

Ю.И. Терентьев

## Особенности рассеяния света в области края тонкого непрозрачного экрана. Ч. III

Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск

Поступила в редакцию 22.07.2002 г.

Приведены новые экспериментальные факты существования между лучами света различия, проявляющегося в отклонении одной части лучей светового пучка в области края экрана только на экран, другой – от экрана и распространении третьей части лучей без изменения первоначального направления.

В работах [1, 2] экспериментально установлено, что световые лучи, отклоненные в области края тонкого непрозрачного экрана на экран или от него, оказавшись в области края второго экрана, удаленного от первого на расстояние меньше 4,5 мм, по-прежнему отклоняются только на экран или от него.

Эта особенность подтверждается также экспериментами данной статьи, поставленными на основании следующих ранее установленных фактов и закономерностей.

1. Над поверхностью экранов существуют зоны шириной во много раз больше длины волны видимого света, в которых происходит отклонение световых лучей в противоположные стороны относительно первоначального направления [3] на углы, характеризуемые в случае зеленого света с  $\lambda = 0,53$  мкм формулой [4]:

$$\varepsilon = 259,5 / (h_3 + 0,786), \quad (1)$$

где  $h_3$  – расстояние между краем экрана и первоначальной траекторией луча, мкм;  $\varepsilon$  – в мин.

2. Краевой (граничный) свет, распространяющийся от экрана, состоит из отклоненных в зоне отклонения на экран и от него лучей, образующих основную компоненту, и лучей, отраженных от его края, отчасти также после их предварительного отклонения в зоне, образующих компоненту, названную зоммерфельдовской вследствие их распространения после отражения непосредственно от экрана [3].

Эксперименты проводились на основе схемы, приведенной на рис. 1, где об. – объектив с фокусным расстоянием  $f = 50$  мм («Юпитер-8»);  $S$  – щель шириной 36 мкм;  $S'$  – изображение щели  $S$ , показанное в виде кривой приближенного распределения интенсивности света по ширине изображения;  $u_1$  – щель шириной 1,2 мм;  $\mathcal{E}_1$  – тонкий непрозрачный экран с прямолинейным краем (лезвие), расположенный в плоскости  $S'$  перпендикулярно оси светового пучка и перекрывающий половину светового потока  $\Phi_{\text{п}}$  от объектива;  $\mathcal{E}_2$  – тонкий непрозрачный экран, удаленный на  $l$  от  $\mathcal{E}_1$ ;  $u_2$  – щель шириной 0,1 мм для ска-

нирования по оси  $\mu_3$  на расстоянии  $(L + l) = 100,6$  мм от  $S'$  распределения интенсивности света, проникающего за экраны. Щель  $S$  освещается параллельным

