

## ВОЗДЕЙСТВИЕ СВЕТОВОГО ПОЛЯ НА СВОЙСТВА ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ И БЛОХОВСКИЕ ЛИНИИ В МАГНЕТИКАХ

*А. Ф. Кабыченко*

Рассматриваются статика и динамика доменных границ и блоховских линий в облученном светом магнетике. Получены уравнения состояния и уравнения движения границ и линий в световом поле. Определены их размеры, энергии, области устойчивости, характерные скорости движения, динамические силы реакции. Численные оценки показывают, что световым лучом можно выявлять блоховские линии и управлять ими.

Оптические методы исследования магнитоупорядоченных кристаллов используются довольно широко и весьма плодотворно [1]. В их основе лежат магнитооптические эффекты [2]. Последние заключаются в изменении параметров прошедшей или отраженной световой волны намагниченностью [3].

В то же время обратные магнитооптические эффекты [4-7] — воздействие света на намагниченность — почти не используются. Это обусловлено их малой величиной. Фотомагнитные эффекты становятся заметными при высокой интенсивности света и при низких температурах [4]. При этом они имеют большие времена электронной релаксации. Оптомагнитные эффекты проявляются при еще более высокой интенсивности вблизи точек потери устойчивости. В основе оптомагнитных эффектов лежат светоиндуцированные эффективные магнитные поля — поле однородного обмена, поле анизотропии, магнитное поле [7]. В висмутсодержащих феррит-гранатах эти поля достигают единиц эрстед при мегаваттной плотности мощности излучения. Тем не менее и эти слабые поля могут иметь преимущества перед полями, создаваемыми постоянными магнитами или проводниками с током.

Светоиндуцированные магнитные поля локализованы в пределах светового луча, они не создают электромагнитных помех, в зависимости от поляризации они действуют подобно внешнему магнитному полю или одноосному растяжению (сжатию), эти поля легко создать в любой точке магнетика, их величина и направление изменяются за счет изменения поляризации, амплитуды и частоты света, что позволяет управлять этими полями на большом расстоянии от образца с высокой частотой.

В последние годы большое внимание уделяется изучению блоховских линий (БЛ), представляющих собой переходной слой между

участками блоховской доменной границы (ДГ) с противоположным направлением поворота вектора магнитного момента  $M$  [8]. Для физики БЛ интересны своими необычными статическими и динамическими свойствами [8,9]. Для практики БЛ интересны в связи с созданием энергонезависимой памяти большого объема [10].

С учетом особенностей светоиндуцированных магнитных полей может оказаться полезным их использование для вывешивания и исследования БЛ, а также в системах обработки информации. В данной работе рассматривается влияние света на структуру ДГ и параметры БЛ. Рассматривается также динамика ДГ и БЛ в световом поле. Некоторые результаты приведены в [11,12].

## 1. Уравнения движения магнитного момента в световом поле

Термодинамический потенциал одноосного ферромагнетика при низких температурах в поле монохроматической эллиптически поляризованной световой волны, распространяющейся вдоль оси симметрии, имеет вид

$$\begin{aligned} \phi = & A \left[ (\nabla \vartheta)^2 + (\nabla \varphi)^2 \sin^2 \vartheta \right] + \left\{ K_{\parallel} + K_{\perp}^{(A)} \sin^2(\varphi - \varphi_A) + \right. \\ & \left. + K_{\perp}^{(C)} \left[ \sin^2(\varphi - \varphi_E) + \frac{1}{2} \sin 2\varphi_E (1 - \cos \nu) \sin 2\varphi \right] \right\} \sin^2 \vartheta - \\ & - M_0 \left[ H_{\perp} \cos(\varphi - \varphi_H) \sin \vartheta + (H_{\parallel} + G_z) \cos \vartheta \right] - \frac{1}{2} M H_p, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\vartheta$  и  $\varphi$  — полярный и азимутальный углы вектора  $M$ ,  $A$  — константа изотропного неоднородного обмена,  $K_{\parallel} = K_{\parallel}^{(A)} - (\beta_{11} - \beta_{13}) M_0^2 U_0$  — перенормированная светом константа осевой анизотропии,  $K_{\parallel}^{(A)}$  и  $K_{\perp}^{(A)}$  — константы кристаллографической осевой и плоскостной анизотропии,  $\varphi_A$  — азимутальный угол оси плоскостной анизотропии,  $K_{\perp}^{(C)} = (\beta_{11} - \beta_{12}) M_0^2 U_0$  — константа наведенной светом плоскостной анизотропии,  $\beta_{i,j}$  — магнитооптические постоянные линейного двуупреломления,  $M_0$  — намагниченность насыщения,  $U_0 = (|E_x|^2 + |E_y|^2) / 16\pi$  — плотность энергии светового поля в вакууме,  $E_i = |E_i| \exp(i\nu_i)$  — комплексные амплитуды электрического поля световой волны  $E$ ,  $\operatorname{tg} \varphi_E = |E_y|/|E_x|$ ,  $\nu = \nu_y - \nu_x$  — сдвиг фаз компонент электрического поля,  $H_{\parallel} = H_0 \cos \vartheta_H$  и  $H_{\perp} = H_0 \sin \vartheta_H$  — осевая и плоскостная компоненты внешнего магнитного поля  $H_0$ ,  $\vartheta_H$  и  $\varphi_H$  — полярные углы вектора  $H_0$ ,  $G_z = U_0 \alpha_{33} \sin 2\varphi_E \sin \nu$  — светоиндуцированное магнитное поле,  $\alpha_{ii}$  — магнитооптические постоянные кругового двуупреломления,  $H_p$  — поле размагничивания.

