

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С МАГНИТОСТАТИЧЕСКИМИ ВОЛНАМИ В ФЕРРИТАХ-ГРАНАТАХ

А. А. Соломко, Ю. В. Придатченко, Ю. А. Гайдай,
В. И. Майстренко и В. И. Степанченко

Исследовано влияние кристаллографической анизотропии на процессы модуляции при взаимодействии лазерного излучения с однородной прецессией намагниченности и магнитостатическими волнами в кубических ферритах-гранатах. Определены условия синхронизма при модуляции оптического излучения магнитостатическими волнами, а также поляризационные характеристики модулированных оптических полей.

Исследование взаимодействия лазерного излучения с однородной прецессией намагниченности и магнитостатическими волнами представляет интерес с точки зрения исследования спектра линейных и параметрических возбуждаемых колебаний [1-4]. Такие исследования, в частности, позволили определить амплитуду однородной прецессии намагниченности и магнитостатических волн, а также изменения постоянной составляющей намагниченности ΔM , величина которой определяет общее число возбуждаемых колебаний, в том числе и параметрических [5-8]. Эти же исследования позволили построить спектр резонансных магнитостатических мод, возбуждаемых в образцах иттриевых ферритов-гранатов конечных размеров с неоднородным внутренним магнитным полем [9]. В расчетах, которые были выполнены к настоящему времени, полагалось, что постоянная намагниченность M_0 ориентирована в направлении основной кристаллографической оси [001], а магнитостатическая волна распространяется или вдоль постоянной намагниченности, или нормально к ней [10, 11]. Однако экспериментальные исследования проводятся, когда постоянная намагниченность может быть ориентирована в произвольном направлении, а магнитостатическая волна распространяется под произвольным углом к постоянной намагниченности. В связи с этим в настоящей работе приведены результаты расчета взаимодействия лазерного излучения с однородной прецессией намагниченности и магнитостатическими волнами при произвольной ориентации постоянной намагниченности относительно кристаллографических осей кубических ферритов-гранатов. Определены поляризационные характеристики модулированного излучения, а также условия синхронизма для получения оптимальной модуляции, которые отличаются от известных ранее [11, 12].

Укороченные уравнения для нормальных и модулированных волн

Для кубических ферритов-гранатов, намагниченных до насыщения внешним постоянным полем H_0 , в уравнениях Максвелла, описывающих распространение оптического излучения в таких кристаллах,

$$\nabla \times E = -\frac{1}{c} \frac{\partial B}{\partial t}, \quad \nabla \times H = \frac{1}{c} \frac{\partial D}{\partial t}, \quad (1)$$

$\mu=1$, $D_i = \varepsilon_{ij} E_j$, где диэлектрическая проницаемость в системе координат, связанной с главными кристаллографическими осями [13],

$$\varepsilon_{ij}^{(1)} = \varepsilon_{ij}^{(0)} \delta_{ij} + j \alpha_{ijk} M_k + \beta_{ijk} M_i M_j. \quad (2)$$

Здесь $\varepsilon_{ij}^{(0)}$ — диэлектрическая проницаемость в отсутствие постоянной намагниченности, α_{ijk} , β_{ijk} — линейный и квадратичный магнитооптические коэффициенты, отличные от нуля компоненты которых для кубических ферритов-гранатов определены в [14]. Если в таком кристалле в произвольном направлении, определяемом вектором рефракции ζ (рис. 1), распространяется оптическая волна, решение (1), позволяющее определить нормальные (собственные) волны, можно искать в виде

$$E(\mathbf{r}, t) = \text{Re} \{ A(\mathbf{r}) \exp [j(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})] \} = \text{Re} \{ A(\mathbf{r}) \Psi \}, \quad (3)$$

Введем систему координат $(\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3 = \zeta)$, где вектор \mathbf{e}_1 лежит в плоскости $x'_1 x'_2$, постоянная намагниченность M_0 ориентирована в направлении x'_2 .

