

Ю.И. Терентьев

**О НОВЫХ ФАКТАХ В ПОЛЬЗУ ОБЪЕКТИВНОСТИ ПРЕДСТАВЛЕНИЙ ЮНГА
ОТНОСИТЕЛЬНО ПРИЧИНЫ ОБРАЗОВАНИЯ ДИФРАКЦИОННОЙ КАРТИНЫ ОТ ЭКРАНА**

В работе приведены дополнительные доказательства линейной зависимости амплитуды краевой волны от угла отклонения дифрагированных световых лучей. Осуществлено разделение краевой и падающей волн в области локализации дифракционной картины от экрана. Рассматриваются новые факты о достаточности энергии краевой волны для образования дифракционных полос с наблюдаемой в опыте интенсивностью.

Как отмечалось в [1], дифракционная картина от экрана обладает в условиях постоянной интенсивности падающего света по ширине волнового фронта весьма характерной особенностью, заключающейся в постоянстве отношения интенсивности полос к интенсивности падающей волны J_c при изменении параметров дифракционной схемы.

Данное обстоятельство можно объяснить, исходя из линейной зависимости амплитуды краевой волны от расстояния h до границы тени [2] и тем самым представить дополнительную возможность для показа справедливости юнговских представлений.

Чтобы убедиться в этом, проследим за поведением отношения интенсивности первого максимума дифракционной картины J_{max1} к J_c при поочередном изменении L и l (рис. 4 [2]).

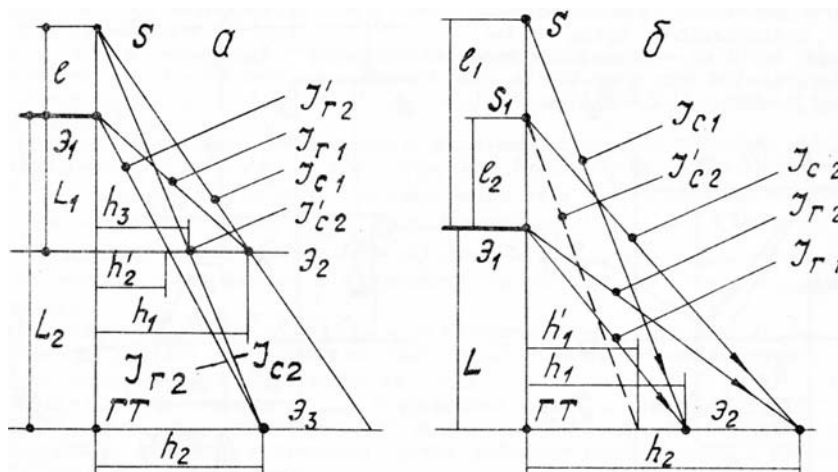


Рис. 1. Схемы дифракции света на экране в условиях цилиндрической падающей волны и различных значений L и l

Для случая изменения L воспользуемся схемой, приведенной на рис. 1,а, где J_{c1} , $J_{Г1}$ — интенсивности падающей цилиндрической волны от щели S и краевой волны от экрана \mathcal{E}_1 в max_1 на экране \mathcal{E}_2 ; J_{c2} , $J_{Г2}$, J'_{c2} , $J'_{Г2}$ — интенсивности падающего и дифрагированного света, идущего в max_1 на экране \mathcal{E}_3 , в плоскости \mathcal{E}_3 и \mathcal{E}_2 .

