

05;07;08;12

Фоторефрактивный эффект при акустооптическом взаимодействии в гиротропных кубических кристаллах в переменном электрическом поле

© Г.В. Кулак

Мозырский государственный педагогический институт, Беларусь
E-mail: mozinst@mail.ru

Поступило в Редакцию 4 декабря 2000 г.

Рассмотрен фоторефрактивный эффект в гиротропных кубических кристаллах при брэгговской дифракции света на ультразвуке в переменном электрическом поле. Показана возможность записи голографических решеток световыми волнами, дифрагированными на бегущих ультразвуковых волнах. Исследована зависимость амплитуды фазовой решетки показателя преломления от интенсивности записывающего ультразвука, длины акустооптического взаимодействия и удельного вращения кристалла.

Особенности записи и считывания оптических голографических решеток (ГР) в кубических кристаллах, обладающих линейным электрооптическим эффектом и гиротропией, исследованы в работах [1–3]. Показано, что гиротропия кристаллов типа силленита существенно изменяет селективные и поляризационные характеристики световых пучков, дифрагированных на голографических фазовых решетках. Найдены перспективные срезы кристаллов и ориентации внешних электрических полей для оптимизации выходных энергетических характеристик оптических ГР [3]. В [4] исследованы энергетические и поляризационные особенности брэгговской акустооптической (АО) дифракции в гиротропных кубических кристаллах. Найдены выражения для комплексных векторных амплитуд дифрагированных полей нулевого и первого порядков.

Акустооптическая память в фоторефрактивных (ФР) кристаллах привлекает значительный интерес исследователей для создания устройств записи акустических сигналов оптическими методами [5,6]. Представляет научный и практический интерес исследование записи

и считывания акустических сигналов оптическими методами в ФР кристаллах типа силленита ($\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$, $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ и др.). Эти кристаллы прозрачны в видимом диапазоне спектра и обладают достаточно высоким электрооптическим эффектом. В отличие от известных одноосных сегнетоэлектрических кристаллов (LiNbO_3 , LiTaO_3 , BaTiO_3 и др.) (см. [1]) силлениты являются оптически изотропными материалами с более приемлемыми характеристиками для реверсивной записи и считывания ГР [7]. В [8] теоретически и экспериментально исследован ФР эффект при интерференции световых пучков одинаковой частоты, полученных в результате раман-натовской АО дифракции на стоячих ультразвуковых (УЗ) волнах в постоянном электрическом поле. Однако до настоящего времени не исследованы особенности записи ФР решеток на бегущих УЗ волнах. В постоянном электрическом поле запись таких решеток невозможна [9,10].

В настоящей работе рассмотрена запись ФР решеток в гиротропных кубических кристаллах световыми волнами разной частоты, дифрагированными на бегущих УЗ волнах в брэгговском режиме дифракции в переменном электрическом поле.

Пусть УЗ волна с вектором смещений $\mathbf{U} = \mathbf{U}_0 \exp[i(Kz - \Omega t)]$, где $K = \Omega/v$ (Ω — циклическая частота УЗ), распространяется вдоль оси [111] гиротропного кубического кристалла. В дальнейшем предполагается (рис. 1), что плоскость АО дифракции совпадает с YZ , полученной поворотом кристаллографической системы координат $X_1X_2X_3$ следующим образом: 1) вокруг оси OX_3 на угол 45° , 2) полученной системы координат $X'Y'Z'$ на угол $\theta = \arcsin \sqrt{2/3}$ вокруг оси OY' до совмещения оси OZ' с направлением [111]. Рассмотрим неколлинеарное АО взаимодействие световых волн, распространяющихся под углом Брэгга (φ_B) к оси OY . При дифракции света на бегущей УЗ волне возникают световые пучки с комплексными векторными амплитудами \mathbf{E}_0 , \mathbf{E}_1 и разными частотами ω и $\omega \pm \Omega$ (для антистоксовой или стоксовой АО дифракции соответственно). В области пересечения таких пучков между плоскостями $y = 0$ и $y = l$ возникает распределение интенсивности света с контрастом интерференционной картины m , изменяющимся с частотой Ω УЗ волны. При этих условиях, как показано в работах [9,10], запись статических голографических ФР решеток возможна лишь при приложении к кристаллу вдоль волнового вектора решетки \mathbf{K} переменного электрического поля E^e с частотой, равной разности частот записываемых пучков, т.е. $E^e = E_0^e \cos \Omega t$, где следует полагать $\Omega \gg \tau_{sc}^{-1}$ (τ_{sc} —

