

Ю.И. Терентьев

О ПРИЧИНАХ ВОЗНИКНОВЕНИЯ КРАЕВОЙ ВОЛНЫ, ВЛИЯНИИ НА НЕЕ ПОГЛОЩАЮЩЕЙ СПОСОБНОСТИ, ТОЛЩИНЫ И ФОРМЫ ДИФРАГИРУЮЩЕГО ЭКРАНА

Экспериментально доказано существование над поверхностью тел зоны, в которой световые лучи отклоняются в обе стороны от первоначального направления.

Установлено, что эффективность отклонения света в зоне падает в направлении от экрана и вдоль его поверхности от ребер, изломов.

Обнаружено перераспределение световой энергии из компоненты краевого света, распространяющейся от экрана, в краевую компоненту, распространяющуюся в область тени, при нанесении на экран слоя сажи.

Показано, что краевой свет состоит в основном из лучей, отклоненных в зоне отклонения, и лучей, отраженных от края экрана, представляющих собой, по существу, зоммерфельдовскую краевую компоненту.

Установлено, что существующий между основной и зоммерфельдовской компонентами краевого света сдвиг фаз приводит к взаимному усилению компонент на освещенной стороне и их ослаблению в области тени в такой степени, что результирующие потоки краевых лучей, распространяющиеся по обе стороны границы тени тонкого слабопоглощающего экрана, оказываются примерно одинаковыми.

Установлен характер влияния на краевой свет толщины, формы и поглощающей способности экрана. Показана несостоятельность гипотезы о диффузии амплитуды по фронту световой волны.

Как известно, проблема существования краевой волны привлекает к себе внимание с начала исследования дифракции света. Несмотря на то, что краевой свет был обнаружен еще Ньютоном, имеющиеся сведения о краевой волне не дают четкого представления о месте и причинах ее возникновения, характере влияния на нее поглощающей способности, формы и толщины дифрагирующих экранов. Так, согласно Зоммерфельду, Мею, Рабиновичу [1–3], источником краевой волны является край экрана, тогда как по представлениям Ньютона, Юнга, Малюженца [4–5], краевая волна образуется в области, прилегающей к его краю.

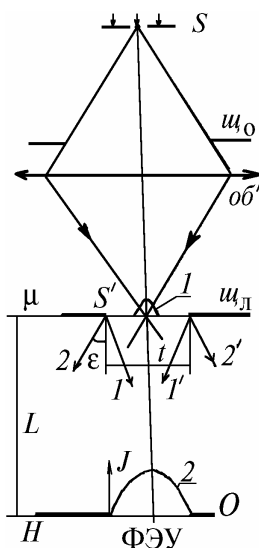


Рис. 1. Схема исследования характера распространения света вблизи края экрана

Для выяснения условий образования краевого света, распространяющегося от тонкого экрана (лезвия), рассмотрим эксперименты, схема которых приведена на рис. 1, где S – щель ширины

риной 30 мкм; S' – ее изображение, совмещенное с щелью u_n из лезвий; u_o – щель, ограничивающая падающий свет; обозначенные цифрами 1, 2 кривые характеризуют примерные распределения интенсивности J по ширине S' и в плоскости входа в фотоумножитель; O – окно на входе ФЭУ шириной 5,5 мм; Ob – объектив с фокусным расстоянием 50 мм.

Ширина щели u_n t равна 98 мкм, ширина изображения S' составляет 23 мкм при световом потоке от него, равном 0,93 полного потока падающего пучка, т.е. в несколько раз меньше t . Щель u_o шириной 3,1 ÷ 3,7 мм пропускает только те лучи, которые образуют центральный максимум от S в фокальной плоскости объектива. Щель S освещается параллельным пучком зеленого света с $\lambda = 0,53$ мкм, выделенным из светового излучения лампы накаливания, либо светом гелий-неонового лазера. В зависимости от λ падающий пучок имеет ширину 6 ÷ 6,5 мм на входе ФЭУ на расстоянии $L = 118$ мм от u_n . Его угловая полуширина $\gamma_n = 1,4 \div 1,57^\circ$.

Согласно кривой 2 (рис. 2), характеризующей распределение интенсивности света $J = \Delta\Phi_n / \Delta\mu$ по ширине S' , наибольшей интенсивностью в падающем пучке обладают лучи, проходящие через центр $S'(\Delta\Phi_n$ – изменение падающего на u_n потока при перекрытии его одним из экранов, образующих данную щель, на $\Delta\mu$).