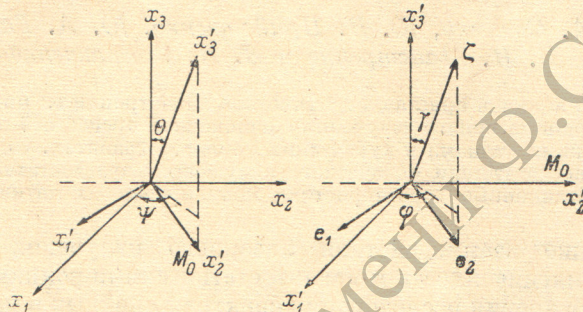


Рис. 1. Ориентация постоянной намагниченности и направления распространения оптического луча относительно основных кристаллографических осей кубических ферритов-гранатов.

Учитывая, что в отсутствие постоянной намагниченности кристалл является изотропным, а наведенная магнитооптическая анизотропия является малой, и воспользовавшись операцией $[\zeta[\zeta \dots]]$, которая любой вектор проектирует на плоскость, перпендикулярную ζ [13], получим укороченное уравнение

$$(\zeta \nabla) A(\mathbf{r}) = j \frac{\omega^2}{2kc^2} [\zeta [\zeta \varepsilon^{(1)} A(\mathbf{r})]]. \quad (4)$$

позволяющее определить нормальные волны при произвольном образом ориентированной постоянной намагниченности и произвольном направлении распространения оптической волны. В (4) компоненты тензора ε_{ij} в новой системе координат определяются с помощью известного преобразования $\varepsilon_{ij} = \alpha_{ik} \alpha_{jl} \varepsilon_{kl}$, где α_{ij} — направляющие косинусы новых ортов. Решение (4) имеет вид

$$E(\mathbf{r}, t) = \sum_{j=1}^2 a_{j0} F_{j0} \exp [j(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{z})]. \quad (5)$$

где обозначения следующие:

$$\begin{aligned} k_i &= k_0 + \lambda_i^0, \quad \lambda_{1,2}^0 = \frac{\omega^2}{4kc^2} \{ (\varepsilon_{11}^{(1)} + \varepsilon_{22}^{(1)}) \pm [(\varepsilon_{11}^{(1)} - \varepsilon_{22}^{(1)})^2 + 4\varepsilon_{12}^{(1)} \varepsilon_{21}^{(1)}]^{1/2} \}, \\ a_{10} &= (1 + u_0^2 + v_0^2)^{-1/2} [\mathbf{e}_1 + (u_0 - jv_0) \mathbf{e}_2], \quad a_{20} = (1 + u_0^2 + v_0^2)^{-1/2} [-(u_0 + jv_0) \mathbf{e}_1 + \mathbf{e}_2], \\ F_{10} &= (1 + u_0^2 + v_0^2)^{-1/2} [E_{x0} + (u_0 + jv_0) E_{y0}], \\ F_{20} &= (1 + u_0^2 + v_0^2)^{-1/2} [-(u_0 - jv_0) E_{x0} + E_{y0}], \\ u_0 &= 2 \text{Re} \varepsilon_{12}^{(1)} d_0^{-1}, \quad v_0 = 2 \text{Im} \varepsilon_{12}^{(1)} d_0, \quad d_0 = (\varepsilon_{11}^{(1)} - \varepsilon_{22}^{(1)}) + [(\varepsilon_{11}^{(1)} - \varepsilon_{22}^{(1)})^2 + 4\varepsilon_{12}^{(1)} \varepsilon_{21}^{(1)}]^{1/2}. \end{aligned}$$

В случае, если в кристалле возбуждается однородная прецессия намагниченности или магнитостатическая волна, амплитуда которых удовлетво-

рвет условию $|\mathbf{m}(\mathbf{r}, t)| \ll |\mathbf{M}_0|$, возникает добавка к диэлектрической проницаемости

$$\varepsilon_{ij}^{(2)} = j\alpha_{ijk}m_k + \beta_{ijk}m_kM_r, \quad (6)$$

которая будет определять линейные явления, определяемые линейным и квадратичным магнитооптическими коэффициентами. Если осуществляется взаимодействие оптического излучения с бегущими магнитостатическими волнами, решение (1) необходимо искать в виде

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \text{Re} \{ \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) \Psi \}.$$

Подставляя это решение в (1), получим укороченное уравнение для модулированных волн

$$(\nabla^2) \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) + \frac{1}{v_{\text{гр.}}} \frac{\partial \mathbf{A}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = j \frac{\omega^2}{2kc^2} \{ [\zeta [\zeta \varepsilon^{(1)}] \mathbf{A}(\mathbf{r}, t)] + [\zeta [\zeta \varepsilon^{(2)}] \mathbf{A}(\mathbf{r}, t)] \}, \quad (7)$$

где для простоты мы положили, что оптическая и магнитостатическая волны распространяются в одном направлении. Решение (7) позволит определить оптимальные условия такого взаимодействия.

