реакций им. Флерова установке COMBAS для получения радиоактивных пучков на выведенном пучке тяжелых ионов соответствующие параметры имеют величины 6.4 мср и ±6%.

Необходимо отметить некоторые технические трудности в разработке и размещении фокусирующих каналов с требуемыми параметрами. В настоящее время разрабатываются конструкции мишени и каналов и готовится проведение эксперимента.

Список литературы

[1] *D'Auria J.M.* // NIM. 1992. Vol. B70. P. 398–406.
[2] *Harar S.* // Proc. of 4th European Part. Acc. Conf. Vol. 1. P. 300–304.
[3] *Darquennes D.* et al/ // Phys. Rev. 1990. Vol. C42. P. 804–809.
[4] *Sherrill B.M.* // Proc. of 2nd Intern. Conf. on Radioactive Nuclear Beams / Ed. Th.Delbon. Louvain-la-Neuve, 1991. P. 3–8.
[5] *Taniha T.* et al. // Phys. Lett. 1985. Vol. 160B. P. 380–383.
[6] *Munzenberg G.* // NIM. 1992. Vol. B70. P. 265–270.
[7] *Gulbekyan G.* et al. // XIII Intern. Conf. on Cycl. and Their Appl. Vancouver, 1992. P. 11–21.
[8] *Акишин П.Г., Борисов О.Н., Гульбекян Г.Г.* // XIII Всесоюз. совещание по ускорителям заряженных частиц. № Д9-92-455. Дубна, 1992. Т. 1. С. 112–115
[9] *Борисов О.Н., Гульбекян Г.Г.* // XIII Всесоюз. совещ. по ускорителям заряженных частиц. № Д9-92-455 Дубна, 1992. Т. 1 С. 116–117.

01;07;08 *Журнал технической физики, т. 66, в. 6, 1996*

РАМАН-НАТОВСКАЯ ДИФРАКЦИЯ СВЕТА НА УЛЬТРАЗВУКЕ В ПЛАНАРНЫХ ГИРОТРОПНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ ВО ВНЕШНЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

© *Г.В.Кулак*

Мозырский государственный педагогический институт,
247760 Мозырь, Белоруссия

(Поступило в Редакцию 24 марта 1995 г.)

Исследование планарного акустооптического АО взаимодействия в гиротропных кубических кристаллах во внешнем электрическом поле представляет значительный интерес для оптоэлектроники [1], поскольку ряд кристаллов структуры силленита ($Bi_{12}GeO_{20}$, $Bi_{12}SiO_{20}$, $Bi_{12}TiO_{20}$ и др.) обладает высокой удельной вращательной способностью и одновременно электрооптическим эффектом. Волноводные свойства планарных структур на основе кристаллов структуры силленита исследованы в работах [2,3]. В [4] изучены волноводные свойства многослойных планарных структур на основе одноосных гиротропных кристаллов парателлурита (TeO_2) и кварца (SiO_2).

Если в одноосных и двуосных кристаллах гиротропия проявляется лишь для направлений распространения света, близких к оптическим осям, то в изотропной среде и в кубическом кристалле ее необходимо принимать во внимание при любой геометрии взаимодействия света и ультразвука [5,6]. В работах [7,8] рассмотрены особенности планарного брэгговского АО взаимодействия в гиротропных одноосных и кубических кристаллах. Показано, что оптическая гиротропия существенно изменяет поляризационные и энергетические характеристики дифрагированного света.

В настоящей работе с использованием метода медленно меняющихся амплитуд рассмотрены особенности раман-натовской АО дифракции в планарных гиротропных оптических волноводах во внешнем электрическом поле.

Предположим, что планарный оптический волновод занимает пространство между плоскостями $z = 0$ и $z = h$. При этом показатели преломления покрытия, волноводной пленки и подложки равны соответственно n_c, n_f, n_s. В [9] показано, что в гиротропном оптическом волноводе существуют в общем случае гибридные волны (моды), которые можно разделить на TE- и TM-подобные. Несложно показать, однако, что для маломодовых оптических волноводов, изготовленных с использованием известных акустооптических кристаллов, оптическая гиротропия приводит к малому возмущению тензора диэлектрической проницаемости и, как следствие, приближенному разделению на TE- и TM-моды. Вектор-функции, учитывающие пространственное распределение электрических полей в покрытии, пленке и подложке, приведены в [9,10].