Согласно [1, 2] $J_{Г1} = A / h_1^2$; $h_1 = \sqrt{0,69\lambda(l + L_1)L_1 / l}$; $h_2 = \sqrt{0,69\lambda(l + L_2)L_2 / l}$. Поскольку $h'_2 = h_2L_1 / L_2$, то $J'_{Г2} = A / (h'_2)^2 = AL_2^2 / h_2^2L_1^2$. Разделив выражение для $J'_{Г2}$ на выражение для $J_{Г1}$, после преобразования имеем $J'_{Г2} = J_{Г1}h_1^2L_2^2 / h_2^2L_1^2$, $J_{Г2} = J'_{Г2}L_1 / L_2 = J_{Г1}h_1^2L_2 / h_2^2L_1$. Подставив вместо h их значения, получим $J_{Г2} = J_{Г1}(l + L_1)(l + L_2)$, $J_{c2} = J'_{c2}(l + L_1)(l + L_2)$. При постоянной J_c по ширине волнового фронта и $h_1, h_3 \ll (l + L_1)$ $J'_{c2} = J_{c1}$. Поэтому $J_{c2} = J_{c1}(l + L_1) / (l + L_2)$ и $J_{Г2} / J_{c2} = J_{Г1} / J_{c1}$. Следовательно, с увеличением L до L_2 J_{max1} / J_c останется прежним.

Рассмотрим случай с изменением l (рис. 1,б). $J_{Г1} = A / h_1^2$. При одних и тех же h значение $J_{Г1}$ пропорционально интенсивности падающей волны у края экрана, которая в свою очередь обратно

пропорциональна l . Вследствие этого $J_{r2} = A \frac{l_1}{l_2} |h_2^2 = A l_1 / h_2^2 l_2$. Так как $h_1 = \sqrt{0,69\lambda L(l_1 + L) / l_1}$, $h_2 = \sqrt{0,69\lambda L(l_2 + L) / l_2}$, то $J_{r2} / J_{r1} = h_1^2 l_1 / h_2^2 l_2 = (l_1 + L) / (l_2 + L)$. Отсюда $J_{r2} = J_{r1}(l_1 + L) / (l_2 + L)$. $J_{c1} / J_{c2} = (l_2 + L) / (l_1 + L)$. Поскольку $h_2, h_1' \ll (l_2 + L)$, $J_{c2} = J_c = J_{c1}(l_1 + L) / (l_2 + L)$. Но тогда $J_{r2} / J_{c2} = J_{r1} / J_{c1}$. Следовательно, изменение l не влияет на $J_{\max 1} / J_c$.

На рис. 2 показана схема для анализа последствий от изменения L в случае плоской падающей волны,

В данных условиях

$$J_{r1} = A/h_1^2, \quad h_1 = \sqrt{0,69\lambda L_1}, \quad h_2 = \sqrt{0,69\lambda L_2}.$$

Исходя из этого, $h_2 = h_1 \sqrt{L_2} / \sqrt{L_1}$, $h_2' = h_2 L_1 / L_2 = h_1 \sqrt{L_1} / \sqrt{L_2}$, $J_{r1}' = A/(h_2')^2 = AL_2 / L_1 h_1^2 = J_{r1} L_2 / L_1$. Так как J_r пропорционально $1/L$, то $J_{r2} = J_{r1}' L_1 / L_2 = J_{r1}$. То есть $J_{\max 1} / J_c$ сохраняет прежнее значение.

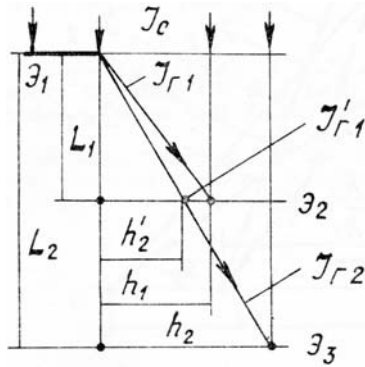


Рис. 2. Схема дифракции на экране плоской световой волны при различных значениях L

