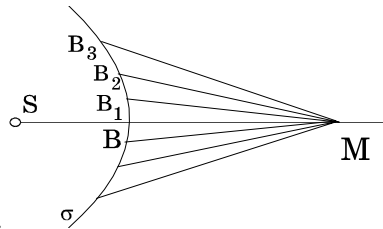


Рис. 8

Выберем в качестве вспомогательной поверхности σ фронт распространяющейся волны в какой-то момент времени, т. е. сферу радиусом SB с центром в S . Тогда, очевидно, все вторичные источники на ней будут колебаться в фазе.

Разобьем далее эту поверхность на кольцевые концентрические области с центром в точке B (где отрезок SM пересекает фронт волны) – так называемые зоны Френеля (центральное пятно, очевидно, можно рассматривать как кольцо с бесконечно малым внутренним радиусом). Радиусы окружностей, ограничивающих каждую зону, выберем из следующего условия:

$$B_1M - BM = B_2M - B_1M = B_3M - B_2M = \dots = \frac{\lambda}{2}, \quad (13)$$

где λ – длина световой волны. Другими словами, зоны мы выбираем таким образом, чтобы волны, пришедшие в точку M от краев каждого такого кольца, были в противофазе. Можно показать, что площади всех зон оказываются при этом практически одинаковыми.

Рассмотрим сначала только первую зону и найдем её вклад в результирующее колебание в точке M . Для этого теперь уже её разделим точно так же на n еще более мелких равных по площади колец (рис. 9) и просуммируем с помощью метода векторных диаграмм колебания, посылаемые в точку M каждым кольцом. Все эти колебания окажутся сдвинутыми друг относительно друга по фазе; сдвиг этот определяется

разницей расстояний соответствующих колец от точки M . Очевидно, что при движении по сфере от B к B_1 расстояние до M будет постепенно воз-

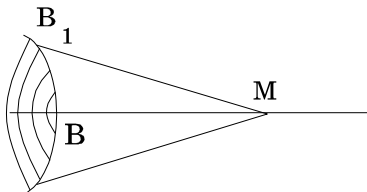


Рис. 9

растать и колебания будут приходить туда все с бóльшим запаздыванием. На рис. 10 изображена векторная диаграмма колебаний, пришедших в точку M от первой зоны Френеля, когда она разбита на $n = 6$ колец. $\Delta A_1, \Delta A_2, \dots, \Delta A_n$ – приблизительно одинаковые амплитуды, соответствующие 1-му, 2-му, ..., n -му кольцам. Угол между векторами

$$\Delta\varphi_i = k\Delta r_i,$$

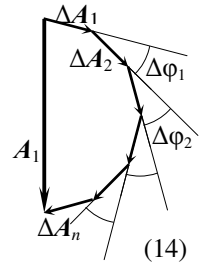


Рис. 10

где Δr_i – разность расстояний от $(i+1)$ -го и i -го колец до точки M . При $n \rightarrow \infty$ ломаная, изображенная на рис. 10, переходит в гладкую кривую, а векторы ΔA_1 и ΔA_n оказываются противоположно направленными, что соответствует разнице расстояний $\lambda/2$ от края и центра зоны до M . Результирующий вектор A_1 , замыкающий полученную дугу, и представляет собой вклад в световое возмущение в точке M первой зоны Френеля.

Теперь уже нетрудно понять, что будет в M , когда действуют лишь две первые зоны Френеля. Диаграмма для этого случая изображена на рис. 11 а. Действие второй зоны почти полностью компенсирует действие первой, и результирующая амплитуда близка к нулю. Компенсация все-таки оказывается неполной, ибо вклад вторичных источников немного падает с удалением от точки B (рис. 8): во-первых, увеличиваются их расстояния до M и, во-вторых, растет угол между нормалью к поверхности и направлением на точку M .

Добавляя к первым двум третью, четвертую и т. д. зоны, получим диаграмму действия всей волны (рис. 11 б). Интересно, что амплитуда A_Σ при этом получается примерно вдвое меньше амплитуды A_1 действия первой зоны, что вполне подтверждается экспериментально.