Уравнения движения  $M$  запишем в форме

$$\ddot{\vartheta} + r \sin \vartheta \dot{\varphi} = -(g/M_0 \sin \vartheta)(\delta\phi/\delta\varphi),$$

$$\dot{\varphi} - (r/\sin \vartheta)\dot{\vartheta} = (g/M_0 \sin \vartheta)(\delta\phi/\delta\vartheta), \quad (2)$$

где  $r$  — безразмерный параметр затухания,  $g$  — гидромагнитное отношение,  $(\delta\phi/\delta u) \equiv (\partial\phi/\partial u) - \nabla(\partial\phi/\partial \nabla u)$  — вариационная производная.

Используя (1), находим

$$\begin{aligned} (\delta\phi/\delta\varphi) &= -2A\nabla(\sin^2 \vartheta \nabla\varphi) + \left\{ K_{\perp}^{(A)} \sin 2(\varphi - \varphi_A) + K_{\perp}^{(C)} \left[ \sin 2(\varphi - \varphi_E) + \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \sin 2\varphi_E(1 - \cos \nu) \cos 2\varphi \right] \right\} \sin^2 \vartheta + M_0(H_x \sin \varphi - H_y \cos \varphi) \sin \vartheta, \\ (\delta\phi/\delta\vartheta) &= -2A\nabla^2 \vartheta + \left\{ K_{\parallel} + K_{\perp}^{(A)} \sin^2(\varphi - \varphi_A) + K_{\perp}^{(C)} \left[ \sin^2(\varphi - \varphi_E) + \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{1}{2} \sin 2\varphi_E(1 - \cos \nu) \sin 2\varphi \right] + A(\nabla\varphi)^2 \right\} \sin 2\vartheta - \\ &\quad - M_0(H_x \cos \varphi + H_y \sin \varphi) \cos \vartheta - M_0(H_z + G_z) \sin \vartheta, \quad (3) \end{aligned}$$

где

$$H_x = H_{\perp} \cos \varphi_H + H_{px}, \quad H_y = H_{\perp} \sin \varphi_H + H_{py}, \quad H_z = H_{\parallel} + H_{pz}.$$

В стационарном состоянии моменты (3) равны нулю. В однороднонамагниченном ферромагнитном эллипсоиде, главные оси которого совпадают с осями координат  $H_{pi} = -4\pi N^{(i)} M_i$ , где  $N^{(i)}$  — компоненты диагонального тензора размагничивающих коэффициентов. В отсутствие внешнего поля и при линейной поляризации ( $\nu = 0$ ) магнетик имеет следующие однородные состояния:  $\vartheta = 0, \pi$ ,  $\varphi$  произвольные и  $\vartheta = \pi/2$ ,

$$\varphi = \arctg \left( K_2/K_1^{(N)} \right) + n(\pi/2),$$

где

$$K_2 = K_{\perp}^{(A)} \sin 2\varphi_A + K_{\perp}^{(C)} \sin 2\varphi_E,$$

$$K_1^{(N)} = K_{\perp}^{(A)} \cos 2\varphi_A + K_{\perp}^{(C)} \cos 2\varphi_E + 2\pi M_0^2 \left( N^{(y)} - N^{(x)} \right), \quad n = 0, 1.$$

В первом состоянии  $\mathbf{M}$  ориентирован вдоль оси симметрии — легкоосная (ЛО) фаза, во втором состоянии вектор  $\mathbf{M}$  лежит в плоскости базиса — легкоплоскостная (ЛП) фаза. В случае  $\varphi_A = \varphi_E = 0$  основное состояние будет ЛО или ЛП соответственно при  $K_{\parallel}^{(N)} = K_{\parallel} - 2\pi M_0^2 (N^{(z)} - N^{(x)}) \geq 0$ , причем для ЛП-фазы  $\varphi = 0, \pi/2$  соответственно при  $K_1^{(N)} \geq 0$ . В поле  $H_0 = (0, H_{0y}, 0)$  при  $\nu = 0$  и  $\varphi_A = \varphi_E = 0$  магнетик имеет следующие стационарные состояния:

$$\vartheta = \arcsin \left[ M_0 H_{\perp} / 2 \left( K_{\parallel}^{(N)} + K_1^{(N)} \right) \right], \quad \varphi = \pi/2,$$

$$\vartheta = \pi/2, \quad \varphi = \arcsin \left( M_0 H_{\perp} / 2 K_1^{(N)} \right).$$

Основному состоянию соответствует угловая или ПП-фаза при  $M_0 H_{\perp} \leq 2 \left( K_{\parallel}^{(N)} + K_1^{(N)} \right)$ . Таким образом, световое поле изменяет ориентацию  $\mathbf{M}$  и смещает области существования однородных фаз.