Модуляция света бегущей магнитостатической волной

При модуляции бегущей магнитостатической волной решение уравнения (7) ищем в виде

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = a_{10}\mathbf{A}_1 + a_{20}\mathbf{A}_2, \quad (8)$$

где

$$A_i(\mathbf{r}, t) = F_i(\mathbf{r}, t) \exp(-j\lambda_i^0 z). \quad (9)$$

Подставляя (8) в (7), домножая скалярно на \mathbf{a}_{10}^* и учитывая ортогональность комплексных векторов поляризации нормальных волн, получим

$$\frac{\partial F_i}{\partial z} + \frac{1}{v_{\text{гр.}}} \frac{\partial F_i}{\partial t} = j \frac{\omega^2}{2kc^2} \sum_{j=1}^2 a_{j0}^* \exp(j\lambda_j^0 z) \varepsilon_{ij}^{(2)} a_{j0} F_j \exp(-j\lambda_j^0 z). \quad (10)$$

Учитывая (6), получаем связанную систему уравнений

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial F_1}{\partial z} + \frac{1}{v_{\text{гр.}}} \frac{\partial F_1}{\partial t} &= j \frac{\omega^2}{2kc^2} (1 + u_0^2 + v_0^2)^{-1} \{ [\varepsilon_{11}^{(2)} + (u_0 - jv_0) \varepsilon_{12}^{(2)}] + \\ &+ (u_0 + jv_0) [\varepsilon_{21}^{(2)} + (u_0 - jv_0) \varepsilon_{22}^{(2)}] \} F_1 + \{ [- (u_0 + jv_0) \varepsilon_{11}^{(2)} + \varepsilon_{12}^{(2)}] + \\ &+ (u_0 + jv_0) [- (u_0 + jv_0) \varepsilon_{21}^{(2)} + \varepsilon_{22}^{(2)}] \} F_2 \exp(2j\sigma_0 z), \\ \frac{\partial F_2}{\partial z} + \frac{1}{v_{\text{гр.}}} \frac{\partial F_2}{\partial t} &= j \frac{\omega^2}{2kc^2} (1 + u_0^2 + v_0^2)^{-1} \{ [- (u_0 - jv_0) [- \varepsilon_{11}^{(2)} (u_0 + jv_0) + \varepsilon_{12}^{(2)}] + \\ &+ [- \varepsilon_{21}^{(2)} (u_0 + jv_0) + \varepsilon_{22}^{(2)}] \} F_2 + \{ (u_0 - jv_0) [\varepsilon_{11}^{(2)} + (u_0 - jv_0) \varepsilon_{12}^{(2)}] + \\ &+ [\varepsilon_{21}^{(2)} + (u_0 - jv_0) \varepsilon_{22}^{(2)}] \} F_1 \exp(-2j\sigma_0 z), \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

где

$$\sigma_0 = \frac{\omega^2}{4kc^2} [(\varepsilon_{11}^{(1)} - \varepsilon_{22}^{(1)})^2 + 4\varepsilon_{12}^{(1)}\varepsilon_{21}^{(1)}]^{1/2}.$$

Решение (11) ищем в виде

$$F_i = F_i^{(0)} + F_i^{(1)}, \quad (12)$$

где $F_i^{(0)}$ определяется граничными условиями.

Используя замену [15] $u = z - v_{\text{гр.}}t$, $v = z + v_{\text{гр.}}t$ и интегрируя (11), после несложных преобразований и перехода к переменным z, t решение будет иметь вид

