

О ДИФРАКЦИИ СВЕТА НА УЛЬТРАЗВУКЕ В ОДНООСНЫХ ГИРОТРОПНЫХ КРИСТАЛЛАХ

В.М.Котов

В работах, посвященных исследованию акустооптического (АО) взаимодействия в одноосных гиротропных кристаллах, широко используется подход, впервые предложенный в [1], когда изначально задаются оптические индикатрисы гиротропного кристалла в виде непересекающихся эллипсоидов (поверхностей второго порядка). Этот подход достаточно просто позволяет получить аналитические выражения для количественного описания АО взаимодействия. Однако при распространении света вблизи оптической оси кристалла значения частот, вычисленных по [1], оказываются завышенными на 5–20 % по сравнению с экспериментом.

Более точным методом является решение дисперсионного уравнения электромагнитных волн (см., например, [2–4]). Однако при этом, как правило, рассчитываются параметры анизотропных АО дефлекторов, в которых угол между волновыми векторами и оптической осью больше 3–4°, когда гиротропия кристалла слабо проявляется и ею по сути можно пренебречь.

В настоящей работе используется решение дисперсионного уравнения для расчета АО дифракции вблизи оптической оси. Результаты расчета сравниваются с аналогичными результатами, полученными на основании [1], а также с экспериментом.

Известно [5], что показатели преломления нормальных волн в одноосном гиротропном кристалле имеют вид

$$\frac{1}{n_1^2} = \frac{1}{n_{01}^2} - \rho G_{33}, \quad \frac{1}{n_2^2} = \frac{1}{n_{02}^2} + \rho G_{33}, \quad (1)$$

где n_1 и n_2 — показатели преломления необыкновенного и обыкновенного лучей соответственно,

$$n_{02} = n_0, \quad n_{01} = \frac{n_0 n_e}{\sqrt{n_0^2 \sin^2 \Theta + n_e^2 \cos^2 \Theta}}; \quad (2)$$

n_0 и n_e — показатели преломления для обыкновенного и необыкновенного лучей, распространяющихся под углом 90° к оптической оси; Θ — угол между направлением волнового вектора света и оптической осью кристалла;

$$\rho(\Theta) = \frac{1}{2G_{33}} \left[\sqrt{(n_{02}^{-2} - n_{01}^{-2})^2 + (2G_{33})^2} - (n_{02}^{-2} - n_{01}^{-2}) \right] \quad (3)$$

— эллиптичность световых пучков; G_{33} — компонента псевдотензора гирации [5].

В соответствии с [2] примем, что

$$G_{33} = (\beta \lambda_0 / \pi n_0^3) \cos^2 \Theta, \quad (4)$$

где β — удельное вращение поляризации, λ_0 — длина волны оптического излучения.

Отметим, что в [4] учитываются все компоненты тензора гирации, однако вклад компоненты G_{11} в конечные результаты невелик (менее 1 %), поэтому примем $G_{11} = 0$.

Подставляя (2) и (4) в (3), после несложных преобразований получим

$$\rho(\Theta) = \frac{1}{2G_{33}} \left[\sqrt{\sin^4 \Theta \left(\frac{1}{n_0^2} - \frac{1}{n_e^2} \right)^2 + 4 \left(\frac{\beta \lambda_0}{\pi n_0^3} \right)^2 \cos^4 \Theta} - \sin^2 \Theta \left(\frac{1}{n_0^2} - \frac{1}{n_e^2} \right) \right]. \quad (5)$$

Для дальнейшего удобнее перейти к декартовым координатам

$$n = n_x^2 + n_z^2, \quad \sin^2 \Theta = \frac{n_x^2}{n_x^2 + n_z^2}, \quad \cos^2 \Theta = \frac{n_z^2}{n_x^2 + n_z^2}.$$

Тогда выражения (1) после подстановки в них (2)–(5) переходят

$$1 = \frac{n_z^2}{n_0^2} + \frac{n_x^2}{2} \left(\frac{1}{n_0^2} + \frac{1}{n_e^2} \right) - \frac{1}{2} \sqrt{n_x^4 \left(\frac{1}{n_0^2} - \frac{1}{n_e^2} \right)^2 + 4A^2 n_z^4},$$

$$1 = \frac{n_z^2}{n_0^2} + \frac{n_x^2}{2} \left(\frac{1}{n_0^2} + \frac{1}{n_e^2} \right) + \frac{1}{2} \sqrt{n_x^4 \left(\frac{1}{n_0^2} - \frac{1}{n_e^2} \right)^2 + 4A^2 n_z^4}, \quad (6)$$

