

О срыве стационарного движения доменной стенки в двухслойных магнитоодноосных пленках с разным знаком гиромагнитного отношения в слоях

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

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Москва, Россия

E-mail: randoshkin_v@mail.ru

(Поступила в Редакцию в окончательном виде 24 октября 2008 г.)

Путем решения уравнений Слончевского численным методом исследуется движение изолированной доменной стенки в двухслойных одноосных магнитных пленках с гиромагнитным отношением разного знака в слоях. Варьировали гиромагнитное отношение в слоях и их толщину и рассчитывали пороговые значения поля и скорости доменной стенки, при которых происходит срыв ее стационарного движения. Показано, что при определенном соотношении толщины и гиромагнитного отношения в слоях пленки поле и скорость срыва стационарного движения доменной стенки неограниченно возрастают.

PACS: 75.40.Gb, 75.70.Kw

1. Введение

Монокристаллические пленки ферритов-гранатов (МПФГ) являются трехподрешеточным ферримагнетиком, однако при описании динамических свойств их часто рассматривают как ферромагнетик, характеризующийся суммарной намагниченностью M и эффективным значением гиромагнитного отношения γ [1].

Фундаментальной особенностью метода жидкофазной эпитаксии из переохлажденного раствора-расплава, с помощью которого обычно выращивают МПФГ, является нестационарность начальной стадии эпитаксиального роста [2]. Как следствие, на границе пленка-подложка образуется переходный поверхностный слой толщиной от нескольких десятков нанометров до $\geq 1 \mu\text{m}$, отличающийся по химическому составу и магнитным параметрам от основного объема пленки [3]. Другими словами, все реальные МПФГ являются, как минимум, двухслойными.

Теоретическое исследование динамики доменной стенки (ДС) в двухслойных магнитоодноосных пленках связано с большими трудностями. Однако оказалось, что численный метод прогонки [4] можно успешно использовать для решения уравнений Слончевского, записанных для двухслойной пленки, при надлежащем выборе сеточных коэффициентов разностной схемы задачи и метода сшивки решений на границе слоев [5–8].

Основными шагами метода прогонки являются следующие. В системе уравнений типа

$$\frac{\partial f}{\partial t} + A(x, t) \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} = S(x, t), \quad (1)$$

где x — координата, t — время, заменяют производные разностными соотношениями и получают следующую разностную схему (систему алгебраических уравнений):

$$af_{i+1}^j + bf_i^j + cf_{i-1}^j = K(c, t, f_i^{j-1}), \quad (2)$$

где j — индекс по времени t ; i — индекс по координате x .

При решении системы алгебраических уравнений методом прогонки полагают

$$f_j^i = \alpha_{j+1} f_{j+1}^i + \beta_{j+1} \quad (3)$$

для „обратного прохода“ и

$$\alpha_{j+1} = F_1(\alpha_j, \beta_j, x, t),$$

$$\beta_{j+1} = F_2(\alpha_j, \beta_j, x, t) \quad (4)$$

для „прямой прохода“. При этом выражения (3) и (4) определяются из вида алгебраической системы уравнений (2), а величины α_1, β_1, f_N^i — из вида граничных условий.

При переходе через точку компенсации магнитного момента эффективное значение гиромагнитного отношения ферритов-гранатов меняет знак на противоположный [9]. Вследствие эффекта деградации пересыщенного состояния Vi -содержащего раствора-расплава эпитаксиальные пленки ферритов-гранатов, последовательно выращенных при одинаковых условиях из одного и того же раствора-расплава, могут иметь противоположные знаки γ [10]. С учетом этого факта можно полагать, что двухслойные магнитоодноосные пленки с разным знаком гиромагнитного отношения в слоях [6] являются вполне реальными объектами. Подбирая магнитные параметры слоев пленки (намагниченность насыщения, константу одноосной магнитной анизотропии, гиромагнитное отношение, толщину), можно обнаружить новые эффекты в движении ДС, не достижимые в однослойных пленках. Один из таких эффектов обсуждается далее.

В работе [6] рассмотрен случай, когда значения γ в слоях по абсолютной величине различаются на порядок. Целью настоящей работы являлось исследование влияния относительных значений толщины слоев и гиромагнитного отношения в слоях на динамику ДС в двухслойной магнитоодноосной пленке.

2. Модель и граничные условия

При расчетах полагали, что исследуемая пленка состоит из двух слоев, причем вдоль оси x параметры слоев не изменяются, и в слоях отсутствует анизотропия в плоскости $xу$. Ось легкого намагничивания в каждом слое направлена по нормали к плоскости пленки (вдоль оси z), ДС лежит в плоскости xz , а ось y перпендикулярна плоскости ДС. Внешнее магнитное поле H прикладывается параллельно оси z в момент времени $t = 0$.

Из-за наличия полей размагничивания в пленках конечной толщины всегда реализуется скрученная структура ДС (на поверхности пленки ДС является практически неелевской, а в середине пленки — блоховский).

