и 7410 Å в области оптических частот, возможно, проявляется не одно КЛК, что вполне вероятно, учитывая как сложное строение центра 5032 Å, так и возможность проявления нескольких типов нормальных колебаний одновременно в случае простого центра 7410 Å.

Сопоставляя данные таблицы, можно сделать вывод, что особенность, соответствующая колебаниям $LO\ (\Sigma, L)$, проявляется в виде: а) P_1 или P_1+P_0, если максимум КЛК лежит при бо́льших энергиях, чем рассматриваемая особенность, и б) P_2 или P_3, если максимум КЛК расположен со стороны меньших энергий.[4] Пик на частоте ВХО $LO\ (\Sigma, L)$ наблюдается, если максимум КЛК совпадает с ним, либо когда КЛК смещено далеко от этой особенности или не возникает совсем. Характер изменения особенности $LO\ (\Sigma, L)$ совпадает с тем, что наблюдалось ранее для ВХО в области акустических частот [1, 2], и качественно согласуется с результатами теории [9].

Литература

[1] Д. С. Недзвецкий, В. А. Гайсин. ФТТ, *18*, 865, 1976.
[2] Д. С. Недзвецкий, В. А. Гайсин, А. А. Онущенко. Опт. и спектр., *42*, 579, 1977.
[3] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Квантовая механика. М., 1974.
[4] J. J. Hopfield. Proc. Int. Conf. Phys. Semicon., 77. Kyoto, 1966.
[5] H. Sumi. Techn. Rep. JSSP, Ser. A, № 146, 1970.
[6] K. G. Aggarwel. Proc. Phys. Soc., *91*, 381, 1967.
[7] Т. Д. Соколовский. Химическая связь в кристаллах и их физические свойства. 134. Минск, 1976.
[8] Д. С. Недзвецкий, В. А. Гайсин. Опт. и спектр., *36*, 211, 1974.
[9] Y. Togozawa, M. Jhoue, T. Unui, M. Okazaki, E. Hanamura. J. Phys. Soc. Japan, *22*, 1337, 1967.
[10] Д. С. Недзвецкий, Н. Дымке. Опт. и спектр., *28*, 82, 1970.
[11] J. L. Jarnell, I. L. Warren, G. Dolling, R. A. Cowley. Phys. Rev., *158*, 805, 1967.
[12] R. Tubino, J. L. Birman. Phys. Rev., *15*, 5843, 1977.

Поступило в Редакцию 31 июля 1978 г.

УДК 535.42

О ДИФРАКЦИИ ГАУССОВЫХ ПУЧКОВ СВЕТА НА АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛНАХ (КОСОЕ ПАДЕНИЕ)

А. А. Глинский

В работе [1] была решена задача о дифракции Гауссова пучка света на плоской акустической волне при нормальном падении. Случай косого падения требует особого рассмотрения. Будем пользоваться далее обозначениями и формулами из работы [1]. При сылках на последние примем нумерацию (1а), (2а) и т. д. Помимо системы координат $oxyz$ из [1] введем систему $ox'y'z'$, связанную с косо падающим гауссовым пучком. Ось oz' совпадает с осью пучка и составляет с осью oz угол падения φ. Плоскости xoz и $x'oz'$, а также оси oy и oy' обеих систем совпадают. Электрическое поле первичной световой волны E_0 будет теперь выражаться формулой (2а), в которой x, y, z надо заменить на x', y', z'. Получающееся при этом очевидное выражение для E_0 будем обозначать далее как $E_0\ (x', y', z', t)$. При расчете E_1 интегрирование в (1а) ведется по x, y, z. Поэтому в выра-

[4] Для случаев *а* и *б* возможны также особенности P_0 и P_2+P_3 соответственно, но в исследованных нами центрах они не встретились.

