

07:08

## **Акустооптическое взаимодействие в одноосных гиротропных кристаллах парателлурита**

© Г.В. Кулак

Мозырский государственный педагогический институт

*Поступило в Редакцию 19 августа 1996 г.*

Рассмотрен промежуточный режим дифракции света на ультразвуке в одноосном гиротропном кристалле парателлурита. Приведена система уравнений связанных волн, позволяющая рассчитать поляризационные и энергетические характеристики дифрагированного света для раманатовского, промежуточного и брэгговского режимов акустооптического взаимодействия. Изучена дифракция света, распространяющегося под малыми углами к оптической оси кристалла на медленной сдвиговой ультразвуковой волне, распространяющейся вдоль кристаллографической оси [110]. Исследованы амплитудно-частотные характеристики модулятора-дефлектора оптического излучения. Приведены зависимости эффективности дифракции от интенсивности ультразвуковой волны для различных значений длины акустооптического взаимодействия.

Исследованию акустооптического взаимодействия в одноосных гиротропных кристаллах посвящены работы [1–5]. В [2] показано, что парателлурит является одним из наиболее перспективных кристаллов для создания акустооптических устройств обработки информации (модуляторов, дефлекторов, фильтров, процессоров и т. д.). При этом предложено использовать акустооптическую дифракцию света, распространяющегося под малым углом к оптической оси кристалла, на медленной сдвиговой ультразвуковой волне, распространяющейся вдоль кристаллографической оси [110]. В [5] изучена высокоэффективная модуляция многокомпонентного лазерного излучения с произвольной поляризацией света, управляемая акустической волной. В работах [6,7] исследовано акустооптическое взаимодействие в раманатовском, промежуточном и брэгговском режимах дифракции для негиротропного диэлектрика. Показано, что на практике брэгговский режим дифракции в чистом

виде не наблюдается. Обычно имеет место промежуточный режим взаимодействия, для которого характерны угловая селективность и наличие нескольких дифракционных максимумов.

В настоящей работе с использованием материальных уравнений для гиротропного диэлектрика [8,9] и метода медленно меняющихся амплитуд рассмотрен промежуточный режим акустооптической дифракции, близкий к брэгговскому в одноосном гиротропном кристалле парателлурита.

При распространении света вблизи оптической оси анизотропного кристалла режим акустооптической дифракции определяется волновым параметром Клейна–Кука  $Q = f_0^2 \lambda_0 l / nv^2$ , где  $n$  — показатель преломления в направлении распространения падающей световой волны,  $\lambda_0$  — длина световой волны в вакууме,  $f_0(v)$  — частота (фазовая скорость) ультразвуковой волны,  $l$  — длина области акустооптического взаимодействия [6]. Брэгговский режим дифракции наблюдается при  $Q \rightarrow \infty$ , раманатовский — при  $Q \rightarrow 0$  [7]. Для световой волны, падающей под углом Брэгга  $\varphi_B \approx \lambda_0 f_0 / 2nv$ , и не слишком высоких уровнях в ультразвуковой мощности можно ограничиться четырьмя дифракционными порядками (вместо двух для брэгговского режима дифракции) [6].

Систему координат  $XYZ$  выберем так, что в направлении оси  $OX$  возбуждается ультразвуковая волна, а под углом  $\varphi_B$  к оптической оси  $OZ$  падает плоская световая волна. Ультразвуковая волна, занимающая пространство между плоскостями  $z = 0$  и  $z = l$ , создает периодическое в пространстве и времени изменение тензора диэлектрической проницаемости  $\hat{\Delta}\varepsilon_{ij}$ , которое связано с упругими деформациями  $\hat{U}_{ik} = (1/2)(\nabla_k U_i + \nabla_i U_k)$  и фотоупругими постоянными  $\hat{P}_{ijkl}$  соотношениями:  $\hat{\Delta}\varepsilon_{ij} = -\hat{\varepsilon}_{il}\hat{\varepsilon}_{jk}\hat{P}_{ikmn}\hat{U}_{mn}$ , где  $\hat{\varepsilon}$  — тензор диэлектрической проницаемости невозмущенного кристалла.

