

Дифракция света на полосовой доменной структуре с наклонными доменными границами

© И.Ф. Гисмятов, Д.И. Семенцов

Ульяновский государственный университет,
432700 Ульяновск, Россия

E-mail: Sements@quant.univ.simbirsk.su

(Поступила в Редакцию 25 октября 1999 г.)

В приближении тонких слоев и линейной магнитооптической связи найдены интенсивностные и поляризационные характеристики светового поля, дифрагированного на полосовой доменной структуре с наклонными доменными границами, параллельно которым ориентированы магнитные моменты внутри доменов.

В большинстве работ по магнитооптической дифракции (МОД) на полосовых доменных структурах (ПДС), реализуемых в тонких слоях ферродиелектриков, для теоретического анализа используется приближение бинарного распределения намагниченности в магнитной решетке [1–5]. В реальных ПДС толщина доменных стенок намного меньше ширины полосовых доменов, что оправдывает использование указанного приближения для описания МОД на доменных структурах с вертикальными доменными границами (ДГ). Однако распределение намагниченности не может объяснить всех особенностей, присущих дифракции лазерного излучения на ПДС с наклонными ДГ [6,7]. Связано это прежде всего с тем, что в случае наклонных ДГ распределение фарадеевской компоненты намагниченности, параллельной направлению распространения света и ответственной за его дифракцию на ПДС, оказывается сложнее бинарного. Так, в эпитаксиальных пленках феррит-граната ДГ являются вертикальными только в том случае, если одна из кристаллографических плоскостей, например (111), совпадает с плоскостью пленки. Ввиду различных технологических факторов всегда имеет место некоторое угловое отклонение от нормали к плоскости пленки кристаллографического направления [111], что приводит к отклонению от нормали ДГ, которое может превышать соответствующее отклонение кристаллографической оси [8,9]. В настоящей работе исследуются особенности распределения интенсивности и поляризации дифрагированного на ПДС светового поля, связанные с наклоном доменных границ и отступлением распределения фарадеевской компоненты намагниченности в ПДС от бинарного.

1. Доменная структура и типы магнитных решеток

Для типичных пленок Vi-содержащих феррит-гранатов обменная константа $A \approx 3 \cdot 10^{-7}$ erg/cm, константа одноосной анизотропии $K \approx 5 \cdot 10^4$ erg/cm³, намагниченность насыщения $4\pi M_0 \approx 10^3$ G. При этом толщина доменных стенок $\tau \cong \pi\sqrt{A/K} \approx 0.1 \mu\text{m}$, а ширина доменов $S \cong (2\pi L\sqrt{AK}/M_0^2)^{1/2} \approx 5 \mu\text{m}$ (при толщине пленки $L \approx 10 \mu\text{m}$). Поскольку $\tau \ll S$, можно считать, что

при переходе через ДГ происходит ступенчатый разворот спинов на 180°. Общий характер ПДС с наклонными доменными границами приведен на рис. 1, а. Ось периодичности доменной структуры совпадает с осью y , а нормаль к поверхности пленки — с осью z . Будем считать, что внутри доменов намагниченность ориентирована параллельно ДГ и ввиду их наклона направлена под углами φ и $\pi - \varphi$ к оси y в двух группах противоположно намагниченных доменов. Разворот спинов в ПДС происходит на доменных границах, определенных плоскостями $z = \text{tg}\varphi(y - nS)$, где φ — угол наклона ДГ к плоскости пленки, n — номер ДГ. Для рассматриваемого типа ПДС распределение усредненных по толщине пленки компонент намагниченности может быть задано следующим выражением:

$$M_\alpha(y) = \frac{1}{L} \int_0^L M_\alpha(y, z) dz = M_0 g(y) \begin{cases} \cos \varphi, & \alpha = y, \\ \sin \varphi, & \alpha = z, \end{cases} \quad (1)$$

где $g(y)$ — модулирующая функция, представленная на рис. 1, b, d. Ее вид существенным образом зависит от соотношения ширины переходной области δ и ширины домена S . Так, трапециевидный тип распределения величины $M_\alpha(y)$ в ПДС имеет место, если ширина переходной области $\delta = L/\text{tg}\alpha < S$. Если $\delta = S$, трапециевидное распределение переходит в пилообразное. При $\delta > S$ распределение $M_z(y)$ вновь становится трапециевидным с максимальным значением $M_\alpha = M_{\alpha 0}(1 - 2\Delta/\delta)$, полупериодом $S' = \delta - \Delta$ и шириной переходной области $\delta' = \delta - 2\Delta$. Аналитическая зависимость модулирующей функции $g(y)$ для указанных типов магнитных решеток в общем случае различной ширины противоположно намагниченных доменов может быть представлена следующим образом:

$$g(y) = \begin{cases} 2(S_2 - y)/\delta, & S_2 - \delta/2 \leq y \leq S_2, \\ 1, & \delta/2 \leq y \leq S_2 - \delta/2, \\ 2y/\delta, & -\delta/2 \leq y \leq \delta/2, \\ -1, & -S_1 + \delta/2 \leq y \leq -\delta/2, \\ -2(y + S_1)/\delta, & -S_1 \leq y \leq -S_1 + \delta/2, \end{cases} \quad (2)$$

