

2.4. Дифракция Френеля.

2.4.1. Понятие дифракции. Принцип Гюйгенса –Френеля.

К *дифракции* относится совокупность явлений, наблюдаемых при распространении света в среде с разными неоднородностями. *Физического различия между интерференцией и дифракцией нет, и то и другое – перераспределение светового потока в результате суперпозиции волн.* Обычно их различают по количеству источников: интерференция происходит от конечного числа источников света, а дифракция от непрерывного распределения источников.

В историческом аспекте под дифракцией понимали огибание светом препятствий, проникновение света в область геометрической тени. То есть под дифракцией света обычно понимают отклонения от законов распространения света, описываемых геометрической оптикой. *Геометрическая оптика* (закон прямолинейного распространения света в однородной среде) предсказывает существование за экраном области тени, резко разделенной с теми местами, куда попадает свет. Однако исследования показывают, что вместо резкой границы между светом и тенью реализуется довольно сложная картина распределения освещенности, состоящая из темных и светлых участков – дифракционных полос. Дифракционные явления выражены тем сильнее, чем меньше размеры экранов или отверстий в них и чем больше длина волны падающего света. В оптике характерные особенности дифракционных явлений обусловлены тем, что здесь, как правило, размеры экранов много больше длины волны. Поэтому наблюдать дифракцию света можно только на достаточно больших расстояниях от преграды.

Первое объяснение дифракции света было дано О. Френелем в 1818 г. Он показал, что количественное описание дифракционных явлений возможно на основе построения волнового фронта Х. Гюйгенса, если его дополнить принципом интерференции вторичных волн. В 1882 г. Г. Кирхгоф дал строгое математическое обоснование принципу Гюйгенса – Френеля.

В рамках электромагнитной теории света для описания дифракционных явлений не требуется вводить какие-либо новые принципы. Однако точное решение задачи о распространении света на основе уравнений Максвелла с соответствующими граничными условиями представляет большие математические трудности. В большинстве случаев, представляющих практический интерес, вполне достаточным оказывается приближенный метод решения задачи о распределении света вблизи границы между светом и тенью, основанный на принципе Гюйгенса – Френеля.

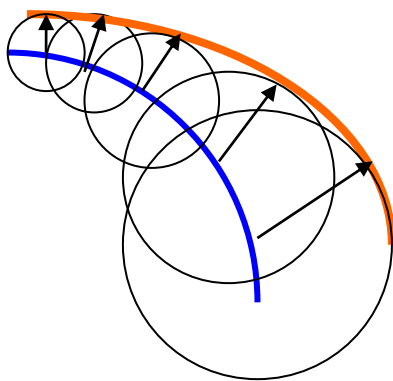


Рис. 4.1.

Гюйгенс предложил способ построения фронта распространяющейся световой волны. Согласно *принципу Гюйгенса*, каждую точку, в которую пришла волна от источника, можно принять за центр вторичных сферических волн, распространяющихся во все стороны (см рис. 4.1). Результирующая волна рассматривается как наложение вторичных волн, и вводится понятие *огибающей* этих волн. Радиус каждой окружности зависит от скорости распространения электромагнитных волн.

В то же время в этих построениях не используется понятие длины волны и не учитывается периодичность вторичных волн. Кроме того, этот принцип не дает сведений об амплитуде, а, следовательно, об интенсивности волн. Не ясно также, почему при таком построении не появляется обратной волны. Поэтому, наглядно объясняя законы прямолинейного распространения, отражения и преломления света, такой способ построения не позволяет определить условия применимости этих законов.

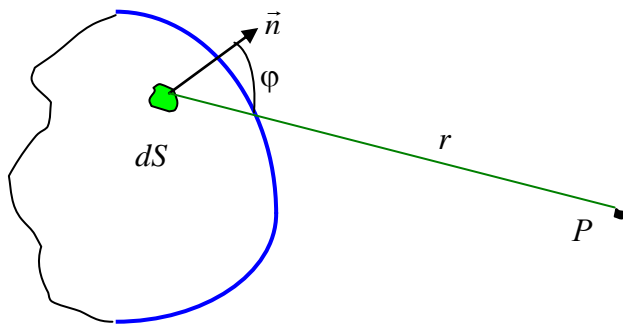


Рис. 4.2.

