

## ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

УДК 538.221

ДИНАМИКА ДОМЕННОЙ СТЕНКИ В ДВУХСЛОЙНОЙ  
МАГНИТООДНООСНОЙ ПЛЕНКЕ

В. В. Рандошкин, А. А. Мاستин, Н. Н. Сысоев

(кафедра молекулярной физики)

E-mail: sysoev@phys.msu.su

**Путем решения уравнений Слончевского численным методом исследуется движение изолированной доменной стенки в двухслойной одноосной магнитной пленке с разными параметром затухания и гиромагнитным отношением в слоях.**

**Введение**

Большой интерес к магнитоодноосным монокристаллическим пленкам феррит-гранатов (МПФГ) и их интенсивное исследование были вызваны прежде всего разработкой запоминающих устройств на цилиндрических магнитных доменах (ЗУ на ЦМД) [1–3]. В дальнейшем эти материалы нашли широкое применение в различных магнитооптических устройствах [4, 5]. МПФГ выращивают методом жидкофазной эпитаксии из переохлажденного раствора-расплава на подложках немагнитных гранатов [3, 5, 6].

При теоретическом описании свойств МПФГ используется модель однородной по толщине пластины с осью легкого намагничивания (ОЛН), направленной по нормали к плоскости пластины [7, 8]. Хотя МПФГ являются трехподрешеточным ферримагнетиком, однако при описании динамических свойств их часто рассматривают как ферромагнетик, характеризующийся суммарной намагниченностью  $\mathbf{M}$  и эффективным значением гиромагнитного отношения  $\gamma$ . Движение намагниченности описывают уравнением Ландау–Лифшица–Гильберта [7, 9, 10]

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma \left[ \mathbf{M}, \frac{\delta\omega}{\delta\mathbf{M}} \right] + \frac{\alpha}{M} \left[ \mathbf{M}, \frac{d\mathbf{M}}{dt} \right], \quad (1)$$

где  $\delta\omega/\delta\mathbf{M}$  — функциональная производная плотности полной свободной энергии,  $\alpha$  — безразмерный параметр затухания Гильберта. Это уравнение используют при описании вращения намагниченности, движения доменных стенок (ДС) и ЦМД, а также ферромагнитного резонанса.

Фундаментальной особенностью жидкофазной эпитаксии является то, что начальная и заключительная стадии эпитаксиального роста являются нестационарными процессами. Непременным следствием этого является образование переходных поверхностных слоев на границах пленка–подложка и пленка–воздух, отличающихся по химическому

составу и магнитным параметрам от основного объема пленки [3, 5, 11, 12]. Особенно сильно наличие этих слоев сказывается вблизи точки компенсации момента импульса, где, в частности, скорость срыва стационарного движения ДС достигает уокеровского предела [13, 14], характерного только для однородного безграничного ферромагнетика [7, 9].

Целью настоящей работы являлось сравнение динамического поведения векторов намагниченности в двухслойной пленке и в однослойных пленках — аналогах слоев. Параметры слоев выбирались так, чтобы динамические эффекты, которые имеют место в двухслойной пленке, проявлялись более ярко.

**Параметры МПФГ**

Эпитаксиальные МПФГ обладают уникальной возможностью варьирования химического состава: наличие трех катионных междуузлий с разными размерами позволяет вводить в состав этих пленок более половины всех элементов таблицы Менделеева, что предопределяет многообразие их физических свойств. Наличие трех магнитных подрешеток, связанных ферримагнитным взаимодействием, и наведенной в процессе роста магнитной анизотропии дает возможность в зависимости от состава МПФГ в широких пределах изменять их параметры.

В уравнение Ландау–Лифшица–Гильберта (1) в качестве параметров входят  $\mathbf{M}$ ,  $\gamma$  и  $\alpha$ . Намагниченность насыщения  $4\pi M$  зависит от химического состава МПФГ и может изменяться от 0 до  $\sim 2000$  Гс [2, 3]. Эффективное значение гиромагнитного отношения определяется соотношением быстрорелаксирующих ( $R^{3+}$ ) и медленно релаксирующих ( $Fe^{3+}$  и  $Gd^{3+}$ ) магнитных ионов в составе МПФГ [15]

$$\gamma = \gamma_0 \frac{M_R + M_{Fe} + M_{Gd}}{M_{Fe} + M_{Gd}}, \quad (2)$$

где  $\gamma_0$  — гиромагнитное отношение ионов  $Fe^{3+}$ ,  $M_R$ ,  $M_{Fe}$ ,  $M_{Gd}$  — суммарные магнитные моменты