$$\begin{aligned}
 F_1^{(1)} &= j \frac{\omega^2}{4kc^2} (1 + u_0^2 + v_0^2)^{-1} z \left\{ \frac{\sin(\Delta_- z)}{\Delta_- z} [(a_{11} - a_{12}) \exp[j(\omega_s t - \Delta_+ z)] + \right. \\
 &+ (a_{11} + a_{12}) \exp[-j(\omega_s t - \Delta_+ z)]] F_1^{(0)} + \left[(a_{13} - a_{14}) \frac{\sin(\sigma_0 + \Delta_-) z}{(\sigma_0 + \Delta_-) z} \times \right. \\
 &\times \exp[j(\sigma_0 + \Delta_-) z] \exp\left[j\omega_s \left(t - \frac{z}{v_{rp.}}\right)\right] + \left[(a_{13} + a_{14}) \frac{\sin(\sigma_0 - \Delta_-) z}{(\sigma_0 - \Delta_-) z} \times \right. \\
 &\times \exp[j(\sigma_0 - \Delta_-) z] \exp\left[-j\omega_s \left(t - \frac{z}{v_{rp.}}\right)\right] \left. \right] F_{20}^{(0)} \left. \right\}, \\
 F_2^{(1)} &= -j \frac{\omega^2}{4kc^2} (1 + u_0^2 + v_0^2)^{-1} z \left\{ \frac{\sin(\Delta_- z)}{\Delta_- z} [(a_{21} + a_{22}) \exp[j(\omega_s t - \Delta_+ z)] \times \right. \\
 &\times \exp[-j(\omega_s t - \Delta_+ z)] F_{20} + \left[(a_{23} - a_{24}) \frac{\sin(\sigma_0 + \Delta_-) z}{(\sigma_0 + \Delta_-) z} \exp[j(\sigma_0 + \Delta_-) z] \times \right. \\
 &\times \exp\left[-j\omega_s \left(t - \frac{z}{v_{rp.}}\right)\right] + (a_{23} + a_{24}) \frac{\sin(\sigma_0 - \Delta_-) z}{(\sigma_0 - \Delta_-) z} \exp[-j(\sigma_0 - \Delta_-) z] \times \left. \right. \\
 &\left. \left. \times \exp\left[j\omega_s \left(t - \frac{z}{v_{rp.}}\right)\right] \right] F_1^{(0)} \right\},
 \end{aligned} \tag{14}$$

где введены обозначения

$$\begin{aligned}
 \varphi &= (\omega_s t - k_s r), \quad \Delta_{\pm} = \frac{1}{2} \left(\frac{\omega_s}{v_{rp.}} \pm k_s \right), \\
 \left. \begin{aligned}
 \varepsilon_{11}^{(2)} \pm (u_0 - jv_0) \varepsilon_{12}^{(2)} + (u_0 + jv_0) [\varepsilon_{11}^{(2)} + (u_0 - jv_0) \varepsilon_{22}^{(2)}] &= a_{11} \cos \varphi - ja_{12} \sin \varphi, \\
 -(u_0 + jv_0) \varepsilon_{11}^{(2)} + \varepsilon_{12}^{(2)} + (u_0 + jv_0) [- (u_0 + jv_0) \varepsilon_{21}^{(2)} + \varepsilon_{22}^{(2)}] &= a_{13} \cos \varphi - ja_{14} \sin \varphi, \\
 (u_0 - jv_0) [- (u_0 + jv_0) \varepsilon_{11}^{(2)} + \varepsilon_{12}^{(2)}] + (u_0 + jv_0) \varepsilon_{21}^{(2)} - \varepsilon_{22}^{(2)} &= a_{21} \cos \varphi + ja_{22} \sin \varphi, \\
 (u_0 - jv_0) [\varepsilon_{11}^{(2)} + (u_0 - jv_0) \varepsilon_{21}^{(2)}] - \varepsilon_{21}^{(2)} - (u_0 - jv_0) \varepsilon_{22}^{(2)} &= a_{23} \cos \varphi + ja_{24} \sin \varphi.
 \end{aligned} \right\} \tag{14}
 \end{aligned}$$

Полагая $M'_2 = M_0$; $m'_3 = m_0 \cos(\omega_s t - k_s r)$, $m'_1 = \eta m_0 \sin(\omega_s t - k_s r)$, где η — параметр, определяющий эллиптичность волны, проанализируем несколько частных случаев.

