

О ПРИНЦИПАЛЬНОЙ ВОЗМОЖНОСТИ УСТРАНЕНИЯ ДИФРАКЦИОННЫХ ЯВЛЕНИЙ В ОПТИЧЕСКИХ ИНСТРУМЕНТАХ

Горячев Л.В., Горячев В.Л.

Проведен краткий исторический обзор с целью объяснить возникновение современных представлений о дифракции света. Сделан анализ некоторых общеизвестных дифракционных опытов.

Показана возможность объяснения дифракционных картин без привлечения принципа Гюйгенса-Френеля.

Доказано существование реальных источников вторичных волн, участвующих в образовании дифракционных картин. Делается предположение о том, что в случае компенсации влияния вторичных волн в оптических инструментах возможно получение бездифракционных изображений.

Результаты данной работы могут быть использованы для описания или предсказания дифракционных явлений при прохождении света через различные оптические системы. Кроме того, данные результаты позволяют предполагать возможность создания оптических систем с характеристиками, превосходящими параметры существующих приборов.

Рубрика: Фундаментальная физика, оптика

Введение

В работах [1,11] высказано предположение о том, что некоторые закономерности распространения света, объясняемые сегодня в рамках только волновой оптики, могут быть объяснены с позиций и корпускулярной теории излучения. При этом факт прямолинейного распространения света, состоящего из отдельных квантов излучения, постулирован.

Было бы интересно интерпретировать с этих позиций и результаты общеизвестных дифракционных опытов.

Вспомним некоторые положения общепринятой сегодня волновой теории и краткую историю ее возникновения.

В 1678 году корпускулярной теории света Ньютона Гюйгенс противопоставил волновую теорию. Он обратил внимание на аналогию между многими акустическими и оптическими явлениями, полагая, что свет распространяется подобно звуковым волнам. Носителем упругих световых импульсов предполагалась особая всепроникающая среда - эфир.

Однако, несмотря на введение Гюйгенсом понятия световых волн, сам он не вкладывал в него содержания, которое было введено позже и общепринято сегодня. Гюйгенс не предполагал периодичности в световых явлениях. Он указывал при этом: «...не нужно представлять себе, что сами эти волны следуют друг за другом на одинаковых расстояниях». Поэтому сам Гюйгенс нигде не пользовался понятием длины волны. При этом закон прямолинейного распространения он постулировал, не обращая внимания на явления дифракции.

Из идей Гюйгенса сегодня наибольшую известность имеет принцип, носящий его имя: «Каждая точка, до которой доходит световое возбуждение, является в свою очередь центром вторичных волн; поверхность, огибающая в некоторый момент эти волны, указывает положение к этому моменту фронта действительно распространяющейся волны».

Ещё раз хочется подчеркнуть тот факт, что сам Гюйгенс этот принцип воспринимал только как вспомогательный прием.

Последовательно разрабатываемая теория волновой оптики стала складываться лишь в начале XIX века, поскольку в течение всего XVIII века господствующее положение занимала корпускулярная теория света. В немалой степени этому способствовал огромный авторитет Ньютона - сторонника корпускулярной «теории истечения».

Главную роль в последующем развитии волновой оптики сыграли труды Юнга и Френеля. В 1815 году Френель уточнил принцип Гюйгенса, дополнив его принципом интерференции Юнга, что позволило количественно рассмотреть явления дифракции. Одновременно удовлетворительно могло объясняться прямолинейное распространение света, что не могло быть сделано в рамках лишь теории Гюйгенса.

Усовершенствованный принцип Гюйгенса-Френеля утверждает, что если точечный источник волн мысленно окружить произвольной замкнутой поверхностью, то за ее пределами правильное значение амплитуды волны получится после замены точечного источника распределенными по этой поверхности вспомогательными источниками. Каждая точка поверхности рассматривается как источник волн, амплитуда и фаза которых равна амплитуде и фазе колебания, пришедшего в эту точку с волной от основного источника. Действие волны в любой точке вне поверхности определяется как результат интерференции волн от всех источников, расположенных по поверхности. При этом все вспомогательные источники считаются когерентными. Так как поверхность может быть выбрана произвольной, то для решения конкретной задачи выбирают

наиболее удобную. В точках непрозрачных преград, встречающихся на пути волны, амплитуды вспомогательных источников полагаются равными нулю.