Из уравнений Максвелла и материальных уравнений [8,9] гиротропного диэлектрика следует волновое уравнение для напряженности светового поля в области, занятой ультразвуком, приведенное в [4,10].

С использованием результатов работ [4,10] получаем систему уравнений связанных волн для комплексных амплитуд, поляризованных в плоскости дифракции ( $A_m$ ) и ортогонально плоскости

дифракции ( $B_m$ ) вида:

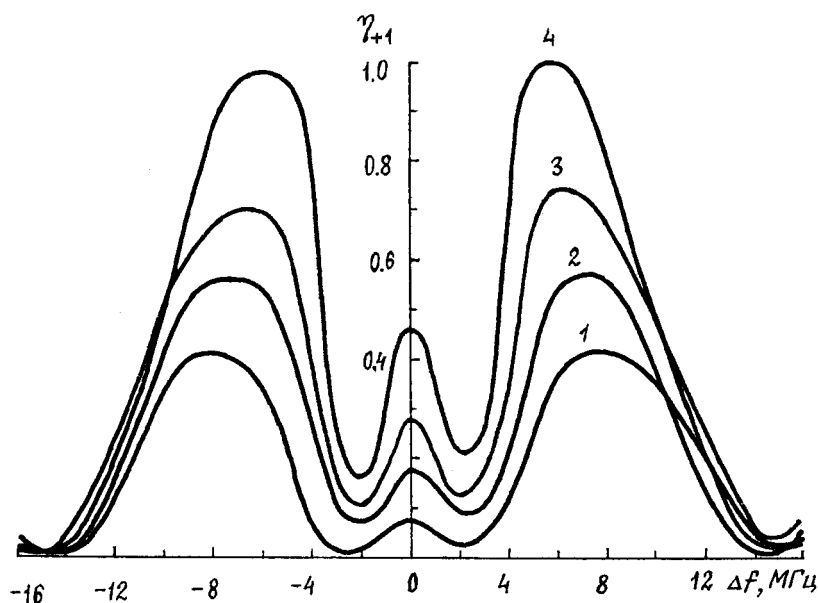
$$\begin{aligned} \frac{dA_m}{dz} &= i\Delta_{ma}^{an} \cdot A_m + \rho_m \cdot B_m + i\chi_{m,m+1}^{a,a} A_{m+1} \exp(-i\delta_m z) \\ &+ i\chi_{m,m+1}^{a,b} B_{m+1} \exp(-i\delta_m z) + i\chi_{m,m-1}^{a,a} A_{m-1} \exp(i\delta_{m-1} z) \\ &+ i\chi_{m,m-1}^{a,b} B_{m-1} \exp(i\delta_{m-1} z), \quad (1) \\ \frac{dB_m}{dz} &= i\Delta_{mb}^{an} \cdot B_m - \rho_m \cdot A_m + i\chi_{m,m+1}^{b,a} \cdot A_{m+1} \exp(-i\delta_m z) \\ &+ i\chi_{m,m-1}^{b,b} B_{m+1} \exp(-i\delta_m z) + i\chi_{m,m-1}^{b,a} A_{m-1} \exp(i\delta_{m-1} z) \\ &+ i\chi_{m,m-1}^{b,b} B_{m-1} \exp(i\delta_{m-1} z). \end{aligned}$$

Здесь введены обозначения:

