1990 ЖУРНАЛ ТЕХНИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ Том 60, № 7
1990 JOURNAL OF TECHNICAL PHYSICS Vol 60, N 7

06; 07; 08

ОСОБЕННОСТИ АКУСТООПТИЧЕСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В КРИСТАЛЛАХ, ПОМЕЩЕННЫХ ВО ВРАЩАЮЩЕЕСЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ

И. В. Семченко, П. И. Ропот

Приводятся результаты исследования дифракции на ультразвуке световой волны, распространяющейся в кристалле вдоль оси симметрии третьего порядка в присутствии вращающегося электрического поля. Рассмотрены случаи дифракции света на продольной и поперечной ультразвуковых волнах в режиме Рамана—Ната в слабом и сильном электрических полях. Показана возможность применения вращающихся электрических полей при создании акустоэлектрооптических ячеек, совмещающих в себе функции акустооптического модулятора и электрооптического переключателя плоскости поляризации. Рассмотренные взаимодействия позволяют также осуществить частотную модуляцию света по двум независимым каналам.

Введение

Изучению функциональных возможностей акустооптических (АО) устройств обработки сигнальной информации посвящен ряд работ (см., например, [1-3]). Расширить возможности таких устройств можно с помощью внешнего электрического поля, вызывающего оптическую анизотропию кристалла. В [4-6] показано, что использование акустоэлектрооптических (АЭО) взаимодействий позволяет проводить обработку сигнальной информации по двум независимым каналам. В [7] исследовано АЭО взаимодействие в тригональных пьезоэлектриках. На примере кристалла ниобата лития экспериментально продемонстрирован эффект переключения плоскости поляризации с сохранением эффективности дифракции в широкой полосе частот ультразвука. АЭО взаимодействие в режиме многократного рассеяния света на ультразвуке в тетрагональных кристаллах КДР рассмотрено в [8].

В настоящей работе рассматриваются особенности АЭО взаимодействия в кристаллах, помещенных во вращающееся поле. Возможность частотной модуляции света, распространяющегося вдоль оси третьего порядка, вращающимся поперечным электрическим полем показана в работах [9-13]. Результаты, полученные в настоящей работе, свидетельствуют, что использование АЭО взаимодействия позволяет создать частотный модулятор света с независимой модуляцией частоты по двум каналам, а также электрооптический переключатель поляризации дифрагированного света.

1. Распространение световых волн во вращающемся электрическом поле (ВЭП)

Воздействие сильного электрического поля приводит к изменению диэлектрической проницаемости и, следовательно, оптических свойств кристалла. Тензор диэлектрической проницаемости кристалла, помещенного во внешнее электрическое поле E^0, можно записать в виде

$$\varepsilon_\alpha = \varepsilon^0_\alpha + \sum_{j=1}^{3} r_{\alpha j} E^0_j. \qquad (1)$$

Здесь ε^0_α — диэлектрическая проницаемость в отсутствие электрического поля; $r_{\alpha j}$ — тензор третьего ранга, описывающий линейный электрооптический эффект.

Компоненты вращающегося поля имеют следующую зависимость от времени:

$$E^0_1 = E^0 \cos(\Omega t - \Phi_0), \quad E^0_2 = -E^0 \sin(\Omega t - \Phi_0), \tag{2}$$

где E^0 — модуль напряженности поля, Ω — угловая частота вращения вектора $\mathbf{E}^0$, Φ_0 — начальная фаза.

Согласно [9–13], в случае вращения электрического поля в плоскости, ортогональной оси симметрии третьего порядка, ось тензора диэлектрической проницаемости, индуцированная этим полем, вращается в этой же плоскости с частотой $\Omega_f = 1/2\Omega$, причем направления вращения внешнего поля и индуцированной оси противоположны.

Рассмотренное нестационарное воздействие электрического поля (2) на оптические свойства кристалла можно описать с помощью тензора диэлектрической проницаемости (1)

$$\varepsilon(t) = U(t)\,\varepsilon U^{-1}(t),$$

где

$$U(t) = \begin{pmatrix} \cos\Omega_f t & -\sin\Omega_f t & 0 \\ \sin\Omega_f t & \cos\Omega_f t & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

— матрица поворота на угол $\Omega_f t$ вокруг оси Z, совпадающей с осью симметрии третьего порядка (вокруг единичного вектора $\mathbf{c}$).

