

Ю.И. Терентьев

**К ВОПРОСУ О ДИФРАКЦИИ СВЕТА НА ПЛОСКОМ ТОНКОМ ЭКРАНЕ С ПРЯМОЛИНЕЙНЫМ КРАЕМ**

В статье рассмотрен эффект образования минимума в центре тени узкого экрана. Экспериментально подтверждено существование сдвига фаз на  $\pi$  между компонентами краевой волны. Установлена обратно пропорциональная зависимость амплитуды краевой волны от угла отклонения дифрагированных лучей при дифракции света на тонком прямолинейном экране. Показано, что краевая волна в момент её образования получает на освещенной стороне опережение на  $0,69\pi$ , а в области тени — задержку на  $0,31\pi$  относительно падающего света.

Как известно, Френель первоначально объяснял дифракцию от экрана (независимо от Юнга) интерференцией лучей, отраженных от его края, с прямопроходящими лучами [1]. Однако положение светлых и темных полос при этом оказалось почти обратным наблюдаемому в экспериментах. Для устранения данного расхождения необходимо было предположить, что отраженные краем экрана лучи испытывают сдвиг фаз, близкий к  $\pi$ . Кроме того, по мнению Френеля, малое количество света, рассеянное на краю экрана, будучи распространенным в большом пространстве должно вызвать лишь слабые изменения освещенности в месте наблюдения дифракционной картины. Данные обстоятельства, а также независимость интенсивности полос от кривизны поверхности и свойств края экрана вызвали у Френеля сомнения в правильности подхода и, в конечном счете, привели его к объяснению явления дифракции на основе сочетания принципа Гюйгенса с принципом интерференции колебаний.

Тем не менее идея Юнга нашла подтверждение в решении задачи о дифракции плоских волн на полубесконечном отражающем экране Зоммерфельдом [2]. Согласно [2] в области геометрической тени свет распространяется в виде цилиндрической волны, кажущейся исходящей от края экрана, тогда как в освещенной области интенсивность света определяется интерференцией цилиндрической и исходной падающей волн.

Чтобы компенсировать разрыв падающей волны на границе тени, зоммерфельдовская дифрагированная волна претерпевает разрыв, причем таким образом, что ее фаза в области тени совпадает с фазой падающей волны, а в освещенной области — противоположна последней [3], т.е. между компонентами краевой волны должен быть сдвиг фаз на  $\pi$ .

Существование скачка фазы было подтверждено в [4] получением изображения края экрана с помощью только дифрагированного света, которое выделялось как темная линия из-за взаимного гашения компонент краевой волны. Но темная линия будет и тогда, когда сдвиг фаз может заметно отличаться от  $\pi$ . Поэтому более убедительным является эксперимент, схема которого приведена на рис. 1,а, где изображение  $S'$  щели 5 шириной 30 мкм, полученное с помощью объектива, перекрыто проволокой  $P$  диаметром 0,2 мм. На расстоянии  $l = 24,9$  мм от  $S'$  в световой пучок с  $\lambda = 0,53$  мкм введен тонкий экран  $\mathcal{E}_1$  (лезвие) до его оси. Дифрагированные лучи 1, 2, идущие от края  $\mathcal{E}_1$ , повторно дифрагируют на проволочке. При этом лучи 3, 4, отклоненные в область тени, интерферируют между собой с образованием минимума в центре ее. Следовательно, между лучами 1 и 2 действительно возникает сдвиг фаз на  $\pi$ . Существование указанного минимума видно из рис. 2 (кривая 2), характеризующего распределение интенсивности света  $J$  на экране  $\mathcal{E}_2$ , удаленном на расстояние  $L = 128,2$  мм от проволочки, где  $h$  — расстояние до центра тени;  $ab$  — область тени. Полосы, окаймляющие тень, вызваны интерференцией лучей 5 и сильно отклоненных лучей 3, 4 с лучами 1 и 2.

При приставлении к экрану  $\mathcal{E}_1$  экрана  $\mathcal{E}_3$  (рис. 1,б) до образования между ними щели (например шириной 30 мкм) на каждую сторону проволочки будут приходиться колебания от обоих краев ее с начальной разностью фаз между ними, равной  $\pi$ . Так как между образующимися после их сложения результирующими колебаниями 5, 6 нет сдвига фаз, его не будет и между колебаниями 7, 8, идущими в центр тени с обеих сторон проволочки. В результате центральный минимум сменится на максимум (рис. 2, кривая 1). Если образование последнего понятно на основании представлений Френеля [5], то образование минимума противоестественно им и, следовательно, демонстрирует их ограниченность.

