

- [5] Б. Б. Бойко, Н. С. Петров, И. З. Джиладари. Ж. прикл. спектр., 18, 727, 1973.
- [6] Б. Б. Бойко, Н. С. Петров, И. З. Джиладари. В сб.: Квантовая электроника и лазерная спектроскопия, 449. «Наука и техника», Минск, 1974.
- [7] Л. А. Вайнштейн. В сб.: Вопросы математической физики, 64. «Наука», Л., 1976.
- [8] P. R. Callagy, C. K. Carniglia. J. Opt. Soc. Am., 66, 775, 1976.
- [9] Л. А. Вайнштейн. Усп. физ. наук, 118, 339, 1976.
- [10] Г. Н. Винокуров, В. И. Жулин. Тез. докл. II Всес. конф. «Оптика лазеров», 30. Л., 1980.
- [11] Р. Пантелл, Г. Путхоф. Основы квантовой электроники, 50. «Мир», М., 1972.
- [12] Л. И. Мандельштам. ЖЭТФ, 15, 475, 1945.
- [13] Б. М. Болотовский, С. Н. Столяров. В сб.: Проблемы теоретической физики, 267. «Наука», М., 1972.
- [14] А. А. Колоколов. Письма ЖЭТФ, 21, 660, 1975.
- [15] А. А. Колоколов. Опт. и спектр., 47, 558, 1979.
- [16] Г. Н. Винокуров, В. И. Жулин. Опт. и спектр., 44, 988, 1978.
- [17] Дж. А. Страттон. Теория электромагнетизма, 442. ОГИЗ, М.—Л., 1948.

Поступило в Редакцию 22 октября 1980 г.

УДК 535.42

ОБ ОДНОМ ОСОБОМ СЛУЧАЕ ДИФРАКЦИИ СВЕТА НА АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛНАХ

А. А. Глинский

При решении задач дифракции света на акустических волнах обычно рассматривают случай, когда оси светового и звукового пучков составляют угол $\pi/2$ или мало отличающийся от $\pi/2$. Рассмотрим дифракционные явления при совпадении осей пучков.

Пусть сначала вдоль плоской звуковой волны, идущей по оси oz и вызывающей вариацию показателя преломления

$$\Delta = n_1 \exp(-\gamma z) \cos(\Omega t - Kz), \quad (1)$$

направлен гауссов пучок света, электрическое поле которого определяется выражением

$$E_0 = A \left(1 - i \frac{|z|}{kw_0^2}\right)^{-1} \exp \left[i(\omega t - kz) - \frac{x^2 + y^2}{2w_0^2 \left(1 - i \frac{|z|}{kw_0^2}\right)} \right], \quad (2)$$

соответствующим аппроксимации Френеля. Расчет проведем в тех же предположениях, что и в работе [1], в которой при коэффициенте поглощения звука $\gamma=0$ рассмотрен случай перпендикулярности осей пучков. В (1), (2) и далее используются принятые в [1] обозначения. Используются также формулы из [1], для которых принята нумерация (1а), (2а) и т. д.

Подставим (1), (2), (4а) в формулу (1а) для электрического поля E_1 дифрагированной волны. Выполняя интегрирование по x и y в пределах от $-\infty$ до $+\infty$ с использованием формулы, получающейся преобразованием формулы 3.322, п. 2 из таблиц [2], найдем $E_1 = E'_1 + E''_1$, где

$$E'_1 = \exp \left[\frac{1}{2} k^2 w_0^2 (\beta_3^2 - 1) \right] \int_0^{kL} \exp \left(-\frac{\gamma}{k} \xi \right) \exp \left[i \left(-\frac{1}{2} \beta_3^2 + \beta_3 - \frac{1}{2} + \frac{K}{k} \right) \xi \right] d\xi. \quad (3)$$

Здесь $\xi = kz$, L — расстояние вдоль которого осуществляется рассеяние света на звуковой волне. В (3) и далее множитель, не зависящий от

$\beta_3 = \cos \Theta$ (Θ — угол дифракции), опущен. E_1'' отличается от E_1' знаком минус перед K/k .

Выполняя интегрирование в (3), найдем для интенсивности дифрагированного света

$$|E_1|^2 = |E_1'|^2 + |E_1''|^2 + 2|E_1'| |E_1''| \cos \mu. \quad (4)$$

Здесь μ — разность фаз комплексных выражений E_1' , E_1'' , а величина

$$|E_1'|^2 = \left[\left(\frac{\gamma}{k} \right)^2 + \left(-\frac{1}{2} \beta_3^2 + \beta_3 - \frac{1}{2} + \frac{K}{k} \right)^2 \right]^{-1} \exp [k^2 w_0^2 (\beta_3^2 - 1)] \times \\ \times \left\{ \exp (-2\gamma L) - 2 \exp (-\gamma L) \cos \left[kL \left(\frac{\gamma}{k} \right)^2 + kL \left(-\frac{1}{2} \beta_3^2 + \beta_3 - \frac{1}{2} + \frac{K}{k} \right)^2 \right] + 1 \right\}. \quad (5)$$

При $\gamma L \gg 1$ третий множитель в (5) обращается в единицу.