Френель количественно дополнил принцип Гюйгенса учетом амплитуд и фаз вторичных волн и их соответствующим наложением и тем самым вложил в принцип Гюйгенса ясное физическое содержание. Он рассматривал полное световое поле как результат *интерференции вторичных волн*. При этом появляется возможность расчета распределения светового поля в пространстве. Физическое объяснение рецепта Гюйгенса состоит в следующем: к точкам на линии, огибающей все вторичные волны, приходят в одинаковых фазах.

Каждый элемент волновой поверхности dS служит источником вторичных когерентных сферических волн (рис. 4.2). При этом амплитуда

испускаемых волн пропорциональна площади dS . Напряженность dE_p , создаваемая элементарным участком dS в точке наблюдения P , пропорциональна напряженности поля E_0 на самом участке dS и площади проекции dS_n этого участка на плоскость, перпендикулярную вектору \vec{k} , направленного от источника света в элемент площадки dS .

Вычисляя вклад участка dS в поле E_p , нужно учесть изменения амплитуды и фазы вторичной волны при её распространении от элемента dS к точке P . Это приводит к появлению в выражении для dE_p множителя

$$\frac{1}{r} \text{Cos}(\omega t - kr + \delta_0) \quad \text{или} \quad e^{-i(\omega t - kr)} / r,$$

соответствующего распространению сферической волны, где $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число, а r – расстояние от dS до (\cdot) P . В принципе, под косинусом (или в показателе экспоненты) можно опустить часть зависящую от времени и начальную фазу в силу выбора начального момента рассмотрения (например, множитель $e^{-i\omega t}$). Чтобы учесть зависимость амплитуды вторичных волн от угла α между вектором \vec{k} и направлением на точку наблюдения P – вектором \vec{r} , вводится некоторый коэффициент наклона $K(\varphi)$. Тогда электрическое поле, приходящее в точку наблюдения от элемента dS , можно записать в следующем виде:

$$dE_p = K(\varphi) \frac{E_0 dS}{r} \text{Cos}(\omega t - kr + \delta_0) \quad \text{или} \quad dE_p = K(\varphi) E_0 \frac{e^{ikr}}{R} dS. \quad (2.4.1)$$

Здесь E_0 – амплитуда волны на волновой поверхности. Модуль коэффициента $K(\varphi)$ максимален в направлении вектора \vec{k} (первоначальном направлении распространения волны), то есть при угле $\varphi = 0$, и плавно убывает с увеличением φ , принимая минимальное значение при угле $\varphi = \pi/2$.

Полное электрическое поле, приходящее в точку P , представляет собой суперпозицию полей (2.4.1) вторичных волн от всех элементов dS поверхности S отверстия в экране:

$$E_p = \int_S K(\varphi) \frac{E_0}{r} \text{Cos}(\omega t - kr + \delta_0) dS \quad \text{или} \quad E_p = \int_S K(\varphi) E \frac{e^{ikr}}{r} dS. \quad (2.4.2)$$

В рассматриваемом приближении интеграл по поверхности S не зависит от формы этой поверхности. Полученная формула дает математическое выражение *принципа Гюйгенса – Френеля*.

Рассмотрим экран с отверстием, через которое проходит свет от точечного монохроматического источника. Пусть размеры отверстия много больше длины световой волны. Поставим задачу определения

напряженности электрического поля волны E_p в любой точке за экраном. При приближенном решении задачи по методу Френеля делается предположение, что напряженность поля E волны во всех точках отверстия такая же, какой она была бы при отсутствии экрана, а в точках, находящихся непосредственно за экраном, она равна нулю. Считается, что материал экрана не играет никакой роли, а существенна только форма края отверстия (экрана). Опыт показывает, что такое предположение справедливо, когда размеры отверстия и расстояния от источника до экрана и от экрана до точки наблюдения много больше длины волны, т.е. когда малы отклонения от геометрической оптики. Это предположение теряет силу, например, для узкой щели, ширина которой значительно меньше длины световой волны.

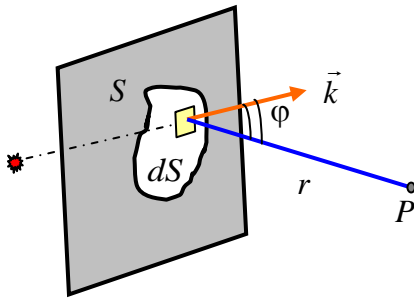


Рис. 4.3.

