

РАССЕЯНИЕ И ПЕРЕНОС ОПТИЧЕСКИХ ВОЛН В АТМОСФЕРЕ

УДК 535.4

Ю.И. Терентьев

НОВЫЕ СВЕДЕНИЯ О ДИФРАКЦИИ СВЕТА НА ТОНКОМ ЭКРАНЕ С ПРЯМОЛИНЕЙНЫМ КРАЕМ

Обнаружено влияние кривизны края экрана, при очень малых значениях ее, и поглощающей способности экрана на положение полос в дифракционной картине от тонкого экрана и на интенсивность света в них. Экспериментально доказано, что свет при отражении от оптически более плотной среды не просто теряет половину волны, а испытывает сдвиг по фазе на π в направлении распространения. Осуществлена интерференция краевого света, распространяющегося в область тени экрана, с падающим светом, сопровождающаяся образованием дифракционной картины, аналогичной картине, наблюдаемой по классической схеме.

Обнаружено начальное запаздывание фазы у теневого краевого света, близкое к $0,5\pi$, равное ее опережению в краевом свете, распространяющемся на освещенной стороне. Показано, что проекция края экрана не является границей прямолинейного распространения света. Приведена реальная схема образования дифракционной картины от экрана.

Установлено, что найденные ранее значения критических углов отклонения краевых лучей от направления падающего света, являющихся границей линейной зависимости амплитуды краевой волны от угла дифракции, несколько завышены, выяснена причина этого.

В работах [1, 2] показано, что дифракционная картина от экрана является следствием интерференции краевых [3] и падающих лучей. На этой основе получены выражения, характеризующие в хорошем соответствии с экспериментом расстояния между дифракционными полосами и интенсивность света в них.

Согласно [1] в случае цилиндрической падающей волны расстояния между полосами определяются формулой (3), имеющей вид

$$h = \sqrt{(k_0 + k) l L [(L + l)/l]},$$

где $(k_0 + k)$ – число $\lambda/2$ в геометрической разности хода между падающими и краевыми лучами; l, L – расстояния от линейного источника света до экрана и от него до плоскости наблюдения дифракционной картины; h – расстояния до полос от границы тени (г.т.); $k = 0, 2, 4, \dots$ соответствует максимумам, $k = 1, 3, 5, \dots$ – минимумам. Присутствие в формуле k_0 показывает, что фаза краевой волны в момент ее появления испытывает опережение относительно фазы падающего света. Значение k_0 можно было бы найти по $h_{\max 1}$, однако из-за неизвестного положения г.т. оно неизвестно. Но его можно определить на основе известного из эксперимента расстояния h_{21} между первым и вторым максимумами.

В этом случае

$$h_{\max 1} = [2\lambda L (L + l)/l - h_{21}^2]/2h_{21}. \quad (1)$$

Тогда

$$k_0 = (h_{\max 1}^2 l)/[\lambda L [(L + l)]]. \quad (2)$$

Найденное по h_{21} в экспериментах при $l = 117$ мм, $L = 376,5$ мм, k_0 оказалось равным 0,69.

Поскольку между краевыми лучами, распространяющимися в область тени и вне ее, существует сдвиг по фазе на π [1] и краевой луч на освещенной стороне опережает падающий, дифрагировавший в область тени луч должен испытывать в момент отклонения в зоне отклонения [3] запаздывание относительно падающих лучей. Значения k_0 , найденные в экспериментах с различными значениями l, L , равны 0,69; 0,708; 0,626; 0,593; 0,695; 0,674. Тем не менее расчет-

ные h ($k_0 = 0,69$) незначительно отличаются от экспериментальных вследствие нахождения k_0 под знаком радикала и уменьшения влияния колебаний k_0 на положение полос с ростом k .

Согласно табл. 1, когда экран – новое лезвие, тогда k_0 имеет значение в среднем на 0,07 меньше, чем в случае притупленного лезвия, т.е. при очень малых радиусах кривизны края экрана последняя оказывает влияние на положение и интенсивность дифракционных полос, не замеченное Френелем [4].