Данный принцип нашел применение в решении большинства дифракционных задач и используется в решениях многих других задач прикладного характера на протяжении уже многих десятилетий.

Реальные источники интерферирующих излучений.

В работах [1,11] ставилось целью объяснить известные оптические явления, в частности прямолинейное распространение света, с точки зрения корпускулярных представлений о свете. Поэтому объяснение дифракционных явлений с привлечением только принципа Гюйгенса - Френеля нас не могут удовлетворить (вспомним предостережение самого Гюйгенса).

Мы по-прежнему полагаем, что свет представляет собой поток квантов, распространяющихся в однородной оптически изотропной среде прямолинейно со скоростью c/n , где c - скорость света в вакууме, а n - показатель преломления среды.

С другой стороны, нельзя отрицать объективно существующие проявления дифракции в виде многообразных дифракционных картин. Согласно принципу Гюйгенса-Френеля все они являются результатом интерференции вторичных волн, которые испускаются элементами вспомогательных поверхностей, окружающих реальные источники света.

Но источники на этих поверхностях фиктивны, а наблюдаемые дифракционные картины реальны. Поэтому актуальны поиски реально существующих источников, взаимная интерференция излучений которых создаёт эти картины.

В нашем случае, когда свет рассматривается как направленный поток корпускул, одним из интерферирующих пучков естественно считать световой поток, непосредственно излучаемый реальным источником света. Другая же часть света, участвующая в интерференции, может появиться только там, где нарушена оптическая однородность среды, так как в однородной среде квант света распространяется прямолинейно. Естественно предположить поэтому, что источниками вторичных волн в этом случае должны являться края препятствий или диафрагм, задействованных в рассматриваемых опытах, и области, непосредственно к ним прилегающие.

Так же, как в случае применения принципа Гюйгенса-Френеля, и здесь для анализа дифракционных картин источниками вторичных волн можно считать элементарные площадки. Однако принципиальное отличие состоит в том, что в нашем случае источники вторичных волн являются вполне реальными.

В случае правомерности такого подхода взаимная интерференция излучений от всех реально существующих вторичных излучателей и их интерференция с основным полем излучения от первоисточника должна давать дифракционные картины, не отличающиеся от наблюдаемых.

Ниже рассматриваются несколько классических дифракционных опытов, достаточно хорошо описываемых в учебной литературе.

Объяснение результатов классических опытов

Нами были проанализированы результаты большого количества общеизвестных дифракционных опытов и проведены собственные опыты с целью убедиться в справедливости предложенного выше подхода.

Забегая вперед, отметим, что результаты всех без исключения рассмотренных опытов таким способом были объяснены. При этом обнаружилась интересная закономерность -

для объяснения наблюдаемых дифракционных картин необходимо учитывать тот факт, что: а) вторичные волны, переизлучаемые краями диафрагм в область геометрической тени, синфазны с падающей на них волной; б) волны, рассеянные в область, освещенную основным потоком излучения, отличаются по фазе от падающей волны ровно на π .

1. Вспомним сначала классическое объяснение механизма дифракции в случае дифракции Фраунгофера, когда дифракционная картина формируется в плоскости, бесконечно удаленной от источников дифракции, или же (что равносильно) в плоскости изображения собирающей линзы.

В данном случае наиболее наглядным получается рассмотрение дифракции на одной щели от бесконечно удаленного источника света.

Обратимся к рисунку 1, заимствованному из [2] (стр. 175), где приводятся результаты аналитического расчета интенсивности света за экраном.

