07;09

ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДНЫХ МОД С СВЧ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ ПОЛЕМ В ПЛЕНКАХ ГИРОТРОПНЫХ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛОВ $Bi_{12}SiO_{20}$, $Bi_{12}GeO_{20}$

А.А.Соломко, Ю.А.Гайдай,
О.В.Колокольцев

Рассмотрены особенности параметрического взаимодействия оптических мод планарного гиротропного волновода BGO:BSO с СВЧ электромагнитным полем на основе электрооптического эффекта (ЭЭ). Получены выражения для амплитуд преобразованных мод и условия фазового синхронизма (УФС) для волн в гиротропной среде. Показано, что при выполнении УФС для прямой и обратной СВЧ волн реализуется накапливающийся эффект для стоксовой и антистоксовой составляющих амплитуд полей. Анализ проведен для двух основных геометрий ЭЭ.

Введение

Особенность кристаллов $Bi_{12}SiO_{20}$(BSO), $Bi_{12}GeO_{20}$(BGO) как электрооптических сред, связана с наличием у них естественной оптической активности. Кристаллы BSO и BGO относятся к классу симметрии 23. Они фотоактивны, имеют резкую спектральную зависимость фотопроводимости, эффект Фарадея, пьезоэлектрические свойства [1]. Тензор диэлектрической проницаемости с учетом эффекта Фарадея, оптической активности и линейного электрооптического эффекта в кристаллофизической системе координат XYZ имеет вид

$$\varepsilon_{ij} = \varepsilon_0\delta_{ij} + \Delta\varepsilon_{ij} = \varepsilon_0\delta_{ij} + j\gamma e_{ijk}B_k + jk_0^{-1}ge_{ijk}\nabla_k - \varepsilon_0^2 r_{ijk}E_k^s, \qquad (1)$$

где ε_0 — диэлектрическая проницаемость кристалла при $r = g = \gamma = 0$, g — элемент тензора гирации, δ_{ij} — символ Кронекера, r_{ijk} — линейный электрооптический коэффициент, E_k^s — компонента электрооптического управляющего поля, k_0 — постоянная распространения света в кристалле, γ — коэффициент магнитогирации среды, e_{ijk} — символ Леви–Чивита, B_k — компонента вектора магнитной индукции.

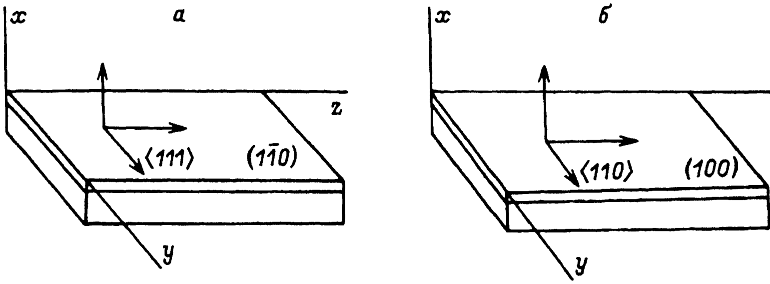

Рис. 1. Геометрия фазовой (*а*) и амплитудной (*б*) модуляций для электрооптического эффекта.

В последнее время были синтезированы кристаллы BSO и BGO с высокой лучевой прочностью, что делает их конкурентоспособными с традиционными электрооптическими средами [2]. Получены чистые и легированные тонкие пленки этих кристаллов [3,4]. В ряде работ показана возможность эффективного управления параметрами света в планарных волноводах BSO и BGO на основе электрооптического эффекта (ЭЭ) для квазистационарного управляющего электромагнитного поля (УП) [4–7].

Однако остается открытым вопрос о возможности получения накапливающихся эффектов при параметрическом взаимодействии оптических волноводных мод с СВЧ УП.

В настоящей работе рассмотрены две оптимальные геометрии ЭЭ. Геометрию, в которой ЭЭ вносит вклад только в диагональные компоненты тензора $\hat{\varepsilon}$, для краткости будем называть геометрией фазовой модуляции (ГФМ), а в случае, когда ЭЭ дает вклад только в компоненты тензора ε_{12}, ε_{21}, — геометрией амплитудной модуляции (ГАМ).