## 2. Структура доменной границы в поле световой волны

Рассмотрим ДГ в ЛО-состоянии. Пусть ДГ параллельна плоскости  $xz$ , а изменение  $\mathbf{M}$  происходит вдоль оси  $y$ . Тогда из уравнений магнитостатики следует, что  $\mathbf{H}_p = (0, H_{py}, 0)$ , причем  $H_{py} = -4\pi M_y$ . В случае  $H_0 = \nu = 0$  решение системы (2) можно записать в виде

$$\vartheta = \pm 2 \operatorname{arctg}[\exp(y - q)/\delta_0], \quad (4)$$

где  $q$  — середина ДГ,  $\delta_0 = (A/K_0)^{1/2}$  — масштаб ДГ,

$$K_0 = K_{\parallel} + K_{\perp}^{(A)} \sin^2(\varphi - \varphi_A) + K_{\perp}^{(C)} \sin^2(\varphi - \varphi_E) + 2\pi M_0^2 \sin^2 \varphi,$$

причем здесь

$$\varphi = \operatorname{arctg}(K_2/K_1) + n(\pi/2), \quad K_1 = K_1^{(N)} \left( N^{(y)} = 1, N^{(x)} = 0 \right).$$

Энергия ДГ  $\phi_0 = 4(A/K_0)^{1/2}$ .

В слабом магнитном поле  $H_0 \ll \min K_0/M_0$  вектор  $\mathbf{M}$ , как видно из приведенного выше рассмотрения, почти не отклоняется от оси  $z$ . Поэтому приближенное решение (3) можно искать в виде (4) при постоянном  $\varphi = \psi$  с заменой  $\delta_0$  на подлежащий определению масштаб  $\delta$ . Проинтегрировав (1) по  $y$  с учетом следующего из (4) соотношения  $\partial\vartheta/\partial y = \sin\vartheta/\delta$ , можно найти энергию ДГ как функцию  $\delta$  и из условия ее минимума получить  $\delta = (A/K)^{1/2}$ , где  $K = K_0(\psi) - (\pi/2)M_0H_{\perp} \cos(\psi - \varphi_H)$ . Соответствующая  $\delta$  энергия ДГ  $\phi_{ДГ} = 4(AK)^{1/2}$ . Угол  $\psi$ , обеспечивающий минимум  $\phi_{ДГ}$ , удовлетворяет соотношениям

$$F_1 \equiv \partial\phi_{ДГ}/\partial\psi = K_1 \sin 2\psi - K_2 \cos 2\psi + (\pi/2)M_0H_{\perp} \sin(\psi - \varphi_H) = 0, \quad (5)$$

$$F_2 \equiv \partial^2\phi_{ДГ}/\partial\psi^2 = K_1 \cos 2\psi + K_2 \sin 2\psi + (\pi/2)M_0H_{\perp} \cos(\psi - \varphi_H) > 0.$$

Из приведенных выше соотношений следует, что световое поле изменяет ширину и энергию ДГ, ориентацию  $\mathbf{M}$  в ДГ и ее устойчивость. В случае  $\varphi_A = \varphi_E = 0$ ,  $H_0 = 0$  из (5) следуют решения  $\psi = 0$ ,  $\psi = \pi/2$ . Первое соответствует блоховской ДГ, второе — неелевской ДГ. Эти ДГ имеют следующие параметры:

$$\delta_{БГ} = (A/K_{\parallel})^{1/2}, \quad \phi_{БГ} = 4(AK_{\parallel})^{1/2};$$

$$\delta_{НГ} = \delta_{БГ} (1 + Q^{-1})^{-1/2}, \quad \phi_{НГ} = \phi_{БГ} (1 + Q^{-1})^{1/2},$$

где

$$Q = K_{\parallel}/K_{\perp}, \quad K_{\perp} = K_{\perp}^{(A)} + K_{\perp}^{(C)} + 2\pi M_0^2.$$

Блоховская ДГ устойчива при  $K_{\perp} > 0$ , а неелевская — при  $-K_{\parallel} < K_{\perp} < 0$ . Следовательно, состояния  $\psi = 0$  и  $\psi = \pi/2$  существуют соответственно в областях  $K_{\perp}^{(A)} + 2\pi M_0^2 \geq -(\beta_{11} - \beta_{12})M_0^2 U_0$ . Переход между этими состояниями можно рассматривать как ориентационный фазовый переход (ОФП) первого рода без гистерезиса.

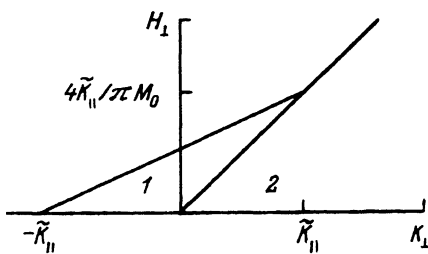


Рис. 1. Диаграмма состояний доменной границы в световом поле. 1 — угловая фаза, 2 — коллинеарная фаза.

В случае  $\varphi_A, \varphi_E \neq 0, H_0 = 0$  намагниченность в ДГ ориентирована, как видно из (5), под углом  $\psi = (1/2) \operatorname{arctg}(K_2/K_1) + n(\pi/2)$ . При  $\varphi_A, \varphi_E \rightarrow 0$  константа  $K_2 \rightarrow 0$  и решение с  $n = 0$  переходит в  $\psi = 0$ , а решение с  $n = 1$  переходит в  $\psi = \pi/2$ . Состояния с  $n = 0$  и  $n = 1$  устойчивы соответственно при  $K_1 \geq 0$ . Таким образом, ориентация  $M$  в ДГ зависит не только от амплитуды световой волны, но и от направления оси поляризации.