$$\begin{aligned} \Delta_{ma,b}^{an} &= q_m [e_{m,2} (\hat{\varepsilon} - \varepsilon) e_{m,2}], \quad \rho_m = (G_m k_m) / |k_m|, \\ \chi_{m,m+1}^{a,b} &= q_{m+1} (e_m \hat{\Delta} \varepsilon e_2), \quad \chi_{m,m+1}^{a,a} = q_{m+1} (e_m \hat{\Delta} \varepsilon e_{m\pm 1}), \\ \chi_{m,m-1}^{b,b} &= q_{m-1} (e_2 \hat{\Delta} \varepsilon e_2), \quad \chi_{m,m-1}^{a,a} = q_{m-1} (e_m \hat{\Delta} \varepsilon^* e_{m-1}), \\ \chi_{m,m-1}^{a,b} &= q_{m-1} (e_m \hat{\Delta} \varepsilon^* e_2), \quad \chi_{m,m+1}^{b,a} = q_{m+1} (e_2 \hat{\Delta} \varepsilon^* e_{m+1}), \\ \chi_{m,m-1}^{b,a} &= q_{m-1} (e_2 \hat{\Delta} \varepsilon^* e_{m-1}), \quad \chi_{m,m+1}^{b,b} = q_{m+1} (e_2 \hat{\Delta} \varepsilon e_2), \end{aligned}$$

где  $k_m$  — волновой вектор дифрагированной волны  $m$ -го ( $m = 0, \pm 1 \pm 2, \dots$ ) порядка,  $G_m$  — вектор гирации [11],  $q_m = \omega_m / 2e\sqrt{\varepsilon} \cos \varphi_m$  ( $\omega_m$  — частота дифрагированной волны,  $\varphi_m$  — угол дифракции,  $\bar{\varepsilon} = (1/3)Sp\hat{\varepsilon}$ ),  $\delta_m = |k_{mz} - k_{m+1,z}|$  — отстройка фазового синхронизма. Решение системы уравнений (1) следует искать с использованием граничных условий:  $A_0(0) = A_{\parallel}$ ,  $B_0(0) = A_{\perp}$ ,  $A_m(0) = B_m(0)$  для  $m \neq 0$ , где  $A_{\perp}(A_{\parallel})$  — амплитуда падающей световой волны  $s$ - ( $p$ -) поляризации. Относительная интенсивность  $\eta_m$  дается соотношением:  $\eta_m = (|A_m|^2 + |B_m|^2) / (|A_{\parallel}|^2 + |A_{\perp}|^2)$ .

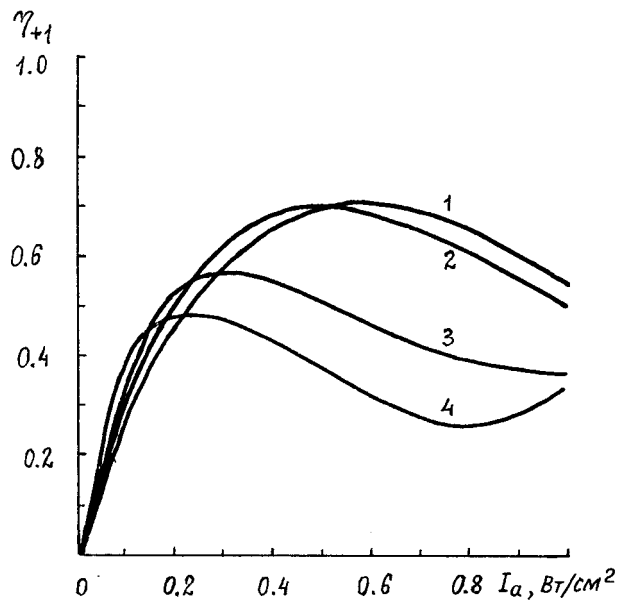
Численное исследование системы уравнений (1) для четырех дифракционных порядков проводилось для случая дифракции оптического излучения с длинами волн  $\lambda_0 = 0.4416$ ,  $\lambda_0 = 0.6328$  мкм,  $\lambda_0 = 1.06$  мкм на сдвиговой ультразвуковой волне, распространяющейся вдоль кристаллографической оси [110] и поляризованной



**Рис. 1.** Зависимость относительной интенсивности дифрагированного света  $\eta_{+1}$  от отстройки частоты ультразвука  $\Delta f$  от брэгговской для различных значений интенсивности ультразвуковой волны  $I_a$ : 1 — 0.15 Вт/см<sup>2</sup>, 2 — 0.25 Вт/см<sup>2</sup>, 3 — 0.35 Вт/см<sup>2</sup>, 4 — 0.5 Вт/см<sup>2</sup> ( $l = 1.2$  см,  $A_{\parallel} = 1$ ,  $A_{\perp} = 0$ ).