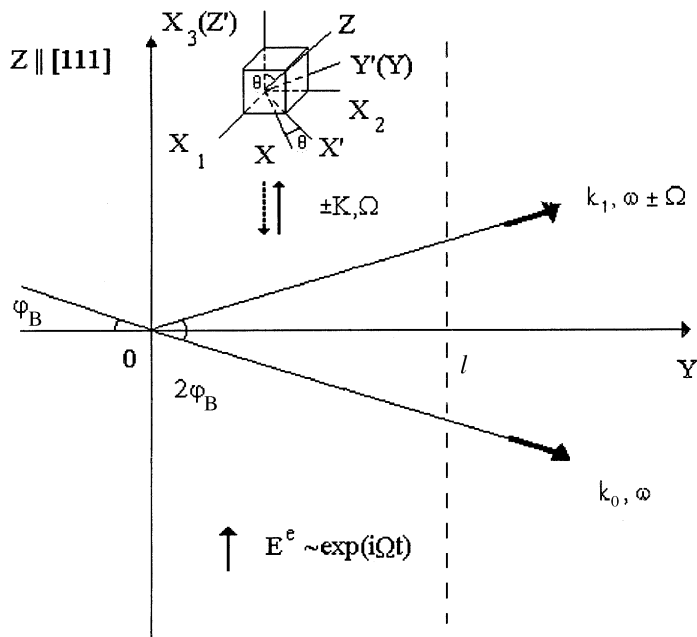


Рис. 1. Схема акустооптической записи голографической решетки при брэгговской дифракции света на ультразвуке в переменном электрическом поле.

время записи голограммы в ФР кристалле) [10]. В этом случае в кристалле вдоль волнового вектора $\mathbf{K} \parallel OZ$ устанавливается стационарный фототок $j \sim E^e (\mathbf{E}_0 \mathbf{E}_1^*) \sim \exp(\mp i\Omega t) \exp(-i\omega t) \exp[i(\omega \pm \Omega)t] + c.c.$ ФР решетку формируют две дифрагированные на ультразвуке световые волны: $\mathbf{E}_0 = \mathbf{E}_0^0 \exp[i(\mathbf{k}_0 \mathbf{r} - \omega t)]$ и $\mathbf{E}_1 = \mathbf{E}_1^0 \exp\{i[\mathbf{k}_1 \mathbf{r} - (\omega \pm \Omega)t]\}$, а также низкочастотное электрическое поле $E^e \sim E_0^e \exp(\mp i\Omega t)$. При этих условиях пространственная составляющая фототока $j \sim \exp(\pm i\mathbf{K}\mathbf{r})$. Пространственно-периодический и стационарный фототок j приводит к разделению зарядов в ФР кристалле и образованию решетки показателя преломления [1,9,10]. Следует отметить, что для данного направления распространения УЗ волны пьезоэлектрический эффект незначителен (см. [11]), поэтому акустофоторефрактивные ГР решетки, записанные

вследствие эффекта бунчирования электронов, можно не учитывать [5,6]. С учетом результатов работы [4] распределение интенсивности света $I = (\mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_1)(\mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_1)^*$ в области пересечения дифрагированных световых пучков дается соотношением:

$$I = I_0 + I_0 \left[\frac{1}{2} m \exp(iKx) + c.c. \right], \quad (1)$$

где I_0 — полная интенсивность света; $m = m_0 \exp(-i\Omega t)$, причем m_0 — амплитуда модуляции интерференционной картины. Интенсивность света I_0 и амплитуда m_0 даются соотношениями:

$$I_0 = I_1 + I_2 + I_3 + I_4, \quad m_0 = (\sqrt{I_1 I_3} + \sqrt{I_2 I_4})/I_0, \quad (2)$$

где

$$\begin{aligned} I_1 &= [(R_1 \sin(a_1 l)) + \tilde{R}_1 \sin(a_2 l) A_{\parallel} - Q(\cos(a_2 l) - \cos(a_1 l)) A_{\perp}]^2, \\ I_2 &= [\tilde{R}_1 \sin(a_1 l) + R_1 \sin(a_2 l) A_{\perp} + Q(\cos(a_2 l) - \cos(a_1 l)) A_{\parallel}]^2, \\ I_3 &= [(S_0 \cos(a_1 l) + \tilde{S}_0 \cos(a_2 l)) A_{\parallel} + (L_0 \sin(a_1 l) + \tilde{L}_0 \sin(a_2 l)) A_{\perp}], \\ I_4 &= [\tilde{S}_0 \cos(a_1 l) + S_0 \cos(a_2 l) A_{\perp} - (L_0 \sin(a_1 l) + \tilde{L}_0 \sin(a_2 l)) A_{\parallel}]. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь введены обозначения