Мысленно проведем произвольную поверхность S , закрывающую отверстие в экране и ограниченную его краями. Разделим эту поверхность на элементарные участки площадью dS , малые по сравнению с размерами отверстия, но большие по сравнению с длиной волны. Будем считать, что каждый участок dS в соответствии с принципом Гюйгенса–Френеля сам становится источником световой волны, распространяющейся во все стороны. И тогда считаем амплитуду и интенсивность в любой точке за экраном по формуле (2.4.2).

Итак, волновое поле в произвольной точке пространства складывается из вторичных волн, испускаемых некоторыми фиктивными источниками на поверхности (строго говоря, замкнутой), отделяющей эту точку от первичной падающей волны.

Многие практически важные задачи дифракции можно решить при весьма общих предположениях относительно коэффициента $K(\varphi)$, не уточняя конкретного вида его зависимости от угла α . Из теории Кирхгофа, основанной на том, что напряженность поля световой волны удовлетворяет волновому уравнению, следует

$$K(\varphi) = \frac{k(1 + \cos \varphi)}{4\pi i} = \frac{1 + \cos \varphi}{2\lambda i}, \quad (2.4.3)$$

где i – мнимая единица. При малых углах дифракции ($\varphi \ll 1$) можно положить $\cos \varphi \approx 1$, и коэффициент равен $K(\varphi) \approx k/2\pi i = -i/\lambda$.

Примечание 1. Христиан Гюйгенс, голландский физик, 1629–1695,
Густав Роберт Кирхгоф, немецкий физик, 1824–1887.

2.4.2. Метод зон Френеля. Спираль Френеля.

Вычислять прямо по формулам Френеля довольно сложно. Однако в простых и симметричных случаях можно воспользоваться полученным соотношением (2.4.2), чтобы получить оценочные и качественные результаты.

Применим формулу (2.4.2) для определения напряженности поля E в точке P , расположенной на оси симметрии за круглым отверстием в экране. Будем считать, что точечный источник O , находящийся в изотропной среде, и точка наблюдения P лежат на прямой, проходящей через центр отверстия и перпендикулярной его плоскости. Рассмотрим волновую поверхность радиуса a , представляющую часть сферы с центром в источнике O . В соответствии со сделанным предположением напряженность поля на всех элементах dS поверхности S такая же, как при отсутствии экрана $E \sim E_0 e^{ika}$. Разобьем волновую поверхность на кольцевые зоны так, чтобы расстояния от внутренней части m -ой зоны до точки наблюдения P равно:

$$b_m = b + m \frac{\lambda}{2}, \quad b_{m+1} = b_m + \frac{\lambda}{2} \quad (2.4.4)$$

Таким образом, расстояние между соседними краями зоны равно $\lambda/2$ по разности хода, т.е. колебания, происходящие от разных краев зон в точке P , находятся в противофазе (отличаются на π).

Основная идея такого разбиения состоит в следующем: будем считать, что усредненный вклад от такой зоны дает колебания в точке наблюдения P в среднем в одной фазе, а от соседней с ней зоны находится в противофазе по отношению к предшествующей. Так как вклад от зоны по (2.4.2) пропорционален площади, можем записать:

$$E_m = \int_{S_m} K(\varphi) \frac{E_0}{r} \cos(\omega t - kr + \delta_0) dS = f(b_m) \cdot \Delta S_m \quad (2.4.5)$$

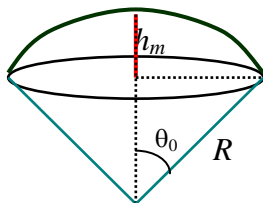


Рис. 4.5.

