

Результаты сравнения интенсивности света в области тени тонкого непрозрачного экрана с прямолинейным краем, рассчитанной на основе действительной причины образования теневого света, с ее экспериментальными значениями

Ю.И. Терентьев*

*Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
634021, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1*

Поступила в редакцию 21.05.2010 г.

Получены выражения для интенсивности света в области тени тонкого непрозрачного экрана на основе экспериментально установленного существования отклонения световых лучей в области его края и закономерности, характеризующей углы отклонения в зависимости от расстояний между первоначальными траекториями лучей и краем экрана. Произведено сравнение расчетной теневой интенсивности с ее значениями в эксперименте и по теории Френеля. Установлено хорошее соответствие результатов расчета с экспериментом в основной части области тени. Предложено объяснение причины различия расчетных и экспериментальных значений интенсивности вблизи границы геометрической тени.

Ключевые слова: фотон, зона отклонения, взаимодействие, отклонение, область тени, экран; photon, deflection zone, interaction, deflection, area shadow, screen.

Как известно, Френель вначале объяснял возникновение дифракционной картины от экрана, аналогично Юнгу, интерференцией лучей, отраженных от его края, с прямопроходящими лучами [1]. Однако сомнение в достаточности количества отраженного света для образования наблюдаемой картины и отрицание зависимости интенсивности дифракционных полос от кривизны и свойств поверхности края, толщины экрана привели его к объяснению дифракции на основе принципа Гюйгенса и интерференции колебаний.

Тем не менее идея Юнга нашла подтверждение, в частности, в решении задачи дифракции Зоммерфельдом [2]. О наличии истины в ней свидетельствуют также экспериментальные исследования автора данной статьи. Например, в [3] осуществлено разделение краевого и падающего света в дифракционной картине от экрана, показавшее достаточность энергии краевого света для образования совместно с падающим светом дифракционных полос с наблюдаемой в экспериментах интенсивностью.

На основании независимости отношения интенсивности первого макс дифракционной картины от экрана к интенсивности падающего света от параметров дифракционной схемы и обратно пропорциональной зависимости амплитуды краевой волны от расстояния между дифракционными полосами и границей геометрической тени [4] в [5] было по-

лучено простое выражение для интенсивности краевого света, позволяющее правильно описывать интенсивность света в дифракционной картине от экрана. При этом краевой свет предполагался распространяющимся от края экрана.

Применение установленной зависимости позволило получить в близком соответствии с действительностью количественные выражения для интенсивности света в дифракционной картине от щели [6, 7], исходя из ее образования вследствие интерференции краевых лучей, распространяющихся из областей, расположенных у краев противоположных экранов, образующих щель.

На основе интерференции краевых лучей с падающим светом в [8] получены согласующиеся с экспериментом выражения, характеризующие интенсивности света на оси пучка с изменением ширины щели.

Как легко понять, данные выражения определяют освещенность, описание которой на основании принципа Гюйгенса—Френеля в [9] используется в качестве доказательства ее формирования действием всех точечных источников открытой части волнового фронта и непрямолинейного распространения света [9].

В связи с экспериментальным подтверждением в [3] существования краевой волны, достаточности ее энергии в дифракционных явлениях, становится очевидным формализм представлений о распространении света посредством излучения вторичных волн точками волнового фронта.

* Юрий Иванович Терентьев (bee@iao.ru).

На это же указывает значительное усиление колебаний интенсивности в [8] при прежних значениях ширины щели, параметров схемы и интенсивности падающего света в случае замены тонких экранов щели толстыми, несовместимое с теорией Френеля, так как роль экрана в ней заключается лишь в перекрытии части волнового фронта.

В работах [10, 11] была усилена интенсивность краевых лучей в 3–4 раза при неизменных интенсивности падающего света, ширине открытой части волнового фронта и параметрах дифракционной схемы, что вызвало соответствующее усиление интенсивности в максимумах и ее ослабление в минимумах дифракционной картины от экрана. Установлено значительное ослабление контрастности картины при нанесении на экран слоя сажи.

В работе [12] экспериментально обнаружены значительное ослабление интенсивности света в дифракционных максимумах и ее усиление в минимумах в случае уменьшения толщины или плотности вещества экрана до малых значений, объяснимые уменьшением интенсивности краевого света.

В процессе экспериментов в [13] почти полностью ослаблена дифракция света путем уменьшения относительного показателя преломления до единицы при использовании в качестве экрана пластинок из сильно поглощающих стекол СС8, ТС2, ТС3, НС12, находящихся в различных жидкостях.

В работе [14] сообщается об ослаблении дифракции света, проходящего через щель между пластинками из стекла НС12, находящимися в среде с равным показателем преломления. Это ослабление характеризуется полным исчезновением боковых дифракционных полос, многократным уменьшением ширины дифракционной картины, увеличением в 3,5 раза интенсивности на ее оси.

Рассмотренные факты, несовместимые с теорией Френеля, сужают область ее применения и в то же время убедительно свидетельствуют о возникновении дифракционных картин в результате интерференции краевых лучей между собой либо с падающим светом.

Согласно Зоммерфельду, краевой свет представляет собой, по сути, свет, отраженный от края экрана. При образовании краевого света только на основе решения задачи дифракции Зоммерфельдом его интенсивность и, следовательно, контрастность дифракционных полос должны быть иными для конечных проводимости и толщины реальных экранов, при уменьшении проводимости до нуля в диэлектриках. Однако при замене находящейся в воздухе сильно поглощающей пластинки из стекла ИКСЗ экранами из Al, Fe относительная интенсивность света в дифракционных картинах остается практически прежней.