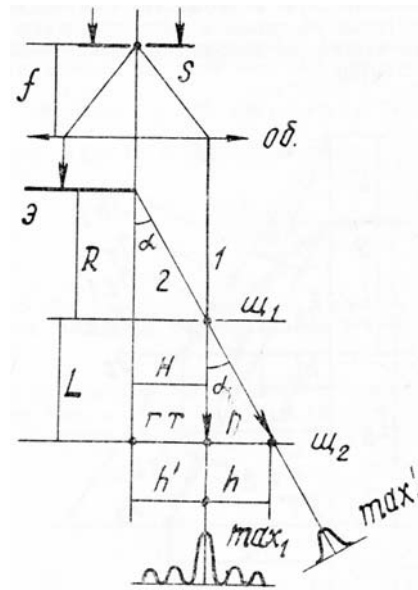


Рис. 3. Схема разделения краевых и падающих лучей при дифракции света на экране

Нетрудно видеть, что постоянство $J_{\max 1} / J_c$ с изменением l и L было бы невозможно при любой другой связи J_r с h . Поэтому приведенные примеры являются дополнительным подтверждением линейной зависимости амплитуды краевой волны от h .

Для окончательного устранения сомнений относительно образования дифракционной картины от экрана вследствие интерференции краевой и падающей волн рассмотрим эксперименты, позволяющие разделить дифрагированный и падающий свет и показать соответствие энергии краевой волны наблюдаемым на практике изменениям интенсивности дифракционных полос. Поясняющая их схема приведена на рис. 3. Где S — щель шириной $t_1 = 59$ мкм; \mathcal{E} — тонкий экран с прямолинейным краем, расположенным на оси параллельного пучка с $\lambda = 0,53$ мкм; u_1 и u_2 — подвижные щели шириной $t_2 = 104$ мкм и $t_3 = 200$ мкм; $f = 50$ мм; $R = 49,3$ мм; $L = 99,5$ мм.

При наблюдении в u_1 во время ее перемещения вправо от границы тени первоначально видна дифракционная картина, образованная в результате дифракции на ней падающих лучей 1, с центральным максимумом \max_1 . Спустя некоторое время, на крыле основной картины появляется новый центральный максимум \max_1' , расположенный под постепенно увеличивающимся углом α относительно \max_1 . Данный максимум воспринимается наиболее отчетливо, когда u_1 окажется в \min_2 от S , на расстоянии $H = h_{\min 2} = 2\lambda f / t_1 = 0,892$ мм от границы тени. В этом случае, из-за ослабления прямого света, боковые максимумы основной картины становятся очень слабыми и мало влияют на него.

При таком положении u_1 интенсивность света в плоскости u_2 распределена согласно рис. 4.

Как показали измерения, $P/L = H/R$. Следовательно, \max_1' обусловлен дифракцией на u_1 краевых лучей 2.

Полное разделение \max_1 и \max_1' происходит примерно при $H = PR/L = 2h_{\min 1} R/L = 2\lambda R/t_2 = 0,5$ мм.

В процессе перемещения u_1 в оптимальное положение ($H = 0,892$ мм) наблюдается мерцание боковых полос правого крыла картины (max сменяется min и наоборот). Последнее легко объясняется интерференцией лучей, образующих боковые полосы, с лучами max'_1 в условиях меняющейся разности хода между ними.

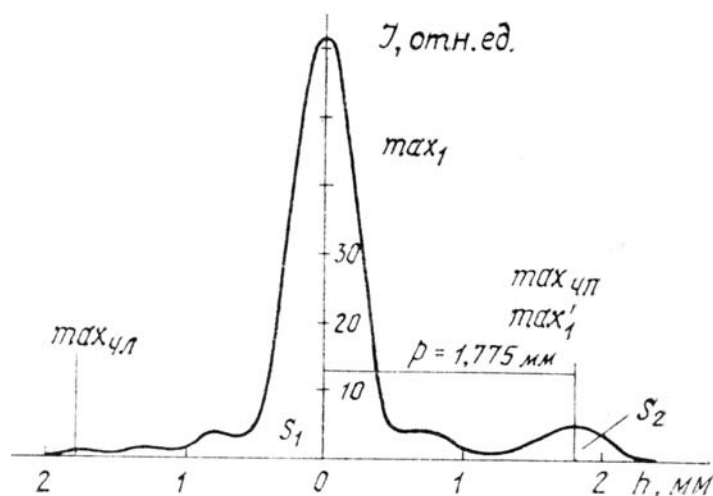


Рис. 4. График распределения интенсивности света в дифракционной картине от щели u_1 , образованной разделенными падающими и дифрагированными на экране лучами