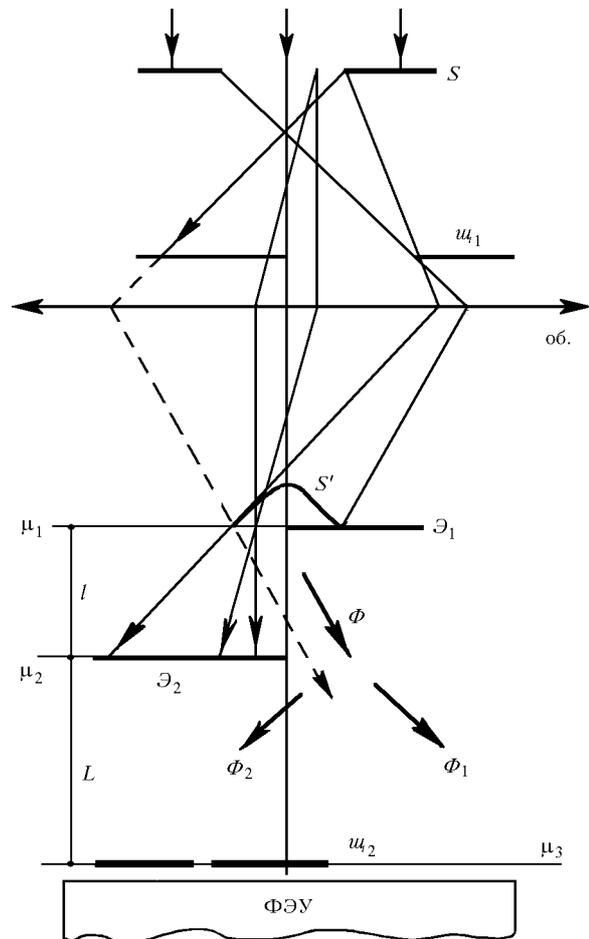


Рис. 1. Схема исследования характера распространения света за двумя последовательно и противоположно расположенными экранами

пучком зеленого света ( $\lambda = 0,53$  мкм), сформированным из излучения лампы накаливания. Правый экран щели  $u_1$  ограничивает световой пучок по  $\min_1$  ди-

фракционной картины от  $S$ . Левый экран  $u_1$  выведен на ось пучка по ослаблению падающего на щель светового потока до половины. Вследствие перекрытия им лучей, приходящих из правой половины  $S$  на левую половину объектива, выходящие с открытой половины  $S'$  лучи не могут попасть в область тени  $\mathcal{E}_1$  без предварительного отклонения их в направлении на экран в зоне отклонения экрана.

При  $l = 2$  мм и отсутствии зазора между  $\mathcal{E}_1$  и проекцией  $\mathcal{E}_2$  на плоскость, совмещенную с  $\mathcal{E}_1$ , распространяющийся за экранами световой поток  $\Phi = (\Phi_1 + \Phi_2)$  составляет  $0,085\Phi_{\Pi}$ .

В условиях постоянного значения  $\Phi = 0,085\Phi_{\Pi}$  уменьшение  $l$  приводит к появлению зазора шириной  $t$  между  $\mathcal{E}_1$  и проекцией  $\mathcal{E}_2$ , а его увеличение – к перекрытию  $\mathcal{E}_1$  проекции  $\mathcal{E}_2$  на величину  $r$  [4]. В данных экспериментах лучи, отклоняемые в зоне  $\mathcal{E}_1$  от экрана, задерживаются экраном  $\mathcal{E}_2$ .

Благодаря малому расстоянию  $l$  между экранами все лучи, отклоняемые в зоне первого экрана на экран и не задерживаемые вторым экраном, оказываются в зоне отклонения второго экрана, где повторно, если не полностью, то частично, отклоняются в сторону последнего. При этом вследствие одинакового, но противоположного отклонения в зонах обоих экранов должен существовать луч  $\Gamma$ , распространяющийся параллельно направлению падающего на плоскость  $\mathcal{E}_1$  пучка (рис. 2).

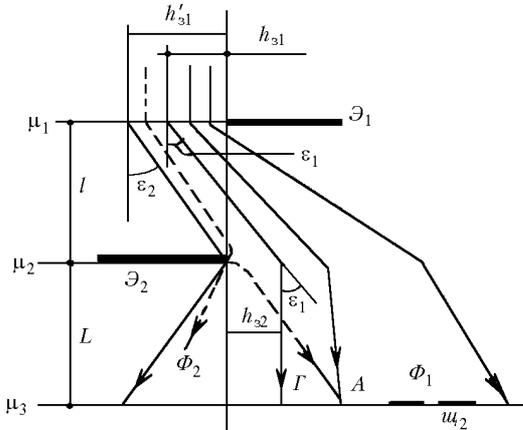


Рис. 2. Характер распространения световых лучей в тени двух экранов, расположенных последовательно на малом расстоянии друг от друга без зазора между их проекциями на плоскость, перпендикулярную оси первичного светового пучка

Данный луч отклоняется в зонах экранов на расстоянии  $h_{31}$ ,  $h_{32} = h_{31}$  от них и является границей раздела между краевыми потоками  $\Phi_2$ ,  $\Phi_1$ , распространяющимися после  $\mathcal{E}_2$  в тень его и в противоположную сторону. Эти потоки выходят с участков зоны  $\mathcal{E}_1$  шириной соответственно  $(h'_{31} - h_{31})$  и  $h_{31}$ , где  $h'_{31}$  – расстояние до уровня зоны  $\mathcal{E}_1$ , с которого лучи после отклонения падают на край  $\mathcal{E}_2$ .