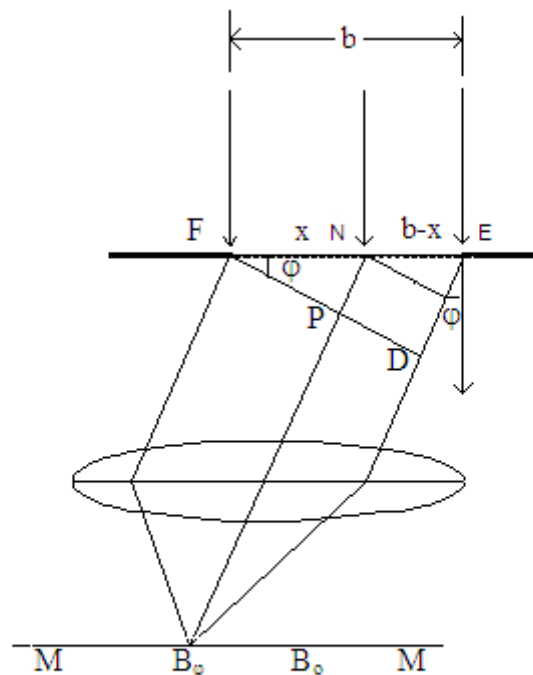


Рис.1. Дифракция на щели.

В этих расчетах световое возмущение ds элемента щели dx от источника излучения частотой ω выражается соотношением

$$ds = (A_0/b) \cos \omega t, \quad (1)$$

где A_0 - амплитуда волны, посылаемой всей щелью; b - ширина щели. Для нахождения действия всей щели в направлении под углом ϕ к первоначальному направлению надо учитывать разность фаз волн, доходящих от различных элементов волнового фронта до пункта наблюдения B_ϕ .

Рассмотрим плоскость FD , перпендикулярную к выбранному направлению. Разность фаз, соответствующая двум точкам плоскости FE может быть выражена через разность хода лучей, проходящих через эти точки от плоскости FE до плоскости FD

перпендикулярно к последней. Например, разность хода между волнами от точки F (край щели) и от произвольной точки N, находящейся на расстоянии x от края щели, равна $NP = x \sin \varphi$. Таким образом, световое поле в точке P плоскости FD запишется как

$$ds = (A_0/b) \cos(\omega t - kx \sin \varphi) dx, \quad (2)$$

где $k = 2\pi/\lambda$ - волновое число. Результирующее поле в точке B_φ определяется интегралом по всем значениям x от нуля до b , то есть:

$$\begin{aligned} A(t, \varphi) &= \int_0^b ds = \int_0^b (A_0 / b) \cos(\omega t - kx \sin \varphi) dx = \\ &= A_0 \frac{\sin^{1/2} bk \sin \varphi}{^{1/2} bk \sin \varphi} \cos(\omega t - ^{1/2} kb \sin \varphi). \end{aligned} \quad (3)$$

Следовательно, результирующая волна, идущая в направлении φ , имеет амплитуду

$$A_\varphi = A_0 \frac{\sin^{1/2} bk \sin \varphi}{^{1/2} bk \sin \varphi} = A_0 \frac{\sin[(b\pi/\lambda) \sin \varphi]}{(b\pi/\lambda) \sin \varphi} \quad (4)$$

Так как в случае одной щели дифракционная картина проявляется при очень малых углах φ , то можно принять, что $\sin \varphi \cong \varphi$. Тогда получается, что

$$A_\varphi = \frac{A_0 \sin(b\pi\varphi/\lambda)}{b\pi\varphi/\lambda} \quad (5)$$

Рассмотрим теперь картину дифракции, которая может быть получена без привлечения принципа Гюйгенса-Френеля. Мы считаем, что в интерференции участвуют пучки света, рассеиваемые краями щели F и E.

1.1. Для большей наглядности рассмотрим сначала область, где в нашем понимании основной пучок не участвует в интерференции. Это имеет место в случае, когда точка B_φ находится в области геометрической тени.

Сложим выражения, соответствующие световым возмущениям на краю щели, полагая, что размеры области переизлучения много меньше длины волны света. Пусть точке F соответствует возмущение $ds_F = G(\varphi) \cos \omega t$. Тогда точке E соответствует возмущение $ds_E = G(\varphi) \cos(\omega t - kb \sin \varphi \pm \pi)$. (Напомним, что поправка $\pm \pi$ была введена нами для объяснения предлагаемым способом известных дифракционных картин). Поэтому результирующая волна, идущая в направлении φ , может быть представлена суммой этих выражений

$$\begin{aligned} G(t, \varphi) &= G(\varphi) \cos \omega t + G(\varphi) \cos(\omega t - kb \sin \varphi \pm \pi) = G(\varphi) \cos \omega t - G(\varphi) \cos(\omega t - kb \sin \varphi) = \\ &= -2G(\varphi) \sin[(\pi b/\lambda) \sin \varphi] \sin[\omega t - (\pi b/\lambda) \sin \varphi] \end{aligned} \quad (6)$$