Таблица 1

$\lambda = 0,53$ мкм			
l , мм	L , мм	h_{21} эксп., мм	k_0
Новое лезвие			
6	99,5	0,807	0,6
8,63	198,5	1,314	0,634
9	99,5	0,663	0,62
12	99,5	0,58	0,63
35,5	99,5	0,368	0,65
100	99,5	0,266	0,655
Лезвие с притупленным краем			
12	110,5	0,623	0,702

Уменьшение сдвига фазы краевой волны наблюдается также при нанесении на лезвие сажи. Например, в случае обычного света с $\lambda = 0,53$ мкм ($l = 12$; $L = 110,5$ мм) из-за влияния сажи k_0 уменьшилось в $0,702/0,651 = 1,08$ раза. Когда источником света служил гелий-неоновый лазер ($l = 11,4$; $L = 99,5$ мм), тогда уменьшение k_0 произошло в $0,773/0,616 = 1,255$ раза.

Суть рассмотренного ясна из приведенных в [3] сведений о краевом свете, согласно которым он состоит из зоммерфельдовской краевой компоненты, являющейся по существу отраженным от края экрана светом, и отклоненных в зоне отклонения падающих лучей. Так как при отражении от более плотной среды свет испытывает потерю полуволны [5], заключение Зоммерфельда о сдвиге фазы на π относительно падающего света у краевой волны, идущей от края экрана, находится в соответствии с действительностью.

При нанесении сажи на экран отраженная компонента значительно ослабляется. Тем не менее k_0 не падает до нуля. Следовательно, основная компонента в момент появления также испытывает сдвиг по фазе.

Поскольку лучи зоммерфельдовской компоненты идут от края экрана, а лучи основной компоненты отклоняются в зоне отклонения на удалении от него, между ними должна быть некоторая геометрическая разность хода Δ_k .

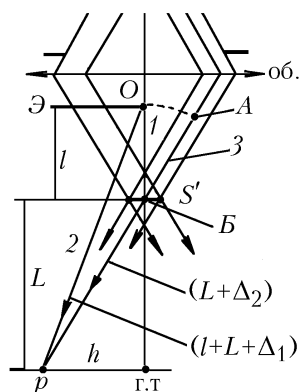


Рис. 1. Схема образования дифракционной картины от экрана теньвым и первичным светом

Исходя из изложенного, сдвиг фазы результирующей краевой волны, характеризуемый k_0 , определяется сдвигом фаз у основной и зоммерфельдовской компонент, величиной Δ_k и значениями амплитуды компонент. В случае замены притупленного лезвия новым или лезвием, покрытым сажей, из-за уменьшения отражающего участка на крае экрана и поглощения отраженная компонента становится слабее. Происходящее при этом уменьшение сдвига фазы результирующей краевой волны показывает, что зоммерфельдовская компонента в месте встречи

чи в плоскости дифракционной картины с основной имеет несколько больший сдвиг фазы по ходу лучей, чем основная компонента, несмотря на наличие Δ_k . Это позволяет заключить, что свет при отражении не просто теряет половину волны, а испытывает сдвиг по фазе на π в направлении распространения.

Согласно приведенным рассуждениям сдвиг фазы результирующей краевой волны с ослаблением отраженной компоненты стремится к сдвигу фазы у основной компоненты.

При замене обычного источника света ($\lambda = 0,53$ мкм) лазером k_0 увеличилось от 0,702 до 0,773, что можно объяснить возможным увеличением доли отраженной компоненты в общем краевом потоке.

На рис. 1 показана схема интерференции краевых лучей 2, распространяющихся в область тени экрана Э, с падающим светом. Возможность такого взаимодействия достигается расположением экрана выше изображения S' линейного источника света S . Идущие от волнового фронта OA краевые 2 и падающие лучи 3 встречаются в плоскости наблюдения с различной разностью хода Δ . Образованная ими дифракционная картина аналогична картине, наблюдаемой по традиционной схеме [1, рис. 4]. В ней \max_1 также смещен от г.т. В отличие от традиционной схемы здесь падающие лучи 3 к моменту встречи с краевыми лучами проходят больший путь. Тем не менее в смещенном влево от г.т. \max_1 между ними и краевыми лучами отсутствует разность хода. Следовательно, у распространяющегося в область тени краевого света в момент его появления происходит сдвиг фазы против направления распространения. Вследствие этого краевая волна в области тени отстает от падающей, а не находится в фазе с нею [6, 7]. Этому запаздыванию фазы соответствует дополнительная разность хода Δ_0 . Так как в точке B на оси S' лучи 1 и 3 встречаются без разности хода, то

$$\Delta = [OB + BP - (OP + \Delta_0)] = [(\Delta_2 - \Delta_1) - \Delta_0] = (\Delta_r - \Delta_0).$$