Установленное в [12] значительное ослабление дифракции света при уменьшении толщины экрана из Al до $5,4 \cdot 10^{-2}$ мкм свидетельствует о ее полном исчезновении в условиях решения задачи дифракции Зоммерфельдом (бесконечно тонкий экран).

Индифферентность решения Зоммерфельда к перечисленным факторам становится понятной на

основании приведенных в [15] результатов экспериментальных исследований, согласно которым край экрана не является единственным источником краевого света. Его основная часть образуется в области (зоне отклонения) над экраном, отклоняющей лучи от экрана и на экран приблизительно в равных количествах.

О ширине этой области дает представление зависимость, установленная экспериментально в [16, 17] для тонкого экрана типа лезвия бритвы:

$$\varepsilon = 259,5 \frac{\lambda}{0,53} / (h_3 + 0,786) = 489,623\lambda / (h_3 + 0,786), \quad (1)$$

где ε — углы отклонения краевых лучей, мин; h_3 — расстояние от первоначальной траектории луча до края экрана, мкм; 0,53 — длина волны зеленого света, мкм; 0,786 — константа, мкм.

На основе (1) и образования дифракционной картины от экрана вследствие интерференции краевого света с падающим в [18] получено выражение для расстояния H_{Π} от полос до границы геометрической тени, имеющее вид

$$H_{\Pi} = \left| \frac{h_{3,\Pi}(L+l)}{l} + h_{\Pi} \right| = \left| \frac{h_{3,\Pi}(L+l)}{l} + \sqrt{(k_0+k) \frac{\lambda L(L+l)}{l}} \right|, \quad (2)$$

где второй член определяет расстояния от полос до первоначальных траекторий световых лучей, ставших краевыми лучами в результате отклонения в зоне с расстояний $h_{3,\Pi}$ от края экрана; l, L — расстояния и плоскости наблюдения дифракционной картины до экрана; k_0 — число $\lambda/2$ в начальной и (k_0+k) — полной разности хода между краевыми и прямопроходящими лучами; $k_0 = 0,5$; $k = 0, 2, 4, \dots$ соответствует max; $k = 1, 3, 5, \dots$ — min; $H_{\Pi}, L, l, h_{3,\Pi}, \lambda$ — мм.

Рассчитанные по (2) H_{Π} совпадают с их значениями в теории Френеля. Данный факт наглядно свидетельствует о возможности получения, в частности, одинаковых результатов при различном объяснении сущности явления.

Рассмотренное выше ослабление дифракции света с уменьшением толщины экрана, плотности вещества в нем, относительного показателя преломления естественно объясняется на основе гипотезы Ньютона [19] о возможном существовании взаимодействия световых частиц с физическими телами на расстоянии, если понимать под лучом света траекторию, по которой распространяется световой квант (фотон) совместно со связанной с ним элементарной световой волной [20].

Такое предположение становится вполне достоверным в связи с экспериментально установленным в [21] отклонением световых лучей экранами без контакта с ними светового пучка, обнаруживаемым даже на расстояниях, во много раз превышающих длину световой волны.

Соотношение (1) позволяет установить связь интенсивности света в области тени экрана с интенсивностью падающего света и параметрами дифракционной схемы.

Покажем эту возможность для расходящегося пучка с $\lambda = 0,53$ мкм, при которой

$$\varepsilon = 259,5 / (h_3 + 0,786). \quad (3)$$

Соответствующая схема приведена на рисунке, где $\Delta H = 20$ мкм – ширина сканирующей щели, на края которой приходят лучи 1, 2, отклоняемые в области края экрана Э в его тень, с расстояний $h_3, h_3 + \Delta h_3$, на углы $\varepsilon_1, \varepsilon_2$; S' – изображение щели S шириной 30 мкм, освещаемой параллельным пучком света, сформированного из излучения лампы накаливания; H_1, H_2 – расстояния от точек падения первоначальных траекторий лучей 1, 2 на плоскость сканирования до левого и правого краев ΔH ; $3, 3'$ – лучи, отклоненные из центра интервала Δh_3 в центр ΔH и в противоположном направлении, в центры дифракционных полос от экрана, с расстояния $h_{3,п}$ на одинаковые углы $\varepsilon_п$; $h_{(п)}, h_{п}$ – расстояния от точек падения первоначальных траекторий лучей $3, 3'$ до центра ΔH и полос дифракционной картины, образованных лучами $3', 4$; R – расстояние от границы геометрической тени (г.т.) до центра ΔH ; l, L – мм; $h_{3,п}, h_3, \Delta h_3, \Delta H, H_1, H_2, h_{п}, h_{(п)}, R$ – мкм. Край экрана находится на оси пучка.

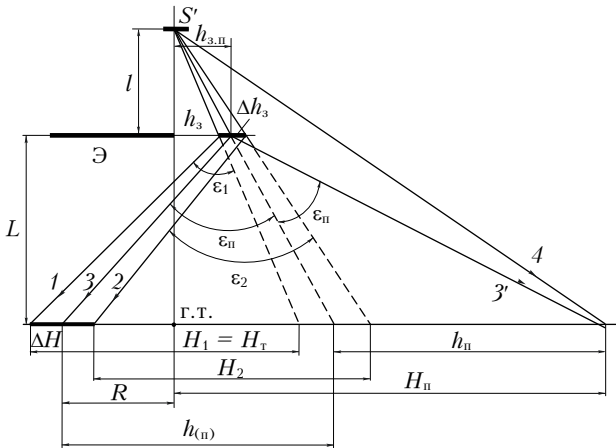


Схема формирования интенсивности света в области тени тонкого экрана с прямолинейным краем при падении на экран расходящегося светового пучка

Для ослабления рассеянного света распространяющийся от S через объектив Вега-11У световой пучок согласован по высоте со входом в ФЭУ с помощью установленного перед объективом окна. С целью уменьшения интенсивности краевого света, проникающего в область тени экрана Э из зон отклонения вертикальных краев окна, до малой величины (в сравнении с интенсивностью краевого света от экрана), окно ограничивает ширину пучка по min_3 дифракционной картины от S , в которых интенсивность проходящего света близка к нулевой.