где S_i — ширина соответствующего домена для ПДС с периодом $D = S_1 + S_2$.

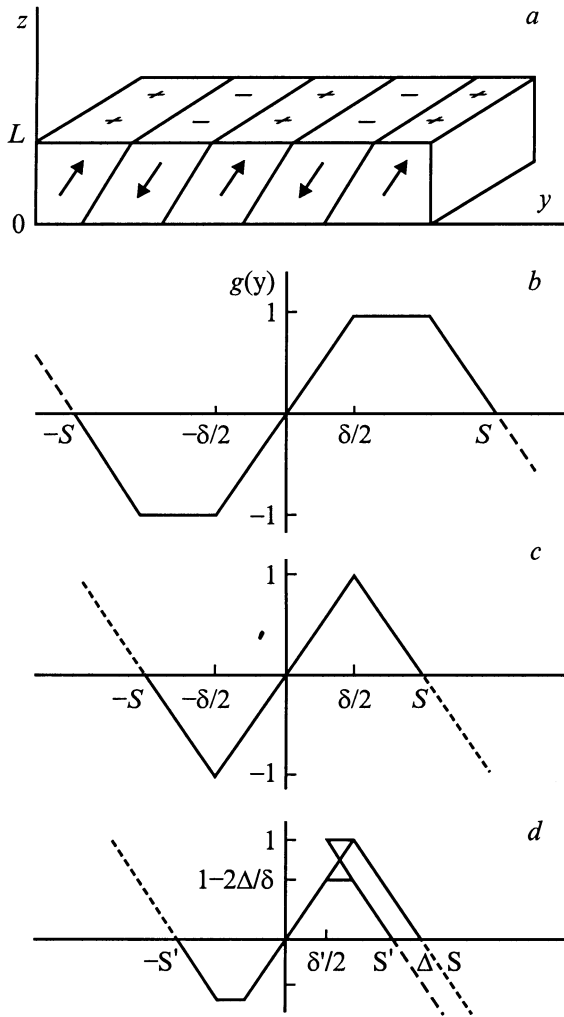


Рис. 1. ПДС с наклонными границами (а) и различные типы распределения модулирующей функции $g(y)$ (b–d).

2. Общие соотношения

Пусть плоская монохроматическая линейно поляризованная волна падает нормально на монокристаллический слой с ПДС, в которой распределение ответственной за МОД компоненты намагниченности M_z определено соотношением (2). В приближении тонких слоев ($L \ll D^2/\lambda$, где λ — длина световой волны) распределение прошедшего через слой светового поля в дальней зоне определяется следующим образом [10]:

$$\mathbf{E}(y_0, z) = C_t \int \mathbf{E}(y, L) \exp(-2\pi i f y) dy. \quad (3)$$

Здесь множитель $C_t = (1/\sqrt{\lambda z}) \exp[ik_0(z + y_0^2/2z)]$, $k_0 = 2\pi/\lambda$, $f = y_0/\lambda z$; y_0 — координата в плоскости наблюдения дифракционной картины, y — координата на выходной поверхности пленки. Пределы интегрирования в (3) определяются размерами области засветки, которые примем равными $a = (2N + 1)D$, где N — достаточно большое целое число (при диаметре пучка

лазера $a \approx 2 \text{ mm}$ и $D \approx 10 \mu\text{m}$, $N \approx 100$). Поле на выходной поверхности пленки может быть представлено следующим образом:

$$\mathbf{E}(y, L) = \hat{T}(y, L) \mathbf{E}_0, \quad (4)$$

где \hat{T} — матрица прохождения, определяемая характером распределения намагниченности в ПДС; \mathbf{E}_0 — поле на входной поверхности пленки.