где $f(b_m)$ – средний вклад от зоны, ΔS_m – площадь m -ой зоны. Вычислим эту площадь через разность площадей сферических сегментов (см рис. 4.5):

$$\Delta S_m = S_m - S_{m-1}$$

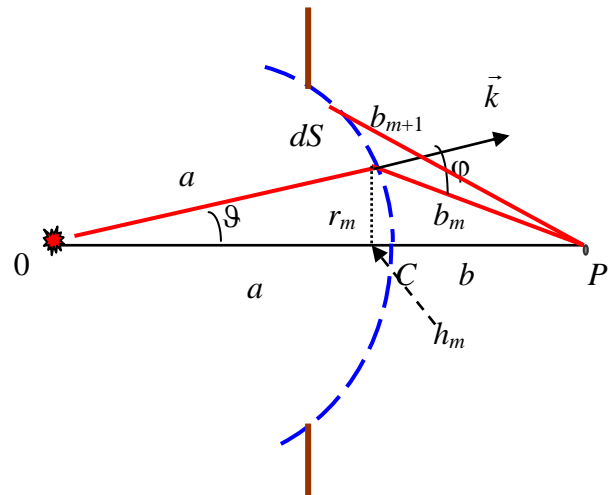


Рис. 4.4.

$$S_m = R^2 \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\theta_0} \sin \theta d\theta = 2\pi R \cdot R(1 - \cos \theta_0) = 2\pi R \cdot h_m \quad (2.4.6)$$

где θ и φ - углы в сферической системе координат. В нашем случае радиус равен a . Запишем из прямоугольных треугольников следующие соотношения (рис. 4.4 и 4.5):

$$r_m^2 = a^2 - (a - h_m)^2 = \left(b + m \frac{\lambda}{2}\right)^2 - (b + h_m)^2$$

Раскрывая квадраты, получаем для высоты сегмента:

$$h_m = \frac{bm\lambda + m^2 \frac{\lambda^2}{4}}{2(a+b)} \quad (2.4.7)$$

Ограничимся рассмотрением m -ой зоны при не слишком больших номерах m , т.е. когда выполняется условие $m^2\lambda^2 \ll mb\lambda$:

$$h_m = \frac{bm\lambda}{2(a+b)} \quad (2.4.8)$$

Тогда для площади сферического сегмента имеем:

$$S_m = 2\pi ah_m = \frac{\pi ab}{a+b} m\lambda \quad (2.4.9)$$

Площадь m -ой зоны получается вычитанием площадей сегментов:

$$\Delta S_m = S_m - S_{m-1} = \frac{\pi ab}{a+b} \lambda \quad (2.4.10)$$

Таким образом, при небольших номерах зон m их площади ΔS_m не зависят от m , т.е. площади зон одинаковы. Аналогично получаем радиусы зон Френеля из равенства $r_m^2 = 2ah_m - h_m^2 \approx 2ah_m$:

$$r_m = \sqrt{\frac{ab}{a+b} m\lambda} \quad (2.4.11)$$

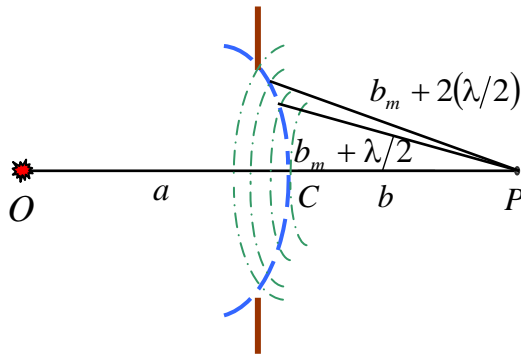


Рис. 4.6.

Итак, имеем следующие результаты:

- 1) площади зон Френеля примерно одинаковы;
- 2) расстояние b_m растет медленно при переходе от зоны к зоне;
- 3) угол между нормалью и направлением на точку наблюдения растет.

Отсюда получаем **важный вывод**: амплитуда E_m , возбуждаемая в точке P от m -ой зоны, монотонно убывает с ростом m . Это верно даже для зон с большим номером m , т.к. несмотря на то, что площадь растет, но при этом растет угол φ тоже. Таким образом, можно записать следующее неравенство для вклада от зон в

результатирующую амплитуду:

$$E_1 > E_2 > E_3 > \dots > E_m > E_{m+1} > \dots$$

Соседние зоны дают колебания в противофазе, поэтому полное колебание в точке P от всех зон с учетом фаз (если открыт весь фронт волны) равно:

$$E = E_1 - E_2 + E_3 - E_4 + \dots = \frac{E_1}{2} + \left(\frac{E_1}{2} - E_2 + \frac{E_3}{2}\right) + \left(\frac{E_3}{2} - E_4 + \frac{E_5}{2}\right) + \dots \quad (2.4.12)$$

