

07:08

## АКУСТООПТИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В ОДНООСНЫХ ГИРОТРОПНЫХ КРИСТАЛЛАХ ТЕЛЛУРА

© Г.В.Кулак

Рассмотрен промежуточный режим дифракции света на ультразвуке в одноосном гиротропном кристалле теллура. Приведена система уравнений связанных волн, позволяющая рассчитать поляризационные и энергетические характеристики дифрагированного света для раманатовского, промежуточного и брэгговского режимов акустооптического взаимодействия. Изучена дифракция излучения  $\text{CO}_2$  лазера, поляризованного в плоскости акустооптического взаимодействия (010) на продольной ультразвуковой волне, распространяющейся вдоль кристаллографической оси [100]. Показано, что брэгговский режим дифракции наблюдается лишь при значительных величинах волнового параметра Клейна-Кука.

Исследованию акустооптического (АО) взаимодействия в одноосных гиротропных кристаллах посвящены работы [1-5]. В [6] изучены особенности АО взаимодействия в теллуре (Te), возникающие из-за большой анизотропии кристалла. Показано, что теллур является наиболее перспективным кристаллом для создания модуляторов и дефлекторов инфракрасного (ИК) излучения. В [7] предложено использовать Y-срез теллура для создания низкочастотных АО дефлекторов. При теоретическом исследовании АО дифракции в работах [6,7] использовано приближение заданной поляризации (см., например, [1-3]). В работах [8-10] рассмотрено АО взаимодействие в промежуточном и брэгговском режимах дифракции для негиротропного диэлектрика. Показано, что на практике брэгговский режим дифракции в чистом виде не наблюдается. Имеет место промежуточный режим АО взаимодействия, для которого характерны угловая селективность и наличие нескольких дифракционных максимумов.

В настоящей работе с использованием материальных уравнений для гиротропного диэлектрика [11,12] и метода медленно меняющихся амплитуд рассмотрен промежуточный режим АО дифракции, близкий к брэгговскому в одноосном гиротропном кристалле теллура.

При распространении света вблизи оптической оси анизотропного кристалла режим АО дифракции определяется волновым параметром Клейна-Кука  $Q = f\lambda_0 l / nv^2$ , где  $n$  — показатель преломления в направлении распространения падающей световой волны,  $f(v)$  — частота (фазовая ско-

рость) ультразвуковой волны<sup>[9]</sup>. Брэгговский режим АО дифракции наблюдается при  $Q \rightarrow \infty$ , раман-натовский — при  $Q \rightarrow 0$ <sup>[10]</sup>. Для световой волны, падающей под углом Брэгга  $\varphi_B \approx \lambda_0 f / 2\nu$ , можно ограничиться четырьмя дифракционными порядками (вместо двух для брэгговского режима дифракции)<sup>[4,5]</sup>.

Выберем систему координат  $XYZ$  так, что в направлении оси  $OX$  возбуждается ультразвуковая ( $УЗ$ ) волна, а под углом  $\varphi_B$  к оптической оси  $OZ$  падает плоская световая волна.  $УЗ$  волна, занимающая пространство между плоскостями  $z = 0$  и  $z = l$ , создает периодическое в пространстве и времени изменение тензора диэлектрической проницаемости  $\Delta\hat{\varepsilon}_{ij}$ , 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:  $\Delta\hat{\varepsilon}_{ij} = -\hat{\varepsilon}_{il}\hat{\varepsilon}_{jk}\hat{P}_{lmn}\hat{U}_{mn}$ , где  $\hat{\varepsilon}$  — тензор диэлектрической проницаемости невозмущенного кристалла.

Из уравнений Максвелла и материальных уравнений<sup>[11,12]</sup> гиротропного диэлектрика следует волновое уравнение для напряженности светового поля в области, занятой ультразвуком, и приведенное в<sup>[4,13]</sup>.

