

УДК 621.373.826.038

## О НЕВЗАИМНЫХ ЭФФЕКТАХ ПРИ ОТРАЖЕНИИ ЛИНЕЙНО ПОЛЯРИЗОВАННОГО СВЕТА ОТ ГРАНАТОВОГО МАГНИТНОГО ЗЕРКАЛА

Ю. А. Мамаев

Проведен расчет фазовых и амплитудных не взаимных эффектов для встречных линейно поляризованных волн (как в случае  $p$ -, так и  $s$ -поляризации), отраженных от экваториально намагниченного гранатового магнитного зеркала, содержащего слабопоглощающий магнитный слой и нанесенное на него многослойное диэлектрическое зеркало. Рассмотрены два случая, когда ближайший к магнитному диэлектрический слой имеет большой или малый показатель преломления. Показано, что «качество» диэлектрического зеркала (его коэффициент отражения) и коэффициент поглощения ферромагнетика существенно сказываются на амплитудной не взаимности и практически не влияют на фазовую не взаимность. Проанализированы зависимости не взаимных эффектов от толщины магнитного слоя. Приведена связь магнитооптических постоянных ферромагнитной пленки с фазовой не взаимностью.

Гранатовые магнитные зеркала [1-4] применяются в кольцевых лазерах для создания разности частот встречных волн — частотной «подставки». При этом используются не взаимные свойства экваториального магнитооптического эффекта Керра для встречных волн, отраженных от такого зеркала. Однако ряд важных для практики вопросов, касающихся зависимости фазовых и амплитудных не взаимных эффектов от параметров гранатовой магнитной пленки, в литературе не рассматривался. В настоящей работе рассчитаны не взаимные эффекты при отражении  $p$ - и  $s$ - поляризованного света от гранатового магнитного зеркала, обусловленные соответственно гироэлектрическими и гиромангнитными свойствами намагниченного ферромагнетика.

Будем считать, что линейно поляризованный свет падает под углом  $\theta_1$  из среды\* с показателем преломления  $n_1$  на магнитооптический

слой с комплексным показателем преломления  $\tilde{n}_2 = n_2 - ik_2$ , позади которого, как показано на рис. 1, находится многослойное диэлектрическое зеркало (МДЗ) из чередующихся четвертьволновых слоев с показателями преломления  $n_3, n_4$ , причем  $n_3 > n_4$ . Для расчета не взаимных эффектов воспользуемся методом матриц интерференции, развитым для многослойных тонкопленочных структур, включающих магнитные слои, в [5].

Матрица интерференции  $\hat{C}_{p,s}^{\pm}$  многослойной структуры, изображенной на рис. 1 (здесь  $J$  — намагниченность), для встречных ( $\pm$ ) волн может быть записана в следующем виде (значки  $p, s$  в дальнейшем будут соответствовать двум поляризациям падающей волны):

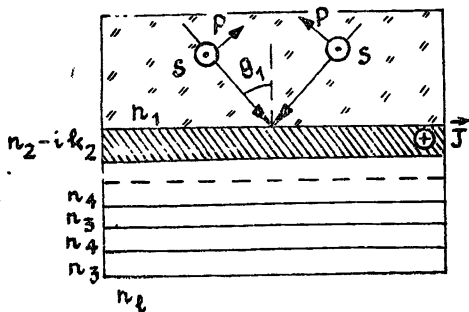


Рис. 1.

\* При жидкофазном эпитаксиальном выращивании гранатовых магнитных пленок эта среда представляет из себя подложку из немагнитного граната, например  $Gd_3Ga_5O_{12}$ .

$$\hat{C}_{p,s}^{\pm} = \begin{bmatrix} C_{(p,s)11}^{\pm} & C_{(p,s)12}^{\pm} \\ C_{(p,s)21}^{\pm} & C_{(p,s)22}^{\pm} \end{bmatrix} = \hat{U}_{p,s}^{\pm} \hat{D}_{p,s}, \quad (1)$$