Геометрия фазовой модуляции

Пусть свет распространяется в пленке BGO ($n_2 = 2.550$, $r_{41} = 3.4 \times \times 10^{-10}$ см·В$^{-1}$, постоянная Верде $B_v = 0.26$ мин/Э·см, оптическая активность $\rho = 400$ град·см$^{-1}$), выращенной в плоскости (1$\bar{1}$0) на подложке BSO ($n = 2.542$, $r_{41} = 4.7 \cdot 10^{-10}$ см·В$^{-1}$, $B_v = 0.25$ мин/Э·см, $\rho = 250$ град·см$^{-1}$), в направлении $0z$ и электрическая компонента однородного линейно поляризованного СВЧ УП направлена вдоль оси $0y$, которая совпадает с кристаллофизическим направлением ⟨111⟩ (рис. 1,*а*). Изотропный верхний слой имеет показатель преломления $n_1 = 1.53$. Отметим, что вариация оптического поля в направлении $0y$ отсутствует $\partial/(\partial y) = 0$.

Считая, что оптическая активность и ЭЭ являются малым возмущением, которое приводит к взаимодействию собственных волн невозмущенного волновода ($\Delta\hat{\ }\varepsilon = 0$), решение задачи будем искать методом связанных мод [8].

Решение уравнений Максвелла с возмущенной правой частью ($\mu = 1$)

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \quad \nabla \times \mathbf{H} = \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}\left[\varepsilon_0 \mathbf{E} + \Delta\hat{\ }\varepsilon \mathbf{E}\right] \tag{2}$$

представим в виде суперпозиции двух волн с медленно изменяющимися амплитудами

$$\mathbf{E}_n(x,z,t) = a^n(z,t)\mathbf{E}_n^E(x)^{j(\omega t-\beta_n^E z)} + b^n(z,t)\mathbf{E}_n^M(x)e^{j(\omega t-\beta_n^M z)}, \tag{3}$$

где $\mathbf{E}_n^E(x)$, $\mathbf{E}_n^M(x)$ —напряженности полей TE- и TM-мод невозмущенного волновода; β_n^E и β_n^M — их постоянные распространения; n — номер моды.

Поля $\mathbf{E}_n^E(x)$ и $\mathbf{E}_n^M(x)$ нормированы таким образом, чтобы мощность, переносимая каждой модой в направлении z (на единицу ширины в направлении y), соответствовала единичной

$$-\frac{c}{8\pi}\int\limits_{-\infty}^{+\infty} H_x E_y dx = \frac{c}{8\pi}\int\limits_{-\infty}^{+\infty} E_x H_y dx = 1. \tag{4}$$

Подставляя (1) и (3) в (2) и учитывая, что $a^n(z,t)$ и $b^n(z,t)$ — медленно меняющиеся функции координат и времени, а компонента УП E_k^s в (1) имеет вид

$$E_y^s = E_y^0 \sin(\Omega t - k_s z) = E_y^0 \sin\Psi, \tag{5}$$

получим уравнения связанных мод

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{v_1}\frac{\partial}{\partial t}\right) a^n = jA_1 a^n \sin\Psi + jBb^n \exp[j\Delta z],$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{v_2}\frac{\partial}{\partial t}\right) b^n = jA_2 b^n \sin\Psi + jB^* a^n \exp[-j\Delta z], \tag{6}$$

где v_1, v_2 — групповые скорости TE- и TM-мод соответственно, $\Delta = \beta_n^E - \beta_n^M$,

$$A_1 = -\frac{\omega}{16\pi}\Delta\varepsilon_{22}^{r'}\langle E_y^2\rangle_n, \quad A_2 = -\frac{\omega}{16\pi}\Delta\varepsilon_{11}^{r'}\langle E_x^2\rangle_n,$$

$$B = -\frac{\omega}{16\pi}\left[\Delta\varepsilon_{21}^{g\gamma}\langle E_y E_x\rangle + \Delta\varepsilon_{23}^{g,\gamma}\langle E_y E_z\rangle\right]_n,$$

$\varepsilon^{r'}$ — компоненты тензора в системе координат волновода ($A_{1,2} \sim r_{41}E_y^0$, $B \sim g,\gamma$); принято обозначение $\langle F\rangle = \int\limits_{-\infty}^{+\infty} F dx$.