жении $E_0(x', y', z', t)$ перейдем к переменным x, y, z по формулам преобразования

$$x' = x\cos\varphi - z\sin\varphi, \quad y' = y, \quad z' = z\cos\varphi + x\sin\varphi. \tag{1}$$

Подстановка (1) в $E_0(x', y', z', t)$ приводит к невыписанному здесь вследствие его очевидности выражению для E_0, которое обозначается далее как $E_0(x, y, z, t, \varphi)$. Здесь отмечено, что E_0 зависит от φ как от параметра. Подставляя $E_0(x, y, z, t, \varphi)$, а также (3а) и (4а) в (1а), получим формулу для вычисления E_1 в виде тройного интеграла. Последний в отличие от случая нормального падения [1] невозможно свести к однократному интегралу с последующим переходом к приближению малых l ($l \leqslant 10$ см). Расчет E_1 таким путем может быть только численным. Поэтому вычислим E_1, сразу перейдя к приближению малых l в выражении $E_0(x, y, z, t, \varphi)$. Примем для оценок те же данные l, λ, n_0, w_0, что и в [1]. Тогда в выражении $E_0(x, y, z, t, \varphi)$ можно приблизительно положить

$$w = w_0, \quad \rho = (kw_0^2)^2(z\cos\varphi + x\sin\varphi)^{-1}, \quad \alpha = \frac{\pi}{2}$$

и записать его в виде

$$E_0 = -2\pi a_0 ik^{-1}\exp i\omega t\exp\left\{-\frac{1}{2}w_0^{-2}\left[(x\cos\varphi - z\sin\varphi)^2 + y^2\right]\right\}\times$$
$$\times\exp\left\{-ik(z\cos\varphi + x\sin\varphi)\left[1 + \frac{1}{2}(kw_0^2)^{-2}(x^2\cos^2\varphi - 2xz\sin\varphi\cos\varphi + \right.\right.$$
$$\left.\left. + z^2\sin^2\varphi + y^2)\right]\right\}. \tag{2}$$

Оценки показывают далее, что член с w_0 в фазе много меньше единицы. Кроме того, при изменении z в пределах от 0 до l, а x и y от 0 до $5w_0$ амплитудный множитель в (2) убывает в 10^5 раз, а изменение фазы, связанное с содержащим w_0 членом, составляет не более 0.01π. Поэтому последним можно пренебречь. В таком приближении интеграл (1а) вычисляется для затухающих звуковых волн, для которых (γ — коэффициент поглощения)

$$\Delta = n_1\exp(-\gamma x)\cos(\Omega t - Kx). \tag{3}$$

Подстановка (2), (3), (4а) в выражение (1а) дает $E_1 = (E_1)_+ + (E_1)_-$, где

$$(E_1)_\pm = \int_0^l \exp\left[-\frac{z^2\sin^2\varphi}{2w_0^2} + ikz(\beta_3 - \cos\varphi)\right]\left[(J_1)_\pm + i(J_2)_\pm\right](J_3 + iJ_4)\,dz. \tag{4}$$

В (4) введены обозначения

$$(J_1)_\pm = \int_{-\infty}^{+\infty}\exp\left\{-\frac{1}{2}(kw_0)^{-2}\left[\xi^2\cos^2\varphi - 2k(z\sin\varphi\cos\varphi - w_0^2\gamma)\,\xi\right]\right\}\times$$
$$\times\cos(\beta_1 - \sin\varphi \mp Kk^{-1})\,\xi\,d\xi,$$

$$J_3 = \int_{-\infty}^{+\infty}\exp\left[-\frac{1}{2}(kw_0)^{-2}\eta^2\right]\cos\beta_2\eta\,d\eta.$$

Интегралы $(J_2)_\pm$, J_4 отличаются от $(J_1)_\pm$, J_3 тем, что в них вторым множителем подынтегральной функции является не косинус, а синус. В (4) и далее множители при E_1, не существенные для зависимости $|E_1|^2$ от β_1, β_2, β_3, не выписаны. Поэтому все E_1 являются относительными значениями этой величины. Интегралы J_1—J_4 вычисляются по формулам 3.923 из таблиц [2]. При $x \to -\infty$ выражение (3) стремится к бесконечности. Однако интегралы J_1, J_2 сходятся благодаря амплитудному множителю в (2). Подстановка значений J_1—J_4 в (4) дает

$$(E_1)_\pm = \exp\frac{1}{2}\left[-k^2w_0^2\cos^{-2}\varphi\,(\beta_1 - \sin\varphi \mp Kk^{-1})^2 - k^2w_0^2\beta_2^2\right]\times$$

$$\times\int\limits_0^{kl}\exp(-\gamma k^{-1}\eta\,\mathrm{tg}\,\varphi)\exp i\left[(\beta_1 - \sin\varphi \mp Kk^{-1})\,\mathrm{tg}\,\varphi + (\beta_3 - \cos\varphi)\right]\zeta d\sigma. \qquad (5)$$