На основании (3)

$$\varepsilon_1 = \frac{259,5}{h_3 + 0,786}, \quad \varepsilon_2 = \frac{259,5}{h_3 + \Delta h_3 + 0,786},$$

поэтому

$$\Delta\varepsilon = (\varepsilon_1 - \varepsilon_2) = \frac{259,5\Delta h_3}{(h_3 + 0,786)^2 + \Delta h_3(h_3 + 0,786)}. \quad (4)$$

При $\varepsilon_1 = \varepsilon$ и $H_1 = H_T$ $\varepsilon = \frac{H_T}{10^3 L} \cdot 57,3^\circ \cdot 60' = \frac{3,438 H_T}{L}$, так как для углов $\leq 5^\circ$ тангенс угла равен углу в радианах.

$$\text{При } \varepsilon = \frac{3,438 H_T}{L} = \frac{259,5}{h_3 + 0,786}$$

$$H_T = \frac{75,48 L}{h_3 + 0,786}, \quad (5)$$

$$h_3 + 0,786 = \frac{75,48 L}{H_T}. \quad (6)$$

Подставив (6) в (4), получим

$$\Delta\varepsilon = \frac{259,5\Delta h_3}{(75,48 L / H_T)^2 + \Delta h_3(75,48 L / H_T)}, \quad (7)$$

$$\begin{aligned} H_T + \Delta h_3 \frac{L+l}{l} - H_2 &= H_T - H_2 + \Delta h_3 \frac{L+l}{l} = \\ &= \frac{\varepsilon L}{3,438} - \frac{\varepsilon_2 L}{3,438} + \Delta h_3 \frac{L+l}{l} = \frac{L\Delta\varepsilon}{3,438} + \Delta h_3 \frac{L+l}{l} = \Delta H. \end{aligned} \quad (8)$$

Согласно (8) и (7)

$$\Delta H = \frac{75,48 L \Delta h_3}{(75,48 L / H_T)^2 + \Delta h_3(75,48 L / H_T)} + \frac{\Delta h_3(L+l)}{l}.$$

Преобразовав данное равенство, находим связь Δh_3 с ΔH :

$$\begin{aligned} \Delta h_3 &= -0,5 \left[\frac{l(H_T - \Delta H)}{L+l} + \frac{75,48 L}{H_T} \right] + \\ &+ \sqrt{0,25 \left[\frac{l(H_T - \Delta H)}{L+l} + \frac{75,48 L}{H_T} \right]^2 + \frac{75,48 L \Delta H l}{H_T(L+l)}} = \\ &= -A + \sqrt{A^2 + \frac{75,48 L \Delta H l}{H_T(L+l)}}. \end{aligned} \quad (9)$$

Воспользовавшись формулой для приближенных вычислений $\sqrt{1+x} = 1 + 0,5x$ при $x < 0,093$, упростим (9):

$$\begin{aligned} \Delta h_3 &= \Delta h'_3 = -A + A \sqrt{1 + \frac{75,48 L \Delta H l}{A^2 H_T(L+l)}} = \\ &= -A + A \left(1 + \frac{0,5 \cdot 75,48 L \Delta H l}{A^2 H_T(L+l)} \right) = \\ &= \frac{0,5 \cdot 75,48 L \Delta H l}{A H_T(L+l)} = \frac{\Delta H}{\frac{H_T^2 - \Delta H H_T}{75,48 L} + \frac{L+l}{l}}. \end{aligned} \quad (10)$$

В случае замены H_T его значением по (5)

$$\Delta h'_3 = \frac{\Delta H}{\frac{75,48L - \Delta H(h_3 + 0,786)}{(h_3 + 0,786)^2} + \frac{L+l}{l}}. \quad (11)$$

На основании (11) Δh_3 увеличивается с ростом h_3 , стремясь к предельному значению $\Delta Hl/(L+l)$.

Обозначим падающий на Δh_3 световой поток через $\Delta\Phi_{\text{п}}$, его интенсивность — $I_{\text{п.э}}$. В связи с отклонением световых лучей в зоне отклонения экрана приблизительно в равных количествах на экран и от экрана [15] $\Delta\Phi_{\text{п}}$ разделяется на поток, идущий в область тени на ΔH , — $\Delta\Phi_2$, и поток, распространяющийся в противоположном направлении, — $\Delta\Phi_1$. Если до разделения данные потоки были когерентны и находились в фазе, то после разделения

$$\Delta\Phi_2(\Delta\Phi_1) = 0,25\Phi_{\text{п}} = 0,25I_{\text{п.э}}\Delta h_3.$$

При падении на ΔH поток $\Delta\Phi_2 = I_T\Delta H$, где I_T — интенсивность теневого света в пределах ΔH , поэтому $0,25I_{\text{п.э}}\Delta h_3 = I_T\Delta H$ и

$$I_T = \frac{0,25I_{\text{п.э}}\Delta h_3}{\Delta H}.$$

В связи с освещением щели S параллельным световым пучком интенсивность света в плоскости экрана изменяется от максимального значения у его края до величины, близкой к нулевой в пределах полуширины центрального макс от S , оставаясь, по данным экспериментов, близкой к максимальной на ширине участка зоны отклонения, в котором отклоняется основная часть теневого света. Вследствие этого $I_{\text{п.э}} = I_{\text{г.с}}(L+l)/l$, где $I_{\text{г.с}}$ — интенсивность падающего света в плоскости сканирования на границе геометрической тени без экрана в пучке.