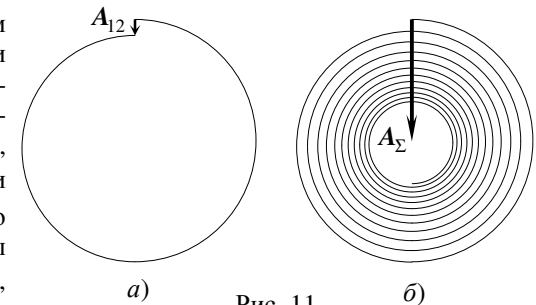


Рис. 11

§ 15.7. Дифракция на круглых отверстиях и диске

Приведенные рассуждения позволяют без труда получить картину на экране при дифракции на малых отверстиях и диске (рис. 12 а и б). В первом случае оказываются открытыми несколько первых зон, во втором – они оказываются закрытыми.

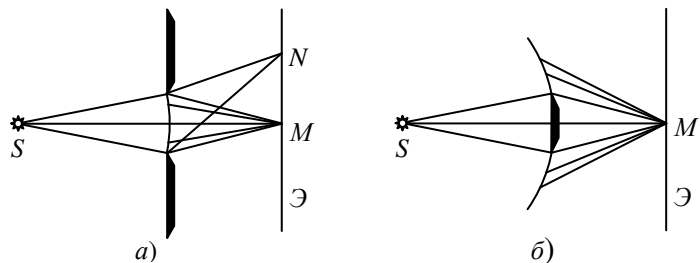


Рис. 12

Если открыто малое нечётное число зон Френеля, то векторная диаграмма в центре картины подобна изображенной на рис. 10: в точке M будет максимум освещенности. При удалении точки наблюдения от центра экрана «несфазированность» вторичных источников будет возрастать,

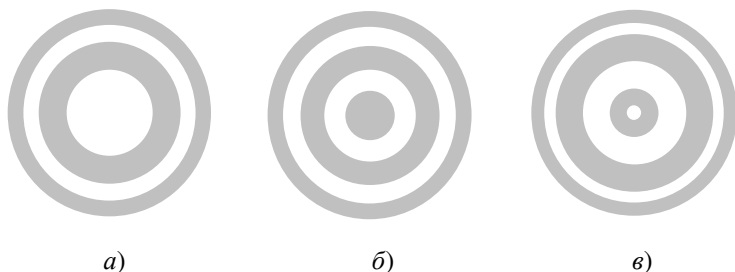


Рис. 13

а результирующая амплитуда – падать. Можно показать (качественно рассуждения здесь те же, что и при рассмотрении дифракции на щели, приводимые в следующей лекции), что при движении от центра освещённость меняется не монотонно, а (говоря нестрого) периодически, проходя через ряд максимумов и минимумов.

Таким образом, дифракционная картина будет иметь вид чередующихся светлых и темных концентрических колец, причем в центре – светлое пятно (рис. 13 *a*).

Если открыть малое чётное число зон, то диаграмма колебаний в точке M будет подобна диаграмме рис. 11 *a* и в центре картины окажется темное пятно (рис. 13 *b*).

В случае дифракции на диске картина всегда похожа на изображенную на рис. 13 *в*. Действительно, векторная диаграмма для этого случая в центре картины представлена на рис. 14, из которого следует, что при любом (четном или нечетном) небольшом числе закрытых зон в середине геометрической тени должно наблюдаться светлое

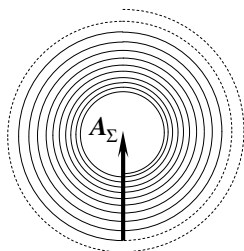


Рис. 14

пятно, интенсивность которого приблизительно равна интенсивности при облучении прямыми лучами.