В случае  $\varphi_A = \varphi_E = 0, \varphi_H = \pi/2$  константа  $K = K_{\parallel} + K_{\perp} \sin^2 \psi - (\pi/2) M_0 H_{\perp} \sin \psi$ . Уравнение (5) имеет следующие решения:  $\psi_H = \operatorname{arcsin}(\pi M_0 H_{\perp} / 4 K_{\perp})$ ,  $\pi - \psi_H$  и  $\psi = \pi/2$ . Угловая и коллинеарная фазы ДГ устойчивы соответственно в областях  $(\pi/2) M_0 H_{\perp} - K_{\parallel} < K_{\perp} < (\pi/4) M_0 H_{\perp}$  и  $K_{\perp} > (\pi/4) M_0 H_{\perp}$ . Диаграмма состояний приведена на рис. 1. Влияние света на ориентацию  $M$  в ДГ будет наиболее заметным, когда поле плоскостной анизотропии в достаточной мере компенсирует поле размагничивания

$$\left| K_{\perp}^{(A)} + 2\pi M_0^2 \right| < \left| K_{\perp}^{(C)} \right|.$$

В неоднородном вдоль ДГ световом поле блоховская (неелевская) ДГ может содержать участок неелевской (блоховской) ДГ. Если изменение параметров светового луча происходит достаточно медленно, то ориентацию  $M$  в ДГ можно определять на основании полученных выше соотношений. Тогда при  $\varphi_A = \varphi_E = H_0 = 0$  в области  $K_{\perp} > 0$  ДГ будет блоховской, а в области  $K_{\perp} < 0$  — неелевской. Стабилизировать БЛ можно на искусственно созданных неоднородностях [13].

### 3. Параметры блоховских линий в поле световой волны

В ДГ, содержащей БЛ, намагниченность неоднородна не только по толщине, но и в плоскости границы. Обычно ширина БЛ значительно превосходит толщину ДГ. Поэтому энергию ДГ, содержащую вертикальную блоховскую линию (ВБЛ), можно принять в форме (1) с учетом лишь неоднородных членов  $\partial\vartheta/\partial y$  и  $\partial\varphi/\partial x$ . Рассматривая  $\varphi(x)$  в качестве параметра и представляя решение  $\vartheta(y)$  в виде (4), найдем масштаб и энергию ДГ

$$\delta' = (A/K')^{1/2}, \quad \phi'_{\text{ДГ}} = 4(AK')^{1/2},$$

где

$$K' = K + A(\partial\psi/\partial x)^2.$$

Минимизируя  $\phi'_{\text{ДГ}}$ , получим уравнение для определения  $\psi$

$$2A (\partial^2 \psi / \partial^2 x) - K_{\perp}^{(A)} \sin 2(\psi - \varphi_A) - K_{\perp}^{(C)} \sin 2(\psi - \varphi_E) - 2\pi M_0^2 \sin 2\psi - (\pi/2) M_0 H_{\perp} \sin(\psi - \varphi_H) = 0. \quad (6)$$

В случае  $\varphi_A = \varphi_E = H_0 = 0$  решение (6) имеет вид

$$\varphi = \pm 2 \operatorname{arctg} \{ \exp[(x - s) / \Delta_0] \}, \quad (7)$$

где  $s$  — середина БЛ,  $\Delta_0 = (A / K_{\perp})^{1/2}$  — характерный размер БЛ. Локальная энергия полей размагничивания стремится уменьшить ширину БЛ, а энергия неоднородного обмена — увеличить ее. Величина  $\Delta_0$  определяется балансом сил, обусловленных указанными энергиями. Интегрируя  $\phi'_{\text{ДГ}}$  по  $x$  с учетом соотношения  $\partial \psi / \partial x = \sin \psi / \Delta_0$ , получим энергию БЛ в световом поле

$$\phi_{\text{БЛ}}^{(0)} = 8A (K_{\perp} / K_{\parallel})^{1/2}. \quad (8)$$

В неоднородном световом поле с масштабом неоднородности, значительно превышающим  $\Delta_0$ , на БЛ действует сила

$$\mathbf{F} = -\operatorname{grad} \phi_{\text{БЛ}}^{(0)} = \frac{4AM_0^2}{(K_{\perp} K_{\parallel})^{1/2}} \left[ \beta_{11} - \beta_{12} + \frac{K_{\perp}}{K_{\parallel}} (\beta_{11} - \beta_{13}) \right] \frac{\partial U_0}{\partial \mathbf{r}}. \quad (9)$$