После замены $I_{\text{п.э}}$ ее значением выражение для I_T приобретает вид

$$I_T = \frac{0,25I_{\text{г.с}}(L+l)\Delta h_3}{\Delta Hl}. \quad (12)$$

При выражении I_T в долях $I_{\text{г.с}}$ относительная интенсивность теневого света

$$I_{\text{т.отн}} = \frac{I_T}{I_{\text{г.с}}} = \frac{0,25(L+l)\Delta h_3}{\Delta Hl}. \quad (13)$$

Согласно рисунку $R = H_T - 0,5\Delta H - h_3(L+l)/l$. При подстановке вместо h_3 его значения по (6)

$$R = H_T - 0,5\Delta H - \left(\frac{75,48L}{H_T} - 0,786\right)\frac{L+l}{l}.$$

Отсюда

$$H_T = 0,5\left(R + 0,5\Delta H - 0,786\frac{L+l}{l}\right) + \sqrt{0,25\left(R + 0,5\Delta H - 0,786\frac{L+l}{l}\right)^2 + \frac{75,48L(L+l)}{l}}. \quad (14)$$

С целью сравнения $I_{\text{т.отн}}$, рассчитанной на основании (9), (14), (13), с относительной интенсивностью теневого света в экспериментах $I_{\text{т.э.отн}} = I_{\text{т.э}}/I_{\text{г.с}}$ значения I_T , $I_{\text{т.э}}$ определялись для $h_{(\text{п})}$, равных $h_{\text{п}}$ по (2).

При этом $I_{\text{т.э}}$ отсчитывалась на расстоянии

$$R = h_{\text{п}} - h_{3,\text{п}}\frac{L+l}{l},$$

где

$$h_{3,\text{п}} = \left(\frac{259,5}{\varepsilon_{\text{п}}} - 0,786\right)$$

на основании (3); $\varepsilon_{\text{п}} = 3,438h_{\text{п}}/L$. Граница геометрической тени находилась по $H_{\text{п}}$.

Поскольку в (10) $\Delta HH_T \ll H_T^2$, величина

$$\Delta h_3 \approx \frac{\Delta H}{\frac{H_T^2}{75,48L} + \frac{L+l}{l}}. \quad (15)$$

Согласно рисунку

$$H_T - 0,5\Delta H + 0,5\Delta h_3\frac{L+l}{l} = h_{(\text{п})} = h_{\text{п}},$$

$$H_T = h_{\text{п}} + \left(0,5\Delta H - 0,5\Delta h_3\frac{L+l}{l}\right),$$

где $\left(0,5\Delta H - 0,5\Delta h_3\frac{L+l}{l}\right) \ll h_{\text{п}}$, поэтому $H_T \approx h_{\text{п}}$.

После подстановки в (15) вместо H_T значения $h_{\text{п}}$ в соответствии с (2)

$$\begin{aligned} \Delta h_3 &\approx \frac{\Delta H}{\frac{10^3(k_0+k)\lambda L(L+l)/l}{75,48L} + \frac{L+l}{l}} = \\ &= \frac{\Delta H}{\frac{L+l}{l} \left[\frac{10^3(k_0+k)\lambda}{75,48} + 1 \right]}. \end{aligned}$$

Если данное значение Δh_3 ввести в (13), то

$$\begin{aligned} I_{\text{т.отн}} &\approx \frac{0,25(L+l)}{\Delta Hl} \frac{\Delta H}{\frac{(L+l)}{l} \left[\frac{10^3(k_0+k)\lambda}{75,48} + 1 \right]} = \\ &= \frac{0,25}{\left[\frac{10^3(k_0+k)\lambda}{75,48} + 1 \right]}. \end{aligned} \quad (16)$$

Из полученного выражения следует, что на $R = [h_{\text{п}} - h_{3,\text{п}}(L+l)/l]$ относительная интенсивность теневого света не зависит от параметров дифракционной схемы.

Как видно из рисунка, отклоняемые с $h_{3,\text{п}}$ на одинаковые углы $\varepsilon_{\text{п}}$ лучи \mathcal{Z} , \mathcal{Z}' падают в плоскости сканирования на различных расстояниях от г.т., связанных между собой соотношением

$$H_{\text{п}} = R + 2h_{3,\text{п}}(L+l)/l.$$

Для получения необходимых соотношений при падении на экран параллельного пучка достаточно

приравнять в приведенных формулах параметр l бесконечности. Они имеют вид

$$H_{\text{п}} = (h_{3,\text{п}} + h_{\text{п}}) = \left[h_{3,\text{п}} + \sqrt{(k_0 + k)\lambda L} \right]; \quad (17)$$

$$\Delta h_3 = -0,5 \left(H_{\text{т}} - \Delta H + \frac{75,48L}{H_{\text{т}}} \right) + \sqrt{0,25 \left(H_{\text{т}} - \Delta H + \frac{75,48L}{H_{\text{т}}} \right)^2 + \frac{75,48L\Delta H}{H_{\text{т}}}}; \quad (18)$$

$$\Delta h'_3 = \frac{\Delta H}{\frac{H_{\text{т}}^2 - \Delta H H_{\text{т}}}{75,48L} + 1} = \frac{\Delta H}{\frac{75,48L - \Delta H(h_3 + 0,786)}{(h_3 + 0,786)^2} + 1}; \quad (19)$$