Тензор диэлектрической проницаемости $\varepsilon = \varepsilon^0_1 - 2\Delta\varepsilon\,\mathbf{a}\cdot\mathbf{a} + (\varepsilon^0_3 - \varepsilon^0_1)\mathbf{c}\cdot\mathbf{c}$ характеризует свойства кристалла в момент времени $t=0$. Здесь $\Delta\varepsilon = -\sqrt{r^2_{11} + r^2_{22}}\,E^0$ — индуцированная электрическим полем анизотропия диэлектрической проницаемости; $\mathbf{a}$ — единичный вектор, направленный вдоль оси X; точка между векторами означает их прямое (диадное) произведение.

Напряженность электрического поля световой волны, распространяющейся в кристалле вдоль оси Z в присутствии вращающегося электрического поля, удовлетворяет волновому уравнению

$$\operatorname{rot}\operatorname{rot}\mathbf{E} + \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}(\varepsilon(t)\mathbf{E}) = 0. \tag{3}$$

Решение (3) будем иметь в виде двух связанных циркулярных монохроматических волн с различными частотами [14, 15]

$$\mathbf{E} = A_+\left\{\mathbf{n}_+ e^{-i(\omega-\Omega_f)t} + \rho(\omega)\,\mathbf{n}_- e^{-i(\omega+\Omega_f)t}\right\} e^{ik(\omega)z}, \tag{4}$$

где $\mathbf{n}_\pm = (1/\sqrt{2})(\mathbf{a} \mp i\mathbf{b})$ — нормированные векторы правой и левой циркулярной поляризации ($\mathbf{a}$, $\mathbf{b}$ и $\mathbf{c}$ образуют правую тройку).

Волновые числа $K(\omega)$ и эллиптичности $\rho(\omega)$ собственных мод электромагнитного поля (4) определяются выражениями [14]

$$k_{1,2}(\omega) = \sqrt{\frac{\bar\varepsilon}{c^2}(\omega^2 + \Omega_f^2) \pm \sqrt{4\bar\varepsilon^2\frac{\omega^2}{c^4}\Omega_f^2 + \frac{\Delta\varepsilon^2}{c^4}(\omega^2 - \Omega_f^2)^2}},$$

$$k_{3,4}(\omega) = -k_{1,2}(\omega), \quad \rho_i(\omega) = -\frac{c^2 k_i^2(\omega) - \bar\varepsilon(\omega - \Omega_f)^2}{\Delta\varepsilon(\omega - \Omega_f)^2},$$

$$\bar\varepsilon = \varepsilon^0_1 - \Delta\varepsilon. \tag{5}$$

В случае выполнения неравенства $\Delta\varepsilon\omega \gg 2\bar\varepsilon\Omega$, которое является справедливым при частотной модуляции света вращающимся электрическим полем ($\omega \sim 10^{14}$–10^{15} Гц, $\Delta\varepsilon \sim 10^{-4}$–$10^{-5}$, $\Omega \sim 10^6$–10^8 Гц), из соотношений (5) получаем

$$k_{1,2}(\omega) \approx \frac{\omega}{c}\sqrt{\bar{\varepsilon}} \pm \Delta\varepsilon\ , \quad \rho_{1,2}(\omega) \approx \mp 1.$$

В рассматриваемом режиме падающая на кристалл циркулярно поляризованная световая волна

$$\mathbf{E}_{\pm}^{i} = E_{0\pm}\mathbf{n}_{\pm}\exp\left[i\left(\frac{\omega_0}{c}z - \omega_0 t\right)\right]$$

возбуждает в нем поле

$$\mathbf{E}_{\pm} = E_{0\pm}\mathbf{n}_{\pm}\cos[\Delta k_{\pm}z]\,e^{i(k_{\pm}z-\omega_0 t)} - iE_{0\pm}\mathbf{n}_{\mp}\sin[\Delta k_{\pm}z]\,e^{i[k_{\pm}z-(\omega_0\pm2\Omega_f)t]}, \tag{6}$$