1. Пусть постоянная намагниченность M_0 ориентирована в плоскости (100) под углом β к оси [010]. Если свет распространяется в плоскости (100) под углом γ к оси x_3 , то в (14)

$$\begin{aligned}
 \varepsilon_{11}^{(1)} &= \beta_{12} M_0^2, \\
 \varepsilon_{22}^{(1)} &= \left[(\cos^4 \beta + \sin^4 \beta) (\beta_{11} \cos^2 \gamma + \beta_{12} \sin^2 \gamma) + \frac{1}{2} (\beta_{12} \cos^2 \gamma + \beta_{11} \sin^2 \gamma + \right. \\
 &+ 2\beta_{44} \cos 2\gamma) \sin^2 2\beta - \frac{1}{4} (\beta_{11} - \beta_{12} - 2\beta_{44}) \sin 4\beta \sin 2\gamma \left. \right] M_0^2, \\
 \varepsilon_{12}^{(1)} &= \varepsilon_{21}^{(1)*} = jaM_0 \sin \gamma, \\
 \varepsilon_{11}^{(2)} &= 0, \\
 \varepsilon_{22}^{(2)} &= \left\{ \frac{1}{4} (\beta_{11} - \beta_{12} - 4\beta_{44}) \sin 4\beta \cos 2\gamma - \left[\frac{1}{2} (\beta_{11} - \beta_{12}) \sin^2 2\beta + \right. \right. \\
 &\left. \left. + 2\beta_{44} \cos^2 2\beta \right] \sin 2\gamma \right\} m'_3 M_0, \\
 \varepsilon_{12}^{(2)*} = \varepsilon_{21}^{(2)} &= (jam'_3 + 2\beta_{44} m'_1 M_0) \cos \gamma.
 \end{aligned} \tag{15}$$

В этом случае в (14) $u_0 = 0$, $v_0 \neq 0$ и все $a_{ij} \neq 0$. Если $\beta = 0$ и свет распространяется нормально к постоянной намагниченности, мы получим известный результат, позволивший, в частности, проанализировать компоненты намагниченности m_0 , ΔM при возбуждении нестабильных колебаний [8].

Если свет распространяется в плоскости $x'_1 x'_3$ под углом γ к оси x'_3 , то

$$\begin{aligned}
\varepsilon_{11}^{(1)} &= \left[(\sin^4 \beta + \cos^4 \beta) \beta_{11} + \frac{1}{2} (\beta_{11} + 2\beta_{44}) \sin^2 2\beta \right] M_0^2, \\
\varepsilon_{22}^{(1)} &= \left\{ \beta_{12} \cos^2 \gamma + \left[\beta_{12} (\sin^4 \beta + \cos^4 \beta) + \frac{1}{2} (\beta_{11} - 2\beta_{44}) \sin^2 2\beta \right] \right\} M_0^2, \\
\varepsilon_{12}^{(1)} &= \varepsilon_{21}^{(1)} = \frac{M_0^2}{4} (\beta_{11} - \beta_{12} - 2\beta_{44}) \sin 4\beta \sin \gamma, \\
\varepsilon_{11}^{(2)} &= \frac{1}{4} (\beta_{11} - \beta_{12} - 4\beta_{44}) m_3' M_0 \sin 4\beta, \\
\varepsilon_{22}^{(2)} &= -\frac{1}{4} (\beta_{11} - \beta_{12} - 4\beta_{44}) m_3' M_0 \sin 4\beta \sin^2 \gamma, \\
\varepsilon_{12}^{(2)} &= \varepsilon_{21}^{(2)*} = (-j\alpha m_3' + 2\beta_{44} m_1' M_0) \cos \gamma + \\
&+ \left\{ j\alpha m_1' + \left[\frac{1}{2} (\beta_{11} - \beta_{12}) \sin^2 2\beta + 2\beta_{44} \cos^2 2\beta \right] m_3' M_0 \right\}.
\end{aligned} \tag{16}$$

Здесь в (14) $v_0 = 0$, $u_0 \neq 0$ и при $\beta = 0$, $u_0 = 0$. Максимального значения u_0 достигает при $\beta = 22.5^\circ$.