Устойчивые БЛ притягиваются между собой на больших расстояниях благодаря магнитодипольным силам. На малых расстояниях они отталкиваются из-за увеличения энергии неоднородного обмена. Уравновешивание этих противоположных тенденций определяет стационарное расстояние  $d$  между ВБЛ. Для БЛ с однонаправленным равномерным поворотом спинов можно записать  $\psi(x) = \pi x / d$ . Составляющая магнитодипольной энергии, связанная с «магнитными» зарядами внутри ДГ, компенсируется дальнедействующей составляющей, связанной с зарядами на поверхности ДГ [8]. Поэтому достаточно учесть локальную магнитодипольную энергию последних. Полагая в  $\phi'_{\text{ДГ}}$  параметры  $\varphi_A, \varphi_E, H_0 = 0$ , усредняя энергию анизотропии по периоду  $d$  и используя приведенное выше выражение для  $\psi(x)$ , энергию одной ВБЛ можно записать в форме

$$d \left( \phi_{\text{ДГ}}^{(\psi)} - \phi_{\text{ДГ}}^{(0)} \right) = (1/2) \phi_{\text{ДГ}}^{(0)} d \left\{ \left[ 1 + (K_{\perp} / 2K_{\parallel}) + A(\pi/d)^2 \right]^{1/2} - 1 \right\}.$$

Минимизируя это выражение по  $d$ , получим равновесное расстояние между ВБЛ

$$d = \pi \delta_{\text{БГ}} (2Q)^{1/2} / [1 + (1/2)Q]. \quad (10)$$

Характерный размер жесткой ДГ ( $d < \pi \delta_{\text{БГ}}$ ) определяется выражением

$$\langle \delta' \rangle = \delta_{\text{БГ}} \left[ 1 + (\pi \delta_{\text{БГ}} / d)^2 + (2Q)^{-1} \right].$$

Горизонтальные БЛ (ГБЛ) будут описываться выражением (7) с заменой  $x$  на  $z$ .

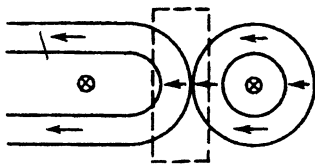


Рис. 2. Выявление блоховской линии путем отщепления цилиндрического магнитного домена от полосового циркулярно-поляризованным светом. Штриховой линией обозначены границы светового луча.

В магнитном поле нормальном к плоскости ДГ ( $\varphi_H = \pi/2$ ) и при  $\varphi_A = \varphi_E = 0$  неоднородность  $M$  вдоль ДГ описывается соотношением

$$\psi = 2 \operatorname{arctg} \left\{ [e^\xi \operatorname{tg}(\psi_H/2) \pm 1] / [e^\xi \pm \operatorname{tg}(\psi_H/2)] \right\}, \quad (11)$$

где

$$\xi = (x - s)/\Delta_H, \quad \Delta_H = \Delta_0 / \cos \psi_H = \left\{ A/K_\perp \left[ 1 - (\pi M_0 H_\perp / 4K_\perp)^2 \right] \right\}^{1/2},$$

$\varphi_H$  — асимптотическое значение азимутального угла в ДГ. Знаки  $\pm$  соответствуют вращению  $M$  в плоскости базиса против и в направлении хода часов ( $\psi(\xi = 0) = \pm \pi/2$ ) от  $\psi_H$  до  $\pi - \psi_H$ . Энергия ВБЛ определяется соотношением

$$\phi_{\text{БЛ}}^{(H)} = \phi_{\text{БЛ}}^{(0)} \{ \cos \psi_H \mp [(\pi/2) \mp \psi_H] \sin \psi_H \}. \quad (12)$$

Таким образом, световое поле изменяет ширину и энергию БЛ, расстояние между БЛ, перемещает БЛ, а при наличии магнитного поля также изменяет угол поворота  $M$  в БЛ.

Если в магнетике световая волна распространяется под углом к оси симметрии, то светоиндуцированное магнитное поле  $G$  будет иметь составляющую в плоскости базиса. Компонента  $G_y = i\alpha_{11} (E_z^* E_x - E_x^* E_z) / 16\pi$  изменяет статические свойства БЛ. Компонента  $G_x = i\alpha_{11} (E_y^* E_z - E_z^* E_y) / 16\pi$  делает энергетически выгодной одну из ориентаций  $M$  по разные стороны от ВБЛ. По этой причине ВБЛ будет смещаться даже в однородном световом поле. Сила, действующая на ВБЛ, равна  $2\pi d_{\text{БГ}} M_0 G_x$ .

Световым лучом можно выявлять наличие БЛ путем отщепления цилиндрического магнитного домена (ЦМД) от полосового домена (рис. 2). Локализованное светоиндуцированное поле  $G_z = i\alpha_{33} (E_x^* E_y - E_x^* E_y) / 16\pi$  создает перетяжку полосового домена, если оно направлено против  $M$  в домене. Знак  $G_z$  зависит от направления вращения  $E$ . При наличии ВБЛ порог отщепления ЦМД ниже, чем в отсутствие ВБЛ [14-16].