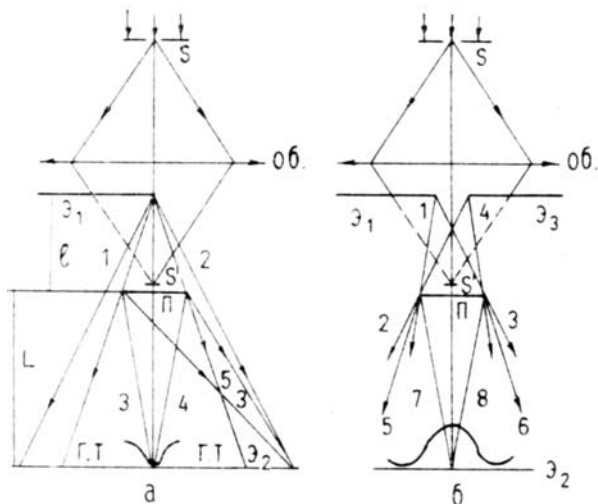


Рис. 1. Схемы экспериментов по образованию в центре тени узкого экрана минимума (а) и максимума (б) освещенности

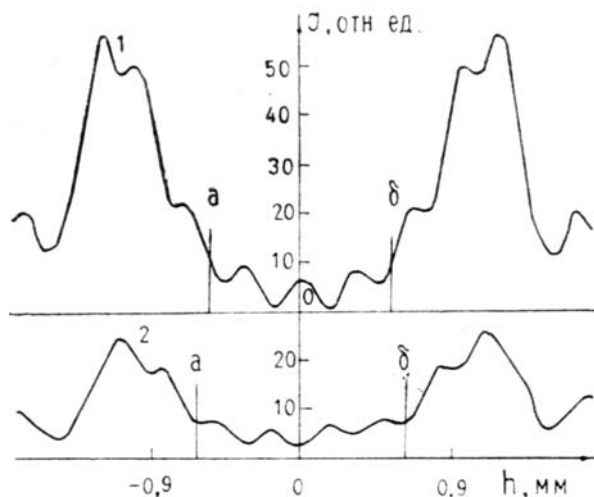


Рис. 2. Распределение интенсивности света в области тени узкого экрана

На рис. 3 показано распределение интенсивности в краевой волне  $J_r$  от  $\mathcal{E}_1$  (рис. 1, а) в области тени (кривая 1) и вне ее (кривая 2), полученное сканированием дифрагированного света щелью шириной 34 мкм в плоскости  $S'$  (при удаленной проволочке и  $l = 21,9$  мм) за пределами интервала  $ab$ , равного сумме ширины  $S'$  и двойной ширины сканирующей щели. Указанные графики симметричны относительно вертикальной оси координат, что свидетельствует о равенстве потоков обеих компонент.

Как показывает анализ, интенсивность краевой волны описывается выражением

$$J_r = A/h^2, \quad (1)$$

где  $A$  — величина, зависящая от параметров схемы и интенсивности падающего света;  $h$  — расстояние от границы тени. Данное выражение имеет весьма простой вид по сравнению с формулой Зоммерфельда для краевой волны [6] и указывает на линейную зависимость амплитуды дифрагированного света от  $h$  и угла отклонения лучей. Для обеспечения соответствия экспериментальных значений интенсивности краевой волны расчетным необходимо тщательное ослабление фона, вызванного дифракцией света на диафрагме объектива, aberrациями объектива, рассеянием света в нем и в процессе повторных отражений световых лучей от элементов схемы.

Исходя из интерференции краевой волны с прямопроходящим светом, положение полос в дифракционной картине от экрана с прямолинейным краем в случае цилиндрической падающей волны (рис. 4) должно характеризоваться формулой

$$h = \sqrt{(1 + \kappa) \frac{\lambda L (L + l)}{l}}, \quad (2)$$

где  $(1 + \kappa)$  — число  $\lambda/2$  в геометрической разности хода  $\Delta_{21} = (\Delta_2 - \Delta_1)$  между лучами 1 и 2;  $h$  — расстояние от полос до границы тени (г. т.); член, равный единице, учитывает сдвиг фаз на  $\pi$  между дифрагированным и прямопроходящим лучами;  $\kappa = 0, 2, 4 \dots$  соответствует максимумам, а  $\kappa = 1, 3, 5 \dots$  — минимумам.