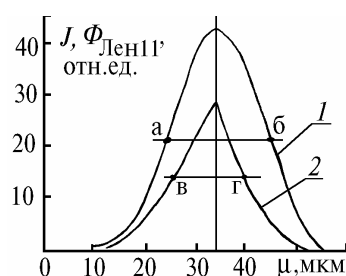


Рис. 2. Графики распределения интенсивности по ширине изображения S' источника света и изменения потока краевых лучей в зависимости от положения S' относительно края экрана

В исходном положении S' находится посередине u_n . При перемещении u_n по оси μ в сторону сближения S' с левым краем щели через некоторое время в поле зрения по обе стороны проекции падающего пучка появляются длинные горизонтальные ленты ($Лен_1$, $Лен_2$), образованные краевыми лучами 1 и 2, распространяющимися соответственно в сторону падающего света и в область тени от левого экрана u_n . Яркость лент постепенно уменьшается к периферии и меняется в процессе перемещения щели в соответствии с характером распределения интенсивности света по ширине S' , что видно по данным табл. 1 и кривой 1 на рис. 2.

Таблица 1

H , мм	$\Phi_{Лен1r}$ отн.ед.	$\Phi_{Лен2r}$ отн.ед.
5,65	118	105
11,15	21	20
16,65	10	9
22,15	6	6,5
27,65	4	4,2
33,15	3,4	–
38,65	3	–

В табл. 1 приведены значения светового потока $\Phi_{Лен}$ краевых лучей в плоскости входа в ФЭУ в последовательно расположенных по длине ленты интервалах шириной 5,5 мм от проекции невозмущенного падающего пучка; H – расстояние от оси пучка до центра соответствующего интервала, связанное с углом отклонения ϵ краевых лучей зависимостью $H = L \operatorname{tg} \epsilon$. Согласно этим значениям основная часть потоков краевых лучей 1 и 2 приходится на первый интервал.

Кривая 1 характеризует изменение потока краевых лучей 1, 2 $\Phi_{Лен11(21)}$ в первом интервале по мере сближения S' с левым краем щели и захода за соответствующий ему экран.

Как показывает рис. 2, максимальные значения J и $\Phi_{\text{Лен1}}$ лежат на общей вертикальной оси, следовательно, $\Phi_{\text{Лен1}}$ достигает тогда максимальной величины, когда в месте образования краевых лучей интенсивность падающего света имеет наивысшее значение, т.е. при нахождении в указанном месте центра S' . Перемещение $u_{\text{д}}$ влево приводит к появлению зеркально противоположных лент, образованных краевыми лучами $1', 2'$.

Сдвинем ФЭУ по оси H вправо для приема $\Phi_{\text{Лен1}}$. После этого переместим вправо $u_{\text{д}}$ до установления максимального значения $\Phi_{\text{Лен1}}$. Сделав отсчет, сместим влево ФЭУ для приема $\Phi_{\text{Лен1}'}$ и $u_{\text{д}}$ до установления максимального значения $\Phi_{\text{Лен1}'}$. Если бы источником краевых лучей являлись края щели, то максимальные значения $\Phi_{\text{Лен1}}$ и $\Phi_{\text{Лен1}'}$ устанавливались бы при выходе центра S' на эти края. Однако величина перемещения $u_{\text{д}} \Delta \mu_1$ из положения максимального значения $\Phi_{\text{Лен1}'}$ до максимального значения $\Phi_{\text{Лен1}}$ оказалась меньше t на 9,3 мкм. Следовательно, краевой свет приходит в первый интервал не от краев щели, а из точек, удаленных от них на расстояние $h = (t - \Delta \mu_1) / 2 = 4,7$ мкм.

Данный факт свидетельствует о существовании в оптически менее плотной среде (в воздухе) над поверхностью экранов, образующих щель, зоны, в которой лучи падающего света отклоняются от первоначального направления, становясь краевыми лучами. Причем отклонение света, входящего в зону отклонения, происходит по обе стороны от первоначального направления, так как наряду с лучами $1, 1'$ имеют место краевые лучи $2, 2'$. Поскольку края щели не являются идеально острыми и ровными, часть падающего света в процессе отражения рассеивается на их неровностях и закруглениях. Образующийся таким образом краевой свет распространяется в различных направлениях не только по горизонтали, но и по вертикали в отличие от краевого света, обусловленного отклонением падающих лучей в зоне отклонения. Рассеянный на краях щели свет виден преимущественно на больших углах, где $\text{Лен}_1, \text{Лен}_2$ имеют небольшую яркость и тем не менее четко выделяются на его фоне.

При сближении краев щели с S' поток краевых лучей $1, 1'$ на входе в ФЭУ, на участке ленты шириной 3,5 мм, расположенном непосредственно за проекцией падающего пучка, достигает максимального значения при расстоянии от центра S' до краев щели на 1,8 мкм большем его значения в момент максимального потока на участке такой же ширины, но удаленном от первого к концу Лен_1 на $\Delta H = 16,5$ мм. То есть эффективность отклонения лучей в зоне не постоянная по ее ширине, а растет в направлении от границы зоны к краю щели. По этой причине интенсивность краевого света быстро уменьшается с увеличением угла отклонения лучей от первоначального направления.