Так как монотонное убывание амплитуд, то приблизительно имеем: $|E_m| \approx 1/2 \cdot (E_{m+1} + E_{m-1})$ и в среднем выражения в скобках формулы (2.4.12) равны 0. Тогда полностью открытый фронт волны дает в точке наблюдения амплитуду:

$$E = \frac{1}{2} E_1 \quad (2.4.13)$$

Поскольку интенсивность $I \approx E^2$, следовательно, интенсивность полностью открытого фронта волны I_0 может быть записана через амплитуду от первой зоны:

$$I_0 = E^2 = \frac{E_1^2}{4}$$

Таким образом, одна первая зона Френеля создает интенсивность в 4 раза большую, чем полностью открытый фронт:

$$I_1 = E_1^2 = 4I_0 \quad (2.4.14)$$

Как этим пользоваться? Пусть имеем симметричные экраны и отверстия: круглые, полукруглые, кольцевые и так далее. При данных размерах от источника до отверстия a и от отверстия до точки наблюдения b можно сосчитать количество зон Френеля в данном отверстии, через которое проходит электромагнитная волна. Например, имеем круглое отверстие радиусом равным радиусу первой зоны Френеля $r = r_1$, тогда интенсивность в точке наблюдения равна

$$I_P = I_1 = 4I_0$$

Если круглое отверстие имеет радиус равный радиусу второй зоны $r = r_2$, то интенсивность приблизительно равна 0.

Удобнее пользоваться графической интерпретацией, показывающей вклады от различных зон, – *спиралью Френеля*. Разобьем *первую зону Френеля* на более мелкие кусочки и строим векторную диаграмму для всех кусочков. Поскольку фаза “кусочков” непрерывно меняется от 0 до π , то вектора “кусочков” амплитуды постепенно поворачиваются относительно горизонтальной оси, т.е. нулевой фазы, как это показано на рис. 4.7. В пределе деления первой зоны на бесконечно большое число малых кусочков получаем «полукруг» радиусом E_0 и диаметром E_1 .

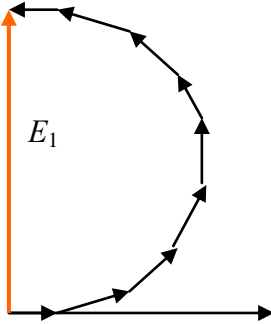


Рис. 4.7.

Если начнем также добавлять вклады в амплитуду от кусочков второй зоны, то получим второй «полукруг» (с левой стороны от «полукруга» первой зоны на рис. 4.7). Его радиус будет чуть-чуть меньше E_0 , поскольку полный вклад от второй зоны чуть меньше вклада первой зоны.

Если проведем суммирование вкладов от всех зон в амплитуду, то получаем спираль Френеля, изображенную на рис. 4.8. При этом вектор, проведенный из начала спирали до ее центра (конец спирали на рис. 4.8 определяется вектором E_0), определяет амплитуду волны при полностью

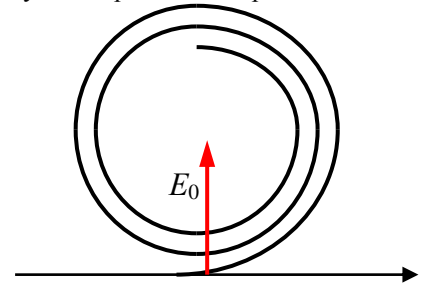


Рис. 4.8.

открытым фронте, т.е. амплитуду E_0 .

Метод кольцевых зон Френеля позволяет при дифракции света на круглом отверстии, или экране, сравнительно просто найти интенсивность света в точке наблюдения P , которая лежит на оси симметрии OSP . Например, в точке наблюдения приходят волны от участка открытого фронта, определяемого m_1 и m_2 зонами Френеля. Тогда длина вектора, проведенного на спирали от точки первой зоны до второй, определяет амплитуду волны, а ее квадрат – интенсивность. В случае нескольких открытых участков или зон вектора суммируются по векторным правилам сложения, и амплитуду результирующего колебания определяет длина суммарного вектора.