где  $\hat{D}_{p,s}$  — матрица интерференции МДЗ,  $\hat{U}_{p,s}^{\pm}$  — матрица интерференции магнитного слоя, имеющая вид [5]

$$\hat{U}_p^{\pm} = \begin{bmatrix} \cos \tilde{\delta}_2 \mp Q \sin \tilde{\theta}_2 \sin \tilde{\delta}_2 & i\tilde{n}_2 \cos^{-1} \tilde{\theta}_2 \sin \tilde{\delta}_2 \\ i\tilde{n}_2^{-1} \cos \tilde{\theta}_2 \sin \tilde{\delta}_2 & \cos \tilde{\delta}_2 \pm Q \sin \tilde{\theta}_2 \sin \tilde{\delta}_2 \end{bmatrix}, \quad (2)$$

$$\hat{U}_s^{\pm} = \begin{bmatrix} \cos \tilde{\delta}_2 \mp M \sin \tilde{\theta}_2 \sin \tilde{\delta}_2 & i(\tilde{n}_2 \cos \tilde{\theta}_2)^{-1} \sin \tilde{\delta}_2 \\ i\tilde{n}_2 \cos \tilde{\theta}_2 \sin \tilde{\delta}_2 & \cos \tilde{\delta}_2 \pm M \sin \tilde{\theta}_2 \sin \tilde{\delta}_2 \end{bmatrix},$$

здесь  $\tilde{\delta}_2 = 2\pi\lambda^{-1}\tilde{n}_2 d_2 \cos \tilde{\theta}_2$ ,  $\tilde{\theta}_2 = \arcsin(n_1\tilde{n}_2^{-1}\sin \theta_1)$  — комплексный угол преломления в ферромагнетике,  $\lambda$  — длина волны в вакууме,  $d_2$  — толщина магнитного слоя,  $Q = Q' - iQ''$  и  $M = M' - iM''$  — соответственно гиروهлектрическая и гиромагнитная постоянные ферромагнетика ( $|Q|, |M| \ll 1$ ).

Будем различать два случая, когда МДЗ содержит  $2N$  слоев ( $N$  — целое число), т. е. ближайшим к магнитному является слой с меньшим показателем преломления  $n_4$ , или  $2N+1$  слоев, когда ближайший к магнитному слой имеет показатель преломления  $n_3$ . Тогда матрицу интерференции МДЗ, согласно [6], можно записать следующим образом:

$2N$  слоев —

$$\hat{D}_p = \begin{bmatrix} g_p^{-1} & 0 \\ 0 & g_p \end{bmatrix}, \quad \hat{D}_s = \begin{bmatrix} g_s & 0 \\ 0 & g_s^{-1} \end{bmatrix}, \quad (3)$$

$2N+1$  слоев —

$$\hat{D}_p = \begin{bmatrix} 0 & iq_p \\ iq_p^{-1} & 0 \end{bmatrix}, \quad \hat{D}_s = \begin{bmatrix} 0 & iq_s^{-1} \\ iq_s & 0 \end{bmatrix}, \quad (4)$$

где

$$\xi_p = \left( -\frac{n_3 \cos \theta_4}{n_4 \cos \theta_3} \right)^N, \quad g_s = \left( -\frac{n_3 \cos \theta_3}{n_4 \cos \theta_4} \right)^N, \quad q_p = \frac{n_3 \xi_p}{\cos \theta_3}, \quad q_s = n_3 \cos \theta_3 g_s,$$

$\theta_{3,4}$  — углы преломления света в слоях с показателями преломления  $n_{3,4}$ . Для практически «глухого» МДЗ, когда  $N \gg 1$ , нетрудно показать\*, что величины  $g_{p,s}^{-2}, q_{p,s}^{-2} \ll 1$ . Этим условием мы воспользуемся в дальнейшем при определении коэффициента отражения.

Зная элементы  $C_{(p,s)lj}^{\pm}$  матрицы интерференции всей многослойной отражающей структуры, можно определить коэффициент отражения линейно поляризованного света [6]:

$$R_p^{\pm} = [n_l \cos \theta_l C_{(p)11}^{\pm} + \cos \theta_l \cos \theta_l C_{(p)12}^{\pm} - n_l n_1 C_{(p)21}^{\pm} - n_1 \cos \theta_l C_{(p)22}^{\pm}] \times \\ \times [n_l \cos \theta_l C_{(p)11}^{\pm} + \cos \theta_l \cos \theta_l C_{(p)12}^{\pm} + n_l n_1 C_{(p)21}^{\pm} + n_1 \cos \theta_l C_{(p)22}^{\pm}]^{-1},$$

\* Для  $p$ -поляризованного света, вообще говоря, может выполняться и обратное неравенство  $g_p^{-2}, q_p^{-2} \gg 1$ , если  $n_4 < \sqrt{2}$ ,  $\theta_0 > \arcsin n_4/\sqrt{2}$ ,  $n_3 > n_4 \frac{\sin \theta_0}{\sqrt{n_4^2 - \sin^2 \theta_0}}$ , где  $\theta_0$  —