Проходящие по границе зоны лучи не должны испытывать отклонения и поэтому являются граничными лучами краевого света, образованного из лучей параллельного падающего пучка. Расходящийся световой пучок, выходящий из S' , состоит из параллельных пучков шириной, равной ширине S' , распространяющихся под разными углами относительно друг друга в пределах его угловой ширины. Вследствие этого поток краевых лучей в рассматриваемых условиях состоит из смещенных относительно друг друга потоков, возникающих в результате отклонения в зоне лучей параллельных пучков. Так как интенсивность краевых лучей увеличивается с уменьшением угла их отклонения, а наибольшей интенсивностью в падающем пучке обладают осевые и близкие к ним параллельные пучки, то основная часть краевого потока оказывается локализованной в пределах проекции падающего света и поэтому недоступна для измерения.

Анализ, проведенный на основании известных данных о распределении интенсивности света по ширине падающего пучка в плоскости входа в ФЭУ и характере зависимости амплитуды краевого света от угла отклонения лучей [6, 7], показывает, что наибольший вклад в краевой поток на краю проекции падающего пучка вносят лучи, первоначально распространяющиеся под углом $45'$ к его оси. Величина их отклонения в зоне равна $(\gamma_{\text{н}} - 45') = 49'$. В свете изложенного значение h не является полной шириной зоны отклонения, а характеризует толщину ее слоя, прилегающего к краю экрана, в котором падающие лучи отклоняются на углы больше $49'$. В связи с падением эффективности отклонения в направлении к границе зоны полная ширина ее должна быть значительно больше h .

Во время сближения S' с краем щели $\Phi_{\text{Лен2}}$ достигает максимального значения, когда расстояние от центра S' до края экрана на 2,5 мкм меньше, чем в момент наибольшей величины

$\Phi_{\text{Лен11}}$. Данное обстоятельство можно объяснить менее эффективным отклонением лучей на экран в сравнении с эффективностью отклонения их от экрана с тех же уровней зоны.

Отношение максимальных значений $\Phi_{\text{Лен11}}$ к $\Phi_{\text{Лен21}}$ в различных экспериментах равнялось $1 \div 1,1$ для естественного света.

Когда падающий поток $\Phi_n = 414$ отн.ед., тогда потоки краевых лучей, идущих в область тени и в противоположном направлении, равны соответственно 14,8 и 16,6 отн.ед. Следовательно, поток падающих лучей, из которых образовались Лен_1 и Лен_2 , должен быть равен $(\sqrt{14,8} + \sqrt{16,6})^2 = 63$ отн.ед. При перекрытии центрального участка S' экраном на $\Delta\mu = 5$ мкм падающий поток уменьшается на $\Delta\Phi_n = 119,6$ отн.ед. Исходя из этого, краевые лучи, распространяющиеся за пределами проекции падающего света, идут из слоя зоны отклонения, равного примерно $\Delta\mu (63/119,6) = 2,7$ мкм.

В [6] на основании экспериментов по исследованию распределения интенсивности краевого света в плоскости S' , появившегося при введении экрана \mathcal{E} в падающий пучок до его оси (рис. 3), был сделан вывод, что амплитуда краевого света изменяется обратно пропорционально расстоянию от точек наблюдения до оси падающего пучка или обратно пропорционально углу отклонения краевых лучей от первоначального направления. В данных экспериментах падающий пучок в плоскости экрана имел ширину, во много раз большую ширины S' . Поэтому может возникнуть сомнение в том, что исследованный свет является краевым, а не вызван действием открытой части волнового фронта в соответствии с принципом Гюйгенса–Френеля.

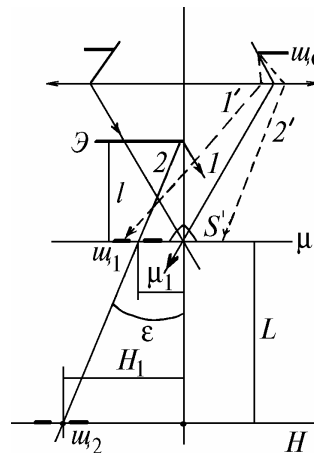


Рис. 3. Схема исследования краевой волны на малых углах дифракции

Расположим на некотором расстоянии μ_1 от оси пучка щель u_1 . Затем выведем щель u_2 на центр \max_1 от u_1 по наибольшей величине потока, проходящего через нее. При этом $H_1/\mu_1 = (l+L)/l$. Следовательно, падающий на u_1 свет за пределами S' действительно идет от края экрана \mathcal{E} .