$$I_{\text{т}} = \frac{0,25I_{\text{т.с}}\Delta h_3}{\Delta H}; \quad (20)$$

$$I_{\text{т.отн}} = \frac{0,25\Delta h_3}{\Delta H}; \quad (21)$$

$$H_{\text{т}} = 0,5(R + 0,5\Delta H - 0,786) + \sqrt{0,25(R + 0,5\Delta H - 0,786)^2 + 75,48L}; \quad (22)$$

$$R = (h_{\text{п}} - h_{3,\text{п}}). \quad (23)$$

Повторение рассмотренных выводов на основе соотношения (1) приводит к формулам, справедливым для других λ , отличающихся от предыдущих множителем $\lambda/0,53$ при постоянной величине 75,48 (λ , мкм).

В достоверности установленных зависимостей можно убедиться при сравнении расчетных и экспериментальных значений относительной интенсивности в случае падения на экран (лезвие бритвы) расходящегося (табл. 1) и параллельного (табл. 2) световых пучков.

Таблица 1

Экспериментальные и расчетные значения интенсивности света в области тени экрана, находящегося в расходящемся пучке

№ эксперимента	l , мм L , мм λ , мкм	y	Полоса	$h_{\text{п}}$, мм	$\varepsilon_{\text{п}}$, мин	$h_{3,\text{п}}$, мкм	$H_{\text{п}}$, мм	Δh_3 , мкм	I_F	$I_{\text{т.э.отн}}$	$I_{\text{т.отн}}$	R , мм
1	12 99,5 0,53	—	—	0,263	8,93	28,29	—	1,091	0,25	0,244	0,1267	0
		—	—	0,297	10,26	24,5	—	0,9506	0,1893	0,1744	0,1104	0,069
		—	—	0,322	11,12	22,56	—	0,8666	0,1593	0,1463	0,1006	0,112
		—	—	0,346	11,97	20,89	—	0,7911	0,1361	0,1231	0,0918	0,1524
		—	—	0,396	13,49	18,18	—	0,663	0,0944	0,087	0,077	0,227
		—	—	0,421	14,54	17,06	—	0,6085	0,0895	0,08	0,0706	0,262
		—	—	0,445	15,44	16,07	—	0,56	0,0793	0,0712	0,065	0,296
2	12 99,5 0,53	0,736	max ₁	0,495	17,104	14,386	0,629	0,465	0,063	0,0544	0,0539	0,361
		0,554	min ₁	0,857	29,62	7,974	0,931	0,1866	0,019	0,0201	0,0216	0,783
		0,394	max ₂	1,107	38,24	6	1,163	0,116	0,0109	0,013	0,0134	1,051
		0,241	min ₂	1,310	45,25	4,95	1,356	0,0841	0,0076	0,0094	0,0097	1,264
3	12 99,5 0,53	0,736	max ₁	0,495	17,104	14,386	0,629	0,465	0,063	0,057	0,0539	0,361
		0,554	min ₁	0,857	29,62	7,974	0,931	0,1866	0,019	0,0209	0,0216	0,783
		0,394	max ₂	1,107	38,24	6	1,163	0,116	0,0109	0,0137	0,0134	1,051
		0,241	min ₂	1,310	45,25	4,95	1,356	0,084	0,0076	0,0093	0,0097	1,264
4	11,4 99,5 0,6328 (лазер)	0,868	max ₁	0,553	19,12	15,417	0,7034	0,4557	0,0632	0,059	0,0554	0,4034
		0,613	min ₁	0,959	33,12	8,57	1,042	0,1782	0,019	0,0198	0,0216	0,875
		0,444	max ₂	1,237	42,76	6,46	1,300	0,1108	0,0109	0,0125	0,0134	1,1745
		0,255	min ₂	1,464	50,59	5,338	1,516	0,0803	0,0076	0,009	0,0097	1,4123
5	6 99,5 0,53	—	—	0,357	12,33	20,263	—	0,587	0,25	0,247	0,1289	0
		—	—	0,545	18,82	13,02	—	0,35	0,1036	0,087	0,077	0,316
		0,567	max ₁	0,6809	23,53	10,244	0,861	0,252	0,0647	0,0573	0,0553	0,5008
		0,25	min ₁	1,179	40,75	5,582	1,278	0,0986	0,0198	0,0239	0,0216	1,0812
6	3 99,5 0,53	0,076	max ₂	1,522	52,61	4,147	1,595	0,0613	0,0114	0,0132	0,0134	1,4493
		—	—	0,51	17,63	13,94	—	0,2903	0,25	0,255	0,1238	0
		0,4	max ₁	0,949	32,8	7,13	1,193	0,1296	0,0617	0,061	0,0553	0,7057
		0,04	min ₁	1,644	56,81	3,782	—	0,0507	0,0186	0,0208	0,0215	1,5148
7	8,63 198,5 0,53	—	—	2,122	73,33	2,75	—	0,0315	0,0105	0,0122	0,0134	2,028
		—	—	0,5903	10,22	24,6	—	0,4228	0,25	0,234	0,1268	0
		0,634	max ₁	1,124	19,46	12,55	1,425	0,1846	0,0629	0,057	0,0553	0,822
		0,322	min ₁	1,946	33,71	6,91	2,112	0,0722	0,0189	0,0226	0,0216	1,7803
		0,166	max ₂	2,512	43,52	5,18	2,637	0,045	0,0109	0,0135	0,0134	2,388