С использованием результатов работ<sup>[4,13]</sup> получаем систему уравнений связанных волн для комплексных амплитуд, поляризованных в плоскости дифракции ( $A_m$ ) и ортогонально плоскости дифракции ( $B_m$ ) вида

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

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

Здесь введены обозначения:

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

где  $k_m$  — волновой вектор дифрагированной волны  $m$ -го ( $m = 0, \pm 1 \pm 2, \dots$ ) порядка,  $\mathbf{G}_m$  — вектор гирации [12],  $q_m = \omega_m / 2c\sqrt{\bar{\epsilon}} \cos \varphi_m$  ( $\omega_m$  — частота дифрагированной волны,  $\varphi_m$  — угол дифракции,  $\bar{\epsilon} = \frac{1}{3}Sp\bar{\epsilon}$ ),  $\mathbf{e}_2$  — единичный вектор параллельной оси  $OY$ ,  $\mathbf{e}_m = [k_m \mathbf{e}_2] / |[k_m \mathbf{e}_2]|$ ,  $\delta_m = |k_{mz} - k_{m+1,z}|$  — отстройка фазового синхронизма. Решение системы уравнений (1) следует искать с использованием граничных условий:  $A_0(0) = A_{\parallel}$ ,  $B_0(0) = A_{\perp}$ ,  $A_m(0) = B_m(0) = 0$  для  $m \neq 0$ , где  $A_{\perp}$  ( $A_{\parallel}$ ) — амплитуда падающей световой волны  $s$ - ( $p$ -) поляризации. Относительная интенсивность  $\eta_m$ , азимут поляризации  $\psi_m$  и эллиптичность  $\tau_m$  даются соотношениями

$$\eta_m = (|A_m|^2 + |B_m|^2) / (|A_{\parallel}|^2 + |B_{\perp}|^2),$$

$$\psi_m = \frac{1}{2} \operatorname{arctg} [2\operatorname{Re}(\chi) / (1 - |\chi|^2)],$$

$$\tau_m = \frac{1}{2} \operatorname{arcsin} [2\operatorname{Im}(\chi) / (1 + |\chi|^2)], \quad \chi = |B_m| / |A_m|.$$

Численное интегрирование системы уравнений (1) для четырех дифракционных порядков проводилось для случая дифракции излучения  $\text{CO}_2$  лазера ( $\lambda_0 = 10.6 \text{ мкм}$ ) на продольной УЗ волне, распространяющейся вдоль кристаллографической оси  $[100]$  теллура [14]. Размеры АО ячейки соответствовали величинам, приведенным в работе [6]; параметр удельного вращения  $\text{Te } \rho = 15 \text{ град/мм}$  [15], где  $\rho \approx \rho_0 \approx \rho_{\pm 1} \approx \rho_2$ .

На рис. 1 приведена зависимость относительной интенсивности  $\eta_{+1}$  от интенсивности УЗ волны  $I_a$  для различных значений волнового параметра  $Q$ . Из рисунка следует, что брэгговский режим АО дифракции возможен лишь при значительных величинах параметра  $Q$  (кривая 4). При малых  $Q \leq 1$  необходимо учитывать все четыре дифракционных порядка.

Зависимость эффективности дифракции  $\eta_{+1}$  от  $I_a$  для различных длин АО взаимодействия  $l$  представлена на рис. 2. Центральная частота источника УЗ волны  $f_0 = 50 \text{ МГц}$ . Из рисунка следует, что результаты численных расчетов (кривая 2) хорошо согласуются с экспериментальными результатами, приведенными в [6].

С использованием выражения  $\delta_0 = -\pi \lambda_0 \Delta f^2 / n\nu^2$  ( $\Delta f$  — отстройка от брэгговской частоты) [9] исследованы амплитудно-частотные характеристики модулятора ИК излучения. Показано, что для  $l = 0.3 \text{ см}$ ,  $I_a = 33 \text{ Вт/см}^2$  ширина полосы пропускания устройства по уровню 50% составляет 9 МГц [6].