Рассмотрим несколько примеров использования метода зон Френеля для отверстий и экранов. Освещенность за экраном в половину 1-ой зоны Френеля, разделенной по диаметру, равна $I_{1/2} = (2E_0/2)^2 = I_0$. Освещенность за экраном в половину 1-ой зоны Френеля, ограниченной кругом радиуса $r_1/\sqrt{2}$, равна $I_{1/2O} = (2E_0/\sqrt{2})^2 = (\sqrt{2} \cdot E_0)^2 = 2I_0$. Освещенность под отверстием в 1.5 зоны Френеля равна $I_{O3/2} = (\sqrt{2}E_0)^2 = 2I_0$, в 2 зоны Френеля примерно равна 0. Если имеем круглый непрозрачный экран (при любом, но не очень большом номере зоны Френеля m), то на оси за экраном всегда получаем светлое пятно. Это, так называемое, *пятно Пуассона*.

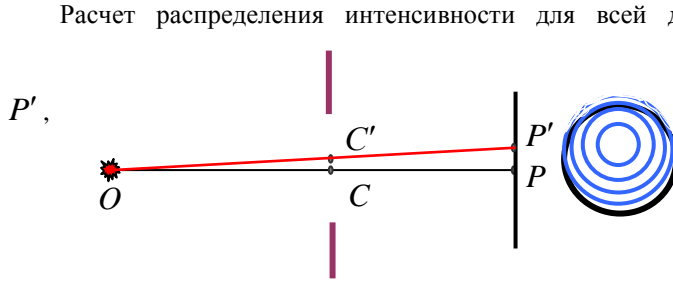


Рис. 4.9.

Расчет распределения интенсивности для всей дифракционной картины (вне оси симметрии) оказывается значительно сложнее. Чтобы найти напряженность поля световой волны в точке не лежащей на оси OC , можно построить кольцевые зоны, центр которых находится в точке C' на прямой $OC'P'$. Отверстие экрана расположится не концентрически по отношению к этим зонам. Действие вторичных волн в точке P' зависит от того, какая часть каждой из зон открыта (видна из этой точки). Поэтому точный расчет $E_{P'}$ сложен. В то же

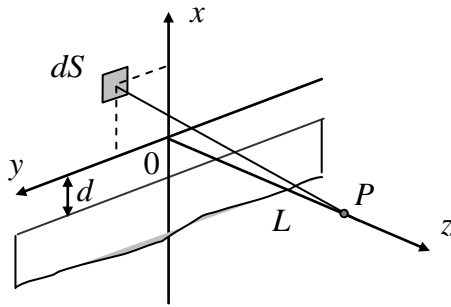
время ясно, что при удалении точки P' от P периодически будут встречаться места с большей и меньшей интенсивностью. Поскольку вся картина должна обладать круговой симметрией, то вокруг точки P образуются чередующиеся более и менее светлые кольца.

2.4.3. Дифракция Френеля на прямолинейном крае экрана.

Принцип Гюйгенса - Френеля можно применить для нахождения распределения интенсивности света вблизи границы тени, отбрасываемой краем большого экрана. Если точка наблюдения P находится на конечном расстоянии от экрана, задерживающего свет, то лишь сравнительно небольшой участок волновой поверхности, лежащий вблизи края экрана, дает существенный вклад в интеграл

$$E_P = \int_S K(\varphi) E \frac{e^{ikR}}{R} dS_n. \quad (2.4.15)$$

Ограничим рассмотрение случаем плоской волновой поверхности падающей волны, что соответствует бесконечно удаленному точечному источнику (или точечному источнику в фокусе линзы). Введем декартову систему координат следующим образом. Пусть волновая поверхность параллельна плоскости xOy , а ось z проходит через точку наблюдения P , находящуюся на расстоянии L от плоскости xOy . Пусть также экран лежит в плоскости xOy , а его прямолинейный край параллелен оси y и расположен на расстоянии d от нее ($x = -d$). Нас интересует распределение интенсивности света вблизи края геометрической тени, поэтому будем считать, что $d \ll L$. Применяя принцип Гюйгенса-Френеля, в качестве



вспомогательной поверхности S будем рассматривать ту часть плоскости xOy , которая не закрыта экраном. При малых углах дифракции, соответствующих малым отклонениям при распространении плоской световой волны от законов геометрической оптики, основной вклад в интеграл (2.4.15) дают участки плоскости xOy , близкие к началу координат. Поэтому коэффициент наклона $K(\varphi)$ можно положить равным $K(\varphi) \approx K_1 = 1/\lambda i = const$, а расстояние R от элементарного участка dS до точки наблюдения записать в виде:

$$R = \sqrt{L^2 + x^2 + y^2} = L \sqrt{1 + \frac{x^2 + y^2}{L^2}} \approx L + \frac{x^2 + y^2}{2L}.$$