Так как при перекрытии экраном  $\mathcal{E}_1$  половины  $\Phi_{\Pi}$  он не доходит до оси пучка, распространяющегося от  $S$ , на  $3,5$  мкм [4], проекция граничного луча на ось  $\mu_3$  удалена от проекции оси на  $h_{31} + 3,5$  мкм в случае  $t = 0$ ;  $h_{31} - t + 3,5$  мкм;  $h_{31} + r + 3,5$  мкм, когда  $t, r \neq 0$ .

Согласно (1) угол отклонения граничного луча в зонах  $\mathcal{E}_1, \mathcal{E}_2$

$$\varepsilon_1 = 259,5 / (h_{31} + 0,786),$$

а угол отклонения луча, падающего после отклонения в зоне  $\mathcal{E}_1$  на край 2-го экрана

$$\varepsilon_2 = 259,5 (h'_{31} + 0,786).$$

В то же время при  $t = 0$

$$\varepsilon_1 = (2h_{31}/l) 57,3^\circ \cdot 60' = (2h_{31}/l) \cdot 3438',$$

$$\varepsilon_2 = (h'_{31}/l) \cdot 3438'.$$

На основании этого

$$h_{31} = -0,393 + \sqrt{0,1544 + 37,74 l}, \quad (2)$$

$$h'_{31} = -0,393 + \sqrt{0,1544 + 75,48 l}, \quad (3)$$

где  $h_{31}, h'_{31}$  в мкм;  $l$  в мм.

В случае  $r > 0$

$$h_{31} = - (0,393 + 0,25r) + \sqrt{(0,393 + 0,25r)^2 - 0,393r + 37,74l}, \quad (4)$$

$$h'_{31} = - (0,393 + 0,5r) + \sqrt{(0,393 + 0,5r)^2 - 0,786r + 75,48l}. \quad (5)$$

Когда  $t > 0$ ,

$$h_{31} = (0,25t - 0,393) + \sqrt{(0,25t - 0,393)^2 + 0,393t + 37,74l}, \quad (6)$$

$$h'_{31} = (0,5t - 0,393) + \sqrt{(0,5t - 0,393)^2 + 0,786t + 74,48l}, \quad (7)$$

где  $h_{31}, h'_{31}, t, r$  – в мкм.

Рассчитанное по данным формулам и содержащимся в таблице значениям  $l, t, r$  при  $\Phi = 0,085\Phi_{\Pi}$   $h'_{31} = 12$  мкм.

На рис. 3 приведен график распределения интенсивности  $I_{S'}$  света, найденной по формуле  $I = \Delta\Phi_{\Pi} / \Delta\mu_1$ ,

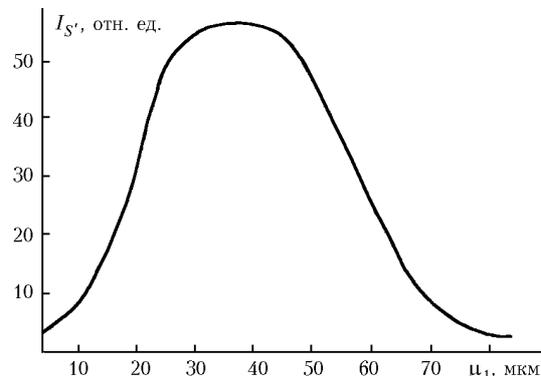


Рис. 3. Характер распределения интенсивности света по ширине изображения  $S'$  щели  $S$

по ширине  $S'$  ( $\Delta\Phi_{\Pi}$  – величина уменьшения светового потока  $\Phi_{\Pi}$  при перекрытии светового пучка экраном  $\mathcal{E}_1$  на  $\Delta\mu_1$  при его перемещении микрометром

по оси  $\mu_1$ ), свидетельствующий о незначительном изменении  $I_S$  на участке зоны отклонения шириной  $h'_{31}$ .