угол падения света из воздуха на магнитное зеркало. Для реально существующих диэлектриков с малым показателем преломления такая ситуация возможна лишь при достаточно больших углах  $\theta_0$  ( $\theta_0 \geq 70 \div 75^\circ$ ). Этот случай не представляет никаких принципиальных трудностей, поскольку малыми величинами при этом будут  $q_p^2, q_s^2$ , однако в силу громоздкости получаемых выражений для невзаимных эффектов мы его приводить не будем.

$$R_s^\pm = [n_1 \cos \theta_1 C_{(s)11}^\pm + n_l n_1 \cos \theta_l \cos \theta_1 C_{(s)12}^\pm - C_{(s)21}^\pm - n_l \cos \theta_l C_{(s)22}^\pm] \times \quad (5)$$

$$\times [n_1 \cos \theta_1 C_{(s)11}^\pm + n_l n_1 \cos \theta_l \cos \theta_1 C_{(s)12}^\pm + C_{(s)21}^\pm + n_l \cos \theta_l C_{(s)22}^\pm]^{-1},$$

где  $n_l$ ,  $\theta_l$  — показатель преломления и угол преломления света в среде, расположенной за МДЗ.

Вводя амплитудную  $\Delta R_{p,s}$  и фазовую  $\Delta \Phi_{p,s}$  невязности для встречных волн, коэффициенты отражения представим в виде

$$R_{p,s}^\pm = R_{p,s_0} (1 \pm (1/2) \Delta R_{p,s}) \exp[i(\Phi_{p,s_0} \pm (1/2) \Delta \Phi_{p,s})], \quad (6)$$

здесь  $R_{p,s_0} \exp(i\Phi_{p,s_0})$  — взаимная часть коэффициента отражения. При условии малости невязных эффектов ( $|\Delta R_{p,s}|, |\Delta \Phi_{p,s}| \ll 1$ ) в силу малости магнитооптических параметров  $Q$  и  $M$ , разложив (6) в ряд, получим

$$R_{p,s}^\pm \approx R_{p,s_0} \exp(i\Phi_{p,s_0}) (1 \pm (1/2) \Delta R_{p,s} \pm (i/2) \Delta \Phi_{p,s}). \quad (7)$$

Далее, учитывая соотношения (1)–(4), из (5), (7) в первом порядке малости по  $Q$ ,  $M$  получим выражения для взаимной части коэффициента отражения и невязных характеристик отраженных встречных волн.

а) Случай  $2N$ -слояного МДЗ:

$$R_p \exp(i\Phi_p) =$$

$$= \left[ - \left( n_1 - \frac{n_l \cos \theta_1}{g_p^2 \cos \theta_l} \right) \cos \tilde{\delta}_2 + i \left( \frac{\tilde{n}_2 \cos \theta_1}{\cos \tilde{\theta}_2} - \frac{n_l n_1 \cos \tilde{\theta}_2}{g_p^2 \tilde{n}_2 \cos \theta_l} \right) \sin \tilde{\delta}_2 \right] \times \quad (8)$$

$$\times \left[ \left( n_1 + \frac{n_l \cos \theta_1}{g_p^2 \cos \theta_l} \right) \cos \tilde{\delta}_2 + i \left( \frac{\tilde{n}_2 \cos \theta_1}{\cos \tilde{\theta}_2} + \frac{n_l n_1 \cos \tilde{\theta}_2}{g_p^2 \tilde{n}_2 \cos \theta_l} \right) \sin \tilde{\delta}_2 \right]^{-1},$$

$$\Delta R_p + i\Delta \Phi_p = \frac{2iQn_1^2 \sin 2\theta_1 \cos \tilde{\theta}_2 \sin^2 \tilde{\delta}_2}{\tilde{a}_p^2 + \tilde{b}_p^2} \left[ 1 - \frac{2in_l n_1^2 \cos^3 \tilde{\theta}_2 \operatorname{ctg} \tilde{\delta}_2}{g_p^2 \cos \theta_l \tilde{n}_2 (\tilde{a}_p^2 + \tilde{b}_p^2)} \right];$$

$$R_s \exp(i\Phi_s) =$$

$$= \left[ \left( n_1 \cos \theta_1 - \frac{n_l \cos \theta_l}{g_s^2} \right) \cos \tilde{\delta}_2 - i \left( \tilde{n}_2 \cos \tilde{\theta}_2 - \frac{n_l n_1 \cos \theta_l \cos \theta_1}{g_s^2 \tilde{n}_2 \cos \tilde{\theta}_2} \right) \sin \tilde{\delta}_2 \right] \times \quad (9)$$