При малых углах дифракции множитель $1/R$, стоящий под знаком интеграла в (2.4.15), можно положить равным $1/R \approx 1/L = const$. Тогда вклад участка волновой поверхности в виде параллельной оси y полосы, заключенной между координатами $x = 0$ и $x = x_1$, в напряженность поля в точке P определяется как

$$E_P = -\frac{iE}{\lambda L} \iint \exp \left[ik \left(L + \frac{x^2 + y^2}{2L} \right) \right] dx dy = -\frac{iE}{\lambda L} e^{ikL} \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left(\frac{iky^2}{2L} \right) dy \int_0^{x_1} \exp \left(\frac{ikx^2}{2L} \right) dx.$$

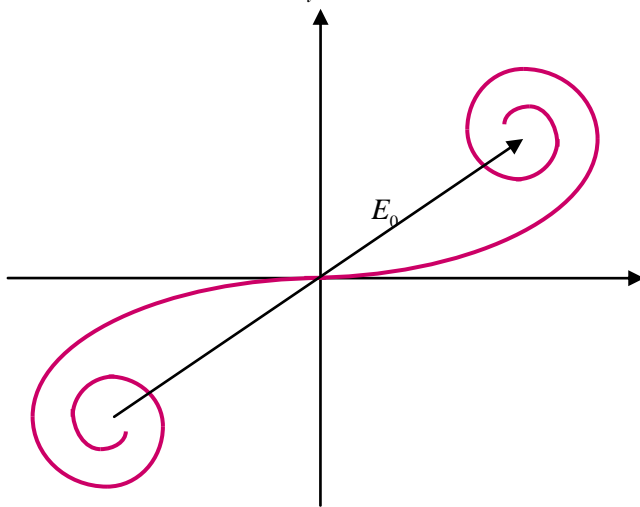
Интегрирование по координате y дает постоянный множитель, не зависящий от ширины выделенной волновой поверхности x_1 . Опуская его и другие не представляющие интереса постоянные множители, можно написать

$$E_p \sim \int_0^{x_1} \exp\left(\frac{ikx^2}{2L}\right) dx \sim \int \exp\left(\frac{i\pi\eta^2}{2}\right) d\eta,$$

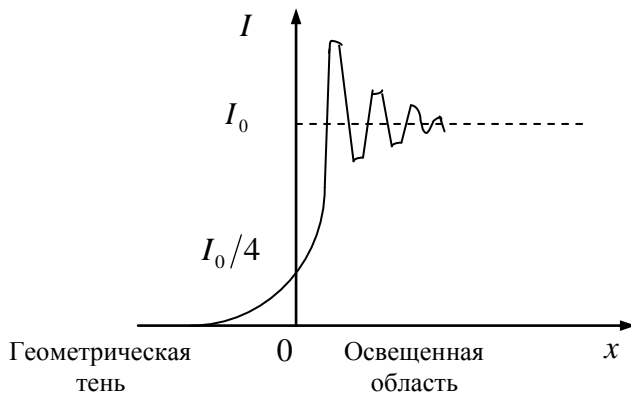
где $\eta = x\sqrt{2/\lambda L}$ - новая безразмерная переменная интегрирования, введенная вместо x по формуле $kx^2/L = \pi\eta^2$.

Итак, имеем зоны в виде полосок, расположенных вдоль плоской границы раздела. Эти зоны носят название зон Шустера. Когда рассматриваем вклад от зон Шустера в точке наблюдения P , то наибольший вклад дают 2 центральные зоны с $m = \pm 1$, расположенные справа и слева от точки. Вклад от последующих зон быстро убывает при переходе от $m = 1$ к $m = 2$, а затем медленнее при дальнейшем росте номера зоны m .