Однако действительное положение полос определяется формулой

$$h = \sqrt{(0,69 + \kappa) \frac{\lambda L (L + l)}{l}}, \quad (3)$$

полученной из предыдущей заменой единицы на 0,69. Это означает, что лучи 2 (рис. 4) испытывают в момент отклонения от первоначального направления сдвиг относительно лучей 1 не на  $\pi$ , а на  $0,69\pi$ . Причем луч 2 опережает луч 1, так как  $\max_1$  образуется на таком расстоянии, когда геометрический путь луча 2 больше пути луча 1 на  $0,69\lambda/2$ .

Поскольку между лучами 2 и 3 существует сдвиг фаз на  $\pi$  и луч 2 опережает луч 1 на  $0,69\pi$ , дифрагированный в область тени луч 3 испытывает (вопреки Зоммерфельду) в момент отклонения запаздывание на  $0,31\pi$  относительно падающих лучей.

Справедливость формулы (3) подтверждается данными табл. 1,2, где  $h_э$  — экспериментальные,  $h_p$  — расчетные,  $h_k$  — найденные на основании спирали Корню значения  $h$ ;  $\Delta h_{э,p} = (h_э - h_p)$ ;  $\Delta h_{э,k} = (h_э - h_k)$ .

В экспериментах по оценке  $h_э$  в качестве источника света использовалась щель  $S$  (рис. 4) шириной 30 мкм, освещаемая параллельным пучком зеленого света с  $\lambda = 0,53$  мкм. Граница тени первоначально определялась по пересечению графиков распределения интенсивности в дифракционных картинах, от зеркально противоположных экранов, а в последующем — по  $h_p$  для  $\max_1$ ; положение максимумов и минимумов — по наибольшей разности между интенсивностью дифракционной картины и интенсивностью падающего света без экрана.

Таблица 1

Полоса	$l = 12$ мм;			$L = 99,5$ мм		$l = 24$ мм;			$L = 99,5$ мм	
	$h_э$ , мм	$h_p$ , мм	$\Delta h_{э,p}$ , мкм	$h_k$ , мм	$\Delta h_{э,k}$ , мкм	$h_э$ , мм	$h_p$ , мм	$\Delta h_{э,p}$ , мкм	$h_k$ , мм	$\Delta h_{э,k}$ , мкм
$\max_1$	0,582	0,582	0	0,629	-47	0,433	0,433	0	0,468	-35
$\min_1$	0,900	0,910	-10	0,933	-33	0,686	0,677	9	0,694	-8
$\max_2$	1,145	1,148	-3	1,163	-18	0,865	0,854	11	0,866	1
$\min_2$	1,350	1,345	5	1,356	-6	1,006	1,0	6	1,009	-3
$\max_3$	1,540	1,516	24	1,510	30	1,126	1,128	-2	1,124	2
$\min_3$	1,670	1,670	0	1,658	12	1,249	1,243	6	1,234	15
$\max_4$	1,830	1,811	19	1,832	-2	1,351	1,347	4	1,363	-12
$\min_4$	—	—	—	—	—	1,443	1,445	-2	—	—
$\max_5$	—	—	—	—	—	1,529	1,536	-7	—	—
$\min_5$	—	—	—	—	—	1,611	1,622	-11	—	—
$\max_6$	—	—	—	—	—	1,711	1,703	8	—	—
$\min_6$	—	—	—	—	—	1,786	1,781	5	—	—

Таблица 2

Полоса	$l = 6$ мм;			$L = 99,5$ мм		$l = 117$ мм;			$L = 376,5$ мм	
	$h_э$ , мм	$h_p$ , мм	$\Delta h_{э,p}$ , мкм	$h_k$ , мм	$\Delta h_{э,k}$ , мкм	$h_э$ , мм	$h_p$ , мм	$\Delta h_{э,p}$ , мкм	$h_k$ , мм	$\Delta h_{э,k}$ , мкм
$\max_1$	0,8	0,8	0	0,865	-65	0,76	0,76	0	0,824	-64
$\min_1$	1,261	1,252	9	1,283	-22	1,185	1,190	-5	1,223	-38
$\max_2$	1,609	1,579	30	1,6	9	1,510	1,500	10	1,524	-14
$\min_2$	—	—	—	—	—	1,760	1,760	0	1,777	-17
$\max_3$	—	—	—	—	—	1,980	1,983	-3	1,979	1