вдоль оси  $[\bar{1}10]$  кристалла парателлурита. Размеры акустооптической ячейки соответствовали величинам, приведенным в работе [2]; параметр удельного вращения  $\text{TeO}_2$   $\rho = 20$  град/мм ( $\lambda_0 = 1.06$  мкм [11]).

С использованием выражения  $\delta_0 = \pi \lambda_0 f_0 \Delta f / nv^2$  ( $\Delta f$  — отстройка частоты ультразвука от брэгговской частоты  $f_0$ ) [6] исследованы амплитудно-частотные характеристики (АЧХ) акустооптического модулятора-дефлектора световой волны с длиной волны ( $\lambda_0 = 1.06$  мкм). На рис. 1 представлена зависимость  $\eta_{+1}$  от параметра отстройки  $\Delta f$  для различных интенсивностей ультразвуковых волн  $I_a$ . Центральная частота источника ультразвуковой волны



**Рис. 2.** Зависимость относительной интенсивности  $\eta_{+1}$  от интенсивности ультразвуковой волны  $I_a$  для различных длин акустооптического взаимодействия  $l$ : 1 — 1.15 см, 2 — 1.2 см, 3 — 1.4 см, 4 — 1.6 см ( $I_a = 0.25$  Вт/см<sup>2</sup>,  $A_{\parallel} = 1$ ,  $A_{\perp} = 0$ ,  $\Delta f = -8$  МГц).

$f_0 = 28$  МГц. Из рисунка следует, что результаты численных расчетов (кривая 3) хорошо согласуются с экспериментальными результатами, приведенными в [2]. При этом имеют место следующие особенности акустооптической дифракции: в центре АЧХ дифракционная эффективность незначительна, правые и левые участки АЧХ несимметричны, максимумы  $\eta_{+1}$  достигаются на частотах  $f$ , отличных от центральной частоты  $f_0$ . На рис. 2 приведена зависимость относительной интенсивности  $\eta_{+1}$  от интенсивности ультразвуковой волны  $I_a$  для различных длин акустооптического взаимодействия  $l$ . Из рис. 1,2 следует, что брэгговский режим дифракции возможен лишь при оптимальном выборе длины взаимодействия, интенсивности ультразвука и параметра частотной

отстойки. Для световых волн видимого ( $\lambda_0 = 0.6328$  мкм) и ультрафиолетового ( $\lambda_0 = 0.4416$  мкм) диапазонов спектра зависимости  $\eta_{+1}$  от  $\Delta f$  и  $I_a$  аналогичны приведенным на рис. 1,2.

## Список литературы

- [1] Леманов В.Б., Шакин О.В. // ФТТ. 1972. Т. 14. № 1. С. 229–234.
- [2] Werner A.W., White D.L., Bonner W.A. // J. Appl. Phys. 1972. V. 43. N 11. P. 4489–4495.
- [3] Yano I., Kawabuchi M., Fukumoto A., Watanabe A. // Appl. Phys. Lett. 1975. V. 26. N 11. P. 689–691.
- [4] Белый В.Н., Кулак Г.В. // Опт. и спектр. 1993. Т. 75. В. 1. С7 105–109.
- [5] Котов В.М. // ЖТФ. 1996. Т. 66. В. 1. С. 151–158.
- [6] Балажский В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики. М., 1985. 280 с.
- [7] Балажский В.И., Кулиш Т.Г. // Опт. и спектр. 1996. Т. 8. № 2. С. 194–300.
- [8] Бокуть Б.В., Сердюков А.Н., Федоров Ф.И. // Кристаллография. 1970. Т. 15. В. 5. С. 1002–1006.
- [9] Федоров Ф.И. Теория гиротропии. Минск. 1976. 456 с.
- [10] Кулак Г.В. // Опт. и спектр. 1995. Т. 79. № 4. С. 662–664.
- [11] Кизель В.А., Бурков В.И. Гиротропия кристаллов. М., 1980. 340 с.