Поскольку максимальное значение интенсивности краевых лучей не может быть больше значения интенсивности падающего света, формула (1) [6] при каких-то малых значениях μ и ϵ перестанет правильно характеризовать изменение интенсивности краевого света. В упомянутых экспериментах данная зависимость действительна при $\mu \geq 55$ мкм ($l = 21,9$ мм) и $\epsilon \geq 8,6'$. Проверить ее на меньших μ не позволяет прямой свет.

Расстояния между точками a, b, c, z , расположенными на кривых рис. 2 и соответствующими половине максимальных значений $\Phi_{\text{Лен11}}, J$, отличаются друг от друга примерно на 7 мкм. Нетрудно понять, что при очень малой глубине зоны отклонения этого различия не должно быть. Следовательно, разница в указанных расстояниях, по-видимому, равна толщине слоя зоны, из которого падающие лучи после отклонения идут в интервал $\text{Лен}_{11(21)}$.

При нанесении на тонкий экран (лезвие) слоя сажи, толщиной примерно 15 мкм, происходит уменьшение потока краевых лучей, распространяющихся в сторону от экрана, и одновременный рост краевого потока в области тени (табл. 2). При этом суммарный поток ($\Phi_{\text{Лен11}} + \Phi_{\text{Лен21}}$) остане-

ся прежним, т.е. сажа вызывает перераспределение энергии из краевого потока на освещенной стороне в поток краевых лучей в области тени. Происходящее легко понять, если иметь в виду, что часть лучей падающего света отражается от края экрана в виде лучей $1'$, $2'$ (рис. 4). Для распространения в область тени лучи $2'$ должны отражаться ниже полюса края. Так как прямой свет туда попасть не может, становится ясным, что они являются лучами, предварительно отклоненными в зоне отклонения на экран.



Рис. 4. Схема образования краевого света в случае тонкого экрана

После потери полуволны при отражении у луча $2'$ лучи 2 , $2'$ находятся в противофазе, вследствие этого краевой поток в области тени становится меньше возможного.

Таблица 2

$\Phi_{\text{Лен11}}$, отн.ед.	$\Phi_{\text{Лен21}}$, отн.ед.	Примечание
15	15	Чистое лезвие
9,5	20	Лезвие покрыто сажой

Находящиеся в противофазе в начальный момент [6] лучи 1 и $1'$ после потери полуволны лучом $1'$ в процессе отражения становятся согласованными по фазе и по этой причине создают более высокую освещенность справа от проекции падающего пучка в сравнении с освещенностью, создаваемой лучами 1 .

Нанесение сажи на экран приводит к поглощению лучей $1'$, $2'$. В результате в область тени распространяются только лучи 2 , а на обратной стороне – лучи 1 . Как следствие, освещенность в области тени увеличивается, а на обратной стороне, наоборот, падает. Чтобы $\Phi_{\text{Лен11}}$ увеличился с 9,5 до 15 отн.ед., поток лучей $1'$ должен быть равен примерно $(\sqrt{15} - \sqrt{9,5})^2 = 0,626$ отн.ед. Чтобы $\Phi_{\text{Лен21}}$ уменьшился с 20 до 15 отн.ед., поток лучей $2'$ должен иметь величину $(\sqrt{20} - \sqrt{15})^2 = 0,36$ отн.ед.

Рассмотренное показывает: 1) краевой свет от экрана состоит из падающих лучей, отклоненных в зоне отклонения и лучей, отраженных от края экрана (последние представляют собой, по существу, зоммерфельдовскую компоненту краевого света); 2) поток краевых лучей из зоны отклонения составляет основную часть результирующего краевого потока.

С уменьшением толщины слоя сажи эффект перераспределения энергии между компонентами краевого света постепенно слабеет. Так, при толщине слоя порядка 2–3 мкм $\Phi_{\text{Лен11}} = 13$ отн.ед., $\Phi_{\text{Лен21}} = 14,8$ отн.ед.

Таблица 3

H , мм	$\Phi_{\text{Лен1.л}}$, отн.ед.	$\Phi_{\text{Лен1.п}}$, отн.ед.
5,5	12,2	36,4
11	2,3	5,5
16,5	1,1	2,3
22	0,7	0,9

Установим вместо $u_{\text{л}}$ (см. рис. 1) толстый экран, имеющий плоскую грань на стороне проходящего света, например, стеклянную прямоугольную призму с длиной катетных граней, равной 10,6 мкм. Призму расположим таким образом, чтобы ее передняя грань находилась в плоскости S' , а грань AB (рис. 5, а) была бы параллельна оси падающего светового пучка. В результате указанной замены распространяющийся от экрана краевой свет усилился в несколько раз, что видно по данным табл. 3, где $\Phi_{\text{Лен1.л}}$, $\Phi_{\text{Лен1.п}}$ – потоки краевых лучей в после-

довательно расположенных интервалах (шириной 5,5 мм) по длине $Лен_1$ соответственно от лезвия и призмы. Данное усиление краевого потока свидетельствует о падении эффективности отклонения лучей в зоне отклонения не только в направлении к ее границе, но и вдоль грани AB . Вследствие этого отклонение лучей в зоне оказывается наиболее эффективным вблизи ребра.