Таблица 3

Полоса	$L = 99,5$ мм					$L = 279,5$ мм				
	$h_э$ , мм	$h_p$ , мм	$\Delta h_{э,p}$ , мкм	$h_k$ , мм	$\Delta h_{э,k}$ , мкм	$h_э$ , мм	$h_p$ , мм	$\Delta h_{э,p}$ , мкм	$h_k$ , мм	$\Delta h_{э,k}$ , мкм
$\max_1$	0,191	0,191	0	0,206	-15	0,32	0,32	0	0,346	-46
$\min_1$	0,298	0,299	-1	0,306	-8	0,497	0,5	-3	0,513	-16
$\max_2$	0,378	0,377	1	0,382	-4	0,631	0,631	0	0,640	-9
$\min_2$	0,450	0,441	9	0,445	5	0,731	0,739	-8	0,746	-15
$\max_3$	0,502	0,497	5	0,495	7	0,818	0,834	-16	0,830	-12
$\min_3$	0,554	0,548	6	0,544	10	0,932	0,918	14	0,912	20
$\max_4$	0,602	0,594	8	0,601	1	—	—	—	—	—

В случае плоской падающей волны  $l = \infty$ , поэтому выражение (3) принимает вид

$$h = \sqrt{(0,69 + \kappa)\lambda L}. \quad (4)$$

Его соответствие эксперименту демонстрируется табл. 3.

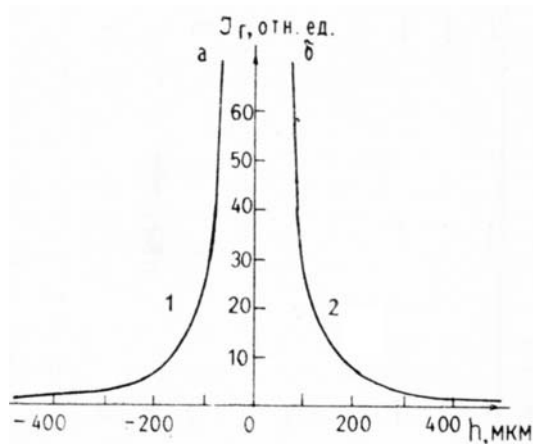


Рис. 3. Распределение интенсивности света в компонентах краевой волны

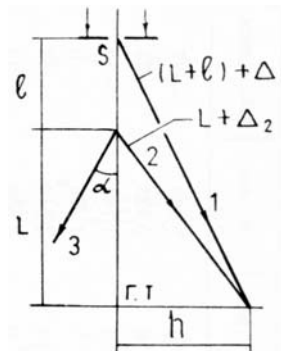


Рис. 4. Схема дифракции на прямолинейном экране

Как видно из таблиц, для первых максимума и минимума величины  $h_k$  довольно значительно расходятся с  $h_0$ .

Автор благодарен В.Е Зуеву, С.Д. Творогову за внимание к работе и обсуждение ее результатов.

1. Френель О. Избранные труды по оптике /Пер. с фр. Г.С. Ландсберга. М., 1955. 500 с.
2. Зоммерфельд А. Оптика. М.: ИЛ, 1953. С. 403.
3. Rubinowicz A. //Nature. 1957. № 180. P. 160.
4. Vanerju S. //Philos. Mag. 1919. № 37. С. 162.
5. Ландсберг Г.С. Оптика. М.: Наука, 1976. С. 162.
6. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973. С. 533.

Институт оптики атмосферы СО АН СССР,  
Томск

Поступила в редакцию  
14 августа 1989 г.

#### Yu. I. Terent'ev. Diffraction of Light on a Thin Flat Screen with the Straight Edge.

The effect of formation of a minimum in the center of shadow from a narrow screen is discussed in the paper.

Experiment evidences the  $\pi$  phase shift between the edge wave components. It was found in this study that the amplitude of the edge wave is inversely proportional to the diffraction angle at the light diffraction on a thin rectangular screen.

It is shown that the edge wave takes an outrunning phase shift of  $0,69\pi$  on the illuminated side and a phase delay of  $0,31\pi$  with respect to incident wave on the shadow side.