2. Пусть постоянная намагниченность ориентирована в направлении оси [111]. Тогда для светового потока, распространяющегося в плоскости $x_2'x_3'$ под углом γ к оси x_3' ,

$$\begin{aligned}
\varepsilon_{11}^{(1)} &= 0.34 (\beta_{11} + 2\beta_{12} - 2\beta_{44}) M_0^2, \\
\varepsilon_{22}^{(1)} &= 0.34 \left[(\beta_{11} + 2\beta_{12} + 4\beta_{44}) \cos^2 \gamma + \frac{1}{2} (\beta_{11} - 2\beta_{12} - 4\beta_{44}) \sin^2 \gamma \right] M_0^2, \\
\varepsilon_{12}^{(1)} &= \varepsilon_{21}^{(1)*} = j\alpha M_0 \sin \gamma, \\
\varepsilon_{11}^{(2)} &= 0.24 (\beta_{11} - \beta_{12} - 4\beta_{44}) m_3' M_0, \\
\varepsilon_{22}^{(2)} &= (\beta_{11} - \beta_{12} + 4\beta_{44}) (0.34 \sin 2\gamma + 0.24 \sin^2 \gamma) m_3' M_0, \\
\varepsilon_{12}^{(2)} &= \varepsilon_{21}^{(2)*} = j\alpha m_3' \cos \gamma + [0.34 (\beta_{11} - \beta_{12} + 4\beta_{44}) \cos \gamma - \\
&- 0.24 (\beta_{11} - \beta_{12} - 4\beta_{44}) \sin \gamma] m_1' M_0.
\end{aligned} \tag{17}$$

Здесь $u_0 = 0$, $v_0 \neq 0$ и для $\gamma = 0$, $v_0 = 0$.

Если свет распространяется в плоскости $x_1'x_3'$ под углом γ к оси x_3' , то в (14)

$$\begin{aligned}
\varepsilon_{11}^{(1)} &= 0.34 (\beta_{11} + 2\beta_{12} + 4\beta_{44}) M_0^2, \\
\varepsilon_{22}^{(1)} &= 0.34 \left[(\beta_{11} + 2\beta_{12} - 2\beta_{44}) \cos^2 \gamma + \frac{1}{2} \sin^2 \gamma (\beta_{11} - 2\beta_{12} - 4\beta_{44}) \right] M_0^2, \\
\varepsilon_{12}^{(1)} &= \varepsilon_{21}^{(1)} = 0, \\
\varepsilon_{11}^{(2)} &= 0, \\
\varepsilon_{22}^{(2)} &= 0.24 [(\beta_{11} - \beta_{12} - 4\beta_{44} \cos \gamma) m_3' M_0 + (\beta_{11} - \beta_{12} - 4\beta_{44}) \sin 2\gamma m_1' M_0], \\
\varepsilon_{12}^{(2)} &= \varepsilon_{21}^{(2)*} = [-j\alpha \cos \gamma + 0.34 (\beta_{11} - \beta_{12} + 2\beta_{44}) M_0 \sin \gamma] m_3' + \\
&+ [j\alpha \sin \gamma + 0.34 (\beta_{11} - \beta_{12} + 2\beta_{44}) M_0 \sin \gamma] m_1'.
\end{aligned} \tag{18}$$

В этом случае при любых γ в (14) $u_0 = v_0 = 0$.

3. Пусть намагниченность ориентирована в плоскости (110) под углом $\pi/4$ к оси [001]. Если свет распространяется в плоскости $x_2'x_3'$ под углом γ к оси x_2' , то

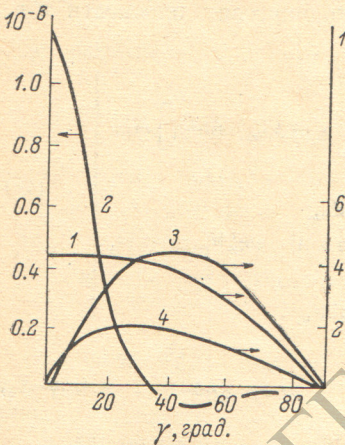
$$\begin{aligned}
\varepsilon_{11}^{(1)} &= 0.25 [(\beta_{11} + 3\beta_{12} + 2\beta_{44}) \cos^2 \gamma + (1.5\beta_{11} + 2.5\beta_{12} + 5\beta_{44}) \sin^2 \gamma] M_0^2, \\
\varepsilon_{22}^{(1)} &= 0.25 [1.5\beta_{11} + 2.5\beta_{12} - 3\beta_{44}] M_0^2, \\
\varepsilon_{12}^{(1)} &= \varepsilon_{21}^{(1)*} = j\alpha M_0 \cos \gamma + 0.125 (\beta_{11} - \beta_{12} - 2\beta_{44}) M_0^2 \sin \gamma, \\
\varepsilon_{11}^{(2)} &= 0.125 [(\beta_{11} + \beta_{12}) \sin^2 \gamma - 2 (\beta_{11} - \beta_{12} + 4\beta_{44}) \cos^2 \gamma] m_3' M_0 - \\
&- 0.25 (\beta_{11} - \beta_{12} + 4\beta_{44}) m_0' M_0 \sin 2\gamma, \\
\varepsilon_{22}^{(2)} &= 0.125 (\beta_{11} - \beta_{12}) m_3' M_0, \\
\varepsilon_{12}^{(2)} &= \varepsilon_{21}^{(2)*} = [j\alpha \sin \gamma + 0.25 (\beta_{11} - \beta_{12} - 4\beta_{44}) M_0 \cos \gamma] m_1' + \\
&+ 0.125 (3\beta_{11} - \beta_{12}) m_3' M_0 \sin \gamma.
\end{aligned} \tag{19}$$