№ эксперимента	l , мм L , мм λ , мкм	y	Полоса	$h_{п}$, мм	$\epsilon_{п}$, мин	$h_{з.п}$, мкм	$H_{п}$, мм	$\Delta h_{з}$, мкм	I_F	$I_{т.э.отн}$	$I_{т.отн}$	R , мм
8	35,5 99,5 0,53	—	—	0,1768	6,109	41,7	—	2,6525	0,25	0,247	0,126	0
		—	—	0,2216	8,75	32,32	—	1,9132	0,135	0,1323	0,091	0,0987
		—	—	0,285	9,844	25,58	—	1,3696	0,0802	0,083	0,065	0,1875
		0,891	max ₁	0,3166	10,934	22,95	0,404	1,1681	0,0637	0,059	0,056	0,2293
		0,793	min ₁	0,5485	18,95	12,906	0,5975	0,456	0,0191	0,0213	0,0216	0,4994
		0,714	max ₂	0,708	24,47	9,82	0,7454	0,2834	0,0096	0,0133	0,0134	0,6708
		0,652	min ₂	0,838	28,95	8,18	0,869	0,2056	0,0076	0,0091	0,0097	0,8067
		0,563	max ₃	0,95	32,83	7,12	0,977	0,1613	0,0058	0,0077	0,0075	0,923
0,495	min ₃	1,05	36,3	6,365	1,0744	0,1327	0,0047	0,0065	0,0063	1,026		
9	90 99,5 0,53	—	—	0,125	4,32	59,3	—	4,78	0,25	0,245	0,1258	0
		0,945	max ₁	0,2356	8,14	31,09	0,3011	2,102	0,064	0,057	0,0553	0,1706
		0,91	min ₁	0,4081	14,1	17,62	0,4452	0,824	0,0191	0,0222	0,0216	0,371
		0,88	max ₂	0,527	18,21	13,47	0,555	0,512	0,011	0,013	0,0134	0,498
		0,86	min ₂	0,6234	21,54	11,26	0,6471	0,3714	0,0076	0,0099	0,0097	0,6
		0,824	max ₃	0,707	24,43	9,84	0,7276	0,2914	0,0058	0,0078	0,0076	0,686
		0,818	min ₃	0,7815	27	8,824	0,8	0,2397	0,0047	0,0065	0,0063	0,763
		0,785	max ₄	0,8495	29,35	8,055	0,8665	0,2037	0,0037	0,0055	0,0053	0,833

Таблица 2

Экспериментальные и расчетные данные теневой интенсивности при падении на экран параллельного светового пучка $\lambda = 0,53$ мкм

L , мм	y	Полоса	$h_{п}$, мм	$\epsilon_{п}$, мин	$h_{з.п}$, мкм	$H_{п}$, мм	$\Delta h_{з}$, мкм	I_F	$I_{т.э.отн}$	$I_{т.отн}$	R , мм
114,2	—	—	0,0926	2,79	92,22	—	10,04	0,25	0,242	0,1255	0
	—	—	0,1044	3,143	81,8	—	8,834	0,1929	0,157	0,1104	0,0226
	—	—	0,122	3,67	70	—	7,354	0,1384	0,1101	0,092	0,052
	—	—	0,139	4,191	61,14	—	6,162	0,1216	0,0994	0,077	0,088
	—	—	0,1566	4,714	54,26	—	5,206	0,0808	0,0684	0,065	0,1023
	0,814	max ₁	0,174	5,238	48,75	0,223	4,436	0,0642	0,057	0,0554	0,1253
	0,663	min ₁	0,301	9,07	27,82	0,329	1,736	0,0192	0,0227	0,0216	0,2735
	0,536	max ₂	0,389	11,71	21,37	0,4104	1,0784	0,0109	0,0131	0,0134	0,3676
	0,402	min ₂	0,460	13,86	17,94	0,478	0,782	0,0076	0,0099	0,0097	0,4425
	0,306	max ₃	0,522	15,71	15,73	0,5376	0,6137	0,0058	0,0083	0,0076	0,5062
0,246	min ₃	0,577	17,37	14,15	0,5912	0,5048	0,0047	0,0061	0,0063	0,563	
0,174	max ₄	0,627	18,88	12,96	0,64	0,429	0,0039	0,0055	0,0053	0,6142	
279,5	0,73	max ₁	0,2722	3,348	76,72	0,349	4,434	0,0644	0,0581	0,0554	0,1955
	0,457	min ₁	0,4714	5,8	43,97	0,5154	1,7346	0,0192	0,0218	0,0216	0,4274
	0,288	max ₂	0,6086	7,486	33,88	0,6425	1,0775	0,011	0,0129	0,0134	0,5747
0,155	min ₂	0,72	8,857	28,51	0,7485	0,7821	0,0077	0,01	0,0097	0,692	

В табл. 1 и 2 I_F — относительная интенсивность света в области тени, найденная на основе интегралов Френеля [22] в предположении постоянной интенсивности падающего света по ширине волнового фронта, равной $I_{г.с}$; $y = I_{п.с}/I_{г.с}$ — отношение интенсивности света на расстояниях $H_{п}$ к ее значению в центре пучка, характеризующее крутизну спада интенсивности по ширине волнового фронта от середины к краям пучка.

Как видно из таблиц, во всех экспериментах, кроме эксперимента 3 (см. табл. 1), $I_{т.э.отн}$ при $h_{п}$ и R , соответствующих полосам дифракционной картины, т.е. в основной части области тени, находятся в хорошем согласии с $I_{т.отн}$. Однако на R , меньших значений R , соответствующих $h_{п}$ для max₁, увеличение $I_{т.отн}$ постепенно отстает от увеличения $I_{т.э.отн}$. В результате этого при $R = 0$ $I_{т.отн}$ оказывается равной $0,5I_{т.э.отн}$.