§ 15.8. Прямолинейность распространения волн

Исходя из изложенных выше соображений Френеля, нетрудно объяснить и прямолинейность распространения света, вернее указать те рамки, в которых она наблюдается. Если открыть или закрыть лишь несколько

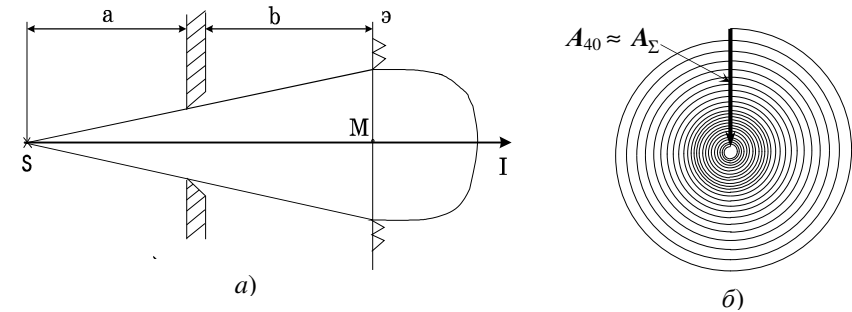


Рис. 15

первых зон, то, как мы видели, прямолинейность нарушается: получающаяся на экране картина ничего общего с образованием геометрической тени не имеет. Свет как бы огибает препятствия и заходит за их края.

Если же, однако, открыть достаточно большое число зон Френеля (30 – 40)¹, то характер их дифракционной картины качественно меняется (рис. 15 а). За 30 – 40 полуоборотов спираль Френеля для центральной точки M практически уже стянется к центру (рис. 15 б), и дальнейшее открывание зон к изменению освещенности экрана в этой точке не приведет. Это значит, что в точку M вся световая энергия поступает через небольшое отверстие диаметром порядка сантиметра (для $a \sim b \sim 1 \text{ м}$), т. е. световой поток распространяется прямолинейно внутри узкого канала вдоль луча SM . Расчеты показывают также, что при этом дифракционные кольца, уменьшаясь по ширине и интенсивности, все теснее группируются вокруг среднего светлого пятна, которое, в свою очередь, будет иметь все более резко очерченные края, совпадающие с границей геометрической тени, причем освещенность этого пятна окажется близкой к равномерной (рис. 15).

Аналогичная ситуация наблюдается также и в том случае, если закрыть 30 – 40 зон: при больших размерах препятствия на экране образуется тень, очертания которой подобны форме препятствия.

Таким образом, если размеры объектов, проектируемых на экране, достаточно велики по сравнению с характерным размером зоны Френеля,

¹ Для $a \sim b \sim 1 \text{ м}$ это соответствует отверстию диаметром порядка сантиметра.

оказывается справедливым закон прямолинейного распространения световых пучков; в противном случае имеют место явления дифракции¹.

Контрольные вопросы и задания

1. Сформулировать основные законы геометрической оптики. Объяснение каких из них сталкивается с трудностями в корпускулярной (Ньютона) и волновой (Гюйгенса) теориях?
2. Как корпускулярная теория объясняет закон преломления?
3. Сформулировать принцип Гюйгенса. Как закон преломления объясняет волновая теория? Какое из объяснений полностью согласуется с экспериментом?
4. Что такое интерференция волн? Какие источники называются когерентными? Почему картина наложения света от двух (нелазерных) источников не является интерференционной?
5. В чём состоит френелевская идея осуществления когерентных волн в оптике?
6. Привести интерференционные схемы, использующие бисеркало и бипризму Френеля, а также билинзу Бийе.
7. Что такое дифракция света? Какому закону геометрической оптики противоречит это явление?
8. Сформулировать принцип Гюйгенса-Френеля.
9. В чём состоит метод зон Френеля? Используя этот метод, построить векторную диаграмму для светового возмущения, вызываемого точечным источником в произвольной точке.
10. Привести схемы опытов по наблюдению дифракции на круглых отверстиях и диске. Изобразить дифракционные картины и векторные диаграммы в центре экрана для следующих случаев:
 - а) открыто малое чётное число зон Френеля;
 - б) открыто малое нечётное число зон;
 - в) закрыто малое чётное число зон Френеля;
 - г) закрыто малое нечётное число зон.
11. Объяснить прямолинейность распространения света и указать те рамки, в которых она наблюдается.

¹ При этом размеры препятствий могут быть много больше длины волны; например, для $a \sim b \sim 1\text{ м}$ радиус первой зоны Френеля $r_1 \sim 10^3 \lambda$.