Здесь в отличие от рассмотренных выше случаев при произвольном значении γ $u_0 \neq 0$, $v_0 \neq 0$. Для $\gamma = 0$, $u_0 = 0$ и для $\gamma = \pi/2$ $v_0 = 0$. Если свет распространяется в плоскости $x_1'x_3'$ под углом γ к оси x_3' , то

$$\left. \begin{aligned}
 \epsilon_{11}^{(1)} &= 0.25 (1.5\beta_{11} + 2.5\beta_{12} + 5\beta_{44}) M_0, \\
 \epsilon_{22}^{(1)} &= 0.25 [\beta_{11} (\cos^2 \gamma + 1.5 \sin^2 \gamma) + \beta_{12} (3 \cos^2 \gamma + 2.5 \sin \gamma) - \\
 &\quad - \beta_{44} (2 \cos^2 \gamma + 3 \sin^2 \gamma)] M_0^2, \\
 \epsilon_{12}^{(1)} &= \epsilon_{21}^{(1)*} = -0.125 M_0^2 (\beta_{11} - \beta_{12} - 2\beta_{44}) \sin \gamma, \\
 \epsilon_{11}^{(2)} &= 0.125 (\beta_{11} - \beta_{12}) m_3' M_0, \\
 \epsilon_{22}^{(2)} &= 0.125 [(\beta_{11} - \beta_{12}) \sin \gamma - 2 (\beta_{11} - \beta_{12} + 4\beta_{44}) \cos^2 \gamma] m_3' M_0 - \\
 &\quad - 0.25 (\beta_{11} - \beta_{12} - 4\beta_{44}) \sin 2\gamma m_1' M_0, \\
 \epsilon_{12}^{(2)} &= \epsilon_{21}^{(2)*} = [j\alpha \cos \gamma - 0.125 (3\beta_{11} - \beta_{12}) M_0 \sin \gamma] m_3' - \\
 &\quad - [j\alpha \sin \gamma + 0.125 (\beta_{11} - \beta_{12} + 4\beta_{44}) M_0 \cos \gamma] m_1'.
 \end{aligned} \right\} (20)$$

Здесь для произвольных значений γ , $u_0 \neq 0$, $v_0 = 0$. И для $\gamma = 0$, $u_0 = v_0 = 0$.

С использованием (15)–(20) можно легко проанализировать величины смещенных компонент в случае произвольной ориентации M_0 относительно кристаллографических осей. Например, для (15) и $\beta = 0$ $a_{12} = a_{22} = 0$, $a_{11} = v_0(2\alpha \cos \gamma - 2v_0\beta_{44}M_0 \sin 2\gamma)m_0 = am_0$, $a_{22} = (2\alpha v_0 \cos \gamma + 2\beta_{44}M_0 \sin 2\gamma) \times m_0 = bm_0$, $a_{13} \pm a_{14} = a_{23} \pm a_{24} = j\{\alpha(1 - v_0^2) \cos \gamma - 2\beta_{44}[v_0 \sin 2\gamma \mp (1 + v_0^2) \times \cos \gamma M_0]\} m_0 = jd_{\pm}m_0$ и результаты расчета 10^{-6} представлены на рис. 2.



Полученные результаты позволяют сделать несколько выводов.

1. В модулированном излучении наблюдаются две смещенные компоненты различной интенсивности и фазовые задержки сигналов.

Рис. 2. Зависимость a , b , d_{\pm} от угла γ между направлением распространения и постоянной намагниченностью.