Выясним общий характер зависимости от β_3 интенсивности (4) для $\exp(-\gamma L) \sim 1$. При всех упомянутых далее оценках принято $k = 1.33 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$ ($n_0 = 1.34$, $\lambda = 633 \text{ нм}$), $K = 55.8 \text{ см}^{-1}$, $\gamma = 3.4 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-1}$, $w_0 \simeq 10^{-2} \text{ см}$, $L \simeq 10 \text{ см}$. Значения n_0 , K , γ взяты для метанола, причем K , γ вычислены по приведенным в [3] данным для частоты 1 МГц. Характер оценок не изменится, если K , γ взять для других веществ. Величина w_0 заимствована из [4].

Первый множитель слагаемого (5) имеет острый максимум при

$$\beta_{3 \max} = 1 - (2Kk^{-1})^{1/2}, \quad \Theta_{\max} \simeq (8Kk^{-1})^{1/4}. \quad (6)$$

Второй множитель имеет максимальные значения при $\beta_3 = \pm 1$. Согласно оценкам при значениях β_3 между $\beta_{3 \max}$ и $\beta_3 = 1$, третий множитель в (5) меняется очень мало. Значительные изменения этого множителя приходится на область β_3 , прилегающую к $\beta_3 = 0$, когда интенсивность (4) исчезающе мала. Поэтому при исследовании дифракционных явлений этот третий множитель с хорошим приближением может считаться постоянным. Слагаемое $|E_1''|^2$ имеет максимальные значения только при $\beta_3 = \pm 1$. По оценкам в области значений β_3 , прилегающих к $\beta_{3 \max}$, величина $|E_1''|^2 \ll |E_1'|^2$. В этой области мал также вклад третьего слагаемого в (4).

В итоге интенсивность (4) имеет нулевой максимум при $\beta_3 = +1$, максимум при $\beta_3 = -1$, соответствующий отраженному свету, а также боковой конусообразный максимум. Его положение практически точно определяется формулой (6). Значение β_3 , определяющее положение бокового максимума, может заметно отличаться от даваемого формулой (6), когда γ , w_0 во много раз больше приведенных выше для оценок данных. Полуширина бокового максимума $\Delta\Theta \simeq \Theta_{\max} \gamma (2K)^{-1}$.

Пусть теперь по оси oz направлен обычный пучок света, для которого

$$E_0 = E_{0m} \exp i(\omega t - kz). \quad (7)$$

Подстановка (1), (7), (4a) в формулу (1a) дает $E_1 = E_1' + E_1''$, где

$$E_1' = \int_0^{kL} \exp \left(-\frac{\gamma}{k} \zeta \right) \exp \left[i \left(\beta_3 - 1 + \frac{K}{k} \right) \zeta \right] d\zeta \int_0^{a/2} \int_0^{2\pi} \exp (ikb \cos \psi \sqrt{1 - \beta_3^2}) b db d\psi. \quad (8)$$

В (8) сделан переход от прямоугольных координат x , y , z к цилиндрическим b , ψ , z . Первичный пучок (7) представлен в виде цилиндра, у которого радиус сечения, перпендикулярного оси oz , равен a . Основанный на таком представлении расчет соответствует приближению достаточно больших γ , когда уширением первичного пучка на пути γ^{-1} можно пренебречь. Выполняя интегрирование в (8), найдем

$$|E_1'|^2 = \left[\left(\frac{\gamma}{k} \right)^2 + \left(\beta_3 - 1 + \frac{K}{k} \right)^2 \right]^{-1} \frac{J_1^2(u)}{u^2}, \quad u = ka \sqrt{1 - \beta_3^2}. \quad (9)$$

Здесь $J_1(u)$ — бesselева функция первого рода. Формула (9) записана для $\gamma L \gg 1$.

Исследование, подобное приведенному выше для гауссовых пучков, показывает, что и здесь возникает конусообразный максимум при

$$\beta_{\text{зmax}} = 1 - Kk^{-1}, \quad \theta_{\text{max}} \simeq (2Kk^{-1})^{1/2}. \quad (10)$$

Согласно оценкам, значение θ_{max} , определяемое формулой (10), на порядок меньше чем значение, определяемое формулой (6).

Наблюдение конусообразного максимума может проводиться на экране, расположенном на расстоянии L от точки начала взаимодействия пучков и имеющем круглое отверстие, пропускающее первичный пучок света. Величина L должна быть выбрана так, чтобы пучок (2) при своем уширении практически оставался в пределах рассеивающего объема.

Проведение такого опыта может быть связано с трудностями введения пучка света в звуковую волну вдоль направления ее распространения. Трудность может вызвать также и то, что по оценкам интенсивность бокового максимума при параллельности пучков значительно меньше рассчитанной в [1] интенсивности при их перпендикулярности.

Литература

- [1] А. А. Глинский. Опт. и спектр., 45, 612, 1978.
- [2] И. С. Градштейн, И. М. Рыжик, Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений, 321. «Наука», М., 1971.
- [3] Л. Бергман. Ультразвук, 237, 286, ИЛ, М., 1956.
- [4] А. Мэйтленд, М. Данин. Введение в физику лазеров, 177. «Наука», М., 1978.

Поступило в Редакцию 29 октября 1980 г.