представляющее собой две взаимодействующие световые волны с противоположными круговыми поляризациями и различными частотами. Здесь введены обозначения

$$k_{\pm} = \frac{\omega_0 \pm \Omega_f}{c}\sqrt{\bar{\varepsilon}}, \quad \Delta k_{\pm} = \frac{\omega_0 \pm \Omega_f}{c}\frac{\Delta\varepsilon}{2\sqrt{\bar{\varepsilon}}}.$$

Согласно (6), распространение света в кристалле, помещенном во вращающееся электрическое поле, сопровождается взаимным обменом энергией между циркулярно поляризованными волнами. При длине кристалла $z_{0\pm}=\pi/(2\Delta k_{\pm})$ происходит полное преобразование падающей волны в волну с противоположной круговой поляризацией и частотой $\omega_0 \pm 2\Omega_f$.

2. АЭО взаимодействие в ВЭП при малой длине области акустооптического взаимодействия

Рассмотрим режим раман-натовской дифракции на УЗ волне света, распространяющегося вдоль оси третьего порядка. В качестве примера возьмем кристалл $LiNbO_3$, в котором направление [010] является для акустических волн продольной и поперечной нормалью. Выбранная специальная декартова система координат с ортами $\mathbf{a}$, $\mathbf{b}$, $\mathbf{c}$ совпадает с осями кристаллографической системы XYZ. Предположим, что УЗ волна со смещением

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}_0\exp[i(Ky - \Omega_a t)] \tag{7}$$

занимает область между плоскостями $z=0$ и $z=l$, где l — длина области АО взаимодействия; $K=\Omega_a/v$, Ω_a — частота и v — фазовая скорость УЗ волны.

УЗ волна (7) создает периодическое в пространстве и времени изменение тензора диэлектрической проницаемости $\Delta\varepsilon_{ik}^{a}$, которое связано с упругими деформациями

$$u_{ik} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i}\right)$$

и фотоупругими постоянными p_{ijkl} следующим известным соотношением:

$$\Delta\varepsilon_{ik}^{a} = -\varepsilon_{il}^{0}\varepsilon_{jk}^{0}p_{ljmn}u_{mn},$$

где ε_{il}^{0} — невозмущенный тензор диэлектрической проницаемости.

При небольших напряженностях внешнего поля E^0, когда электроиндуцированная анизотропия диэлектрической проницаемости имеет порядок $\Delta\varepsilon \sim 10^{-5}$ (что соответствует характерной длине взаимного преобразования волн (6) $z_{0\pm} \sim 10$ см), область АО взаимодействия l значительно меньше $z_{0\pm}$. Следовательно, в пределах области АО взаимодействия при $l \ll z_{0\pm}$ можно пренебречь электроиндуцированным преобразованием частоты и поляризации света и представить электромагнитное поле световой волны в виде

$$\mathbf{E}_{\pm} = E_{0\pm}\mathbf{n}_{\pm}e^{i(k_{\pm}z-\omega_0 t)}. \tag{8}$$

Взаимодействие световой и УЗ волн приводит к появлению в области их перекрытия индуцированной электрической поляризации среды

$$P_i = P_i^{+} + P_i^{-} = \frac{1}{8\pi}(\Delta\varepsilon_{ik}^{a}E_k + \Delta\varepsilon_{ik}^{a*}E_k).$$

Волновое уравнение (3) с учетом принятого приближения для напряженности поля $\mathbf{E}_1^{\pm}$ световых волн, дифрагированных $b \pm 1$ порядки, принимает вид

$$\nabla \mathbf{E}_1^{\pm} - \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{E}_1^{\pm} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{P}^{\pm}. \tag{9}$$

Решение уравнения (9) для волны $\mathbf{E}_1^{+}$, дифрагированной в $+1$ порядок (знак опускаем), ищем в виде суммы лево- и правоциркулярных волн

$$\mathbf{E}_{1\pm}(z, t) = A_{1\pm}(z)\, \mathbf{n}_{\pm} e^{i[(k_{1\pm}z + Ky) - (\omega_0 + \Omega_a)t]}, \tag{10}$$