Так как интенсивность дифрагированного света быстро падает с увеличением угла отклонения, краевые лучи 2 после дифракции на u_1 практически не попадают в область левого крыла картины. Поэтому в ней мерцание полос отсутствует.

На расстояниях, соответствующих площадям S_1 и S_2 (рис. 4), взаимное влияние лучей 1 и 2 после их дифракции на u_1 наименьшее в сравнении с участком картины, заключенным между max_1 и max'_1 . Благодаря этому будем считать, что S_1 и S_2 пропорциональны интенсивности J_c прямого света на u_1 и интенсивности J_r краевых лучей в том же месте.

По данным измерений интенсивность падающего света на краю экрана $J_3 = 250,5$ отн. ед., $J_c = 3,6$ отн. ед., $S_1 = 401$ мм², $S_2 = 30$ мм². Тогда $J_{r, \text{экс.}} = J_c S_2 / S_1 = 0,27$ отн. ед. Согласно (10) [1] $J_{r, \text{расч.}} = 0,02046 \lambda R J_3 / H^2 = 0,17$ отн. ед., т.е. в 1,6 раза меньше $J_{r, \text{экс.}}$.

Если характеризовать интенсивность величиной светового потока от u_2 , то в рассматриваемых условиях $J_{max'_1} = 5,3$ отн. ед. Когда и u_2 расположены на оси пучка и экран выведен из него, световой поток от u_2 $J_{c,r} = 4630$ отн. ед. Очевидно, что при отсутствии помех $J_{max'_1}$ пропорционально $J_{r, \text{экс.}}$ и $J_{c,r} - J_3$. Но в таком случае $J_{max'_1, \text{расч.}} = 0,02046 \lambda R J_{c,r} / H^2 = 3,1$ отн. ед., а $J_{max'_1} / J_{max'_1, \text{расч.}} = J_{r, \text{экс.}} / J_{r, \text{расч.}} = 1,7$. Это значение близко к указанному выше. Следовательно, $J_{r, \text{экс.}}$ найдено правильно.

Поскольку $h_{max_4} = \kappa \lambda L |2t_2| = 1,775$ мм = P , превышение $J_{r, \text{экс.}}$ над $J_{r, \text{расч.}}$, по всей вероятности, вызвано наложением на max'_1 слабого $max_{4п}$ основной картины и последующей интерференцией образующих их лучей.

Итак, большее значение $J_{r, \text{экс.}}$ в сравнении с $J_{r, \text{расч.}}$ при $J_{max_4} \ll (J_{max'_1} + J_{max_4})$ со всей очевидностью свидетельствует о достаточности энергии краевой волны для формирования совместно с прямыми лучами дифракционной картины с той же интенсивностью полос, что и в опыте.

1. Терентьев Ю. И. // Оптика атмосферы. 1989. № 11. С. 1141–1146.
2. Терентьев Ю. И. // Оптика атмосферы. 1989. № 11. С. 1147–1153.

Институт оптики атмосферы СО АН СССР,
Томск

Поступило в редакцию
14 августа 1989 г.

Yu. I. Terent'jev. New Facts Confirming the objective character of the Young Description of the Origin of the Diffraction on a Screen.

The paper presents some additional proofs of a linear dependence of the edge wave amplitude on the diffraction angle. Separation of the edge and incident waves in the region of the diffraction picture from a screen localization has been made. Some new facts confirming the sufficiency of the edge wave energy to form the diffraction picture of the experimentally observed intensity have been considered.