В выбранной системе координат тензор диэлектрической проницаемости пленки с ПДС в приближении линейной магнитооптической (МО) связи имеет вид [10]

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon & if_0 m_z & -if_0 m_y \\ -if_0 m_z & \varepsilon & 0 \\ if_0 m_y & 0 & \varepsilon \end{pmatrix}, \quad (5)$$

где $m_\alpha = M_\alpha/M_0$ — периодические по координате y направляющие косинусы вектора намагниченности в ПДС, f_0 — линейный МО параметр. Для волны в среде, оптические свойства которой определяются тензором (5), компоненты электрического поля могут быть представлены в виде суперпозиции полей двух собственных волн

$$E_\alpha = A_{1\alpha} \exp(ik_1 z) + A_{2\alpha} \exp(ik_2 z). \quad (6)$$

Здесь константы распространения соответствующих волн задаются выражением

$$k_{1,2} = \frac{k_0}{\sqrt{2}} \left[b_{xx} + b_{yy} \pm \sqrt{(b_{xx} - b_{yy})^2 + 4b_{xy}b_{yx}} \right]^{1/2}, \quad (7)$$

где $b_{\alpha\beta} = \varepsilon_{\alpha\beta} - \varepsilon_{\alpha z} \varepsilon_{z\beta} / \varepsilon_{zz}$, $\alpha, \beta = x, y$. Константы $A_{j\alpha}$ определяются из граничных условий и имеют следующий вид:

$$A_{jx} = (-1)^{j/2} 2 \frac{(n_{3-j}^2 - b_{xx})E_{0x} - b_{xy}E_{0y}}{(n_j + 1)(n_1^2 - n_2^2)},$$

$$A_{jy} = (-1)^{j/2} 2 \frac{(n_j^2 - b_{xx})[(n_{3-j}^2 - b_{xx})E_{0x} - b_{xy}E_{0y}]}{b_{xy}(n_j + 1)(n_1^2 - n_2^2)}, \quad (8)$$

где $j = 1, 2$, $n_j = k_j/k_0$ и $E_{0\alpha}$ — амплитуды соответствующих компонент поля падающей на пленку волны. В соответствии с выражениями (6)–(8) элементы матрицы прохождения для намагниченного слоя толщиной L будут иметь следующий вид:

$$T_{xx} = \frac{2}{n_2^2 - n_1^2} \left(\frac{n_2^2 - b_{xx}}{1 + n_1} \exp(ik_1 L) - \frac{n_1^2 - b_{xx}}{1 + n_2} \exp(ik_2 L) \right),$$

$$T_{yy} = \frac{2}{n_2^2 - n_1^2} \left(-\frac{n_1^2 - b_{xx}}{1 + n_1} \exp(ik_1 L) + \frac{n_2^2 - b_{xx}}{1 + n_2} \exp(ik_2 L) \right),$$

$$T_{xy} = \frac{2b_{xy}}{n_2^2 - n_1^2} \left(-\frac{\exp(ik_1 L)}{1 + n_1} + \frac{\exp(ik_2 L)}{1 + n_2} \right),$$

$$T_{yx} = \frac{2(n_1^2 - b_{xx})(n_2^2 - b_{xx})}{b_{xy}(n_2^2 - n_1^2)} \left(\frac{\exp(ik_1 L)}{1 + n_1} - \frac{\exp(ik_2 L)}{1 + n_2} \right). \quad (9)$$

Согласно (3), распределение дифрагировавшего на ПДС поля в дальней зоне определяется фурье-образом распределения поля на выходной поверхности пленки. Это поле может быть представлено следующим образом:

$$\mathbf{E}(y_0, z) = C_l \hat{D}(y_0, z) \mathbf{E}_0, \quad (10)$$

где матрица $\hat{D}(y_0, z)$ является фурье-образом матрицы прохождения и определяется конкретным видом распределения намагниченности в ПДС. Входящие в (9) параметры n_i , k_i и $b_{\alpha\beta}$ являются периодическими функциями координаты y , конкретный вид которых зависит от характера распределения намагниченности в ПДС. Для их явного определения учтем малость МО параметра ($f_0 \propto 10^{-3}$). При этом из (7) с большой степенью точности получаем для констант распространения

$$k_{1,2} = k(1 \pm f_0 m_z / 2\varepsilon), \quad (11)$$

где $k = k_0 \sqrt{\varepsilon}$ в общем случае комплексно и его мнимая часть определяет затухание световой волны в пленке. После подстановки (11) в (9) получаем следующие выражения для элементов матрицы прохождения:

$$\begin{aligned} T_{xx} = T_{yy} &= 2(k_0/\nu) \exp(ikL) [\cos GL - i(G/\nu) \sin GL], \\ T_{xy} = -T_{yx} &= -2(k_0/\nu) \exp(ikL) [\sin GL + i(G/\nu) \cos GL], \end{aligned} \quad (12)$$