Из сравнения (3) и (6), видим, что общим для них является выражение $\sin^{1/2} bk \sin \varphi = \sin[(b\pi/\lambda)\sin\varphi]$, не зависящее от времени. Оно задает зависимость амплитуды волны от угла φ . А так как видимая нами картина дифракции определяется зависимостью амплитуды светового поля от угла φ , то мы можем делать вывод о том, что рассчитанные рассмотренными выше способами картины должны совпадать (по крайней мере, в положениях максимумов и минимумов светового поля).

Интересным является расхождение членов, задающих зависимость амплитуды от времени. Нетрудно увидеть, что расхождение в фазах составляет $\pi/2$. Интересно оно тем, что общеизвестно расхождение между фазой дифрагировавшей волны, рассчитанной по методу зон Френеля, и фазой реальной волны в опыте (см., например, / 2 /, стр. 170) именно на $\pi/2$. Следовательно, результаты расчетов с помощью предлагаемого способа в рассмотренном случае более соответствуют реальной картине дифракции, чем в способе с использованием зон Френеля.

Из выражения (5) следует, что амплитуда A_φ обращается в нуль для углов φ , удовлетворяющих условию

$$(b\pi/\lambda)\sin\varphi = n\pi \quad \text{или} \quad \sin\varphi = n\lambda/b, \quad (7)$$

где $n = 1, 2, 3, \dots$ (целые числа).

С помощью (7) определяются направления на точки экрана (следовательно и их положения, если задано значение b), в которых амплитуда равна нулю.

При определенных промежуточных значениях угла φ амплитуда достигает максимальных и минимальных значений. Наибольший максимум имеет место, когда $(b\pi/\lambda)\sin\varphi = 0$, т.е. $\varphi = 0$. (При этом считается, что $A_\varphi = A_0$, что не соответствует действительности, так как в расчетах Зоммерфельда / 3 / значение амплитуды меньше в $4\lambda/(b\pi^2)$).

Следующие максимумы соответствуют значениям φ , удовлетворяющим условиям

$$(b\pi/\lambda)\sin\varphi = 1,43\pi, \quad (b\pi/\lambda)\sin\varphi = 2,46\pi, \quad (b\pi/\lambda)\sin\varphi = 3,47\pi, \\ (b\pi/\lambda)\sin\varphi = 4,47\pi \text{ и т.д.} \quad (8)$$

С достаточной точностью эти условия можно записать в виде

$$(b\pi/\lambda)\sin\varphi = (2m + 1)\lambda/2. \quad (9)$$

1.2. Рассмотрим теперь область, куда попадает как прямое излучение, так и переизлучение от краёв диафрагмы

Теперь выражение (6) в силу вышесказанного переписывается в виде

$$G(t,\varphi) = G(\varphi)\cos(\omega t \pm \pi) + G(\varphi)\cos(\omega t - kbs\sin\varphi \pm \pi) = \\ = -G(\varphi)\cos \omega t - G(\varphi)\cos(\omega t - kbs\sin\varphi) = \\ = -2G(\varphi)\cos[(\pi b/\lambda)\sin\varphi]\cos[\omega t - (\pi b/\lambda)\sin\varphi] \approx \\ \approx -2G(\varphi)\cos[\omega t - (\pi b\varphi/\lambda)]\cos(\pi b\varphi/\lambda). \quad (6')$$

С учетом прямого излучения результирующая интенсивность запишется в виде

$$A(\varphi) = A_0 \cos \omega t - 2G(\varphi) \cos[\omega t - (\pi b \varphi / \lambda)] \cos(\pi b \varphi / \lambda). \quad (10)$$

При $\varphi = 0$

$$A_{\text{рез}} = A_0 \cos \omega t - 2G_0 \cos \omega t. \quad (11)$$

2. Обратимся теперь к случаю френелевской дифракции. С целью получения большей наглядности рассмотрим наиболее простой случай, когда взаимодействуют излучения основного светового потока и одного вторичного источника – области, прилегающей к краю бесконечного экрана.