Поскольку $\Delta_1 = h^2/2(L + l)$; $\Delta_2 = h^2/2L$, то

$$h = \sqrt{(k_0 + k) l [(L + l)/l]}, \quad (3)$$

где k_0 учитывает запаздывание фазы у краевой волны на $k_0\pi$ относительно фазы падающего света. Данное выражение идентично (3) [1], поэтому $h_{\max 1}$ и k_0 определяются формулами (1), (2). Значения k_0 в различных экспериментах по данной схеме представлены в табл. 2. Они примерно равны ранее приведенным значениям. Это показывает, что запаздывание фазы у краевых лучей, идущих за экран, равно опережению фазы у краевых лучей, распространяющихся от экрана. Если сдвиг между фазами данных лучей равен π [1], то запаздывание и опережение фазы должны быть равными $\pi/2$. В таком случае k_0 должно быть равно 0,5. Но тогда значения k_0 , найденные по (1), (2), являются завышенными на 0,1–0,2. Разница между большим и меньшим значениями k_0 не является одним только следствием неточности определения большего значения его, т.к. из-за влияния сажи и уменьшения кривизны края экрана k_0 стремится к меньшим значениям. По-видимому, действительный сдвиг фаз у теневой и противоположной ей компонент краевого света несколько больше π , и k_0 по (1), (2) несколько завышено.

Таблица 2

$\lambda = 0,53$ мкм			
Вид экрана	l , мм	L , мм	k_0
Лезвие с притупленным краем	12	87,5	0,738
Лезвие, покрытое сажей	12	98,5	0,705
Новое лезвие	83,2	134	0,7

В рассмотренной схеме дифракции сажи и новое лезвие также уменьшают k_0 (табл. 2), но несколько в меньшей степени, чем в схеме рис. 4 в [1]. Следовательно, в краевой волне, идущей за экран, зоммерфельдовская компонента немного отстает от основной, тогда как в краевой волне, идущей от экрана, она, наоборот, опережает основную.

Как известно, границей геометрической тени считается граница света, распространяющегося по законам геометрической оптики. В классическом представлении ею является проекция края дифрагирующего экрана на плоскость дифракционной картины – КГТ (рис. 2). С установлением

существования над поверхностью тел зоны отклонения световых лучей [3, 8–10] и большим, в сравнении с λ , значением ее полной глубины $h_{з.п.}$ становится ясным, что граница прямолинейного распространения света не совпадает с КГТ и что действительной границей тени (ДГТ) является проекция световых лучей, проходящих по внешней границе зоны отклонения.

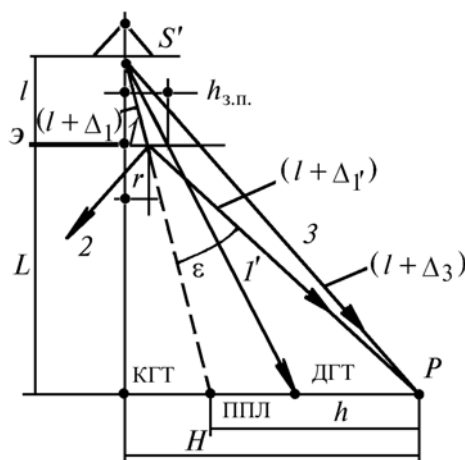


Рис. 2. Действительная схема дифракции цилиндрической волны на тонком экране

Различие между КГТ и ДГТ должно быть наиболее существенным в случае дифракции на экране расходящегося пучка, особенно при малых l и больших L . (При дифракции плоской волны оно равно $h_{з.п.}$, цилиндрической – $h_{з.п.}[(l+L)/l]$).