В общем случае получить решение уравнения (6) сложно, поэтому мы ограничимся областью вдали от отсечки, где групповые скорости TE_n- и TM_n-мод отличаются на очень малую величину, т.е.

$$v_1 \approx v_2 = v, \tag{7}$$

и такой величиной УП, чтобы выполнялось условие

$$\frac{A}{|B|} \ll 1. \tag{8}$$

Вводя новые переменные

$$u = \frac{B}{2}(z + vt), \quad \eta = z - vt, \tag{9}$$

получим систему обыкновенных дифференциальных уравнений

$$\frac{\partial}{\partial u}\tilde{a}^n = j\alpha\tilde{a}^n \sin\tilde{\Psi} + j\tilde{b}^n \exp\left[j\frac{\Delta}{B}\left(u + \frac{B}{2}\eta\right)\right],$$

$$\frac{\partial}{\partial u}\tilde{b}^n = j\alpha\frac{A_2}{A_1}\tilde{b}^n \sin\tilde{\Psi} + j\frac{B^*}{B}\tilde{a}^n \exp\left[-j\frac{\Delta}{B}\left(u + \frac{B}{2}\eta\right)\right], \tag{10}$$

где $\alpha = A/B$,

$$\tilde{\Psi} = \frac{2}{B}p^- u - p^+\eta, \quad p^+ = \frac{\Omega}{2}\left(\frac{1}{v} \pm \frac{1}{v_s}\right),$$

v_s — фазовая скорость СВЧ волны.

Решение системы (10) ищем в виде ряда по малому параметру α

$$\tilde{a}^n = a_0(u,\eta) + \alpha a_1(u,\eta) + \alpha^2 a_2(u,\eta) + \ldots,$$

$$\tilde{b}^n = b_0(u,\eta) + \alpha b_1(u,\eta) + \alpha^2 b_2(u,\eta) + \ldots. \tag{11}$$

Так как было принято, что $\alpha \ll 1$, то в разложении (11) можно ограничиться слагаемыми не выше первого порядка по α ; подставляя (11) в (10), получим приближения нулевого и первого порядков

$$\frac{\partial}{\partial u}a_0 = jb_0 \exp\left[j\frac{\Delta}{B}\left(u + \frac{B}{2}\eta\right)\right],$$

$$\frac{\partial}{\partial u}b_0 = j\frac{B^*}{B}a_0 \exp\left[-j\frac{\Delta}{B}\left(u + \frac{B}{2}\eta\right)\right],$$

$$\frac{\partial}{\partial u}a_1 = ja_0 \sin\tilde{\Psi} + jb_1 \exp\left[j\frac{\Delta}{B}\left(u + \frac{B}{2}\eta\right)\right],$$

$$\frac{\partial}{\partial u}b_1 = jb_0\frac{A_2}{A_1}\sin\tilde{\Psi} + j\frac{B^*}{B}a_1 \exp\left[-j\frac{\Delta}{B}\left(u + \frac{B}{2}\eta\right)\right]. \tag{12}$$

Положим, что в точке $z = 0$ амплитуда TM_n-моды равна единице, а TE_n-моды нулю. Тогда условия на границе для составляющих a_k и b_k в новых координатах запишутся следующим образом:

$$\left.\begin{matrix} a_0 = 0 \\ b_0 = 1 \end{matrix}\right|_{u=-\frac{B}{2}\eta}, \qquad \left.\begin{matrix} a_1 = 0 \\ b_1 = 0 \end{matrix}\right|_{u=-\frac{B}{2}\eta}. \tag{13}$$