Краевые лучи $2'$, отклоненные в области ребра A в направлении тени от призмы, падают на грань AB и отражаются от нее. После отражения лучи распространяются в менее эффективной части зоны, не способной вернуть их на первоначальное направление. Поэтому они покидают ее, распространяясь под различными углами в направлении распространения краевых лучей 1 , идущих из области ребра A вправо от границы тени (г.т.). Очевидно, эти углы имеют тем большую величину, чем ближе к ребру A лучи $2'$ отклонялись до отражения.

Благодаря потере полуволны при отражении, лучи 1 и $2'$, находившиеся в противофазе в начальный момент, оказываются примерно согласованными по фазе и поэтому взаимно усиливают друг друга.

При повороте призмы по часовой стрелке относительно ребра A на угол i (рис. 5, б) достигать грани и отражаться от нее могут только те лучи $2'$, которые входят в зону на участке, меньшем AG . Луч 2 , отклоняемый с уровня G , становится скольльзящим. Внешние по отношению к нему лучи 2 отклоняются на меньшие углы, распространяясь влево от направления падающего пучка под углами от 0 до i . С увеличением i точка G будет смещаться во все более эффективную часть зоны отклонения. Вследствие этого поток отраженных лучей будет уменьшаться, а поток лучей 2 – расти. Одновременно падает степень перекрытия пучков из лучей $2'$ и 1 . Уменьшение количества отраженных лучей и степени перекрытия их с лучами 1 приводит к падению результирующего потока лучей, распространяющихся справа от падающего пучка.

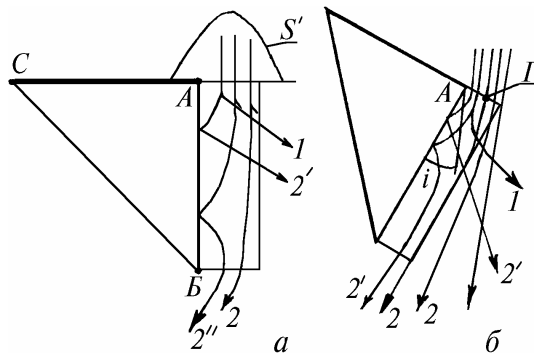


Рис. 5. Схема образования краевых лучей в случае толстого экрана с плоскими гранями

Характер зависимости потоков $\Phi_{Лен1i}$, $\Phi_{Лен2i}$ краевых лучей от i показан на рис. 6, а, где кривая 1 характеризует изменение $\Phi_{Лен1i}$, а кривая 2 – изменение $\Phi_{Лен2i}$. Из рисунка видно, что при $i \geq 9^\circ$ краевой поток $\Phi_{Лен1i}$ становится практически постоянным и, как показали измерения, равным потоку краевых лучей, распространяющихся от тонкого экрана. То есть при $i \geq 9^\circ$ краевой поток справа от падающего пучка состоит только из лучей 1 , и по отношению к нему толстый экран становится эквивалентным тонкому.

Для краевых лучей 2 при $i \geq 9^\circ$ различие между толстым и тонким экранами продолжает сохраняться, особенно на больших углах дифракции. Это видно по меньшей величине потоков $\Phi_{Лен2i}$ в последовательно расположенных по длине $Лен_2$ интервалах в сравнении со значениями аналогичных потоков $\Phi_{Лен1i}$ краевых лучей 1 (табл. 4), когда $i = 13,9^\circ$. Суть различия состоит в том, что даже при таких значениях i лучи 2 после отклонения в сильной части зоны еще могут достигать грани AB и отражаться от нее (рис. 5, б). Но вследствие большой величины i отраженные лучи $2'$ накладываются уже не на лучи 1 , а на те лучи 2 , которые отклоняются в более слабой части зоны. Являясь в начальный момент согласованными по фазе, после потери полуволны при отражении они оказываются в противофазе и взаимно ослабляют друг друга.

Усиление потока краевого света, распространяющегося в сторону от призмы, вследствие наложения на краевые лучи 1 отраженных лучей $2'$, подтверждается экспериментами, в которых грань AB покрыта сажей. В этом случае поглощение падающих на грань лучей 2 должно

привести к ослаблению рассматриваемого краевого света. Это подтверждает рис. 6, б, где кривые характеризуют интенсивность $J_{к1}$ краевого света, распространяющегося в сторону от призмы на различных расстояниях от оси падающего пучка, в случае чистой грани AB (кривая 1) и при нанесенной на нее саже (2).