Так как отклонение краевых лучей в зоне отклонения экрана происходит не непосредственно у его края, а на некоторых расстояниях r от него, формула, характеризующая положение дифракционных полос относительно КГТ, должна быть отличной от вышеприведенной. Для вывода ее воспользуемся рассматриваемой схемой, где ППЛ – проекция падающего луча l до его отклонения в зоне экрана \mathcal{E} ; l' – краевой луч, образовавшийся в результате отклонения зоной луча l от экрана; h, H – расстояния от места встречи краевого l' и падающего 3 лучей соответственно до ППЛ и КГТ. На основании ее разность хода между интерферирующими в точке P лучами

$$\Delta = [(\Delta_1 + \Delta_{1'} - \Delta_3) - \Delta_0] = (\Delta_r - \Delta_0).$$

$$\text{Так как } \Delta_1 = r^2/2l;$$

$$\Delta_{1'} = (H - r)^2/2L; \Delta_3 = H^2/2(L + l),$$

то

$$H = \frac{r(L + l)}{l} + h, \quad (4)$$

где второе слагаемое определяется вышеприведенной формулой. Следовательно, она определяет расстояние от полос не до КГТ, а до ППЛ, положение которой зависит от r . Неизвестные значения r , разные для полос различного порядка, и k_0 не позволяют по (4) определить расстояния между полосами дифракционной картины. Однако если отсчитывать расстояния до полос h от фиксированного начала ППЛ₁ – проекции падающих лучей, идущих после отклонения в max_1 , то, как показывают приведенные в [1] экспериментальные данные, формула для h совместно с (1), (2) достаточно точно характеризует расстояния между дифракционными полосами.

Данное обстоятельство, по-видимому, свидетельствует о росте k_0 с увеличением угла отклонения краевых лучей. Это предположение выглядит вполне естественным. Если появление $\Delta_0 = k_0\lambda/2$ вызвано действием зоны отклонения на проходящие через нее лучи, то она должна расти с увеличением данного действия, т.е. с увеличением угла отклонения краевых лучей. В таком случае происходящие одновременно сдвиг действительного начала отсчета

ППЛ, к оси пучка с ростом порядка полос, из-за отклонения лучей в более эффективной части зоны (с меньших r), и увеличение k_0 обеспечивают примерно такое же положение полос, как при k_0 , определяемом формулой (2) и h , отсчитываемом от ППЛ₁.

В связи с отсчетом положения \max_2 от ППЛ₁, а не ППЛ₂, при выводе формулы (1) значение $h_{\max 1}$ по ней оказывается несколько завышенным, что и приводит к указанному ранее завышению k_0 .

О значениях r_1 , с которых падающие лучи отклоняются в первые максимумы, и расстояниях Δh от ППЛ₁ до КГТ дают представление данные табл. 3, полученные на основе экспериментов с зеркально противоположными экранами. ($h_{\max 1}$ определялось по (1), $H_{\max 1}$ равно половине расстояния между \max_1 от левого и правого экранов, $\varepsilon = h_{\max 1}/L$).

Т а б л и ц а 3

$\lambda = 0,53$ МКМ					
l , мм	L , мм	$h_{\max 1}$, мм	r_1 , МКМ	Δh , мм	ε , мин
12	99,5	0,582	7,8	0,073	20
35,5	«	0,381	12,9	0,049	13,2
90	«	0,277	16	0,034	9,6

Согласно [2, рис. 1, 2] формула (1) [1], выражающая линейную зависимость амплитуды краевой волны от расстояния h между местом падения краевого луча и г.т. (пропорционального углу дифракции ε), при уменьшении h и ε до некоторых критических значений h_k , ε_k перестает правильно характеризовать изменение интенсивности J_r краевого света. В случае цилиндрической падающей волны ($l = 35,5$ мм; $L = 99,5$ мм; $h_{\max 1} = 0,372$ мм) $h_k = 0,28$ мм; $\varepsilon_k = 0,16^\circ$. Данное значение ε_k несколько завышено. Причина этого состоит в следующем. Зависимость $J_r = A/h^2$ получена на основании экспериментов со сходящимся пучком [1, рис. 1, а], в которых продолжения первоначальных траекторий лучей, входящих в зону отклонения, сходятся в начале отсчета h . Следовательно, для ее соблюдения h должно являться расстоянием от проекций первоначальных траекторий, отклоняемых зоной лучей, до мест их падения на исследуемую плоскость. При построении же кривой 3 [2, рис. 1], характеризующей J_r в области тени, за h принималось расстояние до ППЛ₁, которое удовлетворяет отмеченному требованию только для краевых лучей, идущих в \max_1 дифракционной картины, и для лучей, отклоняемых с этого же уровня зоны в область тени. Краевые лучи, идущие в максимумы более высоких порядков и на такие же углы в тень, отклоняются в зоне отклонения с $r < r_1$. Краевые же лучи, распространяющиеся в область между КГТ и \max_1 , а также в зеркально противоположную ей область тени, отклоняются с $r > r_1$. Разброс значений r приводит к разбросу Δh расстояний от проекций падающих лучей до ППЛ₁. При $h < h_k$ h заметно отличается от $h \pm \Delta h$, поэтому соотношение $J_r = f(h^2)$ становится недействительным.