$$\times \left[ \left( n_1 \cos \theta_1 + \frac{n_l \cos \theta_l}{g_s^2} \right) \cos \tilde{\delta}_2 + i \left( \tilde{n}_2 \cos \tilde{\theta}_2 + \frac{n_l n_1 \cos \theta_l \cos \theta_1}{g_s^2 \tilde{n}_2 \cos \tilde{\theta}_2} \right) \sin \tilde{\delta}_2 \right]^{-1},$$

$$\Delta R_s + i\Delta \Phi_s =$$

$$= \frac{-2iMn_1^2 \sin 2\theta_1 \cos \tilde{\theta}_2 \sin^2 \tilde{\delta}_2}{\tilde{a}_s^2 + \tilde{b}_s^2} \left[ 1 - \frac{2i n_l \cos \theta_l (n_1 \cos \theta_1)^2 \operatorname{ctg} \tilde{\delta}_2}{g_s^2 \tilde{n}_2 \cos \tilde{\theta}_2 (\tilde{a}_s^2 + \tilde{b}_s^2)} \right],$$

где

$$\tilde{a}_p = \tilde{n}_2 \cos \theta_1 \sin \tilde{\delta}_2, \quad \tilde{b}_p = n_1 \cos \tilde{\theta}_2 \cos \tilde{\delta}_2, \quad (10)$$

$$\tilde{a}_s = \tilde{n}_2 \cos \tilde{\theta}_2 \sin \tilde{\delta}_2, \quad \tilde{b}_s = n_1 \cos \theta_1 \cos \tilde{\delta}_2.$$

б) Случай  $2N+1$ -слойного МДЗ:

$$\begin{aligned}
 & R_{p_0} \exp(i\Phi_{p_0}) = \\
 & = \left[ \left( \cos \theta_1 - \frac{n_l n_1}{q_p^2 \cos \theta_l} \right) \cos \tilde{\delta}_2 - i \left( \frac{n_1 \cos \tilde{\theta}_2}{\tilde{n}_2} - \frac{n_l \tilde{n}_2 \cos \theta_1}{q_p^2 \cos \theta_l \cos \tilde{\theta}_2} \right) \sin \tilde{\delta}_2 \right] \times \\
 & \times \left[ \left( \cos \theta_1 + \frac{n_l n_1}{q_p^2 \cos \theta_l} \right) \cos \tilde{\delta}_2 + i \left( \frac{n_1 \cos \tilde{\theta}_2}{\tilde{n}_2} + \frac{n_l \tilde{n}_2 \cos \theta_1}{q_p^2 \cos \theta_l \cos \tilde{\theta}_2} \right) \sin \tilde{\delta}_2 \right]^{-1}, \\
 & \Delta R_p + i\Delta\Phi_p = \\
 & = \frac{-2iQn_1^2 \sin 2\theta_1 \cos \tilde{\theta}_2 \sin^2 \tilde{\delta}_2}{\tilde{c}_p^2 + \tilde{d}_p^2} \left[ 1 - \frac{2in_l \tilde{n}_2^3 \cos^2 \theta_1 \operatorname{ctg} \tilde{\delta}_2}{q_p^2 \cos \theta_l \cos \tilde{\theta}_2 (\tilde{c}_p^2 + \tilde{d}_p^2)} \right];
 \end{aligned}
 \tag{11}$$

$$\begin{aligned}
 & R_{s_0} \exp(i\Phi_{s_0}) = \\
 & = \left[ - \left( 1 - \frac{n_l n_1 \cos \theta_l \cos \theta_1}{q_s^2} \right) \cos \tilde{\delta}_2 + i \left( \frac{n_1 \cos \theta_1}{\tilde{n}_2 \cos \tilde{\theta}_2} - \frac{n_l \tilde{n}_2 \cos \theta_l \cos \tilde{\theta}_2}{q_s^2} \right) \right] \times \\
 & \times \sin \tilde{\delta}_2 \left[ \left( 1 + \frac{n_l n_1 \cos \theta_l \cos \theta_1}{q_s^2} \right) \cos \tilde{\delta}_2 + i \left( \frac{n_1 \cos \theta_1}{\tilde{n}_2 \cos \tilde{\theta}_2} + \right. \right. \\
 & \left. \left. + \frac{n_l \tilde{n}_2 \cos \theta_l \cos \tilde{\theta}_2}{q_s^2} \right) \sin \tilde{\delta}_2 \right]^{-1}, \\
 & \Delta R_s + i\Delta\Phi_s =
 \end{aligned}
 \tag{12}$$

$$= \frac{2iMn_1^2 \sin 2\theta_1 \cos \tilde{\theta}_2 \sin^2 \tilde{\delta}_2}{\tilde{c}_s^2 + \tilde{d}_s^2} \left[ 1 - \frac{2i n_l \cos \theta_l (\tilde{n}_2 \cos \tilde{\theta}_2)^3 \operatorname{ctg} \tilde{\delta}_2}{q_s^2 (\tilde{c}_s^2 + \tilde{d}_s^2)} \right],$$