где $\nu = k_0(1 + \sqrt{\varepsilon})$, $G = (kf_0/2\varepsilon)g(y) \sin \varphi$. После подстановки (12) в (3) и проведения интегрирования с учетом (2) получаем следующие выражения для элементов дифракционной матрицы \hat{D} :

$$\begin{aligned} D_{xx} = D_{yy} &= \frac{e^{ikL}}{1 + \sqrt{\varepsilon}} \frac{\sin \pi f a}{\sin \pi f D} \left\{ P_1^+ + P_2^+ + R_1^+ + R_2^+ \right. \\ &+ \frac{2}{\pi f} \left(\cos FL - i \frac{F}{\nu} \sin FL \right) \\ &\times \left. \left[e^{i\pi f \Delta S} \sin \pi f (D - \delta) - \sin \pi f D \right] \right\}, \\ D_{xy} = -D_{yx} &= \frac{ie^{ikL}}{1 + \sqrt{\varepsilon}} \frac{\sin \pi f a}{\sin \pi f D} \left\{ P_1^- - P_2^- + R_1^- - R_2^- \right. \\ &- \frac{2}{\pi f} \left(\sin FL + i \frac{F}{\nu} \cos FL \right) \\ &\times \left. \left[e^{i\pi f \Delta S} \cos \pi f (D - \delta) - \cos \pi f D \right] \right\}, \end{aligned} \quad (13)$$

где $\Delta S = S_1 - S_2$ и введены следующие обозначения:

$$\begin{aligned} P_i^+ &= \delta \frac{\sin \beta_i}{\beta_i} \left(1 - \frac{iF}{2\nu\beta_i} \right) \left[e^{i\pi f \Delta S} \cos(\pi f D - \beta_i) \pm \cos \beta_i \right], \\ R_i^+ &= \frac{iF\delta}{2\nu\beta_i} \left[e^{i\pi f \Delta S} \cos(\pi f D - 2\beta_i) \pm \cos 2\beta_i \right], \end{aligned}$$

$\beta_{1,2} = (FL \pm \pi f \delta)/2$, $F = F_0 \sin \varphi$, $F_0 = kf_0/2\varepsilon$ — удельное фарадеевское вращение материала пленки.

3. Поле в дифракционных максимумах

Анализ (13) показывает, что в общем случае в спектре МОД дифракционные максимумы имеют место в точках $f = n/D$, где $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, их угловое положение определяется соотношением $\sin \psi_n = n\lambda/D$, а угловая ширина $\Delta \psi_n = \lambda/a$. Дальнейший анализ (13) проведем для линейно-поляризованного падающего излучения, при этом будем считать, что поле $\mathbf{E}_0 = \tau_x \mathbf{E}_0$, т.е. имеет x -поляризацию.

Определим поле в нулевом дифракционном максимуме несимметричной ПДС с учетом наклона ДГ. Полагая в (13) координату в плоскости наблюдения $y_0 = 0$, т.е. $f = 0$, получаем

$$\begin{aligned} E_x^{(0)} &= A \frac{e^{-\alpha L/2}}{1 + \sqrt{\varepsilon}} \left\{ 2 \frac{\delta}{D} \left(\frac{\sin FL}{FL} - \cos FL \right) + \cos FL \right. \\ &+ \left. i \frac{1}{\nu L} \left[2 \frac{\delta}{D} \left(\cos FL - \frac{\sin FL}{FL} \right) - FL \sin FL \left(1 - 2 \frac{\delta}{D} \right) \right] \right\}, \\ E_y^{(0)} &= -A \frac{e^{-\alpha L/2}}{1 + \sqrt{\varepsilon}} \frac{\Delta S}{D} \left(\sin FL + i \frac{F}{\nu} \cos FL \right), \end{aligned} \quad (14)$$

где константа $A = C_l 2e^{ik'L} E_0 a$, $k' = \text{Re}k$, $\alpha = \text{Im}k$ — коэффициент оптического поглощения. Для анализа особенностей распределения намагниченности в ПДС на основе дифракционных измерений существенным является знание угла поворота плоскости поляризации и эллиптического светового поля в дифракционных максимумах. При вычислении угла поворота плоскости поляризации Θ и эллиптичности ρ будем использовать следующие выражения [11]:

$$\begin{aligned} \text{tg} 2\Theta &= \frac{2|E_x||E_y|}{|E_x|^2 - |E_y|^2} \cos(\varphi_y - \varphi_x), \\ \sin 2\chi &= \frac{2|E_x||E_y|}{|E_x|^2 + |E_y|^2} \sin(\varphi_y - \varphi_x), \end{aligned} \quad (15)$$

где амплитуды и фазы соответствующих компонент дифрагировавшего светового поля вводятся следующим образом: $E_\alpha = |E_\alpha| \exp(i\varphi_\alpha)$, $\alpha = x, y$, а вспомогательный угол χ определяет эллиптичность $\rho = \text{tg} \chi$ как отношение полуосей эллипса поляризации.