На рис.2, взятом из / 4 /, представлена зависимость интенсивности света от расстояния между точкой наблюдения и границей геометрической тени. Эта зависимость получена с помощью спирали Корню, построенной для дифракции от прямолинейного края полуплоскости. При $b = 1\text{ м}$ и $\lambda = 0,5\text{ мкм}$ для координат максимумов вычисления дают значения: $X_1 = 0,61\text{ мм}$; $X_2 = 1,17\text{ мм}$; $X_3 = 1,54$; $X_4 = 1,85\text{ мм}$; ... (см. рис. 3).

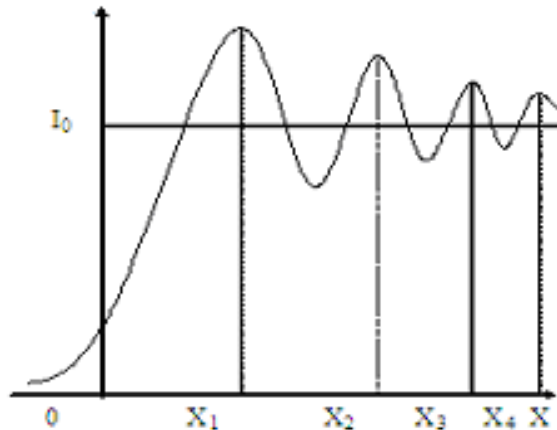


Рис.2. Зависимость интенсивности света после дифракции на краю полуплоскости от расстояния между точкой наблюдения и границей геометрической тени (в плоскости наблюдения).

А

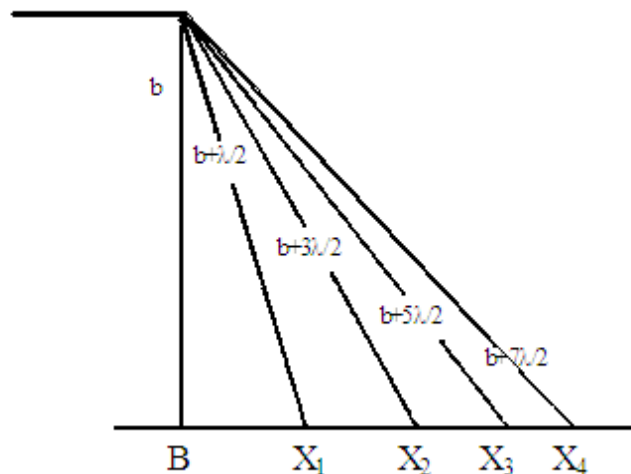


Рис.3. К дифракции на краю полуплоскости

Вычислим теперь координаты этих максимумов, исходя из наших представлений о механизме дифракции. На рис.3 показаны положения таких максимумов, для которых должно выполняться условие $AB - AX_n = (2n - 1)\lambda/2$. С учетом сдвига фазы в π радиан для волны, рассеянной в освещенную основным потоком область, в этих точках встречаются два потока, имеющие суммарную разность фаз, соответствующую целому числу волн. Из рассмотрения треугольника ABX_n можно написать выражение для координаты X_n .

$$X_n = \sqrt{\left[b + (2n - 1)\frac{\lambda}{2}\right]^2 - b^2} \quad (12)$$

Рассчитанные по формуле (12) значения координат максимумов для сравнения приведены в таблице 1 (результаты расчетов соответствуют значениям $b=1$ м, $\lambda=0,5$ мкм).

Таблица 1

Работы	Координаты максимумов, мм			
	X1	X2	X3	X4
/4/	0,61	1,17	1,54	1,85
Данная работа	0,71	1,22	1,58	1,87

Из данных таблицы находим неплохое согласие. Небольшое расхождение для малых значений n , возможно, вызвано тем, что в расчетах не принималась во внимание зависимость интенсивности рассеянного света от угла рассеяния. Видно, что с увеличением n различие в положениях максимумов убывает.