#### 4. Динамика доменных границ и блоховских линий в световом поле

В процессе перемещения форма ДГ изменяется. Однако при большом факторе качества это изменение мало. Поэтому распределение  $M$  в движущейся плоской ДГ можно искать в форме (5) с зависящими от времени  $q$ ,  $\delta$  и  $\psi$ . При условии  $|\dot{\delta}| \ll |\dot{q}|$  параметры  $q$  и  $\psi$  удовлетворяют уравнениям [8]

$$\dot{q} - \tau \delta \dot{\psi} = (g/2M_0)(\partial \phi_{\text{ДГ}} / \partial \psi), \quad (13a)$$

$$\dot{\psi} + r\delta^{-1}\dot{q} = -(g/2M_0)(\partial\phi_{ДГ}/\partial q). \quad (13b)$$

Переменные в системе (13) можно рассматривать в качестве канонически сопряженных координаты  $q$  и импульса  $2M_0\psi/g$ . Эти канонические переменные изменяются под влиянием светового поля. Подставляя выражение для  $\phi_{ДГ}$  в (13а), получим

$$\dot{q} - r\delta\dot{\psi} = (g/M_0)\delta F_1. \quad (14)$$

Поскольку  $\partial\phi_{ДГ}/\partial\psi$  представляет собой вращающий момент, то второе слагаемое в  $F_1$  определяет вращающий момент, действующий со стороны светового поля на  $M$  в ДГ. При движении ДГ вектор  $M$  вращается вокруг некоторого эффективного поля, лежащего в плоскости базиса. Величина и направление этого поля зависят от интенсивности и поляризации света. В статическом состоянии ( $\dot{q} = \dot{\psi} = 0$ ) (14) переходит в (5). Угол  $\psi$  в движущейся ДГ отличается от статического значения. Поскольку правая часть (14) ограничена, то  $v$  достигает максимальной величины при некотором  $\psi_0$ . Из (13а) следует уравнение для  $\psi_0$

$$(F_1(\psi_0))^2 - 2K_0(\psi_0)F_2(\psi_0) = 0.$$

При  $\varphi_A = \varphi_E = H_0 = 0$  величина

$$\sin^2 \psi_0 = \frac{1}{4}(2Q + 3) \left\{ 1 - [1 - 8Q(2Q + 3)^{-2}]^{1/2} \right\}.$$

В пленках с большим фактором качества  $\psi_0 \rightarrow \pi/4, 5\pi/4$  при  $Q \rightarrow \infty$ . Предельная уокеровская скорость  $v_0 = gM_0^{-1}\delta_0 K_{\perp}$  и зависит от интенсивности и поляризации света.

Уравнение (13b) описывает перемещение ДГ в область минимума энергии. Это уравнение можно записать в форме

$$\dot{\psi} = g\tilde{H}_z - r\delta^{-1}\dot{q}, \quad (15)$$

где

$$\tilde{H}_z = H_{\parallel} + G_z - H_{bz} - H_{kz}\text{sign}\dot{q}$$

—  $z$ -компонента эффективного магнитного поля;  $H_{bz} = -\kappa y_0/2M_0$  — поле, возвращающее ДГ в положение равновесия;  $\kappa$  — постоянная возвращающей силы;  $H_{kz}$  — коэрцитивное поле. В неоднородном световом поле к  $G_z$  необходимо добавить слагаемое  $q\alpha_{33} \sin 2\varphi_E \sin \nu (\partial U_0/\partial q)$ . Для циркулярно-поляризованной волны, распространяющейся вдоль оси симметрии, поле  $G_z = \pm 2\alpha_{33}U_0$ , причем знаки плюс и минус соответствуют левой и правой круговым поляризациям. Уравнение (15) описывает вращение плоскостной компоненты  $M$  вокруг  $z$ -компоненты эффективного магнитного поля. Влияние светоиндуцированного поля  $G_z$  на прецессию  $M$  будет наиболее эффективным, когда остальные поля взаимно компенсируются или отсутствуют. В последнем случае за счет перемещения ДГ энергия магнетика изменяется в единицу времени на  $-2M_0G_z\dot{q}$ . Это понижение энергии идет на увеличение полной энергии ДГ и на диссипацию, равную  $-r(2M_0/g)(\delta^{-1}\dot{q}^2 + \delta\dot{\psi}^2)$ . В стационарном состоянии энергия ДГ не изменяется. Следовательно,



скорость движения ДГ  $v = \dot{q}$  в случае  $\dot{\psi} = 0$  определяется соотношением  $v = (g\delta/r)G_z$ . Эта формула отличается от полученной в [17] заменой внешнего магнитного поля на светоиндуцированное поле. В общем случае скорость ДГ лежит в диапазоне  $(1 + r^{-2})^{-1}\mu G_z < v < \mu G_z$ , где  $\mu = g\delta/r$  — подвижность ДГ.

В нестационарном случае при слабом воздействии движение ДГ описывается уравнением

$$m^* \ddot{q} + \rho \dot{q} + \kappa q = 2M_0 (H_{\parallel} + G_z - H_K \text{sign } \dot{q}), \quad (16)$$

где  $m^* = (2M_0/g)^2(1 + r^2)F_2^{-1}$  — перенормированная светом эффективная масса ДГ,  $\rho = 2M_0/\mu$  — параметр затухания. В отсутствие возвращающей силы скачок  $G_z$  изменяет скорость ДГ. Временной масштаб этого изменения  $\tau = g^{-1}(r + r^{-1})2M_0\delta F_2^{-1}$ . Величина  $v$  стремится к асимптотическому значению  $v = (2M_0/\rho)(H_{\parallel} + G_z - H_{Kz} \text{sign } \dot{q})$ . При наличии возвращающей силы модулированный циркулярно-поляризованный световой поток вызывает резонанс колебаний ДГ, когда частота модуляции совпадает с собственной частотой колебаний ДГ  $\omega_0 = (\kappa/m^*)^{1/2}$ .