$$\begin{aligned} Q &= \frac{\rho(\chi_{\parallel} + \chi_{\perp})}{(a_1^2 - a_2^2)}, \quad R_1 = \frac{\chi_{\parallel}(2\rho^2 + \chi_{\parallel}^2 - a_2^2 + \rho^2 \chi_{\perp}/\chi_{\parallel})}{a_1(a_1^2 - a_2^2)}, \\ L_0 &= \frac{\rho(\rho^2 + \chi_{\parallel}^2 + \chi_{\perp}^2 - a_2^2 + \chi_{\perp} \chi_{\parallel})}{a_1(a_1^2 - a_2^2)}, \quad S_0 = \frac{(\rho^2 + \chi_{\parallel}^2 - a_2^2)}{(a_2^2 - a_1^2)}, \end{aligned} \quad (4)$$

$$a_{1,2} = \left\{ \left(\rho^2 + \frac{1}{2} \chi_{\parallel}^2 + \frac{1}{2} \chi_{\perp}^2 \right) \pm \left[\left(\rho^2 + \frac{1}{2} \chi_{\parallel}^2 + \frac{1}{2} \chi_{\perp}^2 \right)^2 - \left(\rho^2 - \chi_{\parallel} \chi_{\perp} \right)^2 \right]^{1/2} \right\}^{1/2},$$

где

$$\chi_{\parallel} = -\pi n^3 p_{\text{эф}}^{\parallel} \sqrt{2I_a/\sigma v^3}/2\lambda, \quad \chi_{\perp} = -\pi n^3 p_{\text{эф}}^{\perp} \sqrt{2I_a/\sigma v^3}/2\lambda,$$

(I_a — интенсивность УЗ волны, σ — плотность кристалла, n — показатель преломления среды, λ — длина световой волны в вакууме, v — фазовая скорость УЗ, $p_{\text{эф}}^{\parallel}$, $p_{\text{эф}}^{\perp}$ — эффективные фотоупругие постоянные, ρ — удельное вращение кристалла). Для рассматриваемой геометрии дифракции $p_{\text{эф}}^{\parallel} = \frac{1}{3}(p_{11} + p_{12} + p_{21} + 4p_{44})$,

$p_{\text{эф}}^{\perp} = \frac{1}{3}(p_{11} + p_{12} + p_{21} - 2p_{44})$, где p_{ij} — компоненты тензора фотоупругих постоянных. Волнистая линия сверху в (3) означает замену $a_1 \Leftrightarrow a_2$, в выражениях (4), а волнистая линия снизу — замену $\chi_{\parallel} \Leftrightarrow \chi_{\perp}$; A_{\parallel}, A_{\perp} — амплитуды p - и s - поляризованных составляющих записывающего света.

Для описания процессов формирования голограмм используется модель записи ФР решеток, предложенная в [9,10,12]. Согласно этой модели, выражение для электрического поля ФР голографической решетки E_{sc} имеет вид:

$$E_{sc} = \frac{m_0 E_q E_{\mu} \{[(E_{\mu} + E_D)^2 + E_0^2]^{1/2} - E_{\mu} - E_D\}}{E_0^e \{[(E_{\mu} + E_D)^2 + E_D^2]^{1/2} + E_q - E_{\mu}\}}, \quad (5)$$

где $E_D = Kk_B T/e$ — диффузионное поле, $E_q = eN_A/\varepsilon K$ — поле насыщения пространственного заряда, $E_{\mu} = 1/\tau K\mu$ — дрейфовое поле, e — абсолютная величина заряда электрона, ε — диэлектрическая проницаемость кристалла, τ — время жизни носителей заряда, μ — подвижность электронов в кристалле, T — абсолютная температура, N_A — концентрация акцепторов в запрещенной зоне кристалла. Необходимо отметить, что без использования формул(1)–(4), корректно учитывающих влияние гиротропии кристалла на формирование интерференционной картины, невозможен строгий анализ записи ГР.

В поле ФР решетки E_{sc} возникает статическая фазовая решетка с компонентами тензора возмущений диэлектрической проницаемости $\Delta\varepsilon_{il} = -n^4 r_{ilt} E_{sc}$, где r_{ilt} — компоненты тензора электрооптических постоянных. Компоненты тензора возмущений диэлектрической проницаемости в системе координат XYZ равны: $\Delta\varepsilon_{11} = \Delta\varepsilon$, $\Delta\varepsilon_{22} = \Delta\varepsilon$, $\Delta\varepsilon_{33} = -2\Delta\varepsilon$, где $\Delta\varepsilon = \frac{1}{2}n^3 r_{41}(E_{sc}/\sqrt{3})$. Амплитуда решетки показателя преломления (ФР решетки) дается соотношением: $\Delta n = \Delta\varepsilon/2n$ [1].