ионов  $R^{3+}$ ,  $Fe^{3+}$  и  $Gd^{3+}$  соответственно. Безразмерный параметр затухания Гильберта связан с другими параметрами:

$$\alpha = \frac{\Lambda\gamma}{M}, \quad (3)$$

где  $\Lambda$  — приведенный параметр затухания Ландау–Лифшица не зависит от других параметров магнитного материала, а определяется только типом и концентрацией быстрорелаксирующих ионов в нем, причем эти ионы дают аддитивный вклад в  $\Lambda$ . В точке компенсации магнитного момента (КММ)  $M \rightarrow 0$  и  $\gamma \rightarrow 0$ . В точке компенсации момента импульса (КМИ)  $\gamma \rightarrow \pm\infty$ , а  $\alpha$  может принимать большие значения ( $\gg 1$ ).

При высокой намагниченности насыщения МПФГ могут обладать высокой одноосной магнитной анизотропией [2], так что условие для фактора качества материала

$$Q = \frac{K}{2\pi M^2} > 1, \quad (4)$$

где  $K$  — константа одноосной магнитной анизотропии, необходимое для обеспечения ориентации векторов намагниченности вдоль ОЛН, может быть достаточно легко выполнено с помощью соответствующего выбора состава МПФГ.

### Модель и граничные условия

При расчетах полагали, что исследуемая пленка состоит из двух слоев, причем  $i$ -й характеризуется намагниченностью насыщения  $4\pi M_i$ , константой обменного взаимодействия  $A_i$ , гиромангнитным отношением  $\gamma_i$ , безразмерным параметром затухания Гильберта  $\alpha_i$  и константой одноосной магнитной анизотропии  $K_i$ , причем ОЛН в каждом слое направлена по нормали к плоскости пленки (вдоль оси  $z$  на рис. 1), а фактор качества материала  $Q_i \gg 1$ . Вдоль оси  $x$  (рис. 1) параметры слоев не изменяются, и в слоях отсутствует анизотропия в плоскости  $xy$ . В исходном состоянии ДС разграничивает два полубесконечных пространства, причем левое ( $y < 0$ ) представляет собой домен с намагниченностью, направленной вверх вдоль оси  $z$ , а правое ( $y > 0$ ) — домен с намагниченностью,

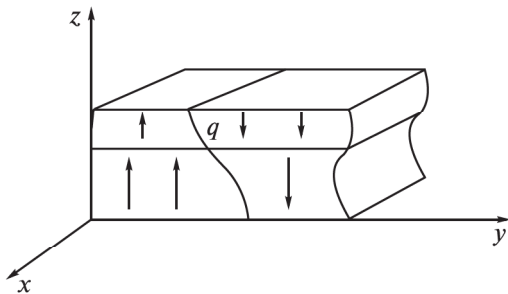


Рис. 1. Доменная стенка в двухслойной одноосной магнитной пленке

направленной вниз вдоль оси  $z$ . Внешнее магнитное поле прикладывается параллельно оси  $z$  в момент времени  $t = 0$ .

### Результаты и обсуждение

Целью численного расчета являлось определение, каким образом в двухслойной магнитоодноосной пленке происходит поворот векторов намагниченности от направления вдоль оси  $+z$  при  $y = -\infty$  к направлению вдоль оси  $-z$  при  $y = +\infty$ .

Уравнение Ландау–Лифшица для рассматриваемого случая сводится к уравнениям Слончевского [7]

$$\begin{aligned} \frac{\delta\sigma}{\delta\psi} &= 2\frac{M}{\gamma}(\dot{q} - \alpha\Delta\dot{\psi}), \\ \frac{\delta\sigma}{\delta q} &= -2\frac{M}{\gamma}\left(\dot{\psi} + \frac{a}{\Delta}\dot{q}\right), \end{aligned} \quad (5)$$

где  $M = M(z)$ ,  $\gamma = \gamma(z)$ ,  $\alpha = \alpha(z)$ ,  $\sigma$  — плотность энергии ДС,  $\Delta$  — ширина ДС,  $q = q(z)$  — профиль ДС,  $\psi = \psi(z)$  — угол, образуемый проекцией вектора намагниченности на плоскость  $xy$  и осью  $x$  (угол выхода вектора намагниченности).

Плотность энергии ДС для случая, когда ДС почти параллельна плоскости  $xz$ , имеет следующий вид [7]:

$$\sigma = \sigma_0 \left[ 1 + \frac{1}{2}(\nabla q)^2 \right] + 2A\Delta_0(\nabla\psi)^2 + 4\pi\Delta_0 M^2 \sin\psi - 2MH_z q, \quad (6)$$

где  $\sigma_0 = 4(AK)^{1/2}$  — плотность энергии ДС в отсутствие внешнего магнитного поля.