Для описания динамики ДГ, содержащей БЛ, недостаточно одномерного приближения. Система (13) обобщается на трехмерный случай путем замены частных производных на вариационные [8]. При этом энергия ДГ становится зависимой от градиентов  $\nabla\psi$  и  $\nabla q$ . В первом приближении можно считать, что ДГ движется вдоль оси  $y$  и ее поверхность почти параллельна плоскости статической ДГ. Тогда энергия ДГ запишется в виде

$$\tilde{\phi}_{\text{ДГ}} = 4\gamma (A\tilde{K})^{1/2}, \quad (17)$$

где

$$\tilde{K} = K_{\parallel} + K_{\perp}^{(A)} \sin^2(\psi - \varphi_A) + K_{\perp}^{(C)} \sin^2(\psi - \varphi_E) + 2\pi M_0^2 \sin^2(\psi - \varphi_t) + A(\nabla\psi)^2 - (\pi/2)M_0 H_{\perp} \cos(\psi - \varphi_H),$$

$\varphi_t$  — угол между проекцией, касательной к ДГ, на плоскость базиса и осью  $x$ . Множитель  $\gamma = [1 + (\nabla q)^2]^{1/2}$  определяет увеличение площади ДГ при ее искривлении. Уравнение движения ДГ в световом поле записывается в виде

$$\dot{q} - r\tilde{\delta}\dot{\psi} = (g/M_0)\tilde{\delta}\gamma \left[ K_{\perp}^{(A)} \sin 2(\psi - \varphi_A) + K_{\perp}^{(C)} \sin 2(\psi - \varphi_E) + 2\pi M_0^2 \sin 2(\psi - \varphi_t) + (\pi/2)M_0 H_{\perp} \sin(\psi - \varphi_H) - 2A\nabla^2\psi \right], \quad (18a)$$

$$\dot{\psi} + r\tilde{\delta}^{-1}\dot{q} = g \left[ \tilde{H}_z + M_0^{-1}\phi_{\text{ДГ}}\nabla(\nabla q/\gamma) + \tilde{\delta}\gamma 2\pi M_0 \partial \sin 2(\psi - \varphi_t) / \partial x \right], \quad (18b)$$

где  $\tilde{\delta} = (A/\tilde{K})^{1/2}$ . В общем виде решение системы (18) не представляется возможным. Приближенное выражение для локальной скорости ДГ в световом поле можно записать в виде  $v = a\tilde{\delta}q\tilde{H}_z$ , где

$a = r^{-1}, (r + r^{-1})^{-1}$  соответственно для участков ДГ без БЛ и с БЛ. При малых  $r$  участки ДГ с БЛ движутся медленнее. Это обусловлено тем, что потенциальная энергия, высвобождающаяся при смещении ДГ, не только преобразуется в кинетическую энергию движения ДГ, но и идет на возбуждение прицессии  $\psi$ . В стационарном состоянии все участки ДГ движутся с одинаковой скоростью. Увеличение скорости участка с БЛ достигается благодаря искривлению в этом месте ДГ. Возникающее в результате искривления дополнительное поверхностное натяжение увеличивает локальное продвигающее поле.

Используя метод динамических переменных, можно найти динамическую силу реакции, действующую на единицу длины изолированной БЛ. В случае  $\varphi_A = \varphi_E = 0$ ,  $\varphi_H = \pi/2$  эту силу можно записать в виде

$$\begin{pmatrix} T_x \\ T_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{12} & a_{11} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \dot{q} \\ \dot{s} \end{pmatrix},$$

$$a_{11} = -(2M_0/g)(\pi - 2\psi_H),$$

$$a_{12} = -r(M_0/2gA)\phi_{\text{БЛ}}^{(H)}. \quad (20)$$

Реакция  $T$  состоит из гиротропного и вязкого слагаемых. В движущейся вдоль оси  $y$  ДГ изолированная БЛ смещается по оси  $x$  со скоростью  $\dot{s} = -(\pi Q^{1/2}/2r)\dot{q}$ . Возникающая в результате движения БЛ реакция уменьшает скорость ДГ

$$\dot{q} = (gd/r)\ddot{H}_z / \left\{ 1 + \left( \phi_{\text{БЛ}}^{(H)} / \phi_{\text{ДГ}} \right) + r^{-2} \left[ 1 - \delta^2 \left( \phi_{\text{ДГ}} / \phi_{\text{БЛ}}^{(H)} \right) (\pi - 2\psi_H) \right] \right\}.$$

В жесткой границе БЛ расположены настолько близко, что можно считать  $\psi = \pi x/d$ . Смещение цепочки БЛ на  $dx$  эквивалентно повороту  $M$  на  $d\psi = (\pi/d)dx$ . Поскольку при смещении цепочки БЛ энергия ДГ не изменяется, то, как видно из (13а),  $\dot{q} = r\delta'\psi$ . В результате скорость ДГ  $v = \delta'(r + r^{-1})^{-1} g\ddot{H}_z$ . При этом БЛ смещается вдоль ДГ со скоростью  $\dot{s} = [d/\pi(1 + r^2)] g\ddot{H}_z$ .