где

$$\begin{aligned}
 \tilde{c}_p &= n_1 \cos \tilde{\theta}_2 \sin \tilde{\delta}_2, & \tilde{d}_p &= \tilde{n}_2 \cos \theta_1 \cos \tilde{\delta}_2, \\
 \tilde{c}_s &= n_1 \cos \theta_1 \sin \tilde{\delta}_2, & \tilde{d}_s &= \tilde{n}_2 \cos \tilde{\theta}_2 \cos \tilde{\delta}_2.
 \end{aligned}
 \tag{13}$$

Считая магнитный слой слабопоглощающим, воспользуемся условием малости коэффициента поглощения  $k_2 \ll n_2$ , разложив в ряд комплексные выражения, содержащие  $\tilde{n}_2$ :

$$\cos \tilde{\theta}_2 \approx \cos \theta_2 (1 - i\xi_2), \quad \tilde{\delta}_2 \approx \delta_2 (1 - i\eta_2),
 \tag{14}$$

$$\cos \tilde{\delta}_2 \approx \cos \delta_2 (1 + i\eta_2 \delta_2 \operatorname{tg} \delta_2), \quad \sin \tilde{\delta}_2 \approx \sin \delta_2 (1 - i\eta_2 \delta_2 \operatorname{ctg} \delta_2),$$

где  $\xi_2 = (k_2/n_2) \operatorname{tg}^2 \theta_2$ ,  $\eta_2 = (k_2/n_2) \cos^{-2} \theta_2$ ,  $\eta_2 \delta_2 \ll 1$ . Здесь величины  $\theta_2$ ,  $\delta_2$  получаются из  $\tilde{\theta}_2$ ,  $\tilde{\delta}_2$  заменой в них  $\tilde{n}_2 \rightarrow n_2$ . Аналогичным образом получаются и коэффициенты  $a_{p,s}$ ,  $b_{p,s}$ ,  $c_{p,s}$ ,  $d_{p,s}$  из коэффициентов  $\tilde{a}_{p,s}$ ,  $\tilde{b}_{p,s}$ ,  $\tilde{c}_{p,s}$ ,  $\tilde{d}_{p,s}$ , описываемых формулами (10), (13);

Подставляя (14) в (9) — (13) и удерживая лишь члены первого порядка малости по  $k_2/n_2$ ,  $Q''/Q'$ ,  $M''/M'$ ,  $g_{p,s}^{-2}$ ,  $q_{p,s}^{-2}$ , после разделения действительных и мнимых частей для невзаимных эффектов получим следующие выражения:

а) Случай  $2N$ -слойного МДЗ:

$$\Delta\Phi_p = \frac{2Q' n_1^2 \sin 2\theta_1 \cos \theta_2 \sin^2 \delta_2}{a_p^2 + b_p^2},$$

$$\Delta R_p = \frac{2Q' n_1^2 \sin 2\theta_1 \cos \theta_2 \sin^2 \delta_2}{a_p^2 + b_p^2} \left[ \frac{Q''}{Q'} + \frac{2n_l}{g_p^2 \cos \theta_l} \frac{n_1^2 \cos^3 \theta_2 \operatorname{ctg} \delta_2}{n_2 (a_p^2 + b_p^2)} + \right. \\ \left. + \frac{k_2}{n_2} \frac{2(n_1 \cos \theta_2)^2 \delta_2 \operatorname{ctg} \delta_2 + a_p^2 (1 - 3 \cos^2 \theta_2) - b_p^2 \sin^2 \theta_2}{\cos^2 \theta_2 (a_p^2 + b_p^2)} \right], \quad (15)$$

$$R_{p_0}^2 = 1 - \frac{4n_l}{g_p^2 \cos \theta_l} \frac{n_1 \cos \theta_1 \cos^2 \theta_2}{a_p^2 + b_p^2} - \\ - 2 \frac{k_2}{n_2} \frac{n_1 n_2 \cos \theta_1 (2\delta_2 + \cos 2\theta_2 \sin 2\delta_2)}{\cos \theta_2 (a_p^2 + b_p^2)};$$