Приведенная в [16] формула (3) установлена при отклонении световых лучей краем экрана с расстояний до 16 мкм.

Близкие значения $I_{т.э.отн}$, $I_{т.отн}$ на $h_{п}$ и R , соответствующих max₁, в экспериментах 8, 9 (см. табл. 1), а также в случае падения на экран параллельного пучка свидетельствуют о справедливости (1), (3) на $h_{з.п}$, значительно больших 16 мкм. В связи с этим меньшие значения $I_{т.отн}$ в сравнении с $I_{т.э.отн}$ при отклонении лучей с $h_{з.п} > 16$ мкм в эксперименте 1, с $h_{з.п} = 13$ мкм в эксперименте 5 нельзя объяснить возможным нарушением (3).

В работах [23–25] экспериментально установлено, что световые лучи, отклоненные в области края первого экрана на экран или от него, оказавшись в области края второго экрана, удаленного от первого на расстояние меньше 4,5 мм, по-прежнему, отклоняются в основном на экран или от него.

После пути, равного 25 мм, они отклонялись в области края 2-го экрана как на экран, так и от него. Данная особенность, по-видимому, указывает на существование двух видов фотонов с противоположными свойствами в отношении направленности их отклонения в области края экрана.

Взаимодействие распространяющихся по лучевым траекториям фотонов с экраном на расстоянии (см. (3) и [21]), по-видимому, свидетельствует о существовании взаимодействия на расстоянии непосредственно между фотонами, проявляющегося во взаимном притяжении фотонов разных видов и отталкивании фотонов одного вида.

Из-за отклонения световых лучей в области края экрана на экран и в противоположном направлении распространяющийся в область тени с Δh_3 на ΔH и с более удаленных участков световой пучок пересекается лучами, идущими с интервала h_3 в полосы дифракционной картины.

В случае справедливости рассмотренных выше предположений при сближении фотонов пересекающихся когерентных пучков на малые расстояния и возникновении притяжения между фотонами разного вида часть лучей, отклоняемых экраном в сторону тени в пределах Δh_3 , испытав дополнительное отклонение, выходит из ΔH . Вместо них на ΔH приходят лучи, отклоняемые с расстояний, больших $h_3 + \Delta h_3$. Так как участок зоны отклонения за пределами $h_3 + \Delta h_3$ больше Δh_3 , то количество приходящих на ΔH лучей в результате дополнительного отклонения будет больше количества лучей, выходящих из него. Как легко понять, количество дополнительно отклоняемых на ΔH лучей будет тем больше, чем шире интервал h_3 , поэтому незначительный в случае h_3 , соответствующего полосам дифракционной картины, дополнительный поток постепенно усиливается при последующем росте h_3 с уменьшением ϵ , приводя к преобладанию $I_{т.э.отн}$ над $I_{т.отн}$.

Связь различия между экспериментальными и расчетными значениями интенсивности теневого света вблизи г.т. с величиной потока, отклоняемого в интервале h_3 от экрана, подтверждается тем, что его возникновению при меньших $h_{3,л}$ в экспериментах с $l \ll L$, в сравнении с их значениями в условиях l , близких к L , и при параллельном световом пучке соответствует бóльшая интенсивность падающего света в плоскости экрана при равных значениях ее в плоскости сканирования.

Согласно табл. 1 и 2 следующая из (16) независимость $I_{т.отн}$, $I_{т.э.отн}$ от λ , l , L на $R = h_n - h_{3,л}(L + l)/l$ характерна также для I_F , несмотря на иное объяснение определяющей ее причины.

В эксперименте 3 (см. табл. 1) апертурное окно ограничивает световой пучок по \min_1 дифракционной картины от S , т.е. в условиях значительного усиления интенсивности падающего света в зонах отклонения у боковых краев окна, вызвавшего соответствующее усиление интенсивности распространяющихся из них краевых лучей, частично проходящих в тень экрана. В результате этого $I_{т.э.отн}$ стала

заметно больше $I_{т.отн}$, демонстрируя необходимость тщательного избавления от различных помех.

При формировании освещенности в области тени экрана на основе принципа Гюйгенса—Френеля уменьшение интенсивности падающего света по ширине волнового фронта с максимального значения до нуля (в направлении от экрана) в рассматриваемых экспериментах должно привести к изменению формы и размера спирали, аналогичной спирали Корню, и уменьшению расстояния от ее витков до полюса. И чем круче спад I падающего света и меньше полуширина светового пучка в плоскости экрана, тем значительнее это уменьшение. Как следствие, интенсивность в области тени с удалением от г.т. должна изменяться иначе, чем при постоянной I по ширине волнового фронта.

Однако содержащиеся в табл. 1 значения I_F для h_n , соответствующих дифракционным полосам, оказались близкими к значениям $I_{т.э.отн}$ даже при полуширине пучка в плоскости экрана, равной 50 мкм (в эксперименте 6). Отношения $I_F/I_{т.э.отн}$ имеют постоянные значения при различных l , L , λ и, следовательно, при различных значениях полуширины пучка в плоскости экрана и крутизны спада I падающего света на ней.

Эти обстоятельства наглядно свидетельствуют о формировании освещенности в области тени не всей открытой частью волнового фронта, а его узким участком в области края экрана, в пределах которого интенсивность падающего света равна либо незначительно отличается от ее величины у края экрана.