Решение задачи (12), (13) для амплитуд TE_n- и TM_n-мод в исходных координатах имеет вид

$$a^n(z,t) = -\frac{|B|}{\lambda}\sin\lambda z \cdot e^{j\frac{\Delta}{2}z} - jz\frac{|B|}{2\lambda}A_1\Big\{(\alpha_1 \sin(\Omega t - p^+ z) -$$

$$- \cos(\Omega t - p^+ z))[S_+ - S_-] + 0.5 \left(1 + \frac{A_2}{A_1}\right) (S_+ \cos(\Omega t - k_s z + \lambda z) -$$

$$- S_- \cos(\Omega t - k_s z - \lambda z) + C_- \sin(\Omega t - k_s z - \lambda z) -$$

$$- C_+ \sin(\Omega t - k_s z + \lambda z) \Big\} e^{j \frac{\Delta}{2} z}, \qquad (14)$$

$$b^n(z,t) = \left(\cos \lambda z + j \frac{\Delta}{2\lambda} \sin \lambda z\right) e^{-j\frac{\Delta}{2} z} + z \frac{A_1}{2} \Big\{ \Big(\alpha_2 \cos(\Omega t - p^+ z) +$$

$$+ j \alpha_3 \sin(\Omega t - p^+ z)\Big)[S_+ + S_-] - \left(1 + \frac{A_2}{A_1}\right) \frac{\Delta}{4\lambda} \Big(S_+ \cos(\Omega t - k_s z + \lambda z) -$$

$$- S_- \cos(\Omega t - k_s z - \lambda z) + C_- \sin(\Omega t - k_s z - \lambda z) -$$

$$- C_+ \sin(\Omega t - k_s z + \lambda z)\Big) - \left(1 - \frac{A_2}{A_1}\right) \frac{\Delta}{2\lambda p^- z} \cos(\Omega t - k_s z) \cdot \sin \lambda z \Big\} e^{-j \frac{\Delta}{2} z}, \quad (15)$$

где

$$\alpha_1 = j \frac{\Delta}{4p^-} \left(1 - \frac{A_2}{A_1}\right) - \frac{\lambda}{2p^-} \left(1 + \frac{A_2}{A_1}\right) \frac{C_+ + C_-}{S_+ - S_-},$$

$$\alpha_2 = \frac{\Delta}{4p^-} \left(1 - \frac{A_2}{A_1}\right) + \frac{\Delta}{2\lambda} \frac{S_+ - S_-}{S_+ + S_-},$$

$$\alpha_3 = \frac{1}{2p^-} \left(1 + \frac{A_2}{A_1}\right) \left[\frac{(2p^- + \lambda)S_+ + (2p^- - \lambda)S_-}{S_+ + S_-}\right] -$$

$$- \frac{\Delta^2}{8p^- \lambda} \left(1 - \frac{A_2}{A_1}\right) \frac{S_+ - S_-}{S_+ + S_-} - j \frac{\Delta}{4p^-} \left(1 + \frac{A_2}{A_1}\right) \frac{C_+ + C_-}{S_+ - S_-} - 1,$$

$$\lambda = \sqrt{\frac{\Delta^2}{4} + BB^*}, \quad S_\pm = \frac{\sin[(p^- \pm \lambda) z]}{(p^- \pm \lambda) z}, \quad C_\pm = \frac{\cos[(p^- \pm \lambda) z]}{(p^- \pm \lambda) z},$$

коэффициенты A_1 и A_2 имеют разные знаки.

Если в данных выражениях положить $\Delta = B = 0$, то получится известное решение для фазовой модуляции TM-волны

$$b = 1 + jzA_2 \frac{\sin p^- z}{p^- z} \sin(\Omega t - p^+ z) \approx e^{jzA_2 \frac{\sin p^- z}{p^- z} \sin(\Omega t - p^+ z)}, \quad a = 0.$$

Из полученных решений (14), (15) видно, что накапливающийся по координате z эффект для динамической составляющей амплитуд TE_n-, TM_n-мод возможен при выполнении условий фазового синхронизма

$$p^- = \pm \lambda = \pm \sqrt{\frac{\Delta^2}{4} + BB^*}, \qquad (16.1)$$

$$p^- = 0, \qquad (16.2)$$

которые по сути являются отражением закона сохранения импульса. В (16.1) знак „плюс" или „минус" соответствует обратной или прямой СВЧ волне.