где $A = \beta \lambda_0 / \pi n_0^3$. Выражения (6) — уравнения, описывающие индикатрисы необыкновенного и обыкновенного лучей соответственно. Видно, что они представляют собой кривые четвертого порядка. Заметим, что соответствующие индикатрисы, введенные в [1], описываются кривыми второго порядка

$$\frac{n_z^2}{n_0^2(1+\delta)^2} + \frac{n_x^2}{n_e^2} = 1,$$

$$\frac{n_z^2}{n_0^2(1-\delta)^2} + \frac{n_x^2}{n_0^2} = 1, \quad (7)$$

где

$$\delta = \frac{\beta \lambda_0}{2\pi n_0}$$

— параметр гиротропии.

Выражения (7) не являются аппроксимацией (6) при $\Theta \ll 1$. Здесь правильнее говорить о двух различных подходах к рассмотрению АО взаимодействия в гиротропных кристаллах.

Математическая форма, в которой представлены индикатрисы (6) и (7), очень удобна для их сравнения. На рис. 1 схематически показан вид этих индикатрис, построенный для монокристалла TeO_2 по соотношениям (6) (сплошные кривые) и (7) (штриховые). Видно, что сплошные кривые более близко располагаются друг к другу, чем штриховые. Эта разница в поведении индикатрис достаточно сильно сказывается на условиях АО

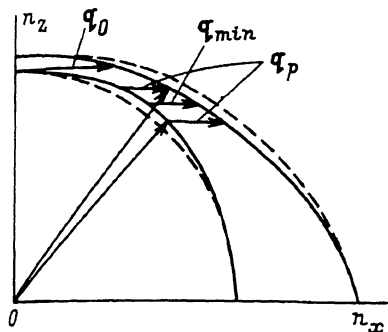


Рис. 1. Вид оптических индикатрис TeO_2 , построенный по соотношениям (6) (сплошные кривые) и (7) (штриховые).

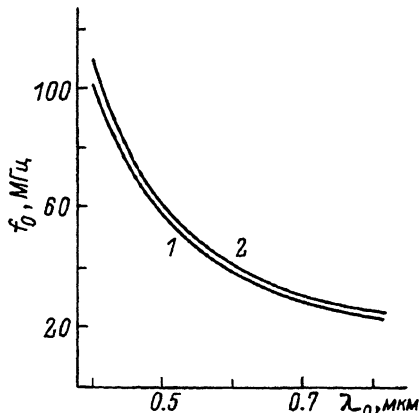


Рис. 2. Зависимость частоты звука f_0 дифракции, происходящей под нулевым брэгговским углом, от длины волны света λ_0 .

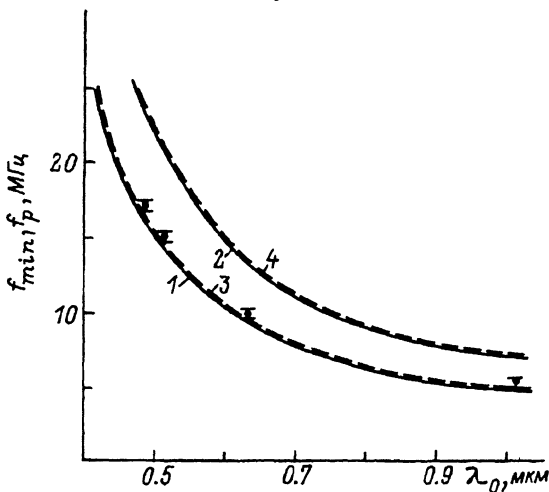


Рис. 3. Зависимость минимальной частоты звука f_{\min} (сплошные кривые) и частоты поляризационного расщепления f_p (штриховые) от длины волны света λ_0 .

взаимодействия в гиротропных кристаллах. На рисунке также показаны векторы q_0 , q_{\min} и q_p , равные (с точностью до постоянного множителя) волновым векторам звука: нулевой брэгговской дифракции, минимальному вектору звука и вектору поляризационного брэгговского расщепления соответственно.