Когда $\varepsilon < \varepsilon_1 = 57,3^\circ h_{\max 1}/L$, ППЛ смещается относительно ППЛ₁ в направлении от классической границы тени, расстояние от нее до места измерения теневой интенсивности J_t становится равным $h + \Delta h$. Если бы в выражение для интенсивности краевой волны подставлять $h + \Delta h$ при $h < h_k$, то оно еще продолжало бы оставаться верным до некоторого минимального значения h и ε_k стало бы меньше.

В случае расходящегося падающего пучка $\Delta h = \Delta r(L + l)/l$, тогда как при параллельном пучке $\Delta h = \Delta r$. Поэтому для плоской падающей волны $\varepsilon_k = 0,072^\circ$ оказывается меньшим его значения при цилиндрической падающей волне [2].

На рис. 1, 2 начальные участки кривых 1, 2, характеризующих J_t в эксперименте и на основании спирали Корню, расходятся относительно друг друга. Основная причина этого состоит в том, что началом отсчета h для кривой 1 служит КГТ, в то время как началом отсчета h , соответствующим кривой 2, является ППЛ₁, сдвинутая вправо от КГТ. На рисунках же ППЛ₁ совмещена с КГТ.

На рис. 3 приведена схема дифракции на экране плоской волны при $L = 50$ мм, $\lambda = 0,53$ мкм. В соответствии с [1, формула (4)] расстояние от ППЛ₁ до \max_1 , образованного в результате интерференции краевых 1 и падающих 3 лучей, $h_{\max 1} = 0,135$ мм. Тогда $\varepsilon = 9,3'$. Согласно табл. 3 такому углу соответствует $r_1 = 16$ мкм. На основании спирали Корню [11] \max_1 образуется при параметре $\nu = 1,2$. Тогда расстояние от \max_1 до КГТ $h_{\phi, \max 1} = \nu \sqrt{\lambda L}/2 = 0,138$ мм.

Поскольку падающая волна плоская, то зона, которой по Френелю обязан своим существованием \max_1 , имеет ширину $R = h_{\phi, \max 1}$. Исключим из нее начальный участок шириной r_1 , с грани-

цы которого падающие лучи отклоняются в зоне отклонения в \max_1 . Вследствие этого ν уменьшится до $\nu_1 = (h_{\phi.\max_1} - r_1) \sqrt{2/L} = 1,06$. По спирали Корню ему соответствует результирующая амплитуда приходящих в \max_1 колебаний, равная 201,5 мм при амплитуде падающей волны, равной 176,5 мм, а фаза суммарного колебания отличается от результирующей фазы при полностью открытом волновом фронте на $\Psi = 0,041\pi$.

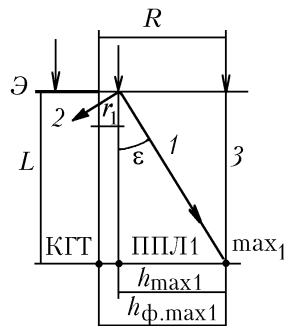


Рис. 3. Схема дифракции на тонком экране плоской волны

В связи с уменьшением ν относительная интенсивность света в \max_1 станет равной $J_\phi = 1,303$. В то же время относительная интенсивность краевых лучей в \max_1 $J_r = (\sqrt{1,374} - 1)^2 = 0,03$. Если бы точки волнового фронта являлись источником световых колебаний, распространяющихся в различных направлениях, и в полосах дифракционной картины происходило бы их суммирование, то интенсивность света в \max_1 определялась бы интерференцией френелевского результирующего колебания, имеющего интенсивность J_ϕ с краевым светом.

Так как в \max_1 краевые лучи находятся в фазе с падающим светом, а фаза результирующей волны от открытой части волнового фронта, уменьшенного на r_1 , сдвинута относительно фазы падающего света на ψ , относительная интенсивность \max_1 была бы не меньше

$$J_{\max_1} = (J_\phi + J_r + 2\sqrt{J_\phi J_r} \cos \psi) = (1,303 + 0,03 + 2\sqrt{1,303 \cdot 0,03} \cos 7,38^\circ) = 1,727.$$

Она же равна 1,374 – величине, обусловленной интерференцией краевых и падающих лучей. Следовательно, световые возмущения из точек открытой части волнового фронта, находящихся вне пределов зоны отклонения, распространяются только в направлении распространения падающего света.