На рис. 2 представлены зависимости угла поворота плоскости поляризации Θ_0 в нулевом дифракционном максимуме от параметра асимметрии доменной структуры $\Delta S/D$ для двух значений эффективной толщины пленки $F_0 L = \pi/2, \pi/12$ (а) и от эффективной толщины $F_0 L$ при фиксированном значении параметра асимметрии $\Delta S/D = 0.5$ (б). Указанные зависимости приведены для различных значений ширины переходной области $\delta/D = 0, 0.1, \dots, 6$ (кривые 1–7). При малых толщинах пленки ($E_0 L \ll 1$) влияние наклона ДГ на величину угла поворота плоскости поляризации Θ_0 практически отсутствует для ПДС, в которых наклон ДГ не приводит к их перекрытию. Соответствующие зависимости

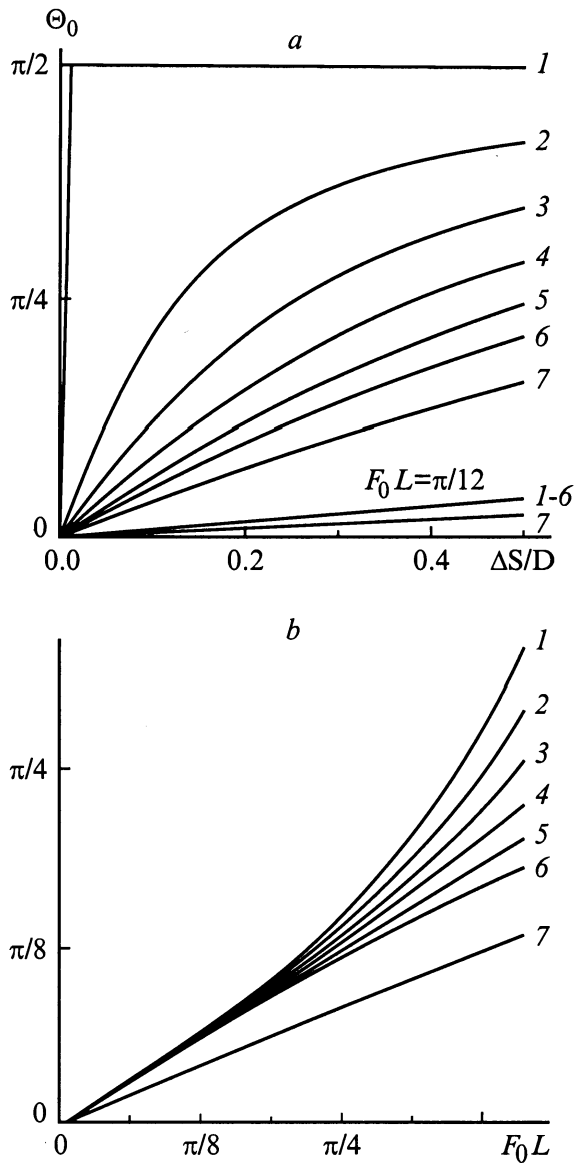


Рис. 2. Зависимости угла поворота плоскости поляризации Θ_0 в нулевом дифракционном максимуме от параметра асимметрии ПДС $\Delta S/D$ при $F_0L = \pi/2, \pi/12$ (a) и от эффективной толщины пленки F_0L при $\Delta S/D = 0.5$ (b) для значений параметра $\delta/D = 0, 0.1, \dots, 0.6$ (кривые 1–7).

$\Theta_0(\Delta S/D)$ при значениях $\delta/\Delta \leq 0.5$ сливаются в одну (кривые 1–6). При перекрытии ДГ (рис. 1, d) наблюдается спад угла Θ_0 вследствие уменьшения эффективного фарадеевского вращения. В толстых слоях наклон ДГ оказывает существенное влияние на величину угла Θ_0 . Интересно, что при $F_0L = \pi/2$ и вертикальных ДГ угол $\Theta_0 = \pi/2$ и не зависит от параметра асимметрии при $\Delta S/D \neq 0$. Для симметричной ПДС, как в случае наклонных, так и вертикальных ДГ, поворот плоскости поляризации в нулевом дифракционном максимуме отсутствует, и световое поле поляризовано так же, как и падающее излучение.