Выражение для ширины ДС  $\Delta$  имеет следующий вид [7]:

$$\Delta = \Delta_0 \left[ 1 - \frac{1}{2}Q^{-1} \sin^2\psi \right], \quad (7)$$

где  $\Delta_0 = (A/K)^{1/2}$  — ширина покоящейся ДС.

Подставив (7) в (6), получим систему уравнений, описывающих движение ДС в случае двухслойной пленки:

$$\begin{aligned} \frac{2M}{\gamma}(1 + \alpha^2)\frac{\partial\varphi}{\partial t} &= 4\alpha A\frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2} + \sigma_0\frac{\partial^2 q}{\partial z^2} - \\ &\quad - 4\pi\alpha M^2 \sin 2\varphi + 2MH_z, \\ \frac{2M}{\gamma}(1 + \alpha^2)\frac{\partial q}{\partial t} &= -4\Delta_0 A\frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2} + \sigma_0\Delta_0\alpha\frac{\partial^2 q}{\partial z^2} + \\ &\quad + 4\pi M^2\Delta_0 \sin 2\varphi + 2\alpha MH_z. \end{aligned} \quad (8)$$

Решение системы уравнений сводится к определению зависимостей  $q = q(z, t)$ ,  $\psi = \psi(z, t)$ . Гранич-

ные условия для  $q$  и  $\psi$  имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial \psi_{i,j}}{\partial z} \Big|_{z=0,h} &= 0, & \frac{\partial q_{i,j}}{\partial z} \Big|_{z=0,h} &= 0, \\ q \Big|_{t=0} &= 0, & \psi \Big|_{t=0} &= 0, \\ \frac{\partial \psi_1}{\partial z} \Big|_{z=h_1} &= \frac{\partial \psi_2}{\partial z} \Big|_{z=h_1}, & \frac{\partial q_1}{\partial z} \Big|_{z=h_1} &= \frac{\partial q_2}{\partial z} \Big|_{z=h_1}, \\ q_1 \Big|_{z=h_1} &= q_2 \Big|_{z=h_1}, & \psi_1 \Big|_{z=h_1} &= \psi_2 \Big|_{z=h_1}. \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь  $h = h_1 + h_2$  — толщина двухслойной пленки,  $h_i$  — толщина  $i$ -го слоя.

Поведение ДС определяется как внутренними параметрами ( $M, A, K, \gamma, \alpha$ ), так и внешним магнитным полем  $H$ . Выделим область слабых полей ( $H \ll H_{W,i}$ ), область средних полей ( $H \approx H_{W,i}$ ) и область сильных полей ( $H \gg H_{W,i}$ ), где

$$H_{W,i} = 2\pi\alpha_i M_i \quad (10)$$

— пороговое поле Уокера (поле срыва стационарного движения ДС) для  $i$ -го слоя [7].

Расчет проводили для пленки, параметры слоев которой приведены в таблице, где

$$V_{W,i} = 2\pi\gamma_i M_i \Delta_{0,i} \quad (11)$$

— пороговая скорость Уокера (скорость срыва стационарного движения ДС) для  $i$ -го слоя [7].

**Параметры слоев в двухслойной магнитоодноосной пленке**

Параметр	1-й слой	2-й слой
$h$ , мкм	0.1	0.05
$4\pi M$ , Гс	800	800
$Q$	200	200
$\Lambda$ , $10^{-7} \text{ Э}^2 \text{ с/рад}$	0.04	0.1
$\gamma$ , $10^7 \text{ Э}^{-1} \text{ с}^{-1}$	350	100
$H_W$ , Э	88	63
$V_W$ , м/с	2500	710

На рис. 2 для  $H = 30 \text{ Э}$  представлена зависимость перемещения профиля ДС  $q$  и изменение фазы  $\psi$  со временем. Видно, что при  $t < 0.02 \text{ нс}$  протекают некоторые установочные процессы, затухающие в дальнейшем. Для первого слоя ( $z < 0.1 \text{ мкм}$ ) значение  $\gamma$  больше, чем для второго ( $0.1 < z < 0.15$ ), поэтому угол выхода вектора намагниченности при стационарном движении для первого слоя меньше.

Значение угла выхода вектора намагниченности для однослойной пленки определяется как [7]

$$\psi = \frac{1}{2} \arcsin \left( \frac{H}{2\pi\gamma\Delta M} \right). \quad (12)$$

Во втором слое (рис. 2) в силу неразрывности ДС угол выхода вектора намагниченности увеличивается при движения для поддержания единой скорости.