На рис. 2 приведены зависимости частоты f_0 АО дифракции на звуковой волне, распространяющейся ортогонально оптической оси, когда оптическое излучение падает под нулевым брэгговским углом в TeO_2 , от длины волны света, вычисленные на основании (6) и (7) (кривые 1 и 2 соответственно). При этом предполагалось, что падающее оптическое излучение распространяется вдоль $[001]$, а поперечная акустическая волна — вдоль $[110]$ с направлением сдвига по $[1\bar{1}0]$. Данные для вычислений взяты из [6,7]. Видно, что числовые значения f_0 этих кривых отличаются друг от друга на 5 %.

Еще большее различие возникает при сравнении значений минимальной частоты брэгговской дифракции (кривые 1 и 2 на рис. 3) и частоты поляризационного брэгговского расщепления (кривые 3 и 4) от λ_0 (природа поляризационного расщепления описана, например, в [8,9]). Числовые значения кривых 1,2 и 3,4 отличаются друг от друга на $\sim 30\%$. Отметим, что кривые 1,3 вычислены на основании (6), а 2,4 — (7).

Методика расчета следующая: каждое из уравнений системы (например, (6)) разрешается относительно n_x (в данном случае оба уравнения эквивалентны одному биквадратному, имеющему два действительных корня), n_z считаем параметром. Для поиска f_{\min} определяем минимальную разность между корнями Δn_x при одном и том же параметре n_z , откуда $f_{\min} = v \cdot \Delta n_x / \lambda_0$, где v — скорость звуковой волны. Аналогичные операции проводятся и с системой (7).

Для определения f_p методика усложняется, тем не менее она очевидна и поэтому здесь не приводится.

Для проверки полученных результатов по поляризационному брэгговскому расщеплению был проведен эксперимент. В качестве АО среды был выбран монокристалл TeO_2 с размером $10 \times 10 \times 10$ мм вдоль направлений $[110]$, $[1\bar{1}0]$ и $[001]$ соответственно. Поперечная акустическая волна, генерируемая пьезопреобразователем из LiNbO_3 , распространялась вдоль $[110]$ с направлением сдвига вдоль $[1\bar{1}0]$. Поляризационное расщепление наблюдалось на следующих длинах волн оптического излучения: 0.488, 0.5145, 0.63 и 1.06 мкм. При этом частоты акустических волн равнялись 17.4, 15.2, 10 и 5.5 МГц соответственно (значения экспериментальных частот отмечены точками на рис. 3). Полоса частот, при которых наблюдалось поляризационное расщепление, во всех случаях равнялась ~ 0.5 МГц. Из рисунка видно, что экспериментальные значения располагаются гораздо ближе к кривым, вычисленным на основании (6).

Таким образом, можно сделать вывод о том, что подход, основанный на решении дисперсионного уравнения, гораздо точнее описывает процессы АО взаимодействия в TeO_2 , чем модель, предложенная в [1]. Это необходимо учитывать при конструировании конкретных АО устройств, использующих гиротропные одноосные кристаллы, в частности TeO_2 , особенно когда оптическое излучение в них распространяется вблизи оптической оси.

Список литературы

- [1] Warner A.W., White D.L., Bonner W.A. // J. Appl. Phys. 1972. Vol. 43. P. 4489–4495.
- [2] Богданов С.В., Большева Т.А. // Автометрия. 1985. № 5. С. 34–41.
- [3] Тищенко Ю.Н., Трубецкой А.В. // Автометрия. 1979. № 1. С. 87–95.
- [4] Карплюк К.С., Левченко Е.Г. // Опт. и спектр. 1990. Т. 66. Вып. 6. С. 1340–1343.
- [5] Сиротин Ю.И., Шаскольская М.П. Основы кристаллофизики. М.: Наука, 1979. 640 с.
- [6] Акустические кристаллы / Под ред. М.П. Шаскольской. М.: Наука, 1982. 632 с.
- [7] Кизель В.А., Бурков В.И. Гиротропия кристаллов. М.: Наука, 1980. 304 с.
- [8] Антонов С.Н., Котов В.М., Сотников В.Н. // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 1. С. 168–173.
- [9] Котов В.М. // Тез. докл. XV Всесоюз. конф. "Акустоэлектроника и физическая акустика твердого тела." Л., 1991. Ч. IV. С. 60–61.