На рис. 3, a, b представлены аналогичные зависимости для эллиптичности светового поля ρ_0 в нулевом дифракционном максимуме, построенные для использованных выше значений параметров $F_0L, \Delta S/D, \delta/D$. Видно, что наклон ДГ также оказывает существенное влияние на величину эллиптичности. Однако порядок этой величины и для тонких, и для толстых слоев ($\rho_0 \propto 10^{-4} - 10^{-3}$) указывает на практически линейную поляризацию светового поля в нулевом максимуме.

Дальнейший анализ будем проводить для симметричной ПДС ($S_1 = S_2, \Delta S = 0$). Наклон ДГ вносит существенные изменения в характер дифракционного спектра. В отличие от симметричной ПДС с вертикальными доменными стенками в рассматриваемом случае наряду

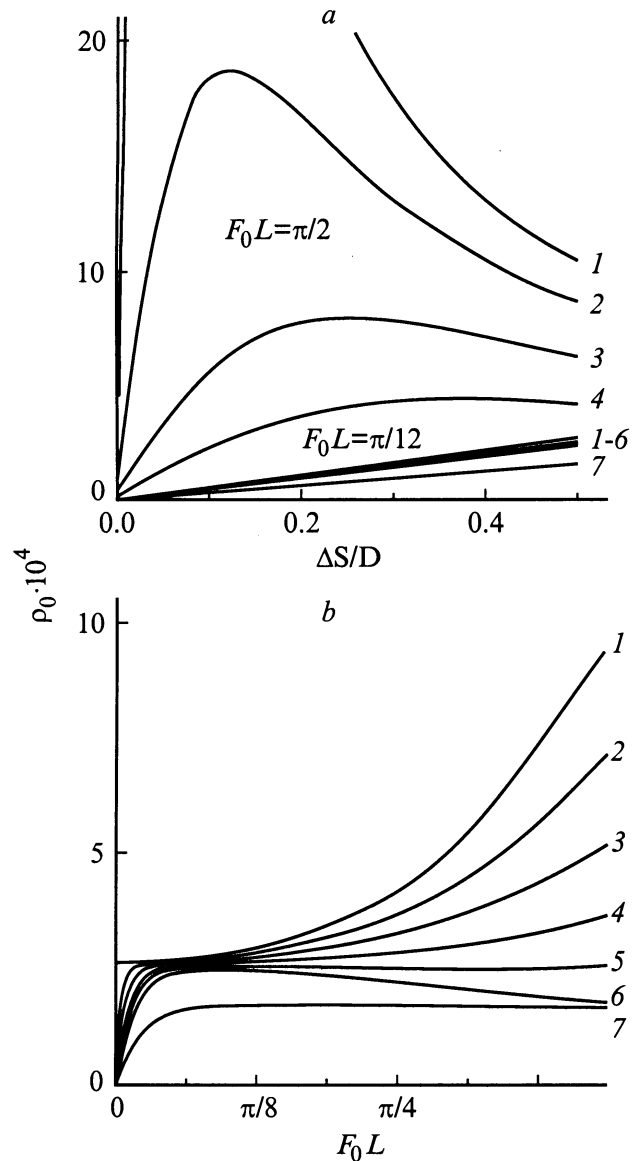


Рис. 3. Зависимости эллиптичности ρ_0 в нулевом дифракционном максимуме от параметров $\Delta S/D$ при $F_0L = \pi/2, \pi/12$ (a) и F_0L при $\Delta S/D = 0.5$ (b) при $\delta/D = 0, 0.1, \dots, 0.6$ (кривые 1–7).