Предположим, что вдоль оси OY, совпадающей с кристаллографической осью или направлением $\langle 110 \rangle$ гиротропного кубического кристалла, распространяется поверхностная акустическая волна (ПАВ) рэлеевской поляризации. В случае волноводной пленки из оптически одноосного кристалла двухпарциальная ПАВ должна распространяться ортогонально оптической оси. Известно, что наряду с экспоненциальным затуханием изменение нормальной составляющей амплитуды смещения УЗ волны имеет осциллирующий характер [11]. Компоненты тензора деформаций ПАВ запишем в виде [12]

$$U_{q2} = B_{q2} V_{q2}(z) \exp[i(\mathbf{K}\mathbf{r} - \Omega t)]; \quad q = 1, 2, 3, \tag{1}$$

где B_{q2} — амплитуда деформаций; V_{q2} — функция поперечного распределения в пленке и подложке; $|\mathbf{K}| = \Omega / v_r$, где Ω, v_r — круговая частота и скорость ПАВ.

Предположим, что направляющая волноводная мода распространяется вдоль оптической оси одноосного кристалла либо кристаллографической оси кубического кристалла. При нормальном падении света на область АО взаимодействия и ширине УЗ пучка l, удовлетворяющей соотношению $l \leqslant N_0 \Lambda^2 / \lambda_0$ (N_0 — эффективный показатель преломления направляющей моды падающего света, λ_0 — длина световой волны в вакууме, Λ — длина звуковой волны), наблюдается дифракция Рамана–Ната [10].

Трехслойная структура, состоящая из покрытия, волноводной пленки и подложки, обладает одноосной оптической анизотропией. При этом эффективные тензоры невозмущенной диэлектрической проницаемости $\hat{\varepsilon}^m$ ($m = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots$) для волноводных мод $TE(TM)$- поляризации с эффективными показателями преломления N_a^m (N_b^m) имеют отличные от нуля компоненты $\varepsilon_{11}^m = (N_a^m)^2$, $\varepsilon_{22}^m = \varepsilon_{33}^m = (N_b^m)^2$. Воздействие ультразвука и внешнего электрического поля приводит к образованию для каждой из мод периодической решетки диэлектрической проницаемости вида

$$\hat{\varepsilon}_m = \hat{\varepsilon}^m + \widehat{\Delta\varepsilon}_e^m + \widehat{\Delta\varepsilon}^m \cos(\mathbf{K}\mathbf{r} - \Omega t), \tag{2}$$

где $\Delta\varepsilon_{ij}^m = -\varepsilon_{ik}^m \varepsilon_{lj}^m p_{klfq} S_{fq}$, p_{klfq} — компоненты тензора фотоупругих постоянных, S_{fq} — компоненты тензора деформаций; $(\Delta\varepsilon_e^m)_{ij} = -\varepsilon_{ik}^m \times$ $\times\, \varepsilon_{lj}^m r_{klt} E_t^0$, r_{klt} — компоненты тензора электрооптических постоянных.

Из уравнений Максвелла следует волновое уравнение вида

$$\nabla^2\mathbf{E} - \nabla(\nabla\mathbf{E}) - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\mathbf{D}}{\partial t^2} = 0, \tag{3}$$

где $\mathbf{E}$ и $\mathbf{D}$ — соответственно вектора напряженности и индукции электрического поля световой волны, c — скорость света в вакууме.

Решение волнового уравнения (3) ищем в виде

$$\mathbf{D} = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} D_m \exp[i(\mathbf{k}_m\mathbf{r} - \omega_m t)], \tag{4}$$

$$\mathbf{E} = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \left\{\hat{\varepsilon}_m^{-1}\mathbf{D}_m - \frac{i}{\bar{\varepsilon}_m}\left[\hat{G}\mathbf{n}_m, \mathbf{D}_m\right]\right\} \exp[i(\mathbf{k}_m\mathbf{r} - \omega_m t)], \tag{5}$$

где $\mathbf{D}_m = \mathbf{e}_m e_m^a A_m(x) + \mathbf{e}_z e_m^b B_m(x)$, причем $\mathbf{k}_m = (\omega_m/c)\sqrt{\bar{\varepsilon}_m}$ $(\cos\varphi_m, 0, \sin\varphi_m)$ — волновые векторы дифрагированных волн; $\omega_m = \omega \pm m\Omega$ — круговые частоты дифрагированных волн. Здесь введены обозначения $\bar{\varepsilon}_m = (1/3)Sp\hat{\varepsilon}_m$; $\mathbf{e}_m = (-\sin\varphi_m, 0, \cos\varphi_m)$, $\mathbf{e}_z = (0,0,1)$, $\mathbf{n}_m = \mathbf{k}_m/|\mathbf{k}_m|$ — единичные векторы; $e_m^a \equiv e_m^a(z)$, $e_m^b \equiv e_m^b(z)$ — функции поперечного распределения индукций электрических полей соответственно TE- и TM-мод невозмущенного волновода [10]; $\hat{G}$ — тензор гирации; ω — круговая частота падающего света.

При отсутствии УЗ возмущения, внешнего электрического поля и гиротропии в оптическом волноводе распространяются несвязанные TE- и TM-моды. Предполагается, что малые возмущения диэлектрической проницаемости не приводят к изменению собственных функций волновода [9].