Как легко понять, при постоянной  $I$  на данном участке зоны и отклонении лучей на участке зоны  $\mathcal{E}_2$  шириной  $h_{32}$  на экран  $\Phi_2/\Phi_1 = (h'_{31} - h_{31})/h_{31}$ . Если же отклоненные на экран на участке  $(h'_{31} - h_{31})$  зоны  $\mathcal{E}_1$  лучи отклоняются в зоне  $\mathcal{E}_2$  не только на экран, но и от него, то  $\Phi_2/\Phi_1$  будет меньше  $(h'_{31} - h_{31})/h_{31}$ .

Экспериментальное отношение  $\Phi_2/\Phi_1$  определяется по отношению пропорциональных  $\Phi_2$ ,  $\Phi_1$  площадей  $S_2$ ,  $S_1$ , заключенных между кривой  $I = f(H)$  и осью  $\mu_3$  (рис. 4, кривая 1).

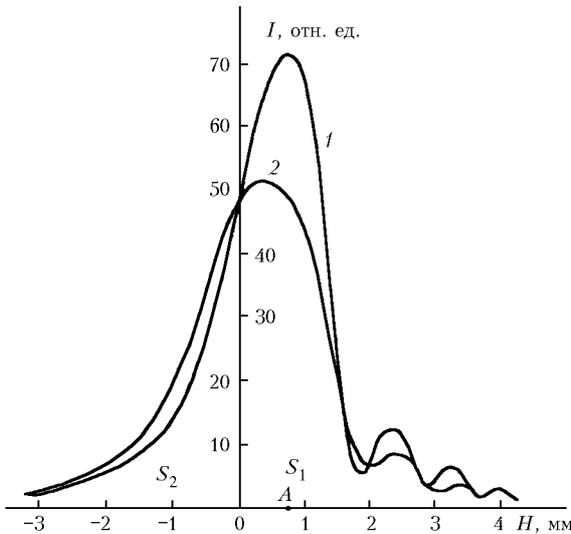


Рис. 4. Распределение интенсивности света по оси  $\mu_3$  в дифракционных картинах от чистого (кривая 1) и покрытого сажей (кривая 2) второго экрана при распространении около него краевого света, отклоняемого в тень первого экрана в области его края, в случае  $l = 2$  мм;  $r = 0$

При разграничении их за проекцию оси пучка (относительно которой определялось положение проекции граничного луча  $\Gamma$ ) принималась точка с наибольшей  $I$  без  $\mathcal{E}_1$ ,  $\mathcal{E}_2$  в световом пучке, являющаяся на рис. 4 началом отсчета  $H$  по оси  $\mu_3$ .

Согласно таблице расчетные величины  $\Phi_2/\Phi_1$  незначительно отличаются от экспериментальных, а их средние значения, равные соответственно 0,456 и 0,475, являются практически одинаковыми.

$l$ , мм	$\Phi_2/\Phi_1$ расчетн.	$\Phi_2/\Phi_1$ эксп.	$t$ , мкм	$r$ , мкм	$h_{31}$ , мкм	$h'_{31}$ , мкм
0,6	0,67	0,719	7,6	—	6,79	11,34
1,01	0,585	0,629	6,1	—	7,6	12,04
1,55	0,492	0,536	2,9	—	8,06	12,03
2,05	0,434	0,398	0	0	8,41	12,05
2,05	0,434	0,402	0	0	8,41	12,05
2,45	0,394	0,386	—	2,42	8,62	12,02
3	0,337	0,374	—	5,7	8,8	11,76
3,95	0,301	0,355	—	11,25	9,24	12,02

Следовательно, лучи, отклоняемые в зоне отклонения  $\mathcal{E}_1$  на него, оказавшись в зоне отклонения  $\mathcal{E}_2$ ,

удаленного от  $\mathcal{E}_2$  на  $l \leq 4$  мм, также отклоняются только в сторону экрана.

