

## НОВЫЙ ДИФРАКЦИОННЫЙ ЭФФЕКТ – АНОМАЛЬНАЯ ДИФРАКЦИЯ СКОЛЬЗЯЩИХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН НА ПЛОСКОЙ ГРАНИЦЕ ПРОЗРАЧНЫХ ДИЭЛЕКТРИКОВ

*М.П. Коломеев, П.Н. Свиркунов, С.С. Хмелевцев*

Экспериментально обнаружено новое явление аномального увеличения амплитуды волн, дифрагированных в оптически более плотную среду под углом полного внутреннего отражения. Построена теория эффекта, удовлетворительно согласующаяся с экспериментальными данными.

Известно [1], что задача о дифракции скользящих волн решена в основном лишь в импедансном приближении. Некоторые аспекты дифракции от диэлектрической полуплоскости и взаимодействие оптических волн со слабодифрагирующими объектами изучались Ленком [2].

В настоящей работе исследуются особенности дифракции скользящих волн на границе прозрачных диэлектриков. Обнаружен новый эффект – аномальное увеличение амплитуды волн, дифрагировавшей в оптически более плотную среду под углом полного внутреннего отражения.

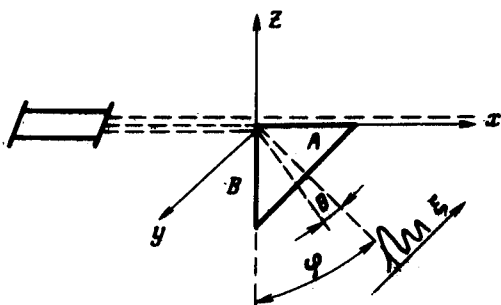


Рис. 1

Описываемый эффект наблюдался с помощью схемы, показанной на рис. 1. Излучение гелий-неонового лазера с длиной волны  $0,63 \text{ мкм}$  направлялось вдоль поверхности стеклянной призмы (грань  $A$  плоскости  $(x, y)$ ). Длина грани  $l$  равнялась  $2 - 4 \text{ см}$ .

Дифрагированное излучение наблюдалось под углом  $\phi$  к оси  $z$ , который в пределах точности измерений ( $\sim 0,5^\circ$ ) соответствовал углу полного внутреннего отражения для стекла призмы. Размер дифрагированного светового поля по оси  $y$  равен ширине освещающего лазерного пучка, а по оси  $\xi$ , лежащей в плоскости  $(x, z)$  под углом  $(\pi/2 - \phi)$  к оси  $x$ , пропорционален величине  $R^{1/2}$  (расстояние от призмы до плоскости наблюдения  $R \gg l$ ). Распределение яркости дифрагированного излучения вдоль оси определялось фотометрированием фотопленки с зарегистрированной картиной. На рис. 2 приведено полученное распределение для случая призмы с показателем преломления  $n = 1,713$  и

$R = 50$  см. Видно, что глубина модуляции значительно больше, чем в случае обычной дифракции на краю экрана.

Характеристики исследуемого дифрагированного излучения не зависят от качества передней грани призмы  $B$  — картина сохранялась и в случае, когда грань  $B$  закрывалась непрозрачным экраном, и при ее матировании.

При повороте призмы вокруг оси  $y$  против часовой стрелки появляется отраженное от грани  $A$  излучение, а дифракционная картина в плоскости наблюдения плавно переходит в преломленный лучок. При вращении призмы в обратную сторону интенсивность дифракционного излучения уменьшается примерно на порядок при повороте на  $1^\circ$ .

Описанный выше эффект наблюдался для различных марок стекла и для кварца, а также при помещении призм в воду и глицерин. В случае, когда показатель преломления жидкости (глицерин) превышал показатель преломления вещества призмы (кварц), излучение дифрагировало в оптически более плотную жидкость также под углом полного внутреннего отражения.