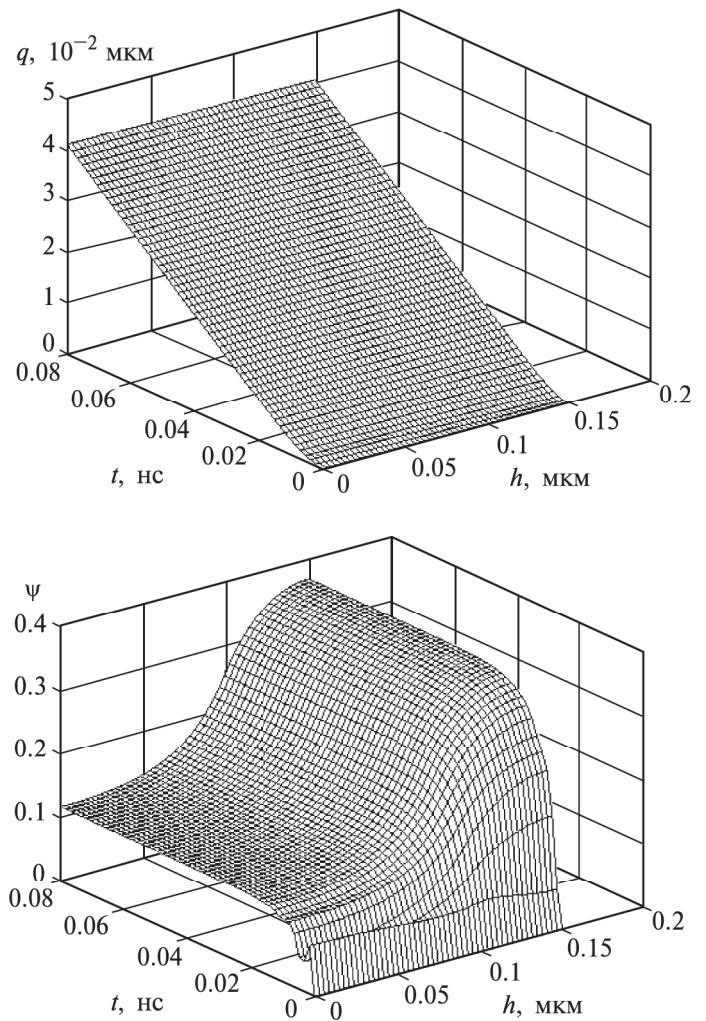


Рис. 2. Зависимость смещения профиля ДС  $q$  (вверху) и угла  $\psi$  (внизу) от координаты  $z$  и времени  $t$  для слабого магнитного поля  $H = 30 \text{ Э}$

Максимальное значение угла  $\psi$  достигается на поверхности пленки.

Скорость движения ДС для двухслойной пленки в стационарном случае можно получить из системы уравнений (8) и граничных условий (9):

$$V = \frac{H(M_1 h_1 + M_2 h_2)}{M_1 h_1 \alpha_1 / (\gamma_1 \Delta_1) + M_2 h_2 \alpha_2 / (\gamma_2 \Delta_2)}. \quad (13)$$

Область средних полей близка к точке срыва стационарного движения ДС (рис. 3 получен для  $H = 54 \text{ Э}$ ). Из рис. 3 видно, что в этом случае движение ДС носит осциллирующий характер, что более заметно на зависимости  $\psi(t)$ . Осцилляции с периодом  $T = 0.003 \text{ нс}$  обусловлены колебаниями ДС, когда она переходит в новое положение равновесия, так как вращение вектора намагниченности не равномерное ( $\partial^2 \psi_{i,j} / \partial t^2 \neq \text{const}$ ). Осцилляции с периодом  $T = 0.023 \text{ нс}$  обусловлены вращением вектора намагниченности ( $\partial \psi_{i,j} / \partial t \neq 0$ ).

В случае сильных полей (рис. 4 построен для  $H = 500 \text{ Э}$ ) осцилляции ДС происходят с более