Вычисление результирующей напряженности поля E_p в точке наблюдения P удобно снова проиллюстрировать с помощью векторной диаграммы, подобно тому, как это было сделано для случая дифракции на круглом отверстии. Колебание в точке P от широкой полосы волновой поверхности изобразится суммой векторов dA_i от всех укладываемых на ней элементарных полосок. Модули этих векторов одинаковы, то есть они не зависят от номера индекса i . Однако соседние векторы элементарных колебаний повернуты на некоторый угол, который становится все больше, т.к. запаздывание по фазе вторичной волны от элементарной полоски, находящейся на расстоянии x от оси y , пропорционально квадрату этого расстояния, т.е. x^2 . В пределе, когда ширина каждой элементарной полоски стремится к нулю, цепочка векторов dA_i превращается в плавную кривую, называемую *спиралью Корню*.



С помощью спирали Корню легко получить распределение интенсивности вблизи края геометрической тени при дифракции плоской волны на прямолинейном крае экрана. Вектор, проведенный из центра левой спирали в центр правой спирали показывает амплитуду E_0 от полностью открытого фронта волны и определяет интенсивность равную I_0 . Если открыта только правая часть, т.е. точка наблюдения расположена под границей плоского экрана и открытой части, то вектор напряженности начинается от начала координат и равен $E_0/2$, а интенсивность будет равна $I_0/4$. Иначе интенсивность в точке наблюдения, находящейся на границе геометрической тени в четыре раза меньше интенсивности I_0 в отсутствие экрана.



При перемещении точки наблюдения P в освещенную область интенсивность будет последовательно проходить через максимумы и минимумы, поскольку начало вектора будет перемещаться по левой части спирали Корню. В наибольшем из максимумов $I = 1,37I_0$, а в первом минимуме $I = 0,78I_0$. С увеличением расстояния от края геометрической тени размах колебаний интенсивности относительно значения I_0 уменьшается, а положения максимумов и минимумов постепенно сближаются друг с другом.

При перемещении точки наблюдения P в область тени начало вектора будет перемещаться по правой части спирали и длина вектора будет монотонно уменьшаться. Зависимость интенсивности от координаты x точки наблюдения можно выразить аналитически через интегралы Френеля.

Проведенный анализ показывает, что между светом и тенью от края экрана нет резкой границы: в области геометрической тени освещенность спадает постепенно и монотонно, а край освещенной области расщепляется на дифракционные полосы. Опыт хорошо подтверждает полученные закономерности. Характер дифракционных явлений, т.е. распределение интенсивности в дифракционной картине, определяется числом зон Френеля, перекрываемых экраном (или отверстием в экране), а не абсолютными размерами экранов или отверстий. Радиусы зон Френеля определяются формулой

$$R_n = \sqrt{\frac{r_0 r}{r_0 + r}} n \lambda .$$

Для первой зоны имеем

$$R_1 = \sqrt{\frac{r_0 r}{r_0 + r}} \lambda = \sqrt{\lambda f} , \text{ где } \frac{1}{f} = \frac{1}{r_0} + \frac{1}{r} .$$

(При дифракции плоской волны, что соответствует бесконечно удаленному от экрана точечному источнику, $r_0 \rightarrow \infty$ и $f = r$). Отношение радиуса первой зоны Френеля к линейному размеру D экрана или отверстия

$$p = \frac{R_1}{D} = \frac{\sqrt{\lambda f}}{D}$$

полностью определяет условия наблюдения, при которых дифракционные явления становятся существенными и распределение интенсивности света заметно отличается от предсказаний геометрической оптики.

Параметр p лежит в основе классификации дифракционных явлений. Когда $p \ll 1$, число зон Френеля, перекрываемых экраном или отверстием, велико, дифракционные эффекты незначительны и распределение интенсивности падающего света приближенно описывается законами *геометрической оптики* (прямолинейным распространением света). При $p \approx 1$ (перекрывается заметная часть одной зоны или небольшое число зон) наблюдается сложное распределение интенсивности, называемое *дифракцией Френеля*. При $p \gg 1$ отверстие перекрывает малую часть первой зоны Френеля. В этом случае наблюдается явление, называемое *дифракцией Фраунгофера*, и дифракционная картина упрощается. Случай дифракции Фраунгофера имеет большое практическое значение для решения многих вопросов инструментальной оптики.

Примечание 2. Артур Шустер, английский физик, 1851–1934

Мари Альфред Корню, французский физик, 1841–1902

Йозеф Фраунгофер, немецкий физик, 1787–1826.