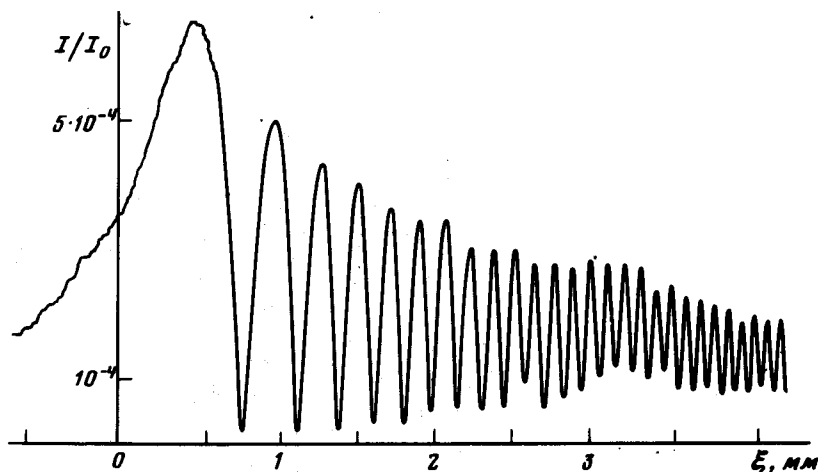


Рис. 2

Перейдем к теории эффекта. Рассмотрение проводится в плоскости  $(x, z)$  (плоская задача). В области  $(x > 0, z < 0)$  находится прозрачный диэлектрик. Грань  $x = 0, z < 0$  экранирует излучение. Для определенности считаем, что излучение поляризовано в плоскости  $(x, z)$ . Тогда уравнения Максвелла сводятся к скалярному волновому уравнению для единственной ненулевой  $y$ -компоненты магнитной индукции  $B$ , причем  $B$  и  $(1/n^2(z)) (\partial B / \partial z)$  непрерывны на границе раздела ( $n(z) = n$  при  $z < 0, n(z) = 1$  при  $z > 0$ ). Используя приближение Кирхгофа, считаем, что при  $x = 0, z > 0$  поле соответствует невозмущенной скользкой волне  $B_0 \exp(ikx)$ ; при  $x = 0, z < 0$  поле равно нулю.

Опуская промежуточные выкладки, запишем решение для области  $z < 0$ :

$$B = \frac{B_0 n^2}{2\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} dk \frac{(k + \kappa) \exp[ikx - (\kappa^2 - n^2 k^2)^{1/2} |z|]}{(\kappa^2 + k^2)^{1/2} [n^2 (\kappa^2 - k^2)^{1/2} + (\kappa^2 - n^2 k^2)^{1/2}]} \quad (1)$$

Точки ветвления  $k(-k)$  и  $nk(-nk)$  обходятся снизу (сверху) вещественной оси.

Нас интересует асимптотика  $kR \gg 1$  ( $R = (x^2 + y^2)^{1/2}$ ), для нахождения которой используем метод перевала. Положение точки перевала зависит от соотношения между координатами точки наблюдения  $x, |z|$ . Если выполняется условие  $|z|/x = (n^2 - 1)^{1/2}$  (угол полного внутреннего отражения), точка перевала совпадает с особенностью  $(\kappa - k)^{-1/2}$  подынтегральной функции. Это обстоятельство приводит к аномальному увеличению амплитуды волны. Физически оно является следствием стационарности оптического пути вдоль данного направления.

Обозначив через  $\theta$  угол, отсчитанный от угла полного внутреннего отражения, выражение для поля (главный член асимптотики выражения (1)) можно записать в виде

$$B = \frac{B_0 n^2}{\sqrt{2\pi}(n^2 - 1)^{1/4}} \left( \frac{2}{knR} \right)^{1/4} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\nu}{\nu^{1/2}} \exp[-i\nu^2 - 2i\nu \left( \frac{knR}{2} \right)^{1/2} \theta]. \quad (2)$$

Из (2) видно, что в отличие от обычной дифракции, при которой поле спадает как  $R^{1/2}$ , данный случай характеризуется более медленным спадом  $\sim R^{-1/4}$ .

Интенсивность дифрагированного света асимптотически описывается выражениями

$$I/I_0 \left\{ \begin{array}{l} \left( \frac{2}{knR} \right)^{1/2} \frac{n^2}{2\pi(n^2 - 1)^{1/2}} \frac{1}{A} \quad \text{при } A \gg 1 \\ \left( \frac{2}{knR} \right)^{1/2} \frac{n^2}{2\pi(n^2 - 1)^{1/2}} \frac{3 + 2\sqrt{2} \sin A^2}{|A|} \quad \text{при } A \ll -1 \end{array} \right. \quad (3)$$

$$A = \theta \left( \frac{knR}{2} \right)^{1/2}.$$

Видна характерная осциллирующая структура дифрагировавшего поля.

Результаты расчета были сравнены с экспериментальными данными. Расчетные значения величин и положений максимумов дифракционной картины вблизи  $\theta = 0$  совпадают с экспериментальными с точностью до 20%.

Из сказанного видно, что обнаруженный эффект объясняется дифракцией на прозрачной плоской границе двух сред. Источником граничной дифрагированной волны является в отличие от обычной дифракции не грань, а протяженный участок плоскости раздела, что и объясняет ее высокую направленность.

В заключение отметим, что в [3] по всей вероятности наблюдался описанный выше эффект, однако правильные выводы сделаны не были из-за неэффективной методики эксперимента.

## Литература

- [ 1 ] В.М.Агранович. УФН, 115, 199, 1975.
  - [ 2 ] Н.Лenk. Monatsber Dtsch. Akad. Wiss. Berlin, 9, 547, 1967.
  - [ 3 ] Ю.М.Терентьев, С.С.Хмелевцов. Тезисы докладов III Всесоюзного симпозиума по распространению лазерного излучения в атмосфере. Томск, 1975.
-