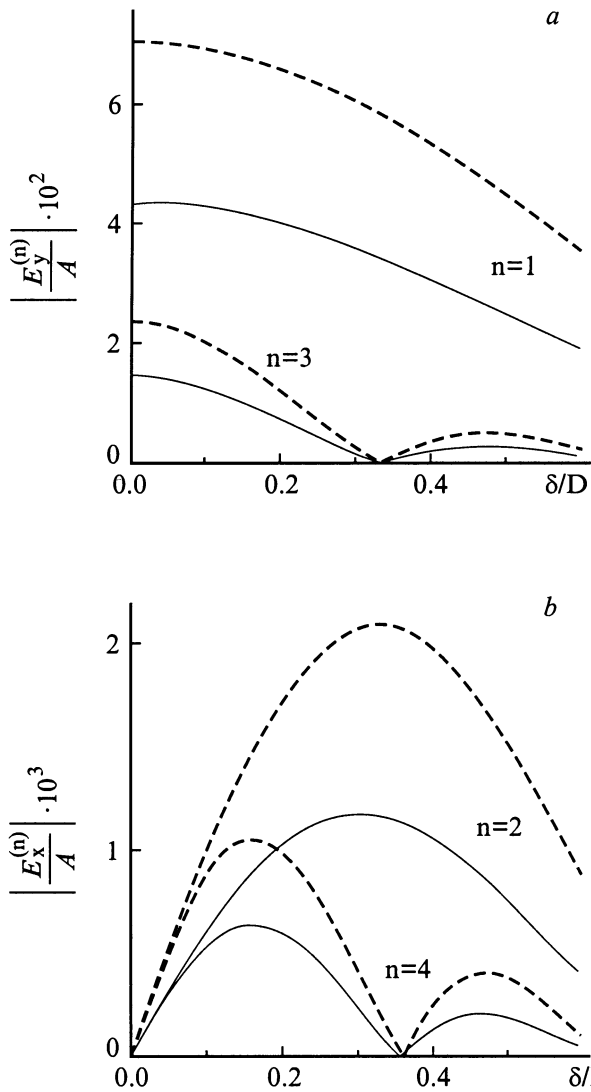


Рис. 4. Зависимость амплитуды поля в первых четырех дифракционных максимумах от ширины переходной области δ/D для симметричной ПДС, $L = 8 \mu\text{m}$, $F_0 = 1 \text{ deg}/\mu\text{m}$, $\alpha = 500 \text{ cm}^{-1}$.

с нечетными максимумами y -поляризации ($fD = 2m + 1$) в спектре появляются также четные порядки ($fD = 2m$) с x -поляризацией

$$\begin{aligned} \frac{E_x^{2m}}{A} &= \frac{e^{-\alpha L/2}}{1 + \sqrt{\epsilon}} \left[\frac{2 \sin \pi n \delta/D}{\pi n} \left(i \frac{F}{\nu} \sin FL - \cos FL \right) + \frac{\delta}{2D} \left(2U_1 - i \frac{F}{\nu} V_1 \right) \right], \\ \frac{F_y^{(2m+1)}}{A} &= i \frac{e^{-\alpha L/2}}{1 + \sqrt{\epsilon}} \left[\frac{2 \cos \pi n \delta/D}{\pi n} \left(i \frac{F}{\nu} \cos FL + \sin FL \right) + \frac{\delta}{4D} \left(2U_2 - i \frac{F}{\nu} V_2 \right) \right], \end{aligned}$$

$$U_j = \frac{\sin 2\beta_2}{\beta_2} - (-1)^j \frac{\sin 2\beta_1}{\beta_1},$$

$$V_j = \frac{\sin 2\beta_2}{\beta_2^2} - \frac{\cos 2\beta_2}{\beta_2} - (-1)^j \left(\frac{\sin 2\beta_1}{\beta_1^2} - \frac{\cos 2\beta_1}{\beta_1} \right), \quad (16)$$

$2\beta_{1,2} = FL \pm \pi n \delta/D$. При $\delta = 0$, как и следовало ожидать [6], в дифракционном спектре остаются только нечетные порядки дифракции, имеющие y -поляризацию,

$$E_x^{(2m)} = 0,$$

$$E_y^{(2m+1)} = A \frac{e^{-\alpha L/2}}{1 + \sqrt{\epsilon}} \frac{2i}{\pi n} \left(\sin FL + i \frac{F}{\nu} \cos FL \right). \quad (17)$$

На рис. 4 представлены зависимости амплитуды полей в первых двух нечетных (а) и двух четных (б) дифракционных максимумах от ширины переходной области δ/D