$$\Delta\Phi_s = - \frac{2M' n_1^2 \sin 2\theta_1 \cos \theta_2 \sin^2 \delta_2}{a_s^2 + b_s^2},$$

$$\Delta R_s = - \frac{2M' n_1^2 \sin 2\theta_1 \cos \theta_2 \sin^2 \delta_2}{a_s^2 + b_s^2} \times \\ \times \left[ \frac{M''}{M'} + \frac{2n_l \cos \theta_l}{g_s^2} \frac{(n_1 \cos \theta_1)^2 \operatorname{ctg} \delta_2}{n_2 \cos \theta_2 (a_s^2 + b_s^2)} + \right. \\ \left. + \frac{k_2}{n_2} \frac{2(n_1 \cos \theta_1)^2 \delta_2 \operatorname{ctg} \delta_2 + b_s^2 (1 - 3 \cos^2 \theta_2) - a_s^2 (1 + \cos^2 \theta_2)}{\cos^2 \theta_2 (a_s^2 + b_s^2)} \right], \quad (16)$$

$$R_{s_0}^2 = 1 - \frac{4n_l \cos \theta_l}{g_s^2} \frac{n_1 \cos \theta_1}{a_s^2 + b_s^2} - 2 \frac{k_2}{n_2} \frac{n_1 n_2 \cos \theta_1 (2\delta_2 + \sin 2\delta_2)}{\cos \theta_2 (a_s^2 + b_s^2)}.$$

б) Случай  $2N+1$ -слойного МДЗ:

$$\Delta\Phi_p = - \frac{2Q' n_1^2 \sin 2\theta_1 \cos \theta_2 \sin^2 \delta_2}{c_p^2 + d_p^2},$$

$$\Delta R_p = - \frac{2Q' n_1^2 \sin 2\theta_1 \cos \theta_2 \sin^2 \delta_2}{c_p^2 + d_p^2} \left[ \frac{Q''}{Q'} + \frac{2n_l}{q_p^2 \cos \theta_l} \frac{n_2^3 \cos^2 \theta_1 \operatorname{ctg} \delta_2}{\cos \theta_2 (c_p^2 + d_p^2)} + \right. \\ \left. + \frac{k_2}{n_2} \frac{2(n_2 \cos \theta_1)^2 \delta_2 \operatorname{ctg} \delta_2 + d_p^2 (1 - 3 \cos^2 \theta_2) - c_p^2 \sin^2 \theta_2}{\cos^2 \theta_2 (c_p^2 + d_p^2)} \right], \quad (17)$$

$$R_{p_0}^2 = 1 - \frac{4n_l}{q_p^2 \cos \theta_l} \frac{n_1 n_2^2 \cos \theta_1}{c_p^2 + d_p^2} - 2 \frac{k_2}{n_2} \frac{n_1 n_2 \cos \theta_1 (2\delta_2 - \cos 2\theta_2 \sin 2\delta_2)}{\cos \theta_2 (c_p^2 + d_p^2)};$$

$$\Delta R_s = \frac{2M' n_1^2 \sin 2\theta_1 \cos \theta_2 \sin^2 \delta_2}{c_s^2 + d_s^2} \left[ \frac{M''}{M'} + \frac{2n_l \cos \theta_l}{q_s^2} \frac{(n_2 \cos \theta_2)^3 \operatorname{ctg} \delta_2}{c_s^2 + d_s^2} + \right.$$

$$+ \frac{k_2}{n_2} \frac{2(n_2 \cos \theta_2)^2 \delta_2 \operatorname{ctg} \delta_2 + c_s^2 (1 - 3\cos^2 \theta_2) - d_s^2 (1 + \cos^2 \theta_2)}{\cos^2 \theta_2 (c_s^2 + d_s^2)} \Big], \quad (18)$$

$$\Delta \Phi_s = \frac{2M' n_1^2 \sin 2\theta_1 \cos \theta_2 \sin^2 \delta_2}{c_s^2 + d_s^2};$$

$$R_{s_0}^2 = 1 - \frac{4n_l \cos \theta_l}{q_s^2} \frac{n_1 \cos \theta_1 (n_2 \cos \theta_2)^2}{c_s^2 + d_s^2} - 2 \frac{k_2}{n_2} \frac{n_1 n_2 \cos \theta_1 (2\delta_2 - \sin 2\delta_2)}{\cos \theta_2 (c_s^2 + d_s^2)}.$$