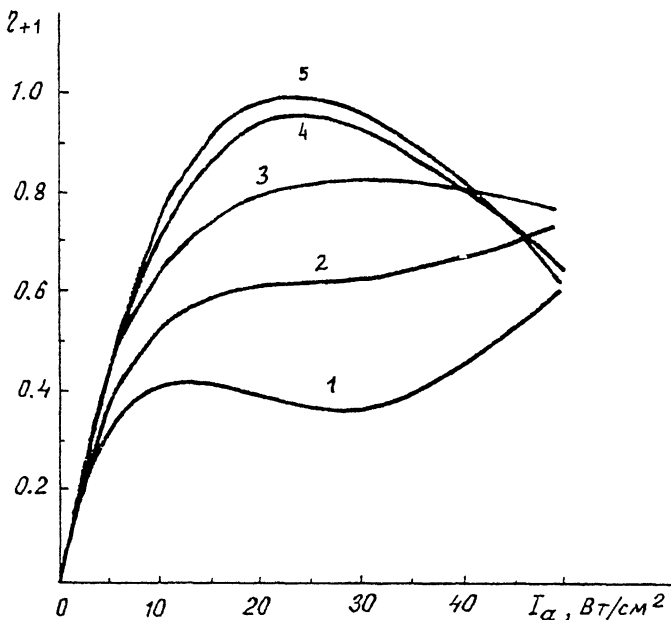


Рис. 1. Зависимость относительной интенсивности дифрагированного света  $\eta_{+1}$  от интенсивности ультразвуковой волны  $I_a$  при различных значениях волнового параметра  $Q$ : 1 — 0.2; 2 — 0.3; 3 — 0.4; 4 — 1; 5 — 10 ( $A_{\perp} = 0$ ,  $\nu = 2300$  м/с).

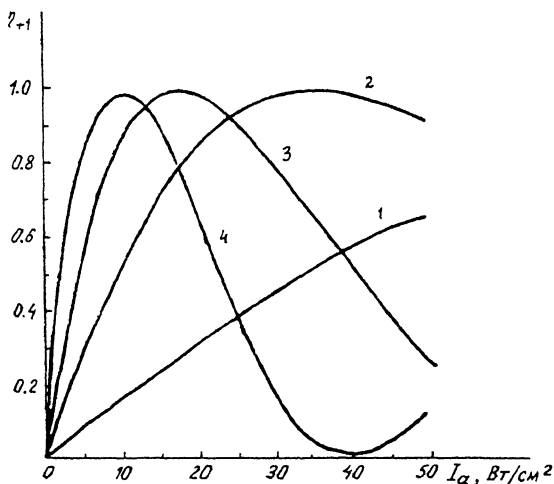


Рис. 2. Зависимость эффективности дифракции  $\eta_{+1}$  от интенсивности ультразвуковой волны  $I_a$  для различных длин АО взаимодействия  $l$ : 1 — 0.2; 2 — 0.4; 3 — 0.6; 4 — 0.8 см ( $A_{\perp} = 0$ ,  $\nu = 2300$  м/с,  $Q \geq 2$ ).

Настоящая работа поддержана Фондом фундаментальных исследований Республики Беларусь (грант Ф 95-289).

### 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. С. 105-109.
- [5] Belyi V.N., Kulak G.V. // Proceeding of 3rd international workshop on chiral, bi-isotropic and bi-anisotropic media. Perigueux. France. 1994. P. 433-438.
- [6] Дьяконов А.М., Илсавский Ю.В., Яхкинд Э.З. // ЖТФ. 1981. Т. 51. В. 7. С. 1494-1502.
- [7] Adler E.L., Gundjian A.A., Conilhat D., Champness V. // Ultrasonics symposium. 1982. P. 430-435.
- [8] Балахший В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики. М., 1985. 280 с.
- [9] Балахший В.И., Кулиш Т.Г., Хасан Ф.А. // Опт. и спектр. 1993. Т. 74. В. 6. С. 1175-1183.
- [10] Балахший В.И., Кулиш Т.Г. Опт. и спектр. 1996. Т. 8. № 2. С. 194-300.
- [11] Бокуть В.И., Сердюков А.Н., Федоров Ф.И. // Кристаллография. 1970. Т. 15. В. 5. С. 1002-1006.
- [12] Федоров Ф.И. Теория гиротропии. Минск, 1976. 456 с.
- [13] Кулак Г.В. // Опт. и спектр. 1995. Т. 79. N 4. С. 662-664.
- [14] Акустические кристаллы. Справочник / Под ред. М.П. Шаскольской. М., 1986. 629 с.
- [15] Кизель В.А., Бурков В.И. Гиротропия кристаллов. М., 1980. 340 с.

Мозырский государственный  
педагогический институт  
Беларусь

Поступило в Редакцию  
27 мая 1996 г.