Совпадение $I_{т.отн}$, рассчитанных на основе экспериментально установленных закономерностей, характеризующих углы отклонения световых лучей в зависимости от расстояний между их первоначальными траекториями и краем экрана, с экспериментальными значениями в основной части области тени является новым подтверждением справедливости данных закономерностей и со всей очевидностью свидетельствует о возникновении теневой освещенности в результате отклонения световых лучей в области края экрана.

1. Френель О. Избранные труды по оптике: Пер. с фр. М.: Изд-во иностр. лит-ры, 1955. 554 с.
2. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973. 719 с.
3. Терентьев Ю.И. О новых фактах в пользу объективности представлений Юнга относительно причины образования дифракционной картины от экрана // Оптика атмосфер. 1989. Т. 2, № 12. С. 1325–1327.
4. Терентьев Ю.И. К вопросу о дифракции света на плоском тонком экране с прямолинейным краем // Оптика атмосфер. 1989. Т. 2, № 11. С. 1141–1146.
5. Терентьев Ю.И. О получении простых выражений для интенсивности при дифракции света на тонком экране с прямолинейным краем // Оптика атмосфер. 1989. Т. 2, № 11. С. 1147–1153.
6. Терентьев Ю.И. Количественное описание дифракционной картины света от щели на основе представлений Юнга // Оптика атмосфер. 1990. Т. 3, № 9. С. 965–975.

7. Терентьев Ю.И. О дифракции Фраунгофера и Френеля на щели // Оптика атмосфер. и океана. 1997. Т. 10, № 8. С. 876–883.
8. Терентьев Ю.И. Характер зависимости интенсивности света на оси пучка от ширины ограничивающей его щели на основании представлений Юнга // Оптика атмосфер. 1991. Т. 4, № 4. С. 353–362.
9. Фриш С.Э., Тиморева А.В. Курс общей физики. Т. 3. М.: ГИТ-ТЛ, 1951. 796 с.
10. Терентьев Ю.И. О возможности изменения относительной интенсивности полос дифракционной картины света от экрана // Оптика атмосфер. 1991. Т. 4, № 5. С. 462–467.
11. Терентьев Ю.И. Об экспериментальной оценке глубины области отклонения краевых лучей света // Оптика атмосфер. и океана. 1993. Т. 6, № 4. С. 345–348.
12. Терентьев Ю.И. Особенности дифракции света на экране с прямолинейным краем при малых значениях толщины, плотности вещества экрана // Оптика атмосфер. и океана. 2003. Т. 16, № 4. С. 311–316.
13. Терентьев Ю.И. Ослабление дифракции света при близких к единице значениях относительного показателя преломления. Ч. II // Оптика атмосфер. и океана. 2007. Т. 20, № 11. С. 959–965.
14. Терентьев Ю.И. Значительное ослабление дифракции света на щели между пластинками сильнопоглощающего стекла NS12 при равном единице относительном показателе преломления // Оптика атмосфер. и океана. 2008. Т. 21, № 3. С. 203–206.
15. Терентьев Ю.И. О причинах возникновения краевой волны, влиянии на нее поглощающей способности, толщины и формы дифрагирующего экрана // Оптика атмосфер. и океана. 1995. Т. 8, № 4. С. 510–520.
16. Терентьев Ю.И. Характер зависимости углов дифракции лучей краевого света от расстояния между их первоначальными траекториями и прямолинейным краем тонкого экрана // Оптика атмосфер. и океана. 1998. Т. 11, № 12. С. 1269–1273.
17. Терентьев Ю.И. Зависимости углов отклонения лучей краевого света от длины волны // Оптика атмосфер. и океана. 2004. Т. 17, № 7. С. 540–542.
18. Терентьев Ю.И. Экспериментальное исследование дифракции света на тонком экране с прямолинейным краем // Оптика атмосфер. и океана. 1999. Т. 12, № 5. С. 411–413.
19. Франкфурт У.И. Творцы физической оптики. М.: Наука, 1973. 351 с.
20. Ландсберг Г.С. Оптика. М.: ГИТТЛ, 1957. 759 с.
21. Терентьев Ю.И. Отклонение световых лучей физическими телами без контакта светового пучка с ними // Оптика атмосфер. и океана. 2010. Т. 23, № 4. С. 315–319.
22. Артамонов Г.Т. и др. Таблицы интегралов Френеля / Отв. ред. В.А. Диткин. М.: Изд. АН СССР, 1953. 267 с.
23. Терентьев Ю.И. Особенности рассеяния света в области края тонкого непрозрачного экрана. Ч. I // Оптика атмосфер. и океана. 2000. Т. 13, № 12. С. 1093–1097.
24. Терентьев Ю.И. Особенности рассеяния света в области края тонкого непрозрачного экрана. Ч. II // Оптика атмосфер. и океана. 2001. Т. 14, № 1. С. 9–11.
25. Терентьев Ю.И. Особенности рассеяния света в области края тонкого непрозрачного экрана. Ч. III // Оптика атмосфер. и океана. 2003. Т. 16, № 1. С. 22–25.

Yu.I. Terent'ev. Comparison of results between light intensity in area of an opaque screen shadow with linear edge calculated, based on real cause of shadow light forming, and its experimental values.

Expressions for light intensity in the area of thin opaque screen shadow are obtained based on experimentally determined existence of light beams deflection in the area of screen's edge and regularity characterizing deflections angles depending on distances between initial beams trajectories and screen's edge. Calculated shadow intensity is compared with its values from experiments and Fresnel theory. It is established that calculation results are in good agreement with the experimental ones in base part of shadow. The cause of difference between calculated and experimental values of the intensity near geometric shadow bound is explained.