Прежде чем переходить к обсуждению полученных выражений для невязанных эффектов, сделаем небольшое замечание относительно элементов матрицы интерференции МДЗ. Если обозначить коэффициенты отражения света (по амплитуде) от МДЗ в отсутствие магнитного слоя ( $\delta_2 = 0$ ) через  $\rho_{p,s}$  и  $r_{p,s}$ , то из (15)–(18) нетрудно получить, что

$$g_p^2 = \frac{4n_l \cos \theta_l}{n_1 \cos \theta_l (1 - \rho_p^2)}, \quad g_s^2 = \frac{4n_l \cos \theta_l}{n_1 \cos \theta_l (1 - \rho_s^2)}, \quad (19)$$

$$q_p^2 = \frac{4n_l n_1}{\cos \theta_l \cos \theta_1 (1 - r_p^2)}, \quad q_s^2 = \frac{4n_l n_1 \cos \theta_l \cos \theta_1}{1 - r_s^2},$$

т. е. параметры  $g_{p,s}^2$ ,  $q_{p,s}^2$  обратно пропорциональны соответствующим коэффициентам пропускания (по мощности) МДЗ.

Из (15)–(18) видно, что фазовая невязанность в рассматриваемом приближении не зависит ни от коэффициента поглощения  $k_2$ , ни от  $g_{p,s}^2$ ,  $q_{p,s}^2$ . Поскольку  $\Delta \Phi_{p,s}$  пропорциональны  $\sin^2 \delta_2$ , то фазовая невязанность будет обращаться в нуль при фазовых толщинах магнитного слоя  $\delta_2 = \pi m$ , где  $m = 0, 1, 2, \dots$ , а максимумам  $\Delta \Phi_{p,s}$  соответствуют  $\delta_2 = (\pi/2) + \pi m$ , причем максимальные значения фазовой невязанности  $\Delta \Phi_{p,s \max}$  не зависят от  $\delta_2$ . Интересно отметить, что при  $n_1 \approx n_2$  (это, как правило, имеет место на практике) значение показателя преломления прилегающего к магнитному диэлектрического слоя МДЗ (малый в случае  $2N$ -слойного МДЗ или большой для  $2N+1$ -слойного МДЗ) будет слабо влиять на фазовую невязанность, поскольку отношения

$$\frac{\Delta \Phi_{p \max}^{[2N]}}{\Delta \Phi_{p \max}^{[2N+1]}} = - \left( \frac{n_1 \cos \theta_2}{n_2 \cos \theta_1} \right)^2, \quad \frac{\Delta \Phi_{s \max}^{[2N]}}{\Delta \Phi_{s \max}^{[2N+1]}} = - \left( \frac{n_1 \cos \theta_1}{n_2 \cos \theta_2} \right)^2 \quad (20)$$

в этом случае близки к  $-1$  (здесь обозначения  $[2N]$ ,  $[2N+1]$  соответствуют типу МДЗ в гранатовом зеркале).

Записав отношение фазовой невязанности в максимуме для  $p$ - и  $s$ - поляризованного света

$$\frac{\Delta \Phi_{p \max}^{[2N]}}{\Delta \Phi_{s \max}^{[2N]}} = - \frac{Q'}{M'} \left( \frac{\cos \theta_2}{\cos \theta_1} \right)^2, \quad \frac{\Delta \Phi_{p \max}^{[2N+1]}}{\Delta \Phi_{s \max}^{[2N+1]}} = - \frac{Q'}{M'} \left( \frac{\cos \theta_1}{\cos \theta_2} \right)^2, \quad (21)$$

нетрудно видеть, что это отношение пропорционально отношению действительных частей гироэлектрической и гиромангнитной постоянных, что может представлять интерес для магнитооптических измерений этих констант. При этом величина  $Q'$  достаточно просто выражается через  $\Delta \Phi_{p \max}$  как

$$Q' = \frac{n_2 \cos \theta_1}{2n_1 \sin 2\theta_2} \Delta \Phi_{p \max}^{[2N]} = - \frac{\cos \theta_2}{2 \sin 2\theta_1} \Delta \Phi_{p \max}^{[2N+1]}, \quad (22)$$