Следует отметить, что картина, подобная рассмотренной выше, получена также Зоммерфельдом /3/ при решении строгой задачи дифракции на бесконечно тонкой полуплоскости из идеального проводника при расстояниях между точкой наблюдения и краем полуплоскости, сравнимых с длиной волны. В этом же решении говорится о скачке фазы на π радиан на границе геометрической тени.

3. Рассмотрим еще один пример для иллюстрации скачка фазы на границе между светом и тенью в дифракционной картине. Речь пойдет о зонной пластинке, состоящей из

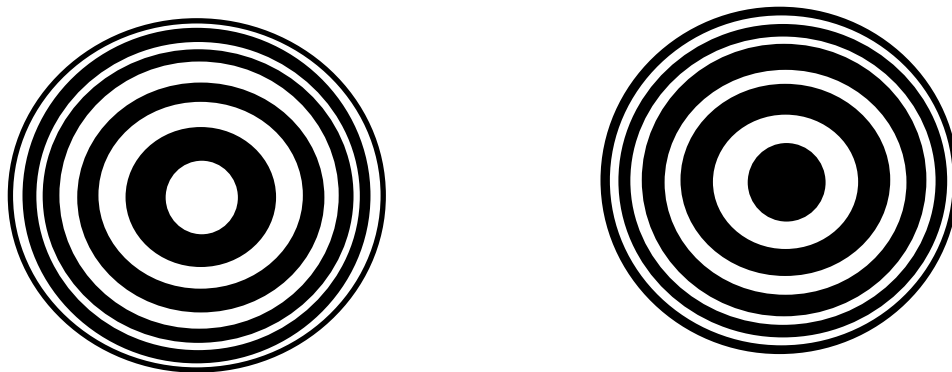


Рис.4. Зонные пластинки.

последовательно чередующихся прозрачных и непрозрачных колец, радиусы которых удовлетворяют соотношению

$$r_n^2 = n\lambda ab/(a+b) \quad (13)$$

где n - номер зоны; r_n - внешний радиус n -ой зоны Френеля; a - расстояние от источника до плоскости данной пластинки; b - расстояние от зонной пластинки до точки наблюдения.

Изображения зонных пластинок приведены на рисунке 4. Если поместить пластину с открытой первой зоной в соответствующем месте сферической волны, то пластинка прикроет все четные (нечетные) зоны и оставит свободными нечетные (четные), начиная с центральной. Опыт показывает, что пластинка действует подобно собирающей линзе. Подобное же действие на световую волну оказывает и зонная пластинка с нечетными зонами.

Здесь, видимо, не стоит останавливаться на классическом объяснении механизма действия пластинки. Это подробно описывается в учебной литературе, основываясь на принципе Гюйгенса - Френеля.

Очень просто и понятно действие пластинки объясняется в рамках предлагаемого подхода. В этом случае мы считаем, что рассеивающими центрами являются границы между светлыми и темными кольцами. По условию изготовления зонной пластинки разность хода для внутренней и внешней границ любой зоны до соответствующей точки наблюдения равняется $\lambda/2$. И теперь обращаем внимание на то, что внешняя граница светлой зоны при рассеянии света по направлению к точке наблюдения (которая находится на оптической оси) посылает лучи в сторону освещенной области. А внутренняя граница посылает лучи в область геометрической тени предыдущей темной зоны. Следовательно, разность фаз между волнами от внутренней и внешней границ одной зоны равна 2π (вспоминаем, что при отклонении в освещенную область теряется полдлины волны). Поэтому в точке наблюдения свет, приходящий от различных рассеивающих центров, имеет одну и ту же фазу (с точностью до $\pm 2\pi n$). В итоге в точке наблюдения обнаруживается многократное увеличение интенсивности света.

4. Особенно очевиден скачок фазы на границе геометрической тени при рассмотрении дифракции на двух щелях.

В работе / 2 / (стр.192) приведены следующие положения минимумов и максимумов, рассчитанные на основе принципа Гюйгенса - Френеля:

	$b \sin \varphi =$	λ	2λ	3λ	
Минимумы	$d \sin \varphi =$	$\lambda/2$	$3\lambda/2$	$5\lambda/2$	
Максимумы	$d \sin \varphi =$	0	λ	2λ	3λ

Объясним теперь на основе предлагаемого принципа появление этих максимумов и минимумов.