К такому же заключению приводят эксперименты по разделению краевых и падающих лучей при дифракции света на экране [12, рис. 3]. Действительно, если бы точки волнового фронта служили источниками световых колебаний, то каждое из колебаний, приходящих на \max_1 , образовало бы свою дифракционную картину от щели. Поскольку точки волнового фронта расположены под различными углами относительно оси щели, элементарные дифракционные картины были бы смещены относительно друг друга на такие же углы и поэтому слились бы в сплошную горизонтальную ленту. Однако вместо нее видны лишь \max_1 , образованный падающими лучами, приходящими на щель по направлению распространения света, и \max'_1 , образованный лучами из области края дифрагирующего экрана.

Если точки волнового фронта оказываются в зоне отклонения какого-либо тела, тогда формально их можно считать источниками световых колебаний, распространяющихся по различным направлениям. Но при этом не следует забывать, что данные колебания распространяются под постепенно уменьшающимися углами относительно направления распространения света с удалением точечных источников от краев тел и меняют направление распространения относительно их на противоположное после перехода из зоны отклонения оптически более (менее) плотной среды в последовательно расположенную зону менее (более) плотной среды [8].

В табл. 4 дана характеристика дифракционных картин от чистого и покрытого сажей лезвий при постоянной интенсивности J_c падающего света по ширине волнового фронта, J_n – интенсивность света в дифракционных полосах; $J_{r.(r.c)}$ – интенсивности краевого света в случае чистого лезвия и лезвия с сажей; $J_{r.c} = (\sqrt{J_n} - \sqrt{J_c})^2$; $J_{r.c} - J_{r.c}$ на одинаковых с $J_{r.c}$ углах дифракции.

В случае чистого лезвия $\Phi_{\text{ле}21}/\Phi_{\text{ле}11} = 15/15$ отн. ед. При нанесении на лезвие сажи $\Phi_{\text{ле}21}/\Phi_{\text{ле}11} = 20/9,5$ отн. ед. ($\Phi_{\text{ле}21}$, $\Phi_{\text{ле}11}$ – потоки краевых лучей в области тени и вне ее на начальных участках образуемых ими лент при расположении S' в плоскости экрана [3]).

Как видно из табл. 4, ослабление краевого света, распространяющегося от экрана, в $15/9,5 = 1,58$ раза вследствие поглощения зоммерфельдовской компоненты I' (рис. 4) привело к уменьшению относительной интенсивности максимумов и ее усилению в минимумах. Уменьшение контрастности полос было бы большим, если бы с нанесением сажи сдвиг фазы у краевых лучей не уменьшился с $k_0\pi = 0,702\pi$ до $0,651\pi$, вызвав смещение полос в сторону г.т., где интенсивность краевого света более высокая.

Таблица 4

$\lambda = 0,53$ мкм; $l = 12$ мм; $L = 110,5$ мм; $J_c = 39,3$ отн. ед.									
Чистое лезвие; $\kappa_0 = 0,702$					Лезвие с сажей; $\kappa_0 = 0,651$				
Полоса	h_3 , мм	$J_{\text{п}}$, отн. ед.	$J_{\text{г.ч}}$, отн. ед.	$J_{\text{п}}/J_c$	h_3 , мм	$J_{\text{п}}$, отн. ед.	$J_{\text{г.с}}$, отн. ед.	$J_{\text{п}}/J_c$	$J_{\text{г.ч}}/J_{\text{г.с}}$
max ₁	0,648	52,8	0,998	1,344	0,624	52,2	0,917	1,329	1,174
min ₁	1,023	31,8	0,4	0,808	0,994	32,1	0,361	0,817	«
max ₂	1,271	45,9	0,259	1,17	1,259	45,5	0,226	1,157	«
max ₃	1,682	44,3	0,148	1,127	1,674	43,9	0,127	1,117	«

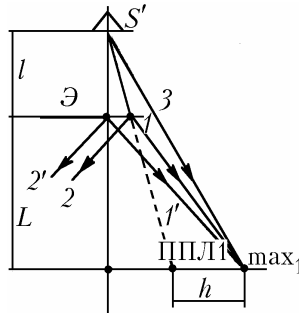


Рис. 4. Схема интерференции основной и зоммерфельдовской компонент краевой волны с падающим светом в дифракционной картине от экрана

В табл. 5 приведены результаты аналогичных экспериментов при использовании в качестве источника света лазера. В данных экспериментах с нанесением на экран сажи $\Phi_{\text{ле}21}/\Phi_{\text{ле}11} = 1,456$. Эти результаты более ясно свидетельствуют об уменьшении контрастности полос на освещенной стороне и k_0 в случае дифракции света на экране с сажей.