Таблица 4

Свет от лампы накаливания $\lambda=0,53$ мкм				Лазер, электр. вектор в плоскости падения $\lambda=0,6328$ мкм			
ε°	$H, \text{ мм}$	$\Phi_{\text{Лен}1i}$, отн.ед.	$\Phi_{\text{Лен}2i}$, отн.ед.	ε°	$H, \text{ мм}$	$\Phi_{\text{Лен}1i}$, отн.ед.	$\Phi_{\text{Лен}2i}$, отн.ед.
2,7	5,4	20	14,9	2,9	5,8	25,1	19,5
5,5	11	4,6	1,6	5,7	11,4	5	2,6
8,3	16,6	2,1	0,47	8,5	17	2,3	0,6
11,1	22,2	1,35	0,05	11,3	22,6	1,1	0,05

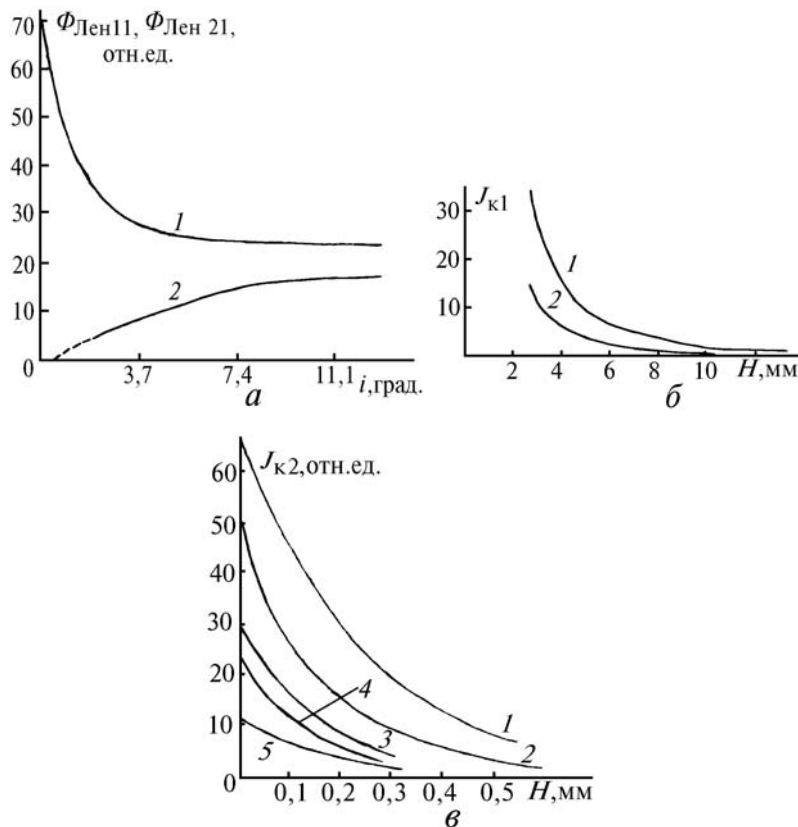


Рис. 6. Характер влияния на краевой свет от толстого экрана с плоскими гранями величины i и поглощающей поверхности

В отличие от ослабления краевого света, распространяющегося вправо от призмы, напыление сажи на грань вызывает значительное усиление краевого потока в области тени, что видно из рис. 6, в, где кривая 5 характеризует интенсивность $J_{к2}$ краевых лучей в области тени призмы на расстоянии $L = 99,5$ мм от ребра A (в зависимости от расстояния до границы тени) без сажи на грани, кривая 2 – с сажей, кривая 1 – в случае тонкого экрана. Сущность явления состоит в следующем. Краевые лучи 2 (рис. 5, а), отклоняемые в слабой части зоны, встречаются в области тени с лучами 2'', отклоненными в несколько более сильной части ее и поэтому оказавшимися в состоянии достигнуть грани призмы и отразиться от нее вблизи ребра B . Распространяясь после отражения в усиливающейся к ребру B зоне, они в отличие от лучей 2' не могут преодолеть продолжающееся отклонение на грань и вследствие этого выходят в область тени. Согласованные по фазе в начальный момент данные лучи после потери полуволны у одного из них при отражении оказываются в противофазе. В результате свет в области тени

призмы, не покрытой сажей, имеет небольшую интенсивность. Когда грань покрыта сажей, тогда из-за поглощения лучей $2''$ в область тени идет неослабленный поток лучей 2 . Так как лучи 2 , $2''$ отклоняются в слабой части зоны, краевой свет в области тени призмы виден в основном на небольших углах относительно границы тени. С нанесением сажи на грань отношение интенсивности света на границе тени к интенсивности падающего света в данном месте в отсутствие призмы увеличивается с 0,048 до 0,29.

При ширине волнового фронта на уровне ребра A , во много раз больше ширины S' , нанесение сажи на призму также сопровождается усилением освещенности в области тени [8]. Это наряду с объяснением сущности происходящего служит дополнительным подтверждением неучастности всей открытой части волнового фронта к формированию данной освещенности.