Выполнение условия (16.2) означает равенство групповой скорости света и фазовой скорости СВЧ волны. В случае объемного кристалла это условие можно выполнить за счет дисперсионной характеристики СВЧ электродинамической структуры — волновода или резонатора. Для интегрально-оптических устройств в основном используют слабодисперсионные щелевые или компланарные линии, при этом без применения специальных мер (ферритовые слоя, сложной формы электродов и т.д.) условие (16.2) не выполняется.

При выполнении условий (16.1) выражения для амплитуд (14) и (15) значительно упрощаются

$$\lim_{p^-\to\pm\lambda} a^n = \left\{-\frac{|B|}{\lambda}\sin\lambda z \pm z\frac{|B|}{4\lambda}(A_1 - A_2)\times\right.$$

$$\left.\times\left[-\frac{\Delta}{2\lambda}\sin(\Omega t - p^+ z) + j\cos(\Omega t - p^+ z)\right]\right\}\cdot e^{j\frac{\Delta}{2}z},$$

$$\lim_{p^-\to\pm\lambda} b^n = \left\{\cos\lambda z + j\frac{\Delta}{2\lambda}\sin\lambda z + z\frac{A_1 - A_2}{4}\times\right.$$

$$\left.\times\left[j\left(\frac{\Delta^2}{4\lambda} - 1\right)\sin(\Omega t - p^+ z) \pm \frac{\Delta}{z\lambda^2}\cos(\Omega t - k_s z)\sin\lambda z\right]\right\} e^{-j\frac{\Delta}{2}z} \tag{17}$$

и для данной структуры ($|B| \approx 8$ см$^{-1}$) при значении параметра $\Delta >$ > 50 см$^{-1}$ преобразуются к виду

$$\lim_{p^-\to\pm\lambda} a^n = -\frac{|B|}{\lambda}\sin\lambda z\cdot e^{j\frac{\Delta}{2}z} \pm jz\frac{|B|}{4\lambda}(A_1 - A_2)e^{j\left(\Omega t - p^+ z + \frac{\Delta}{2}z\right)},$$

$$\lim_{p^-\to\pm\lambda} b^n = e^{j\left(\lambda - \frac{\Delta}{2}\right)z} \pm \frac{\Delta}{4\lambda^2}(A_1 - A_2)\cos(\Omega t - k_s z)\sin\lambda z\cdot e^{-j\frac{\Delta}{2}z}. \tag{18}$$

Таким образом, как видно из выражений (17), (18), в зависимости от значения параметра Δ амплитуда рожденной TE_n-моды на выходе структуры может иметь стоксову и антистоксову составляющие СВЧ поля одновременно или только антистоксову.

Зависимости динамической составляющей интенсивностей мод от координаты z имеют характер синусоиды с линейно растущей амплитудой

$$\lim_{p^-\to\pm\lambda} |a^n|^2 = \frac{BB^*}{\lambda^2}\sin^2\lambda z \pm \frac{BB^*}{4\lambda^3}z(A_1 - A_2)\sin(\Omega t - p^+ z)\sin\lambda z,$$

$$\lim_{p^-\to\pm\lambda} |b^n|^2 = \cos^2\lambda z + \frac{\Delta^2}{4\lambda^2}\sin^2\lambda z + \frac{\Delta}{4\lambda}z(A_1 - A_2)\left(\frac{\Delta^2}{4\lambda^2} - 1\right)\times$$

$$\times\sin(\Omega t - p^+ z)\sin\lambda z \pm \frac{\Delta}{\lambda^2}(A_1 - A_2)\cos(\Omega t - k_s z)\sin 2\lambda z. \tag{19}$$

В выражении (19) опущены малые слагаемые, пропорциональные A^2.