Таблица 5

$\lambda = 0,6328$ мкм							
Чистое лезвие; $\kappa_0 = 0,773$; $J_c = 61,5$ отн. ед.				Лезвие с сажей; $\kappa_0 = 0,616$; $J_c = 65$ отн. ед.			
Полоса	$J_{\text{п}}$, отн. ед.	$J_{\text{г.ч}}$, отн. ед.	$J_{\text{п}}/J_c$	$J_{\text{п}}$, отн. ед.	$J_{\text{г.с}}$, отн. ед.	$J_{\text{п}}/J_c$	$J_{\text{г.ч}}/J_{\text{г.с}}$
max ₁	84,55	1,831	1,375	87,4	1,653	1,344	1,467
min ₁	48,33	0,791	0,786	53	0,615	0,815	«
max ₂	73,22	0,511	1,191	75,4	0,389	1,161	«
max ₃	70,26	0,292	1,143	72,84	0,224	1,121	«

Когда же падающий свет интерферирует с краевыми лучами, распространяющимися в область тени экрана (см. рис. 1), тогда из-за усиления их интенсивности, обусловленного поглощением зоммерфельдовской компоненты [3], ослаблявшей основную, относительная интенсивность максимумов, наоборот, увеличивается, а минимумов – падает (табл. 6; $J_{\text{г}2}$, $J'_{\text{г}2}$ – интенсивности краевой волны в области тени с сажей и без нее на лезвии, равные $(\sqrt{J_{\text{п}}} - \sqrt{J_{\text{с}}})^2$).

По-видимому, вследствие относительно небольшого изменения интенсивности полос рассмотренное влияние поглощающих покрытий на дифракционную картину не было замечено Френелем.

При усилении $\Phi_{\text{ле11}}$ в 1,58 раза с удалением сажи интенсивность краевой волны, определяемая как $(\sqrt{J_{\text{п}}} - \sqrt{J_{\text{с}}})^2$, увеличилась только в 1,174 раза (см. табл. 4). Если бы не было уменьшения k_0 в случае нанесения на экран сажи, отношение $J_{\text{г.ч.}}/J_{\text{г.с}}$ было бы несколько больше, но по-прежнему меньше 1,58.

Причина данного расхождения состоит в пренебрежении сдвигом между фазами основной I и зоммерфельдовской I' компонент краевого света при указанном способе определения $J_{\text{г.ч.}}$. О его существовании свидетельствует, например, увеличение k_0 с 0,651 до 0,702. Чтобы фаза результирующей краевой волны изменилось на $(0,702 - 0,651)\pi$ от наложения на основную компоненту более слабой зоммерфельдовской, последняя должна сдвинуться относительно основной на значительную величину. Если фаза основной компоненты, распространяющейся от экрана, испытывает скачок на $0,5\pi$ по ходу распространения света, а зоммерфельдовская компонента при отражении от края экрана сдвигается по фазе вперед на π , то опережение зоммерфельдовской компонентой основной равно $\psi = 5\pi - 2\Delta_k \pi / \lambda \approx 0,5\pi$.

Таблица 6

$\lambda = 0,6328$ мкм; $l = 12$ мм; $L = 98,5$ мм; $J_{\text{с}} = 69,24$ отн.ед.; $k_0 = 0,746$						
Полоса	$h_{\text{з}}$, мм	$h_{\text{р}}$, мм	$J_{\text{г2}}$, отн.ед.	$J_{\text{п}}$, отн.ед.	$J_{\text{п}}/J_{\text{с}}$	$J_{\text{г2}}/J_{\text{г2}}$
max ₁	0,654	0,654	2,512	98,1	1,417	1,175
min ₁	1,009	1,001	1,055	53,2	0,768	«
max ₂	1,255	1,255	0,682	83,7	1,208	«
max ₃	1,652	1,650	0,394	80,1	1,157	«