Соответственно с этим лучи, отклоняемые в зоне какого-либо экрана в направлении от него, распространяясь в зоне второго экрана, расположенного за первым на  $l \leq 4$  мм, должны отклоняться только от экрана.

Характер кривой 1 на рис. 4 свидетельствует о существовании максимумов и минимумов в области тени  $\mathcal{E}_1$  в плоскости  $\mu_3$ , возникающих вследствие интерференции лучей, распространяющихся из зон экранов  $\mathcal{E}_1$ ,  $\mathcal{E}_2$ .

Казалось бы, данный факт опровергает предыдущие выводы. Однако распространение лучей из зоны  $\mathcal{E}_2$  в тень  $\mathcal{E}_1$  вызвано не отклонением их от экрана, а отклонением на экран и последующим отражением от его края в направлении тени  $\mathcal{E}_1$ ,  $\mathcal{E}_2$ . Это подтверждается тем, что с нанесением на  $\mathcal{E}_2$  сажи, поглощающей частично отражаемые лучи,  $I_{\max}$  уменьшается (рис. 4, кривая 2; [1, рис. 3]). Одновременно по причине, указанной в [1, 2], усиливается свет в области тени  $\mathcal{E}_2$ .

Значительное изменение  $I$  света, распространяющегося за экранами, когда экран  $\mathcal{E}_2$  покрыт сажей, на первый взгляд, свидетельствует о значительной  $I$  лучей, отражаемых от него. Но это не так. Например, вызывающие наибольшее усиление  $I$  с 50 до 71,5 отн. ед. в точке  $A$  (рис. 4) отраженные лучи имеют

$$I = (\sqrt{71,5} - \sqrt{50})^2 = 1,92 \ll 50$$

(на основании проведенного анализа геометрическая разность хода между лучами, идущими из зон  $\mathcal{E}_1$ ,  $\mathcal{E}_2$ , в точке  $A$  при  $l = 2,05$  мм отсутствует).

Интересной особенностью рассматриваемой дифракции света является тот факт, что при отражении лучей (упавших на край  $\mathcal{E}_2$  в результате отклонения на него) в направлении тени  $\mathcal{E}_1$  не происходит потери полуволны. В противном случае нанесение сажи на экран вызвало бы вместо ослабления усиление  $I_A$ .

Отражение же лучей от края  $\mathcal{E}_2$  в его тень сопровождается потерей полуволны, что видно по увеличению  $I$  в тени  $\mathcal{E}_2$ , когда он покрыт сажей [1, 2].

Переход части лучей из  $\Phi_2$  в  $\Phi_1$  из-за их отражения от края  $\mathcal{E}_2$  не приводит к заметному различию между расчетными и экспериментальными значениями  $\Phi_2/\Phi_1$ , так как одновременно с ним происходит выход части лучей из  $\Phi_1$  в результате их отражения от края  $\mathcal{E}_1$  после отклонения на него.

Вследствие ослабления  $\Phi_1$  и усиления  $\Phi_2$  при покрытом сажей экране  $\mathcal{E}_2$   $\Phi_2/\Phi_1$  существенно превышает его значение в случае чистого экрана. Так, в эксперименте при  $l = 2$  мм ( $t = 0$ )  $\Phi_2/\Phi_1 = 0,654$  вместо 0,434 и 0,4, когда  $\mathcal{E}_2$  чистый.

В отличие от  $\max$  более высоких порядков главный  $\max$  ( $\max_A$ ) не имеет чисто интерференционную природу и обусловлен в основном быстрым спадом интенсивности отклоняемых в зонах  $\mathcal{E}_1$ ,  $\mathcal{E}_2$  лучей с увеличением их отклонения от направления граничного луча.