Подставив (4), (5) в волновое уравнение (3) получим систему зацепляющихся дифференциальных уравнений относительно комплексных амплитуд A_m, B_m, $A_{m\pm1}$, $B_{m\pm1}$ вида

$$\frac{dA_m}{dx} = i\left(\Delta_{ma}^{ae} + \Delta_{ma}^{e}\right)A_m + \left(\rho_m + i\Delta_{mb}^{e}\right)B_m +$$

$$+\, i\varkappa_{m,m+1}^{aa}A_{m+1} + i\varkappa_{m,m+1}^{ab}B_{m+1} + i\varkappa_{m,m-1}^{aa}A_{m-1} + i\varkappa_{m,m-1}^{ab}B_{m-1},$$

$$\frac{dB_m}{dx} = i\left(\Delta_{mb}^{ae} + \Delta_{mb}^{an}\right)B_m + \left(-\rho_m + i\Delta_{ma}^{e}\right)A_m +$$

$$+\, i\varkappa_{m,m+1}^{ba}A_{m+1} + i\varkappa_{m,m+1}^{bb}B_{m+1} + i\varkappa_{m,m-1}^{ba}A_{m-1} + i\varkappa_{m,m-1}^{bb}B_{m-1}, \tag{6}$$

где

$$\Delta_{ma}^{ae} = q_m(\mathbf{e}_m \Delta\varepsilon_m^e \mathbf{e}_m), \quad \varkappa_{m,m\pm1}^{aa} = q_{m\pm1} F_{m,m\pm1}^{aa}(\mathbf{e}_m \widehat{\Delta\varepsilon}^m \mathbf{e}_{m\pm1}),$$

$$\Delta_{mb}^{e} = q_m F_{m,m}^{ab}(\mathbf{e}_m \Delta\varepsilon_e^m \mathbf{e}_z), \quad \varkappa_{m,m\pm1}^{ab} = q_{m\pm1} F_{m,m\pm1}^{aa}(\mathbf{e}_m \widehat{\Delta\varepsilon}^m \mathbf{e}_z),$$

$$\Delta_{ma}^{e} = q_m F_{m,m}^{ba}(\mathbf{e}_z \Delta\varepsilon_m^e \mathbf{e}_m), \quad \varkappa_{m,m\pm1}^{ba} = q_{m\pm1} F_{m,m\pm1}^{ba}(\mathbf{e}_z \widehat{\Delta\varepsilon}^m \mathbf{e}_{m\pm1}),$$

$$\Delta_{mb}^{ae} = q_m(\mathbf{e}_z \widehat{\Delta\varepsilon}_m^e \mathbf{e}_z), \quad \varkappa_{m,m\pm1}^{bb} = q_{m\pm1} F_{m,m\pm1}^{bb}(\mathbf{e}_z \widehat{\Delta\varepsilon}^m \mathbf{e}_z),$$

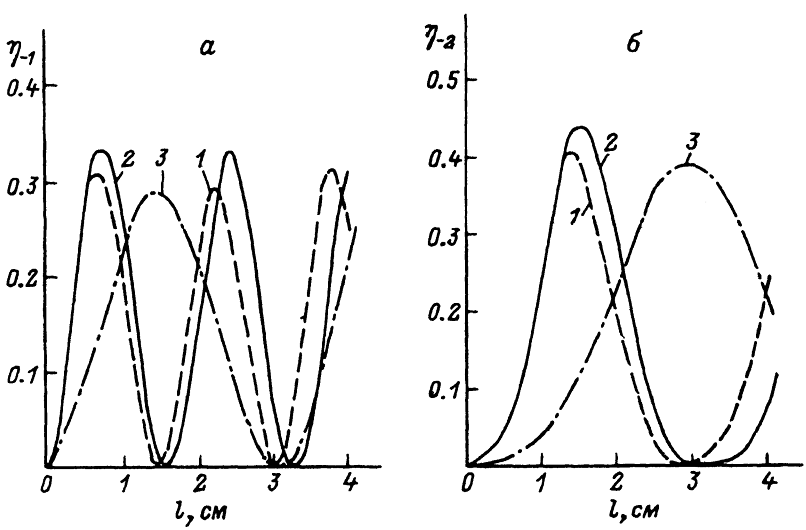
$$\Delta_{ma,b}^{an} = q_m(\mathbf{e}_{m,z} \widehat{\delta\varepsilon}_m \mathbf{e}_{m,z}), \quad \rho_m = (\hat{G}\mathbf{n}_m)\mathbf{n}_m.$$

Здесь $q_m = \omega_m / 2c\sqrt{\bar{\varepsilon}_m} \cos\varphi_m$, $\widehat{\delta\varepsilon}_m = (\hat{\varepsilon}^m - \bar{\varepsilon}_m)$; интегралы перекрытия полей $F_{p,q}^{st}$ даются соотношениями

$$F_{p,q}^{st} = \frac{\int\limits_{-\infty}^{h} [e_p^s(z) V_{q2}(z) e_q^t(z)] dz}{\int\limits_{-\infty}^{h} |e_p^s(z)|^2 dz},$$

где $s, t = a, b$; $p, q = m-1, m, m+1$.