где

$$k_{1\pm} = \frac{\omega_0 + \Omega_a \pm \Omega_f}{c} \sqrt{\varepsilon}.$$

Используя (9) и (10), получаем следующее уравнение для медленно меняющихся амплитуд $A_{1\pm}(z)$:

$$2ik_{1\pm} \frac{\partial A_{1\pm}}{\partial z} = -\frac{4\pi}{c^2} (\omega_0 + \Omega_a)^2 (\mathbf{n}_{\pm}\mathbf{P}^{+})\, e^{-ik_{1\pm}z}. \tag{11}$$

Подставляя в (11) соотношения для $\mathbf{P}_{\pm}$ и выполняя интегрирование, получаем выражения для комплексных амплитуд $A_{1\pm}$ дифрагированных волн на выходе из области АО взаимодействия

$$A_{1\pm} = -\frac{il(\omega_0 + \Omega_a)^2}{4c^2 k_{1\pm}} \left\{ F_{\pm} E_{0+} \operatorname{sinc}\left(\frac{k_+ - k_{1\pm}}{2}\, l\right)\right\} e^{i\frac{k_+ - k_{1\pm}}{2} l} \tag{12}$$

(в случае падения на кристалл правоциркулярной волны),

$$A_{1\pm} = -\frac{il(\omega_0 + \Omega_a)^2}{4c^2 k_{1\pm}} \left\{ D_{\pm} E_{0-} \operatorname{sinc}\left(\frac{k_- - k_{1\pm}}{2}\, l\right)\right\} e^{i\frac{k_- - k_{1\pm}}{2} l} \tag{13}$$

(в случае падения на кристалл левоциркулярной волны). Здесь

$$\operatorname{sinc} x = \frac{\sin x}{x}, \quad F_{\pm} = \mathbf{n}_{\pm}^{*} p : \varepsilon_0^2 u \mathbf{n}_{+}, \quad D_{\pm} = \mathbf{n}_{\pm}^{*} p : u \varepsilon_0^2 \mathbf{n}_{-}.$$

Рассмотрим частные случаи дифракции на продольных и поперечных УЗ волнах, распространяющихся вдоль оси Y.

а) Для дифракции на продольной УЗ волне правоциркулярной световой волны выражения (12) в предельном случае $\operatorname{sinc} x \approx 1$ принимают вид

$$A_{1\pm} = B_{+} l h_1 e^{-i\frac{\Omega_a}{2c}\sqrt{\varepsilon}\, l}, \quad A_{1-} = B_{-} l h_2 e^{-i\frac{\Omega_a}{2c}\sqrt{\varepsilon}\, l} e^{i\frac{\Omega_f}{c}\sqrt{\varepsilon}\, l}, \tag{14}$$

где

$$B_{\pm} = \frac{\varepsilon_0^2 u_0 K (\omega_0 + \Omega_a)^2 E_{0\pm}}{8c^2 k_{1\pm}}, \quad h_1 = p_{11} + p_{12}, \quad h_2 = p_{11} - p_{12}.$$

При $z > l$ для световой волны, дифрагированной в $+1$-м порядок, справедливо выражение

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_1 = {} & M_{+}\{\mathbf{n}_{+} \cos[\Delta k_{1+}(z - l)]\, e^{-i(\omega_0 + \Omega_a)t} - i\mathbf{n}_{-} \sin[\Delta k_{1-}(z - l)]\, e^{-i(\omega_0 + \Omega_a + 2\Omega_f)t}\} \times \\ & \times e^{i[k_{1+}(z-l) + Ky]} + M_{-}\{\mathbf{n}_{-} \cos[\Delta k_{1+}(z - l)]\, e^{-i(\omega_0 + \Omega_a)t} - i\mathbf{n}_{+} \sin[\Delta k_{1-}(z - l)] \times \\ & \times e^{-i(\omega_0 + \Omega_a - 2\Omega_f)t}\}\, e^{i[k_{1-}(z-l) + Ky]}, \end{aligned} \tag{15}$$