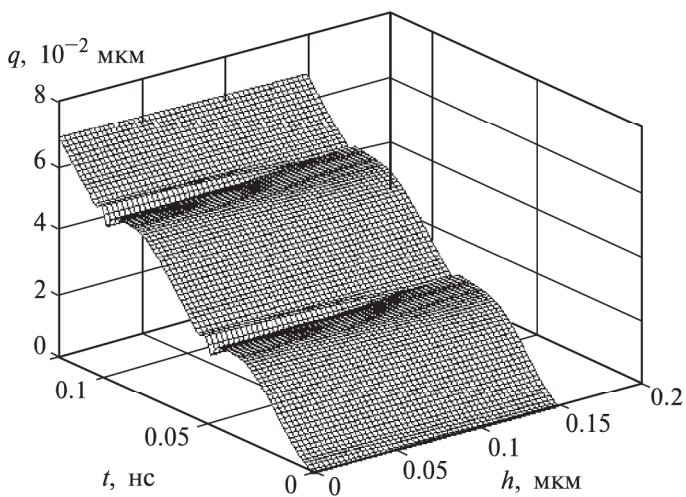


Рис. 3. Зависимость смещения профиля ДС  $q$  (вверху) и угла  $\psi$  (внизу) от координаты  $z$  и времени  $t$  для среднего магнитного поля  $H = 54$  Э

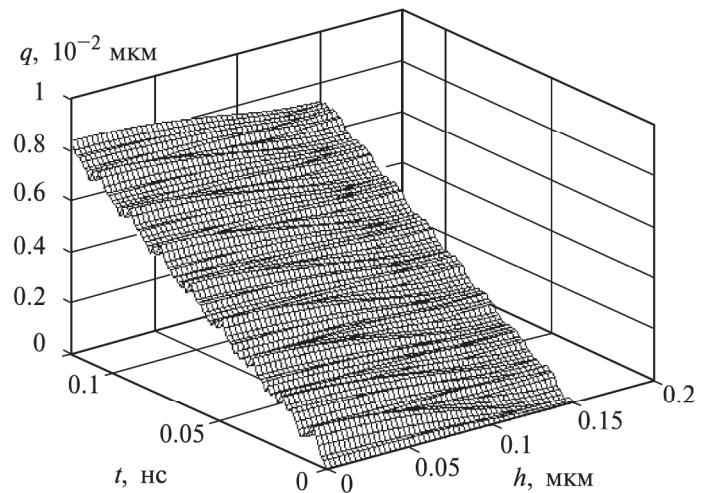


Рис. 4. Зависимость смещения профиля ДС  $q$  (вверху) и угла  $\psi$  (внизу) от координаты  $z$  и времени  $t$  для сильного магнитного поля  $H = 500$  Э

высокой частотой, чем для средних полей, частота вращения вектора намагненности увеличивается.

### Выводы

Таким образом, в настоящей работе путем численного моделирования движения ДС в двухслойной магнитоодноосной пленке под действием постоянного магнитного поля показано:

— движущаяся ДС является искривленной по толщине пленки;

— в слабых полях в обоих слоях устанавливается стационарное движение ДС;

— в средних полях движение ДС нестационарно, причем на временных зависимостях смещения ДС и угла выхода векторов намагненности из плоскости ДС повторяются участки одинаковой формы.

### Литература

1. Бобек Э., Делла-Торре Э. Цилиндрические магнитные домены. М., 1977.

2. Эшенфельдер А. Физика и техника цилиндрических магнитных доменов. М., 1983.
3. Элементы и устройства на цилиндрических магнитных доменах: Справочник / Под ред. Н.Н. Евтихиева, Б.Н. Наумова. М., 1987.
4. Звездин А.К., Котов В.А. Магнитооптика тонких пленок. М., 1988.
5. Рандошкин В.В., Червоненкис А.Я. Прикладная магнитооптика. М. 1990.
6. Рыбак В.И., Червоненкис А.Я. Зарубежная электронная техника. 1980. № 4. С. 1.
7. Малоземов А., Слопзуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М., 1982.
8. Раев В.К., Ходенков Г.Е. Цилиндрические магнитные домены в элементах вычислительной техники. М., 1981.
9. Walker L.R. (не опубл.). Прочит. Dillon J.F., Jr. Magnetism. Vol. III / Eds. G. T. Rado, H. Shul. N. Y., 1963. P. 450.
10. Slonczewski J.C. // J. Appl. Phys. 1973. 44, N 4. P. 1759.

11. *Грошенко Н.А., Прохоров А.М., Рандошкин В.В.* и др. // ФТТ. 1985. **27**, № 6. С. 1712.
12. *Рандошкин В.В., Васильева Н.В., Сысоев Н.Н.* // Научно-технические технологии. 2004. № 11. С. 44.
13. *Рандошкин В.В., Дудоров В.Н., Салецкий А.М., Сысоев Н.Н.* // Неорганические материалы. 2001. **37**, № 10. С. 1266.
14. *Рандошкин В.В., Васильева Н.В., Сысоев Н.Н.* // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2005. № 1. С. 35.
15. *Рандошкин В.В., Сигаев В.Б.* // Письма в ЖЭТФ. 1985. **42**, № 1. С. 34.

Поступила в редакцию  
16.01.06