Амплитудная невязанность, как следует из приведенных выше выражений, содержит слагаемые трех типов: обусловленные мнимой частью магнитооптического параметра ( $Q''$ ,  $M''$ ), «неидеальностью» МДЗ ( $g_{p,s}^{-2}$ ,  $q_{p,s}^{-2} \neq 0$ ) и наличием поглощения ( $k_2 \neq 0$ ) в магнитном слое. Слагаемые, пропорциональные  $Q''$ ,  $M''$ , совпадают с выражениями для фазовой невязанности с заменой в последних действительных частей магнитооптических постоянных на мнимые и имеют зависимость от фазовой толщины  $\delta_2$  практически как  $\sin^2 \delta_2$ . Слагаемые второго типа, связанные с отличием коэффициента отражения МДЗ от единицы, зависят от  $\delta_2$  уже как  $\sin 2\delta_2$ . И, наконец, составляющие в амплитудной невязанности, пропорциональные  $k_2$ , содержат слагаемые порядка  $\delta_2 \sin 2\delta_2$ , которые имеют экстремумы при  $\delta_2 = (\pi/4) + (\pi m/2)$ , линейно растущие с ростом  $\delta_2$ . Следовательно, при  $\delta_2 \gg 1$  эти слагаемые могут значительно превосходить все остальные и амплитудная невязанность в максимумах фазовой невязанности практически будет обращаться в нуль.

В заключение приведем численные оценки эффектов для гранатового магнитного зеркала на волне 1,15 мкм с пленкой ( $\text{Yb, Gd, Pr, Bi}$ )<sub>3</sub> ( $\text{Fe, Al}$ )<sub>5</sub>O<sub>12</sub> феррита — граната. Полагая  $n_1 = 1,945$ ,  $n_i = 1,0$ ,  $\theta_1 = 20^\circ$ ,  $\rho_p^2 = \rho_s^2 = 0,999$  и параметры феррита — граната [7]  $n_2 = 2,2$ ,  $k_2 = 10^{-4}$ ,  $Q' = 5 \cdot 10^{-4}$ ,  $M' = 1 \cdot 10^{-4}$ ,  $Q'' = M'' = 0$ , получаем, например, в случае 2N-слойного МДЗ  $\Delta\Phi_{p\max} = 5,4 \cdot 10^{-4}$  рад,  $\Delta\Phi_{s\max} = -1 \cdot 10^{-4}$  рад и  $\Delta R_p = 4 \cdot 10^{-7}$ ,  $\Delta R_s = -7 \cdot 10^{-8}$  при  $\delta_2 = 13\pi/4$  ( $d_2 \approx 0,89$  мкм).

Таким образом, проведенные расчеты позволили выяснить зависимость невязанных фазовых и амплитудных характеристик линейно поляризованной волны, отраженной от гранатового магнитного зеркала, от параметров магнитной пленки и нанесенного на нее МДЗ, а также получить простые соотношения для определения магнитооптических констант прозрачных ферромагнетиков.

Автор выражает благодарность И. А. Андроновой, И. Л. Берштейну и М. А. Новикову за обсуждение результатов работы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Kestigian M., McClure R. E., Vaheer E. — UK Patent № 2020842, Nov. 21, 1979.
2. Carter W. S. — UK Patent № 2075210, Nov. 11, 1981.
3. McClure R. E., Vaheer E. — In: Proc. IEEE Nat. Aerospace and Electron. Conf., NAЕCON'78. — New York: IEEE, 1978, p. 544.
4. Андропова И. А., Гусев М. Ю., Коноплев Ю. Н., Мамаев Ю. А., Новиков М. А., Туркин А. А. — Изв. вузов — Радиофизика, 1985, 28, № 3, с. 388.
5. Smith D. O. — Optica Acta, 1965, 12, № 1, p. 13.
6. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. — М.: Наука, 1973.
7. Балбашов А. М., Червоненкис А. Я. Магнитные материалы для микроэлектроники. — М.: Энергия, 1979.

Институт прикладной физики  
АН СССР

Поступила в редакцию  
4 апреля 1985 г.

#### ON NONRECIPROCAL EFFECTS UNDER THE REFLECTION OF LINEARLY POLARIZED LIGHT FROM GARNET MAGNETIC MIRROR

Yu. A. Mamaev

Phase and amplitude nonreciprocal effects for counter-propagating linearly polarized waves (both for  $p$ - and  $s$ -polarization) reflected by equatorially magnetized garnet mirror are calculated. The magnetic mirror consists of a weakly absorbing magnetic layer and multilayer dielectric stack deposited on it. Two cases are considered when the dielectric layer nearest to the magnetic one has higher or lower refractive index. It is shown that the «quality» of the dielectric stack (its reflection coefficient) and ferromagnetic absorption coefficient essentially effect only on the amplitude nonreciprocity and practically does not influence on the phase nonreciprocity. The dependences of nonreciprocal effects on the magnetic layer thickness are analysed. The connection of magnetooptical constants with phase nonreciprocity is resulted.