1 — d_- , 2 — d_+ , 3 — a , 4 — b .

2. Смещение по частоте наблюдается не только для компонент, поляризованных ортогонально падающей волне, но и для компонент, поляризованных, как и падающая волна.

3. При модуляции длинноволновыми магнитостатическими волнами и небольших длин кристаллов выполняется $k_s \simeq 0$, $\Delta_{\pm} \simeq 0$. Это соответствует случаю модуляции квазистационарным сигналом. При этом

$$\Delta_- = \Delta_+ \simeq 0, \quad \frac{\sin(\Delta_- z)}{\Delta_- z} = 1, \quad \frac{\sin(\sigma_0 \pm \Delta_-) z}{(\sigma_0 \mp \Delta_-) z} = \frac{\sin(\sigma_0 z)}{\sigma_0 z},$$

и смещенные компоненты, поляризованные, как и падающая волна, линейно растут с расстоянием, а ортогонально поляризованные компоненты достигают максимальных значений после прохождения в кристалле расстояния $z = \frac{1}{2} \frac{\pi}{\sigma_0}$. Такая же ситуация будет наблюдаться при выполнении условия синхронизма $\Delta_- = 0$, т. е. $\omega_s - k_s v_{rp} = 0$.

4. При выполнении условия $\delta_0 = \Delta_-$ смещенные компоненты, поляризованные, как и падающая волна, периодически изменяются с расстоянием и для ортогонально поляризованных компонент после прохождения расстояния $z = \frac{1}{2} \frac{\pi}{\sigma_0}$ можно получить одну смешанную компоненту, амплитуда которой линейно растет с расстоянием. Аналогичная ситуация будет наблюдаться при выполнении условия $\delta_0 = -\Delta_-$. В отличие от результатов, полученных ранее [11], где рассматривался случай ориентации постоянной намагниченности M_0 вдоль основной кристаллографической оси и свет распространялся нормально к постоянной намагниченности, здесь δ_0 озна-

чает не двупреломление, а определяется комбинацией линейного и квадратичных магнитооптических коэффициентов, зависящей от ориентации намагниченности и направления распространения световой волны.

Литература

- [1] J. F. Dillon, J. H. Kamimura, J. P. Remeika. J. Appl. Phys., 34, 1240, 1963.
- [2] А. С. Боровик-Романов, В. Г. Жотиков, Н. И. Крейнс, А. А. Панков. ЖЭТФ, 70, 1924, 1976.
- [3] В. Н. Веницкий, В. В. Еременко, Э. В. Матюшкин. ЖЭТФ, 72, 1517, 1977.
- [4] А. А. Соломко, Ю. А. Гайдай, В. И. Майстренко. ФТТ, 19, 1466, 1977.
- [5] И. А. Дерюгин, В. И. Мыкитюк, В. Н. Редчик, А. А. Соломко. Письма ЖЭТФ, 11, 12, 1970.
- [6] H. Le Gall, J. P. Jamet. Тр. междунар. конф. по магнетизму, МКМ-73, I (r), 20. «Наука», М., 1974.
- [7] А. С. Боровик-Романов, В. Г. Жотиков, Н. И. Крейнс, А. А. Панков. Письма ЖЭТФ, 23, 705, 1976.
- [8] Ю. А. Гайдай, А. А. Соломко, В. И. Майстренко. ФТТ, 18, 2205, 1976.
- [9] А. А. Соломко, Ю. А. Гайдай, В. И. Майстренко. Опт. и спектр., 44, 761, 1978.
- [10] Н. Н. Кирюхин, Ф. В. Лисовский, Г. В. Скобелин. Опт. и спектр., 39, 735, 1975.
- [11] В. Д. Тронько. Опт. и спектр., 41, 607, 1976.
- [12] В. И. Жариков. Нелинейная оптика. Тр. II Всес. симп. по нелинейной оптике. «Наука», Новосибирск, 1968.
- [13] Ф. В. Лисовский. Опт. и спектр., 34, 947, 1973.
- [14] Р. В. Писарев, И. Г. Синий, Н. Н. Колпакова, Ю. Н. Яковлев. ЖЭТФ, 60, 2188, 1971.
- [15] С. А. Ахманов, Р. В. Хохлов. Проблемы нелинейной оптики. Итоги Науки, М., 1964.

Поступило в Редакцию 9 января 1979 г.