Расчеты для кристалла силиката висмута ($\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$) проводились для длины волны света $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$ и времени жизни носителей заряда $\tau \approx 10^{-5}$ s. Выбор данного кристалла обусловлен его уникальными фоторефрактивными свойствами и гиротропией [1,7].

На рис. 2, а представлена поверхность $\Delta n(l, I_a)$, показывающая неоднородное распределение амплитуды ГР поперек волнового вектора \mathbf{K} . Нелинейная зависимость амплитуды модуляции ФР решетки Δn при изменении l и I_a обусловлена особенностями сильного АО взаимодействия в гиротропных кристаллах [4]. При ”выключении” гиротропии (рис. 2, b) амплитуда решетки существенно изменяется.

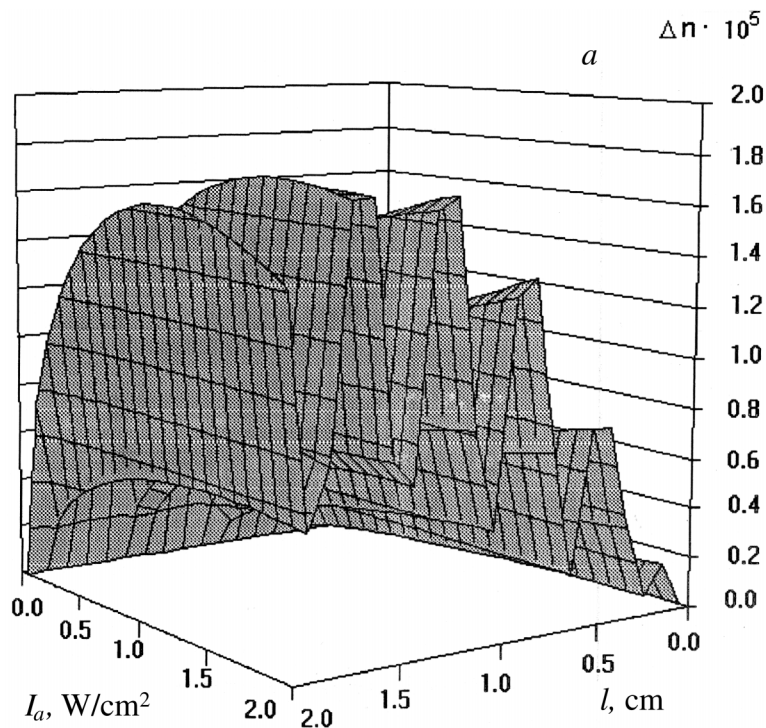


Рис. 2. Зависимость амплитуды решетки показателя преломления Δn от интенсивности УЗ I_a и длины АО взаимодействия l для $\rho = 3.8 \text{ cm}^{-1}$ (a) и $\rho = 0$ (b) при $f = 0.1 \text{ GHz}$, $N_A = 2 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$, $E_0^e = 5 \text{ kV/cm}$, $A_{\perp} = 0$, $A_{\parallel} = 1$.

Данные особенности записи ФР решетки объясняются совокупным влиянием циркулярной анизотропии кристалла и анизотропии фотоупругости на особенности АО взаимодействия. При этом в гиротропном кристалле для падающих световых пучков s - или p - поляризации при изменении длины АО взаимодействия l или интенсивности ультразвука I_a имеет место увеличение или уменьшение эффективности дифракции по сравнению со случаем отсутствия гиротропии ($\rho = 0$) [4].