Световым импульсом возможно зарождение ВБЛ подобно тому, как это осуществляется с помощью проводника с током [15]. Если верхушка полосового домена перемещается под действием  $G_z$  со скоростью выше пороговой  $v_n = 24gA^{1/2}\delta/l$ , где  $l$  — толщина пленки, то вблизи поверхности пленки зарождается ГБЛ, которая перемещается к противоположной поверхности и, достигая ее, преобразуется в пару ВБЛ. Число пар ВБЛ, возникающих под действием светового импульса  $m = g\pi^{-1}(G_z - G_{zп})$ , где  $G_{zп}$  — поле, соответствующее  $v_n$ .

## 5. Численные оценки

Изменение характеристик ДГ и БЛ обусловлено наведенными светом магнитным полем и анизотропией. Для циркулярно-поляризованной волны  $G_z = (n\lambda/\pi)(\vartheta_\phi/M_0)(I/c)$ ,  $\vartheta_\phi$  — где удельное фарадеевское вращение,  $\lambda$  — длина волны света,  $n$  — показатель преломления,  $I$  и  $c$  — интенсивность и скорость света. В висмутсодержащих феррит-гранатах типа  $(\text{CdBi})_3(\text{FeAlGa})_5\text{O}_{12}$  величина

$\vartheta_{\phi} \approx 400 \text{ см}^{-1}$  в области  $\lambda \approx 0.6 \text{ мкм}$  при  $n \approx 2.5$  и коэффициенте поглощения  $\alpha_n \approx 10^2 \text{ см}^{-1}$  [18-20]. Следовательно,  $G_z \approx 4 \text{ Э}$  при  $M_0 \approx 10 \text{ Гс}$  и  $I \approx 3 \cdot 10^6 \text{ Вт/см}^2$ . Эта величина  $G_z$  соответствует магнитным полям, которые используются в экспериментах с ДГ и БЛ [13-16]. Анализ экспериментальных данных по магнитному двулучепреломлению в железиттриевом гранате [3] показывает, что изменение показателя преломления  $n'$  за счет  $M$  для линейного и кругового двулучепреломления имеет примерно одинаковую величину. Следовательно, поле светоиндуцированной анизотропии  $H^{(C)} = U/M_0 \approx G_z$ . Для оценок  $K^{(C)} \approx 2nn'I/c$ . С приближением к точке компенсации влияние светового поля возрастает.

В приведенном рассмотрении не учитывались поглощение и обратное влияние  $M$  на свет. Это ограничивает толщину пленки:  $l \ll (\alpha_n^{-1}, \lambda/2\pi n')$ , причем в случае циркулярно-поляризованной волны  $l$  ограничивает только затухание.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, код проекта 93-02-2018.

### Список литературы

- [1] Тикадзуми С. Физика ферромагнетизма. Магнитные характеристики и практическое применение. М.: Мир, 1987. 419 с.
- [2] Вонсовский С.В. Магнетизм. М.: Наука, 1971. 1032 с.
- [3] Писарев Р.В. // Физика магнитных диэлектриков / Под ред. Г.А.Смоленского. Л.: Наука, 1974. 454 с.
- [4] Коваленко В.Ф., Нагаев Э.Л. // УФН. 1986. Т. 148. № 4. С. 561-602.
- [5] Балбашов А.М., Зон Б.Ф., Купершmidt В.Я. и др. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 5. С. 304-313.
- [6] Генкин Г.М., Токман И.Д. // ФТТ. 1980. Т. 22. № 5. С. 1271-1274.
- [7] Кабыченков А.Ф. // ЖЭТФ. 1991. Т. 100. № 4. С. 1219-1237.
- [8] Малоземов А., Слозуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М.: Мир, 1982. 382 с.
- [9] Звездин А.К., Попков А.Ф., Четкин М.В. // УФН. 1992. Т. 162. № 12. С. 151-155.
- [10] Konishsi S. // IEEE Trans. Mag. 1983. V. MAG-19. N 5. P. 1838-1840.
- [11] Кабыченков А.Ф. // XIII Всесоюз. школа-семинар «Новые магнитные материалы микроэлектроники». Тез. докл. Астрахань, 1992. Ч. 2. С. 46-47.
- [12] Kabychenkov A.F. // The 6th International Conf. on Ferrites (ICF-6). Digests. Tokyo, Japan, 1992. P. 117-118.
- [13] Hikada Y., Maisutera H. // IEEE Trans. Mag. 1984. V. MAG-20. N 5. P. 1135-1137.
- [14] Konishi S., Shibata N., Shimaya Y. et al. // J. Appl. Phys. 1979. V. 50. N 11. P. 7841-7846.
- [15] Hidaka Y., Matsuyama K., Konishi S. // IEEE Trans. Magn. 1983. V. MAG-19. N 5. P. 1841-1846.
- [16] Konishi S., Matsuyama K., Chida J. et al. // IEEE Trans. Mag. 1984. V. MAG-20. N 5. P. 1129-1134.
- [17] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Собрание трудов Л.Д.Ландау. М.: Наука, 1969. Т. 1. С. 128-141.
- [18] Hibiya T., Morishige Y., Nakashima J. // Jap. J. Appl. Phys. 1985. V. 24. N 10. P. 1316-1319.

Институт радиотехники и электроники РАН  
Фрязино  
Московская область

Поступило в Редакцию  
29 июня 1993 г.  
В окончательной редакции  
28 октября 1993 г.