Решение системы уравнений (6) следует искать с использованием граничных условий $A_0(0) = A\cos\psi$, $B_0(0) = A\sin\psi$, $A_m(0) = B_m(0) = 0$ $(m \neq 0)$, где A — амплитуда падающего света; ψ — азимут поляризации падающего света, отсчитываемый от плоскости дифракции XY. В режиме сильного АО взаимодействия величина m должна удовлетворять соотношению $|m| \geqslant 2$. При этом для большинства случаев АО дифракции можно полагать $m = 0, \pm1, \pm2$.



Зависимости относительных интенсивностей дифрагированных волн первого (a) и второго ($б$) дифракционных порядков от длины области АО взаимодействия. $J_a = 1$ Вт/см^2, $\psi = 0$; E^0, кВ/см: *1, 3* — 1; *2* — 0; ρ: *1, 2* — 0; *3* — 3.9.

Численные расчеты проводились для планарного оптического волновода сформированного из кристалла германата висмута ($Bi_{12}GeO_{20}$), на подложке из кристалла силиката висмута ($Bi_{12}SiO_{20}$) [2,3]. Предполагалось, что падающая световая волна распространяется вдоль кристаллографического направления [001], а ПАВ распространяется вдоль оси [110]. При этом внешнее электрическое поле следует прикладывать вдоль направления [001]. Частота УЗ волны $f = 30$ МГц, длина световой волны в вакууме $\lambda_0 = 0.63$ мкм, толщина волноводной пленки $h = 5.8$ мкм, показатели преломления волноводной структуры $n_c = 1$, $n_f = 2.55$, $n_s = 2.5424$. Интенсивность ПАВ $J_a = 1$ Вт/см^2.

Относительные интенсивности дифрагированных волн первого ($\eta_{\pm1}$) и второго ($\eta_{\pm2}$) порядков находим из соотношений $\eta_{\pm1} = (|A_{\pm1}|^2 + |B_{\pm1}|^2)/|A|^2$, $\eta_{\pm2} = (|A_{\pm2}|^2 + |B_{\pm2}|^2)/|A|^2$. На рисунке представлены зависимости относительных интенсивностей дифрагированных волн первого (*а*) и второго (*б*) дифракционных порядков от длины l области АО взаимодействия. Из рисунка следует, что при отсутствии гиротропии и внешнего электрического поля распределение интенсивностей дифрагированных волн близко к бесселевому [10]. При "включении" гиротропии и внешнего электрического поля максимумы относительных интенсивностей достигаются при больших длинах АО взаимодействия. Данная особенность АО взаимодействия объясняется эллиптической поляризацией дифрагированных волн, индуцированных внешним электрическим полем в гиротропном кубическом кристалле.

Выражаю благодарность В.И. Кулак за помощь при проведении численных расчетов.

Список литературы

[1] *Семенов А.С., Смирнов В.Л., Шмалько А.В.* Интегральная оптика для систем передачи и обработки информации. М., 1990. 96 с.

[2] *Абусев В.М., Леонов Е.И., Липовский А.А.* и др. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 17. С. 1555–1560.

[3] *Youden K.E., Eason R.W., Gower M.C., Vainos N.A.* // Appl. Phys. Let. 1991. Vo;. 59. N 16. P. 1929–1931.

[4] *Sunita J., Abhai M.* // J. Appl. Phys. 1992. Vol. 25. N 8. P. 1116–1120.

[5] *Бокуть Б.В., Сердуков А.Н., Федоров Ф.И.* // Кристаллография. 1970. Т. 15. № 5. С. 1002–1006.

[6] *Федоров Ф.И.* Теория гиротропии. Минск, 1976. 456 с.

[7] *Кулак Г.В., Ропот П.И.* // ЖТФ. 1994. Т. 64. Вып. 1. С. 139–145.

[8] *Кулак Г.В.* // Опт. и спектр. 1993. Т. 75. Вып. 5. С. 1086–1091.

[9] *Гончаренко А.М., Карпенко В.А.* Основы теории оптических волноводов. Минск, 1983. 237 с.

[10] *Яковкин И.Б., Петров Д.В.* Дифракция света на акустических поверхностных волнах. Новосибирск, 1979. 184 с.

[11] *Дьельсан Э., Руайе Д.* Упругие волны в твердых телах. Применение для обработки сигналов. М., 1982. 424 с.

[12] Введение в интегральную оптику / Под ред. Барноски. М., 1977. 367 с.