Простое интегрирование по $\zeta = kz$ и такие же вычисления, как в [1, 3], дают для относительной интенсивности дифрагированного света $|E_1|^2 = |(E_1)_+|^2 + |(E_1)_-|^2$

$$|(E_1)_\pm^\mp|^2 = \exp\left[-k^2w_0^2\cos^{-2}\varphi\,(\beta_1 - \sin\varphi \mp Kk^{-1})^2 - k^2w_0^2\beta_2^2\right]\times$$

$$\times\frac{1 - 2\exp(-\gamma l\,\mathrm{tg}\varphi)\cos\left[(\beta_1 - \sin\varphi \mp Kk^{-1})\,\mathrm{tg}\,\varphi + (\beta_3 - \cos\varphi)\right]kl + \exp(-2\gamma l\,\mathrm{tg}\,\varphi)}{(\gamma k^{-1}\,\mathrm{tg}\,\varphi)^2 + \left[(\beta_1 - \sin\varphi \mp Kk^{-1})\,\mathrm{tg}\,\varphi + (\beta_3 - \cos\varphi)\right]^2}. \qquad (6)$$

Приведем результаты исследования поля $|E_1|^2$ на основании (6), ограничиваясь плоскостью xoz, в которой наблюдаются наиболее интенсивные дифракционные максимумы. При $\varphi = 0$, $\gamma = 0$ первые множители (6) и (8а) совпадают. Вторые множители совпадают только в точках максимумов. Эти множители определяют влияние объемных эффектов на форму контура линий максимумов. Истинная форма контуров должна аппроксимироваться формулой (8а) точнее, чем формулой (6), так как (8а) получена из точной формулы (6а) на последнем этапе расчета [1], тогда как получение формулы (6) с самого начала основано на приближении малых l.

Влияние объемных эффектов при $\varphi \neq 0$ сводится к следующему. Совпадение максимумов первого и второго множителей (6) определяет условие селективного (брэгговского) отражения [3]. Выполнив на основании (6) при $\gamma = 0$ расчеты, подобные приведенным в [3], для угла селективного отражения найдем $\varphi_{B0} = Kk^{-1}/2$, т. е. такое же выражение, как и для обычных пучков [3]. При $\gamma \neq 0$ должен наблюдаться сдвиг угла селективного отражения $\varphi_B = \varphi_{B0} + \delta\varphi_B$. Найдем $\delta\varphi_B$ при условии $\delta\varphi_B \ll \varphi_{B0}$. Подставим φ_B в условие максимума второго множителя формулы (6). Простые расчеты, занимающие, однако, много места и поэтому опущенные, приводят к $\delta\varphi_B = (\gamma k^{-1})^2$. Зависимость $\delta\varphi_B$ от l, K появится, если в $\delta\varphi_B$ сохранить слагаемые с более высокими степенями $\gamma k^{-1} \ll 1$. Оценка относительного сдвига $\delta\varphi_B\varphi_{B0}^{-1}$ для глицерина, имеющего, по данным [4], наибольшее γ, дает $\sim 0.02\%$. При выполнении условия $\gamma\Omega^{-2} = \mathrm{const}$ величина $\delta\varphi_B\varphi_{B0}^{-1} \sim \Omega\omega^{-1}$. Возможно, что при каких-то значениях Ω, ω сдвиг $\delta\varphi_B$ окажется измеримым. Тогда появится возможность определения γ по сдвигу $\delta\varphi_B$.

Литература

[1] А. А. Глинский. Опт. и спектр., *45*, 612, 1978.
[2] И. С. Градштейн, И. М. Рыжик. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений, 499. «Наука», М., 1971.
[3] С. М. Рытов. Изв. АН СССР, сер. физ., *2*, 222, 1937.
[4] Л. Бергман. Ультразвук, 278. ИЛ, М., 1956.

Поступило в Редакцию 5 января 1979 г.

УДК 548.0 : 535

О ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ЛИНЕЙНЫХ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ НЕКОТОРЫХ КРИСТАЛЛОВ СО СТРУКТУРОЙ СФАЛЕРИТА

Т. Г. Окроашвили

Отсутствие до сих пор удовлетворительной теории, которая могла бы во всех подробностях объяснить природу линейного электрооптического эффекта (ЛЭЭ), выдвигает на первый план задачу экспериментальных