Геометрия амплитудной модуляции

ГАМ можно реализовать, если систему координат волновода, сформированного на плоскости (100), сориентировать таким образом, чтобы электрическая компонента СВЧ УП E_y^0 совпадала с кристаллофизическим направлением $\langle 110\rangle$ (рис. 1,*б*). В такой геометрии уравнения связанных мод с учетом (7), (8) имеют вид

$$\left(\frac{\partial}{\partial z}+\frac{1}{v}\frac{\partial}{\partial t}\right)a^n=jb^n(D\sin\Psi+B)\exp[j\Delta z],$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z}+\frac{1}{v}\frac{\partial}{\partial t}\right)b^n=ja^n(D\sin\Psi+B^*)\exp[-j\Delta z], \tag{20}$$

где B имеет тот же смысл, что и в формуле (6), а

$$D=-\frac{\omega}{16\pi}\Delta\varepsilon_{21}^{r'}\langle E_yE_x\rangle_n.$$

Используя тот же метод, что и в предыдущем разделе, получим решение задачи (20), (13) для амплитуд TE_n- и TM_n-мод

$$a^n=-\frac{|B|}{\lambda}\sin\lambda z\cdot e^{j\frac{\Delta}{2}z}+z\frac{D}{2}\Big\{j[S_++S_-]\sin(\Omega t-p^+z)+$$

$$+\frac{\Delta}{2\lambda}[S_+-S_-]\cos(\Omega t-p^+z)\Big\}e^{i\frac{\Delta}{2}z},$$

$$b^n=\left(\cos\lambda z+j\frac{\Delta}{2\lambda}\sin\lambda z\right)e^{-j\frac{\Delta}{2}z}+jzD\frac{\lambda}{2|B|}\left(1-\frac{\Delta^2}{4\lambda^2}\right)[S_+-S_-]\times$$

$$\times\cos(\Omega t-p^+z)e^{-j\frac{\Delta}{2}z}. \tag{21}$$

В этом случае решение имеет более простой вид и только одно условие накапливающегося эффекта для динамической составляющей амплитуд мод

$$p^-=\pm\sqrt{\frac{\Delta^2}{4}+BB^*}.$$

Решение (21) выгодно отличается от (14) и (15) тем, что при увеличении значения параметра Δ амплитуда динамической составляющей TE-моды не уменьшается, при $\Delta>50$ см$^{-1}$

$$\lim_{p^-\to\pm\lambda}a^n=-\frac{|B|}{\lambda}\sin\lambda z\cdot e^{j\frac{\Delta}{2}z}\pm z\frac{D}{2}e^{\pm j\left(\Omega t-p^+z+\frac{\Delta}{2}z\right)},$$

$$\lim_{p^-\to\pm\lambda}b^n=1. \tag{22}$$

Интенсивности мод имеют тот же характер зависимости от z, что и в случае ГФМ,

$$|a^n|^2=\frac{BB^*}{\lambda^2}\sin^2\lambda z-zD\frac{|B|\Delta}{\lambda^2}[S_+-S_-]\cos(\Omega t-p^+z)\sin\lambda z,$$