где использованы обозначения

$$M_{\pm} = A_{1\pm} e^{ik_{1\pm}l}, \quad \Delta k_{1\pm} = \frac{\omega_0 + \Omega_a \pm \Omega_f}{c} \frac{\Delta\varepsilon}{2\sqrt{\varepsilon}}.$$

Если длина кристалла удовлетворяет условию

$$L = l + \frac{\pi c \sqrt{\varepsilon}}{\omega_0 \Delta\varepsilon},$$

то, согласно (15), на выходе из кристалла в $+1$-м порядке дифракции существуют две световые волны: левоциркулярная с частотой $\omega_0+\Omega_a+2\Omega_f$ и правоциркулярная с частотой $\omega_0+\Omega_a-2\Omega_f$. Для падающей левоциркулярной световой волны получаем аналогичный результат, при этом выражения (13) принимают вид

$$A_{1+}=B_+h_2le^{-i\frac{\Omega_a}{2c}\sqrt{\varepsilon}\,l}e^{-i\frac{\Omega_f}{c}\sqrt{\varepsilon}\,l},\quad A_{1-}=B_-h_1le^{-i\frac{\Omega_a}{2c}\sqrt{\varepsilon}\,l}. \tag{16}$$

б) Более интересным с точки зрения практического использования является режим дифракции света на поперечной УЗ волне, поляризованной вдоль оси X. При падении на кристалл правоциркулярной световой волны из (12) с учетом $F_\pm$ и $D_\pm$ получаем

$$A_{1+}=0,\quad A_{1-}=-iB_-lp_{66}e^{i\frac{2\Omega_f-\Omega_a}{2c}\sqrt{\varepsilon}\,l}, \tag{17}$$

и при выполнении условия (16) на выходе из кристалла в $+1$-м порядке дифракции существует только одна круговая волна с частотой $\omega_0+\Omega_a-2\Omega_f$. Поляризация дифрагированной волны совпадает с поляризацией падающей волны, поскольку при распространении в кристалле свет дважды изменил поляризацию на противоположную: сначала при дифракции на УЗ волне, а затем при взаимодействии с ВЭП.

При падении на кристалл левоциркулярной волны из (13) следует

$$A_{1-}=0,\quad A_{1+}=iB_+lp_{66}e^{-i\frac{2\Omega_f+\Omega_a}{2c}\sqrt{\varepsilon}\,l}, \tag{18}$$

на той же длине кристалла (16) дифрагированный в $+1$-й порядок свет имеет частоту $\omega_0+\Omega_a+2\Omega_f$.

3. АЭО взаимодействие в сильном вращающемся электрическом поле

Электроиндуцированная анизотропия диэлектрической проницаемости при напряженностях электрического поля $E^0\sim 10$ кВ/см может достигать значений $\Delta\varepsilon\sim 10^{-4}$. В этом случае необходим учет электроиндуцированного преобразования частоты и поляризации света в пределах области АО взаимодействия, поскольку характерная длина взаимного преобразования волн (6) становится сравнимой с длиной области АО взаимодействия ($z_0\sim l\sim 1$ см). Решение данной задачи можно получить, пренебрегая анизотропией фотоупругости h_2 ($h_2\ll h_1$). Используя метод связанных волн, получаем выражение для напряженности электрического поля световой волны, дифрагированной в $+1$-й порядок при падении на кристалл правоциркулярной волны,

$$\mathbf{E}_1=\mathbf{n}_+e^{-i[(\omega_0+\Omega_a)t-Ky]}\{N_+\cos\theta+N_-\sin\theta\}-\mathbf{n}_-e^{-i[(\omega_0+\Omega_a+2\Omega_f)t-Ky]}\times$$
$$\times\{N_-\cos\theta+N_+\sin\theta\}, \tag{19}$$