Если переместить  $\mathcal{E}_2$  в плоскость, совмещенную с осью  $\mu_3$ , т.е. увеличить  $l$  до 100,6 мм, и расположить его без зазора между ним и проекцией  $\mathcal{E}_1$ , то фотоумножитель (ФЭУ) будет регистрировать поток  $\Phi = \Phi_3$ , идущий в тень  $\mathcal{E}_1$  практически от всей открытой части  $S'$  (имеющей ширину  $p = 42$  мкм при граничной  $I_{S'}$ , равной 5,5% от  $I_{S\text{max}}$ ), так как  $\varepsilon_2 = (p/l) \cdot 3438' = 1,44'$  меньше угла  $\varepsilon_3 = 259,5/(p + 0,786) = 6'$ , на который отклоняются лучи в зоне  $\mathcal{E}_1$  с расстояния  $p$  от экрана. При этом  $\Phi_3$  оказывается равным 0,136 светового потока, падающего на открытую часть  $S'$ .

Эта величина в пределах погрешности измерений подтверждает полученные в [5] на основе выражения для  $I$  краевой волны и формулы (1) соотношения, показывающие, что выходящие с какого-либо участка зоны отклонения в тень экрана или в противоположном направлении краевые потоки равны по отдельности  $1/7$  части падающего на данный участок светового потока и в сумме меньше его значения. Благодаря этому вывод о распространении части лучей через зону отклонения без изменения направления получает прямое экспериментальное подтверждение.

Равный  $0,085\Phi_{\Pi}$  или 0,17 потока, падающего на открытую часть  $S'$  при  $l = 2$  мм и отсутствии зазора между  $\mathcal{E}_2$  и проекцией  $\mathcal{E}_1$ , световой поток  $\Phi$  оказывается больше  $\Phi_3$ , хотя распространяется только с участка шириной  $h'_{31} = 12$  мкм, меньшего  $p = 42$  мкм. Это создает иллюзию появления на краю  $\mathcal{E}_2$  дополнительного источника. В действительности же большее значение  $\Phi$  в сравнении с  $\Phi_3$  вызвано наложением без разности хода части лучей  $\Phi$ , после их отклонения на

$\mathcal{E}_2$  и последующего отражения, на остальной поток. Об этом свидетельствует значительно меньшая величина площади, ограниченной кривой 2 и осью  $\mu_3$ , в сравнении с площадью, ограниченной кривой 1 совместно с осью  $\mu_3$ , даже при неполном поглощении отражаемых лучей сажеей.

При большом  $l$  (100,6 мм) ширина пучка краевого света, отклоненного в тень  $\mathcal{E}_1$ , в плоскости  $\mathcal{E}_2$  становится во много раз больше участка его зоны, из которого световые лучи после отклонения падают на край экрана. Вследствие этого количество отраженных лучей оказывается малым и неспособно заметно влиять на  $\Phi$ . Он становится равным  $\Phi_3$ .

1. Терентьев Ю.И. Особенности рассеяния света в области края тонкого непрозрачного экрана. Ч. I // Оптика атмосф. и океана. 2000. Т. 13. № 12. С. 1093–1097.
2. Терентьев Ю.И. Особенности рассеяния света в области края тонкого непрозрачного экрана. Ч. II // Оптика атмосф. и океана. 2001. Т. 14. № 1. С. 9–11.
3. Терентьев Ю.И. О причинах возникновения краевой волны, влияние на нее поглощающей способности, толщины, формы дифрагирующего экрана // Оптика атмосф. и океана. 1995. Т. 8. № 4. С. 510–520.
4. Терентьев Ю.И. Характер зависимости углов дифракции лучей краевого света от расстояния между их первоначальными траекториями и прямолинейным краем тонкого экрана // Оптика атмосф. и океана. 1998. Т. 11. № 12. С. 1269–1273.
5. Терентьев Ю.И. Экспериментальное исследование дифракции света на тонком экране с прямолинейным краем // Оптика атмосф. и океана. 1999. Т. 12. № 5. С. 411–413.

*Yu.I. Terent'ev. Peculiarities of light scattering near an edge of a thin opaque screen. Part 3.*

New experimental facts confirming the presence of a difference between light rays are presented. This difference manifests itself as deflection of some rays of a light beam near a screen edge only toward the screen, while the second part of rays deflects in the direction outward the screen, and the third part of rays propagates without deflection.