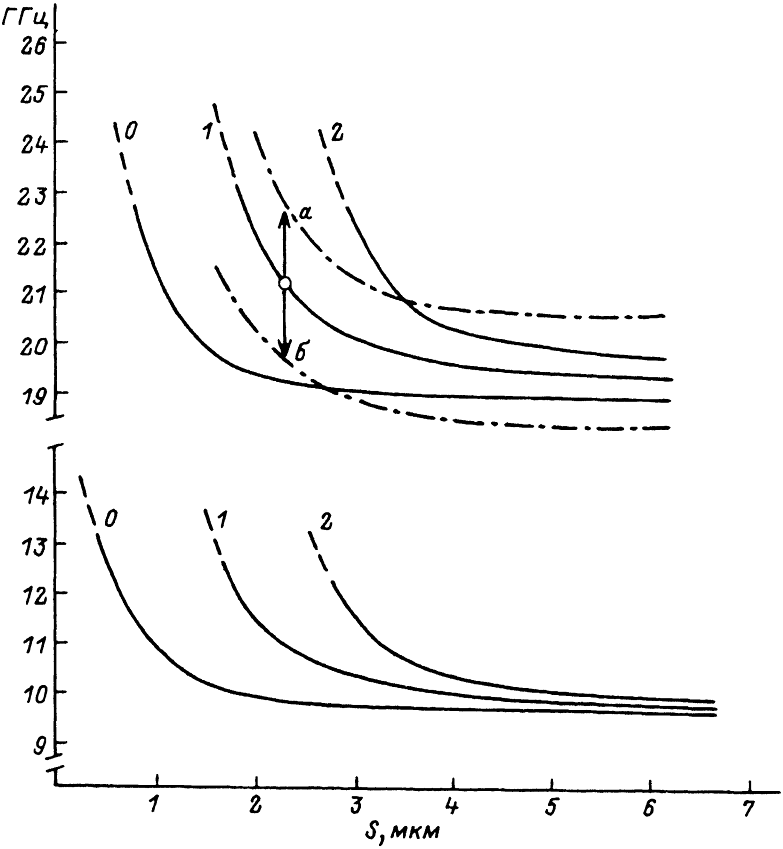

Рис. 2. Зависимость частоты точного синхронизма от толщины пленки прямой $p^- = -\lambda$ (вверху) и обратной $p^- = \lambda$ (внизу) СВЧ волн для разных номеров оптических мод $n = 0, 1, 2$ (цифры у кривых).

Штрихпунктир для моды $n = 1$ соответствует случаю приложенного магнитного поля напряженностью $H_z = 10$ (*а*), -10 кЭ (*б*).

$$|b^n|^2 = \cos^2 \lambda z + \frac{\Delta^2}{4\lambda} \sin^2 \lambda z + zD \frac{\Delta}{2|B|} \left(1 - \frac{\Delta^2}{4\lambda^2}\right) \cos(\Omega t - p^+ z) \sin \lambda z. \quad (23)$$

В (23) также не учитывались малые слагаемые, пропорциональные D^2. Зависимость частоты точного синхронизма при выполнении условий (16.1) от толщины пленки показана на рис. 2.

Заключение

Возможность осуществления накапливающихся эффектов в гиротропных пленках позволяет значительно расширить класс кристаллов, используемых в интегральной оптике. Наличие гиротропии приводит к новым условиям фазового синхронизма (16.1), определяющим оптимальные параметры взаимодействия волн. Выполнение этих условий как для прямой, так и для обратной СВЧ волн делает возможным продвижение в более высокую область СВЧ, что может быть полезным при разработке систем обработки и передачи информации.

Список литературы

[1] Акустические кристаллы / Под ред. М.П. Шаскольской. М.: Наука, 1982. 632 с.
[2] *Копылов Ю.Л., Кравченко В.Б., Куча В.В.* // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8. Вып. 4. С. 205–207.
[3] *Абусев В.Н., Леонов Е.И., Линовский А.А. и др.* // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 17. С. 1555–1560.
[4] *Kohji T., Yoshiki K., Masami T., Takeshi Y.* // Appl. Opt. 1982. Vol. 1. N 16. P. 2953–2959.
[5] *Остроуменко А.П., Панченко Т.В., Прудкий В.П. и др.* // УФЭ. 1983. Т. 8. № 2. С. 195–200.
[6] *Hideki H., Yoichi F.* // IEEE J. Q.E. 1978. Vol. QE-14. N 11. P. 848–854.
[7] *Соломко А.А., Гайдай Ю.А., Колокольцев О.В.* // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 8. С. 125–133.
[8] *Ярив А., Юх П.*Оптические волны в кристаллах. Пер. с англ. М.: Мир, 1987. 616 с.

Киевский университет им.Т.Г.Шевченко

Поступило в Редакцию
15 января 1992 г.