где использованы обозначения

$$N_\pm=(R_1\pm R_2)\,d_\pm,\quad \theta=\Delta\varphi+\Delta k\,(z-l),\quad R_{1,2}=\frac{\operatorname{sinc}(\Delta k_{1,2}l)}{k_{1,2}(\omega_{1+})},$$

$$d_\pm=\frac{1}{2}B_\pm k_\pm lh_1e^{i(\bar\varphi+\bar kz)},\quad \Delta\varphi=\frac{1}{2}(\bar k_1-\bar k_2)\,l,$$

$$\bar k_{1,2}=\frac{1}{2}(k_{1,2}(\omega_+)+k_{1,2}(\omega_{1+})),\quad \bar k=\frac{1}{2}(k_1(\omega_{1+})+k_2(\omega_{1+})),$$

$$\Delta k=\frac{1}{2}(k_1(\omega_{1+})-k_2(\omega_{1+})),\quad k_{1,2}(\omega)=\frac{\omega}{c}\sqrt{\bar\varepsilon\pm\Delta\varepsilon},$$

$$\Delta k_{1,2}=\frac{1}{2}(k_{1,2}(\omega_+)-k_{1,2}(\omega_-)),\quad \omega_+=\omega_0+\Omega_f,$$

$$\omega_{1+} = \omega_0 + \Omega_a + \Omega_f, \quad \bar{\varphi} = \frac{1}{2}(\bar{k}_1 + \bar{k}_2)\, l.$$

При длине кристалла

$$L = \frac{1}{\Delta k} \operatorname{arctg}\left(\frac{R_1 + R_2}{R_2 - R_1}\right) - \frac{\Delta\varphi}{\Delta k} + l$$

на выходе существует только волна на частоте $\omega_0 + \Omega_a + 2\Omega_f$. Для описания дифракции левоциркулярной волны в выражении (19) необходимо произвести замену $\mathbf{n}_\pm \to \mathbf{n}^\pm$ и $\Omega_f \to -\Omega_f$.

Таким образом, в работе показана возможность применения вращающихся электрических полей при создании акустоэлектрооптических ячеек, совмещающих в себе функции АО модулятора и электрического переключателя плоскости поляризации. Рассмотренные взаимодействия позволяют также модулировать частоту света по двум независимым каналам: акустическому и электрооптическому.

Список литературы

[1] *Гуляев Ю. В., Проклов В. В., Шкердин Г. И.* // УФН. 1978. Т. 24. № 1. С. 61—111.

[2] *Балакший В. И., Парыгин В. Н., Чирков А. Е.* Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985. 280 с.

[3] Акустооптические устройства радиоэлектронных систем // Под ред. С. В. Кулакова. Л.: Наука, 1988. 154 с.

[4] *Lee H.* // Appl. Phys. Lett. 1986. Vol. 49. N 1. P. 24—25.

[5] *Psalfis D., Lee H., Sirat G.* // Appl. Phys. Lett. 1985. Vol. 46. N 3. P. 215—217.

[6] *Das P., Sholfz A. V., Vrillo A. J.* et al. // Appl. Phys. Lett. 1986. Vol. 49. N 16. P. 1016—1018.

[7] *Белый В. Н., Пашкевич Г. А., Севрук Б. Б.* // Оптика анизотропных сред. Межведомственный сб. МФТИ. М., 1987. С. 137—139.

[8] *Белый В. Н., Мащенко А. Г., Пашкевич Г. А., Севрук Б. Б.* // Тез. докл. Всесоюз. конф. по оптической обработке информации. Ч. I. Л., 1988. С. 143.

[9] *Buhrer C. F., Bloom L. R., Baird D. H.* // Appl. Opt. 1963. Vol. 2. N 8. P. 839—846.

[10] *Жариков В. И., Хохлов Р. В.* // РиЭ. 1965. Т. 10. № 1. С. 62—72.

[11] *Жариков В. И.* // РиЭ. 1967. Т. 12. № 6. С. 1115—1117.

[12] *Жариков В. И.* // Кристаллография. 1967. Т. 12. № 4. С. 741—742.

[13] *Воронцов М. А., Корябин А. В., Шмальгаузен В. И.* Управляемые оптические системы. М.: Наука. 1988. 272 с.

[14] *Семченко И. В., Сердюков А. Н.* // ЖПС. 1984. Т. 41. № 5. С. 827—830.

[15] *Ахраменко И. Н., Семченко И. В., Сердюков А. Н.* // ЖПС. 1988. Т. 49. № 2. С. 304—308.

Институт физики
им. Б. И. Степанова АН БССР
Минск

Поступило в Редакцию
10 мая 1989 г.