Когда лезвие покрыто сажей, тогда краевой свет представлен основной компонентой. Ее интенсивность в max₁ $J_{\text{г.с.}} = 0,917$ отн. ед. (см. табл. 4). При удалении сажи интенсивность краевого света в max₁ должна увеличиться до $J_{\text{г.ч.}} = 1,58 J_{\text{г.с.}} = 1,449 = (J_{\text{г.с.}} + J_3 + 2\sqrt{J_{\text{г.с.}}J_3} \cos\psi)$, где J_3 – интенсивность зоммерфельдовской компоненты. Так как $\cos 0,5\pi = 0$, $J_3 = 0,532$ отн. ед. и составляяет 0,58 основной компоненты.

От влияния основной компоненты с $J_{\text{г.с.}} = 0,917$ отн. ед., не имеющей сдвига по фазе относительно падающих лучей в max₁, интенсивность света в max₁ увеличивается с $J_{\text{с}} = 39,9$ до 52,2 отн. ед. (см. табл. 4). При чистом экране на max₁ накладывается зоммерфельдовская компонента со сдвигом по фазе на $\Psi = 90^\circ$. Вследствие этого интенсивность max₁ должна увеличиться до $J_{\text{max1}} = (J_{\text{max1}} + J_3 + 2\sqrt{J_{\text{max1}}J_3} \cos 90^\circ) = (52,2 + 0,530) = 52,73$ отн. ед. Тогда $J_{\text{max1}}/J_{\text{с}} = 1,342$, т.е. практически равно действительному значению относительной интенсивности max₁.

В реальных условиях max₁ в картине от чистого лезвия разместится не в точке, соответствующей отсутствию разности хода между падающим светом и основной краевой компонентой, а в интервале между нею и точкой, соответствующей отсутствию разности хода между падающим светом и зоммерфельдовской компонентой, т. е. на больших расстояниях от г.т. По этой причине k_0 увеличивается с 0,65 до 0,7.

1. Терентьев Ю. И. // Оптика атмосферы. 1989. Т. 2. № 11. С. 1141 – 1146.
2. Терентьев Ю. И. // Оптика атмосферы. 1989. Т. 2. № 11. С. 1146 – 1153.
3. Терентьев Ю. И. // Оптика атмосферы и океана. 1995. Т. 8. № 4. С. 510 – 520.
4. Френель О. Избранные труды по оптике. М.: Наука, 1955. 398 с.
5. Ландсберг Г. С. Оптика. Т. 3. М.: ГИТТЛ, 1957. 759 с.
6. Зоммерфельд А. Оптика. М.: ИЛ, 1953. 452 с.
7. Франкфурт У. И. Творцы физической оптики. М.: Наука, 1973. 351 с.
8. Терентьев Ю. И. // Оптика атмосферы и океана. 1995. Т. 8. № 6. С. 811 – 818.
9. Терентьев Ю. И. // Оптика атмосферы и океана. 1993. Т. 6. № 4. С. 345 – 348.
10. Терентьев Ю. И. // Оптика атмосферы и океана. 1994. Т. 7. № 3. С. 300 – 305.
11. Вуд Р. Физическая оптика. М.; Л.: ОНТИ, 1936. 957 с.
12. Терентьев Ю. И. // Оптика атмосферы. 1989. Т. 2. № 12. С. 1325 – 1327.

Yu. I. Terent'ev. New Findings on Light Diffraction on Thin Screen with Rectilinear Edge.

The influence of screen's border curvature at very small its magnitude and the screen absorbability on diffraction picture from the thin screen is deduced in the paper. It is determined experimentally that the light reflected by optically denser medium not only loses a half of the wave magnitude but is displaced in phase by π as well in the direction of propagation. The interference between the edge light propagated into the screen shadow zone and the incident one is recognized, the diffraction picture of which occurred to be similar to that of the classic case.

The initial delay of the phase of the shadow border light close to $0,5\pi$ is established equal to its advancing in the edge light propagated on the illuminated side. It is found, that the screen edge is not the boundary of the light rectilinear propagation. The realistic way of formation of the diffraction picture from the screen has been proposed.

The values of critical angles deviation of the edge beams from the incident light direction, found earlier and being the limit of the linear dependence of the edge wave amplitude on the diffraction angle, are shown to be slightly overestimated. The cause of the fact is clarified.