Рассмотрим сначала условие максимумов

$$d \sin \varphi = n \lambda$$

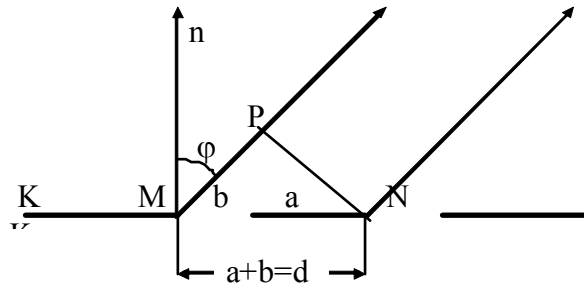


Рис.5. К определению положения главных максимумов и добавочных минимумов при дифракции на двух параллельных щелях.

Мы рассматриваем здесь интерференцию только от краев диафрагм.

Возьмем пару вторичных источников: точки М и N (рис. 5).

В направлении, показанном двумя стрелками, рассеяние света в обеих точках происходит в сторону области, освещенной основным потоком света. Поэтому относительного сдвига фаз между излучениями от этих точек не происходит и условию максимума удовлетворяет целое число волн, укладывающихся на длине $MP = d \sin \varphi$, т.е.

$$d \sin \varphi = n \lambda,$$

что согласуется с данными приведенной таблицы.

По этой же причине условием минимума является равенство

$$d \sin \varphi = (n + 1) \lambda / 2 ,$$

при котором излучения от точек М и N гасят друг друга, так как на длине MP укладывается полуцелое число волн.

Обсуждение результатов.

Рассмотрение классических опытов можно было бы продолжить. Нами не было обнаружено ни одного случая, где дифракционная картина не могла бы быть объяснена в рамках предлагаемого подхода. При желании читатель может убедиться в этом сам.

В результате анализа полученных результатов и поисков публикаций на эту тему выяснилось, что подобные объяснения дифракции давал еще в самом начале девятнадцатого столетия Юнг / 5 /. Приведем выдержку из /6/ «Если рассматривать край дифракционного отверстия (или препятствия), состоящий из точек, лежащих внутри геометрической тени), то он кажется светящимся. Это было известно уже Юнгу, пытавшемуся еще до Френеля теоретически объяснить дифракцию, исходя из волновой теории. Юнг полагал, что падающий свет испытывает род отражения на краю дифрагирующего тела и рассматривал дифракционную картину как результат интерференции падающей волны и отраженной «граничной волны». Однако представления Юнга были выражены только качественно и не получили широкого признания». Позднее подобное рассмотрение было развито теоретически Магги /7/. Еще

позднее более полное исследование было выполнено Рабиновичем /8/. Теория Магги-Рабиновича в дальнейшем была развита Миамото и Вольфом /9/.

Помимо многочисленных теоретических работ, посвященных «граничной волне», имеются публикации и об экспериментальном подтверждении «существования» граничной волны /10/.

Однако эти представления в дальнейшем не получили распространения из-за кажущейся в то время громоздкости используемого в них математического аппарата /6/.

Идей или предложений о полной компенсации влияния краев диафрагм с использованием данных о «граничной волне» в литературе мы не обнаружили. Об этом говорилось в /12/.

В /13/ экспериментальным путем реализована идея устранения дифракции. Начаты эксперименты, в которых используется еще один способ компенсации искажающих последствий дифракции. Получены обнадеживающие результаты, что является материалом последующих публикаций.

Заключение.

Анализ опытов по дифракции света, описанных в литературе, а также собственных опытов с лазерными источниками излучения показал, что все дифракционные явления могут быть объяснены как результат взаимодействия поля основного излучения с вторичными волнами, исходящими от границ экранов. Если же мы рассматриваем дифракционную картину в области геометрической тени, то она является результатом взаимодействия только вторичных волн. При этом вовсе нет необходимости привлекать принцип Гюйгенса-Френеля. К мысли о такой интерпретации дифракционных явлений нас навело предположение о том, что и при распространении света его нужно рассматривать как состоящим из отдельных квантов. А так как в оптически однородной среде кванты света движутся прямолинейно, то логично предположить, что центрами рассеяния квантов являются края диафрагм и области, к ним прилегающие, где нарушается оптическая однородность.