Для лазерного излучения и призмы с чистой гранью

$$\Phi_{\text{Лен11p}}(i=0)/\Phi_{\text{Лен11p}}(i=13,9^\circ) = 2,6; \quad \Phi_{\text{Лен11s}}(i=0)/\Phi_{\text{Лен11s}}(i=13,9^\circ) = 3,16.$$

При $i = 13,9^\circ$ отношения $\Phi_{\text{Лен11p}} / \Phi_{\text{Лен11s}} = 0,984$ и $\Phi_{\text{Лен21p}} / \Phi_{\text{Лен21s}} = 1,2$ – примерно такие же, как в случае тонкого экрана.

На рис. 7, а показан характер изменения интенсивности краевых лучей в области тени $J_{к2}$ от цилиндрических экранов, установленный в экспериментах по схеме, приведенной на рис. 3 ($l = 35,5$ мм). Кривые 1, 2, 3 характеризуют $J_{к2}$ в зависимости от расстояния до оси S' соответственно в тени лезвия, полированного стержня из алюминия диаметром 5,8 мм и цилиндра из нержавеющей стали диаметром 30 мм.

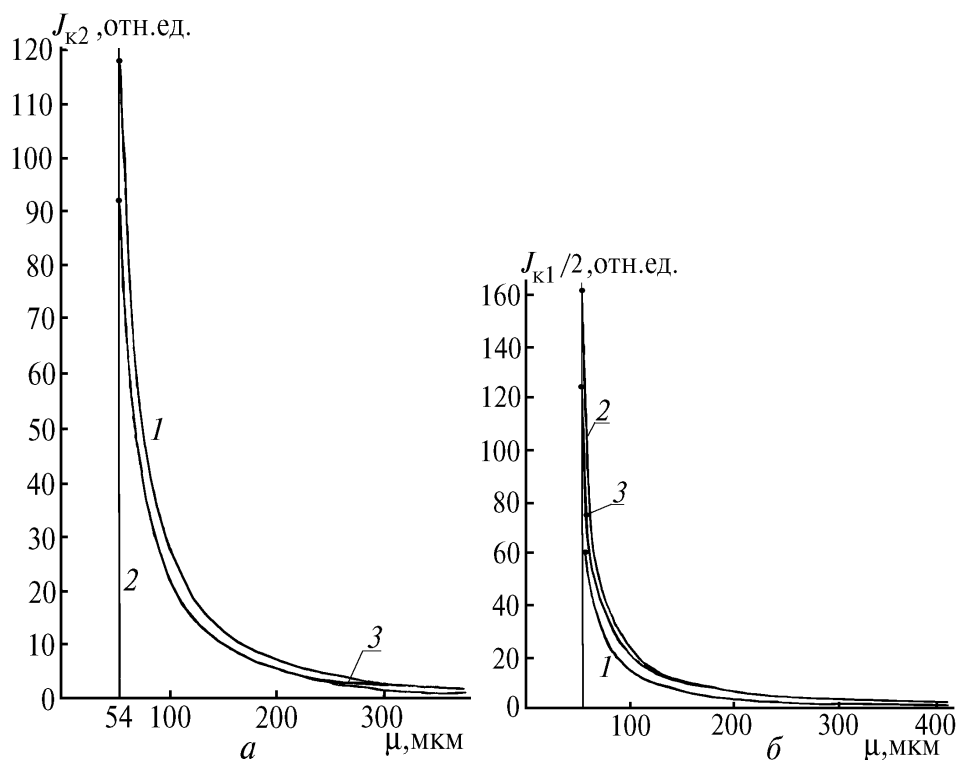


Рис. 7. Характер распределения интенсивности в краевом потоке от цилиндрического экрана

Как видно, интенсивности краевого света при использовании в качестве экрана стержня и цилиндра изменяются до $\mu = 0,25$ мм ($\epsilon = 0,4^\circ$) по одинаковому закону, подобному закону изменения $J_{к2}$ в тени лезвия.

Следовательно, вывод В.А. Фока [9] об изменении интенсивности света в области тени по показательному закону не соответствует действительности.

Интенсивность краевого света, идущего от данных экранов справа от S' ($J_{к1}$), отражена на рис. 7, б, где кривые 1, 2, 3 характеризуют $J_{к1}$ соответственно от лезвия, алюминиевого стержня и цилиндра. Согласно им $J_{к1}$ от стержня и цилиндра (в отличие от интенсивностей краевого света в тени их) больше, чем $J_{к1}$ от лезвия, причем значительно, а изменяются они, как и в тени, подобно изменению $J_{к1}$ от лезвия.