Особенности влияния внешнего поля E_0^e и частоты ультразвука f на амплитуду решетки следуют из выражения (5). Установлено [1,10], что для ФР кристаллов типа силленита амплитуда поля E_{sc} возрастает

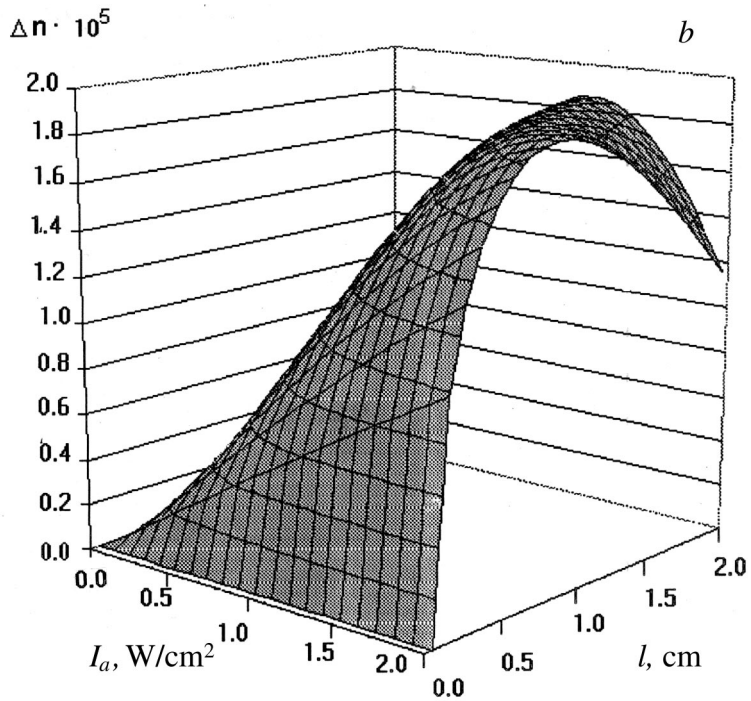


Рис. 2 (продолжение).

с увеличением внешнего поля E_0^e и уменьшается при увеличении волнового вектора решетки \mathbf{K} (частоты ультразвука $f \sim |\mathbf{K}|$). Следует отметить, однако, что нижняя граница частоты записывающей УЗ волны f ограничена условиями наблюдения брэгговской АО дифракции, при которой $f \geq (0.6nv^2/\lambda l)^{1/2}$ [13].

Рассмотренные зависимости показывают, что гиротропные кубические кристаллы типа силленита могут успешно применяться для записи ФР решеток световыми волнами, дифрагированными на бегущих УЗ волнах в режиме Брэгга при умеренных уровнях акустической мощности и приемлемых напряженностях внешних электрических полей. При этом по сравнению с другими материалами кристаллы типа силленита обладают одновременно высокой чувствительностью к записываемому свету,

являются реверсивными в реальном времени, позволяют записывать сигналы и изображения с высоким контрастом, а также воспроизводить информацию с высоким разрешением [7].

Выражаю благодарность В.Н. Белому за полезное обсуждение результатов работы.

Настоящая работа поддержана Белорусским республиканским Фондом фундаментальных исследований (грант Ф99–135).

Список литературы

- [1] *Петров М.П., Степанов С.И., Хоменко А.В.* Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике. С.-Петербург, 1992. 320 с.
- [2] *Петров М.П., Шамрай А.В., Петров В.М., Зоубулис И.* // ФТТ. 1997. Т. 39. В. 39. С. 1990–1994.
- [3] *Shepelevich V.V., Hu Y., Firsov A., Shamonina E., Ringhofer K.H.* // Appl. Physics. В. 1999. V. 68. N 5. P. 923–929.
- [4] *Кулак Г.В., Ковчур С.Н.* // Опт. и спектр. 1997. Т. 83. В. 6. С. 981–984.
- [5] *Чабан А.А.* // Акуст. журн. 1995. Т. 41. В. 6. С. 924–927.
- [6] *Владимирцев Ю.В., Голенищев-Кутузов А.В., Голенищев-Кутузов В.А.* // Акуст. журн. 1995. Т. 41. В. 3. С. 357–363.
- [7] *Малиновский В.К., Гудаев О.А., Гусев В.А., Деменко С.И.* Фотоиндуцированные явления в силленитах. Новосибирск: Наука, 1990. 160 с.
- [8] *Бережной А.А., Шерстнева Т.Н.* // Опт. и спектр. 1989. Т. 67. В. 6. С. 1313–1319.
- [9] *Stepanov S.I., Petrov M.* // Opt. Commun. 1985. V. 53. N 5. P. 292–295.
- [10] *Ilinykh P.N., Nestiorkin O.P., Zel'dovich B.Ya.* // JOSA. 1991. V. 8. N 5. P. 1042–1046.
- [11] *Дьельсан Э., Руайне Д.* Упругие волны в твердых телах. М., 1982. 424 с.
- [12] *Kuchtarev N.V., Markov V.B., Odulov S.G.* // Ferroelectrics. 1979. V. 22. N 3, 4. P. 949–960.
- [13] *Балакшиев В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е.* Физические основы акустооптики. М., 1985. 280 с.