Как можно понять из приведенного выше краткого обзора литературы, к такому же выводу склонялись и авторы некоторых из цитированных работ, хотя они считали распространение света только как волновой процесс. Тогда же, видимо, родилась и идея о возможности компенсации пагубного воздействия вторичного излучения на качество основного пучка излучения. Одной из реализаций подобной компенсации является широко известный сегодня способ аподизации.

Однако в литературе не встречаются упоминания о попытках полностью избавиться от влияния вторичного излучения с целью повышения разрешающей способности оптических приборов. Сегодня предельные значения их разрешающей способности даются формулами, выведенными в рамках волновой теории. В частности, для микроскопов с источниками излучения в видимом диапазоне предельная разрешающая сила оценивается в 0.3 мкм.

Теперь, когда мы убедились в наличии реальных источников вторичного излучения, можно попытаться найти реальные пути компенсации их влияния на качество основного пучка излучения. В свете изложенных здесь представлений работы, направленные на получение характеристик оптических приборов, лучших, чем разрешается сегодня теорией, не должны казаться бессмысленными.

Автору представляется уместным привести здесь строки из широко известного учебника /2/, по которому изучали основы оптики многие поколения физиков: «...мы уже упоминали, что постулат Френеля, служащий для характеристики вторичных волн,

интерференция которых объясняет все процессы распространения волн, являлся некоторой гипотезой, догадкой Френеля. Проведение расчетов по методу Френеля и сравнение их с опытом показывают, что гипотезу эту надо несколько изменить: ввести дополнительный фактор, учитывающий наклон вспомогательной поверхности к направлению действия, обосновать добавочными рассуждениями отсутствие обратной волны и изменить начальную фазу вторичных волн на $\pi/2$. Если первые два дополнения привлекаются из соображений более или менее наглядных, то опережение фазы «считается иногда чем-то таинственным», как выразился Рэлей в своей «Волновой теории света». Конечно, поскольку постулат Френеля является не чем иным, как некоторым рецептом, дающим общий метод решения задач волновой оптики, то очевидно, что и видоизменение этого постулата не представляет ничего особенного; просто более тщательный анализ показывает, что надо пользоваться несколько иным рецептом решения волновых задач, обеспечивающим лучшее согласие с опытом».

Список литературы

1. Горячев Л.В. Увлечение света веществом. Отчет СарФТИ, инв. № НО-107-97, 1998, № госрегистрации 01980008752.
2. Ландсберг Г.С. Оптика. М., 1976, с. 350.
3. Зоммерфельд А. Оптика. ИЛ, Москва, 1953.
4. Савельев И.В. Курс общей физики т.2, 1982, стр. 398.
5. T. Young, Phil. Trans. Roy. Soc. 20, 26(1802).
6. Борн М, Вольф Э. Основы оптики. М., 1970, с.484.
7. G. A.Maggi, Ann. di Matem. 16, 21(1888).
8. A. Rubinowicz, Ann. d. Physik 53, 257(1917); 73(1924); 81, 153(1926); Acta Phys, Polon. 12, 225(1953).
9. E.W. Marchand, E. Wolf, J.Opt.Soc.Amer. 52, 761(1962).
10. W.Wien, Inaug. Diss., Berlin, 1886; E. Maey, Ann. d. Physik 49, 69(1893); А. Калашников, Ж. Русск. физ.-хим. об-ва, Физ. часть 44, 133(1912).
11. Горячев Л.В. Увлечение света веществом. Вестник Саровского ФИЗТЕХА, №13-14,Саров, 2008, стр. 97.
12. Горячев Л.В. О принципиальной возможности устранения дифракционных явлений в оптических инструментах. Отчет СарФТИ, инв. № НО-111-98, 1998, № госрегистрации У83071 от 9.02.99.
13. Горячев Л.В. Изобретение № 2153692 (по заявке № 98123307, приоритет от 22.12.1998)