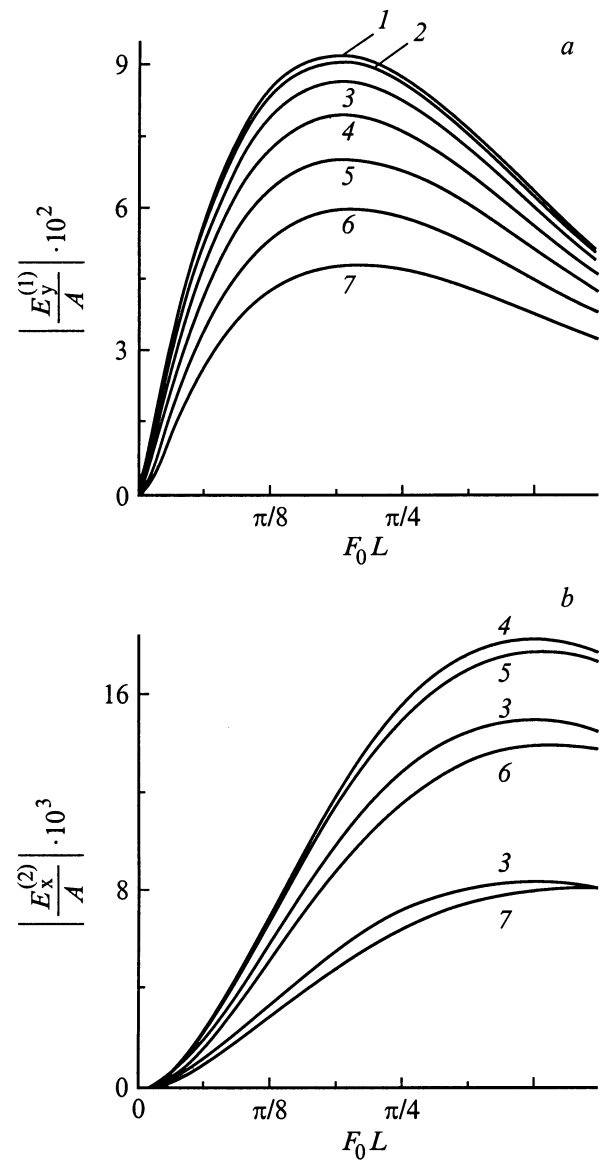


Рис. 5. Зависимость амплитуды поля в первом (а) и втором (б) дифракционных максимумах от толщины пленки для различных значений параметра $\delta/D = 0, 0.1, \dots, 0.6$ (кривые 1–7).

для пленки с симметричной ПДС, толщиной $L = 8 \mu\text{m}$ и параметрами $F = 1 \text{ deg}/\mu\text{m}$, $\alpha = 500 \text{ cm}^{-1}$. Из приведенных кривых следует, что в четных порядках поле достигает максимальных значений при $\delta \neq 0$, тогда как в нечетных порядках амплитуда максимальна в случае вертикальных ДГ. Для сравнения приведены штриховые кривые, полученные без учета граничных условий (8), т.е. без учета отражения падающей на пленку волны. По разнице между приведенными кривыми можно судить, какая часть падающей мощности светового поля уходит в соответствующие дифракционные порядки отраженного светового поля. На рис. 5 приведены зависимости амплитуд поля в первых двух дифракционных порядках от толщины пленки для различных значений параметра δ/D . Видно, что поле в первом порядке дифракции E_y^1 (a) достигает максимума при меньших толщинах пленки, чем во втором $E_x^{(2)}$ (b). Максимальные значения амплитуд, достигаемые в указанных дифракционных порядках, существенно зависят от ширины переходной области δ , т.е. угла наклона ДГ.

Проведенный анализ показывает, что наклон ДГ и связанное с этим отклонение распределения фарадеевской компоненты намагниченности от бинарного оказывает существенное влияние на характеристики МОД. Дифракционная картина в этом случае отличается от случая вертикальных ДГ не только количественно, но и присутствием четных порядков дифракции для симметричной ПДС. Поляризационные и интенсивностные характеристики поля в дифракционных максимумах меняются с наклоном ДГ, обнаруживая характерные зависимости от параметров ПДС.

Список литературы

- [1] Г.С. Кандаурова, В.В. Зверев. ФТТ **17**, 4, 1061 (1975).
- [2] Д.И. Семенцов, А.М. Морозова. Микроэлектроника **8**, 2, 99 (1979).
- [3] Катальников В.В., А.В. Ковалев, В.Н. Павлов. ЖТФ **55**, 2, 394 (1985).
- [4] D.L. Sementsov, R.M. Grchishkin. Phys. Stat. Sol. (a) **118**, 271 (1988).
- [5] Е.Н. Ильичева, А.В. Дубова, В.К. Петерсон и др. ФТТ **35**, 5, 1167 (1993).
- [6] Г.С. Кандаурова, В.Н. Мальцев, В.Х. Осадченко. Оптика и спектроскопия **67**, 2, 413 (1989).
- [7] Ю.Н. Зубков, И.М. Кожемякин. Изв. вузов. Физика, **9**, 68 (1997).
- [8] А.М. Балбашов, А.Я. Червоненкис. Магнитные материалы для микроэлектроники. Энергия, М. (1979) 63 с.
- [9] О.Л. Галкин, П.Е. Зильберман. ЖТФ **56**, 7, 1379 (1986).
- [10] Г.А. Смоленский, В.В. Леманов. Ферриты и их техническое применение. Наука, Л. (1975). 219 с.
- [11] М. Борн, Р. Вольф. Основы оптики. Мир, М. (1970). 720 с.