Причина роста интенсивности краевого света от цилиндрических экранов справа от S' и ее снижения в области тени понятна из рис. 8. Распространяющиеся в область тени вследствие отклонения в зоне на экран лучи 2, 2'' после потери полуволны при отражении лучом 2'' оказываются в противофазе. Поэтому теневая освещенность становится ниже возможной.

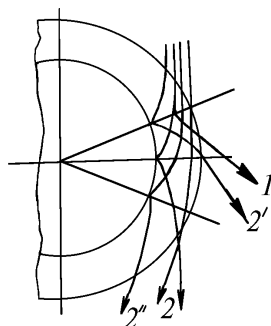


Рис. 8. Схема образования краевого света в случае цилиндрических экранов

Лучи 1, 2', отклоняемые в зоне в разные стороны, в начальный момент находятся в противофазе, но после потери полуволны лучом 2'' при отражении становятся согласованными по фазе и взаимно усиливаются.

Благодаря увеличению интенсивности лучей 2' из-за увеличившихся размеров отражающей поверхности, интенсивность света справа от S' оказывается значительно больше интенсивности соответствующих лучей от лезвия.

В случае, когда экраны покрыты сажей, освещенность в области тени создается только лучами 2, а на противоположной стороне – лучами 1. Поэтому в области тени она становится больше, а справа от S' уменьшается.

Известны две точки зрения, которые, казалось бы, можно привлечь для объяснения существования над поверхностью тел зоны отклонения. Это гипотеза Ньютона о возможном взаимодействии света с экраном и предположение Юнга и Малюженца о диффузии амплитуды вдоль волнового фронта.

Если бы последняя действительно приходила, то:

1. При распространении падающей волны вдоль поглощающей поверхности ее амплитуда в прилегающей к ней области была бы значительно ослаблена из-за поглощения света [5] и диффузия амплитуды в область тени после прохождения фронтом волны пути, на котором происходило поглощение, имела бы менее выраженный характер в сравнении со случаем, когда свет распространяется около слабопоглощающей поверхности. В действительности же свет в области тени стеклянной призмы, покрытой сажей, имеет большую интенсивность, чем без сажи (рис. 6, в), чем в тени призмы с напыленной алюминиевой пленкой (кривая 3) и плитки Иогансена (сталь) толщиной 9 мм (кривая 4).

2. В случае прохождения фронта падающей волны вдоль слабо поглощающей плоской поверхности толстого экрана (призмы) распределение амплитуды в конце и в начале указанного пути должно иметь практически один и тот же вид и поэтому интенсивность света в области тени призмы должна быть примерно такой же, как в тени тонкого экрана. Она же в несколько раз меньше согласно кривым 1, 5 рис. 6, в.

Приведенные факты показывают, что гипотеза о диффузии амплитуды по фронту волны не выдерживает испытания экспериментом.

Вследствие этого из существующих гипотез, объясняющих причины отклонения света в зоне отклонения, остается только гипотеза Ньютона.

1. Зоммерфельд А. Оптика. М.: ИЛ, 1953. 481 с.
2. Маеу Е. // Ann. d. Phys. 1893. V. 49. P. 69.
3. Rubi now ich А. // Ann. d. Phys. 1924. V. 73. P. 339.
4. Ньютон И. Оптика. М.: ГИИТЛ, 1954. 295 с.
5. Физико-энциклопедический словарь. Т. 1. М.: ГНИ, 1960.
6. Терентьев Ю. И. // Оптика атмосферы. 1989. Т. 2. N 11. С. 1141–1146.
7. Терентьев Ю. И. // Оптика атмосферы. 1989. Т. 2. N 11. С. 1147–1153.
8. Терентьев Ю. И. // Оптика атмосферы. 1991. Т. 4. N 5. С. 462–467.
9. Фок В. А. // УФН. 1948. Т. 36. Вып. 3. С. 308.

Институт оптики атмосферы СО РАН,
Томск

Поступила в редакцию
4 августа 1994 г.

Ju.I. Terentyev. On Origin of Edge Wave and its Dependence on Absorbability, Thickness and Form of the Diffracting Screen.

An existence of a deviation region above a body surface deviating the light rays on each side from the original direction is proved experimentally.

An efficiency of the light deviation in the region is found to decrease in the direction away from the screen and along its surface because of edges and fractures.

Redistribution of the light energy from the edge light component propagating away from the screen into edge component propagating towards shadow region is discovered at the screen sooting.

The edge light is shown to consist primarily of rays deviated within the deviating region and those reflected from the screen edge and being essentially the Zommerfeld edge component.

The phase leg between main and Zommerfeld components is shown to result in mutual amplification of the components on illuminated side and their reduction within the shadow region so that the resulting fluxes of the edge rays distributing on each side from the shadow boundary of the thin screen of low absorbability turn to be approximately equal.

The character of influence of the screen's thickness, form, and absorbability on the edge light is determined. The hypothesis on amplitude diffusion by the light wave front is shown in the paper to fail.