Динамика ДС в пленках ферритов-гранатов достаточно хорошо описывается системой уравнений Слончевского [1]

$$\begin{aligned} \frac{2M}{\gamma} (\dot{q} - \alpha \Delta \phi) &= 4\pi \Delta M^2 \sin 2\phi - 4\pi \Delta A \nabla^2 \phi \\ &\quad - \pi \Delta M H_y \cos \phi, \\ \frac{2M}{\gamma} \left(\dot{\phi} + \frac{\alpha}{\Delta} \dot{q} \right) &= 2MH + \sigma \nabla^2 q, \end{aligned} \quad (5)$$

где A — константа обменного взаимодействия, M — намагниченность, $q = q(z, t)$ — координата центра ДС (профиль ДС), $\phi = \phi(z, t)$ — фазовый угол в плоскости xOy , $\dot{q}, \dot{\phi}$ — производные по времени, $\nabla^2 q, \nabla^2 \phi$ — вторые производные по координате z , Δ — параметр ширины ДС, α — безразмерный параметр затухания Гильберта, σ — плотность энергии ДС, H_y — поле размагничивания ДС, H — внешнее продвигающее магнитное поле, параллельное оси z .

Предполагается достаточно сильная обменная связь между слоями пленки, которая приводит к непрерывности и гладкости q и ϕ на границе слоев. Граничные условия при этом имеют вид

$$\begin{aligned} q_1|_{z=h_1} &= q_2|_{z=h_1}, \\ \phi_1|_{z=h_1} &= \phi_2|_{z=h_1}, \\ \frac{\partial q_1}{\partial z}|_{z=h_1} &= \frac{\partial q_2}{\partial z}|_{z=h_1}, \\ \frac{\partial \phi_1}{\partial z}|_{z=h_1} &= \frac{\partial \phi_2}{\partial z}|_{z=h_1} \end{aligned} \quad (6)$$

на границе раздела слоев ($z = h_1$),

$$\frac{\partial q_1}{\partial z}|_{z=0} = 0, \quad \frac{\partial \phi_1}{\partial z}|_{z=0} = 0, \quad \frac{\partial q_2}{\partial z}|_{z=h} = 0, \quad \frac{\partial \phi_2}{\partial z}|_{z=h} = 0 \quad (8)$$

на свободных поверхностях пленки. Здесь $h = h_1 + h_2$ — толщина пленки, а индексы 1 и 2 соответствуют номерам слоев.

Поле размагничивания ДС, учитываемое в статическом приближении [11], для однородно намагниченной пленки имеет вид

$$H_y = 2M \ln \frac{z^2 + \Delta^2/4}{(z-h)^2 + \Delta^2/4}. \quad (9)$$

Систему уравнений (5), как и ранее [5–8], решали численно методом прогонки. Решение системы уравнений (5) сводится к определению зависимостей $q = q(z, t)$ и $\phi = \phi(z, t)$, с помощью которых вычисляли скорость ДС $V = V(z, t)$. Полагали, что $q = q(z, 0) = 0$ и $\phi = \phi(z, 0)$. За пороговое поле срыва стационарного движения ДС принимали такое значение H , после превышения которого фазовый угол ϕ монотонно увеличивается со временем. Зависимости $q = q(z, t)$ и $\phi = \phi(z, t)$ рассчитывали для достаточно большого промежутка времени (более 100 периодов вращения векторов намагниченности), их аппроксимировали прямой и затем определяли скорость ДС V и угловую скорость ω прецессии намагниченности в ДС.

Для простоты полагали, что оба слоя в пленках имеют одинаковые константу обменного взаимодействия $A = 3.7 \cdot 10^{-7}$ erg/cm, константу одноосной магнитной анизотропии $K = 10^4$ erg/cm³, намагниченность насыщения $4\pi M = 300$ G, параметр ширины ДС $\Delta = 0.06 \mu\text{m}$ и безразмерный параметр затухания $\alpha = 0.3$. Толщины слоев пленки h_1 и h_2 , а также значения гиромангнитного отношения γ_1 и γ_2 в них варьировали. Заметим, что, хотя параметр затухания α пропорционален γ , равенство значений α в слоях при одинаковой намагниченности насыщения на практике можно обеспечить подбором типа и концентрации быстрорелаксирующих редкоземельных ионов, определяющих значение приведенного параметра затухания Ландау–Лифшица Λ . Значения γ_1 и γ_2 нормировали на гиромангнитное отношение $\gamma_0 = 1.76 \cdot 10^7$ Oe⁻¹·s⁻¹ ионов Fe³⁺.

3. Результаты и обсуждение

На рис. 1 приведены зависимости $V(H)$ и $\omega(H)$ для двухслойной пленки, в которой гиромангнитные отношения в слоях имеют разный знак и в 2 раза различаются по абсолютной величине для трех случаев: $h_1/h_2 = 0.4, 1$ и 2.5. Из рис. 1 видно, что кривые имеют вид, характерный для однослойных пленок с $\alpha < 1$ [1,10], при этом пороговые поле H_{cr} и скорость V_{cr} срыва стационарного движения ДС зависят от относительной толщины слоев. Наибольшее значение H_{cr} имеет место в случае, когда слой с максимальным гиромангнитным отношением имеет наибольшую толщину (кривая 3).

На рис. 1 также видно, что для всех трех случаев пороговое поле начала прецессии векторов намагниченности в ДС совпадает с пороговым полем H_{cr} срыва стационарного движения ДС, при этом направление прецессии векторов намагниченности может быть разным. Отрицательные значения ω на зависимости $\omega(H)$

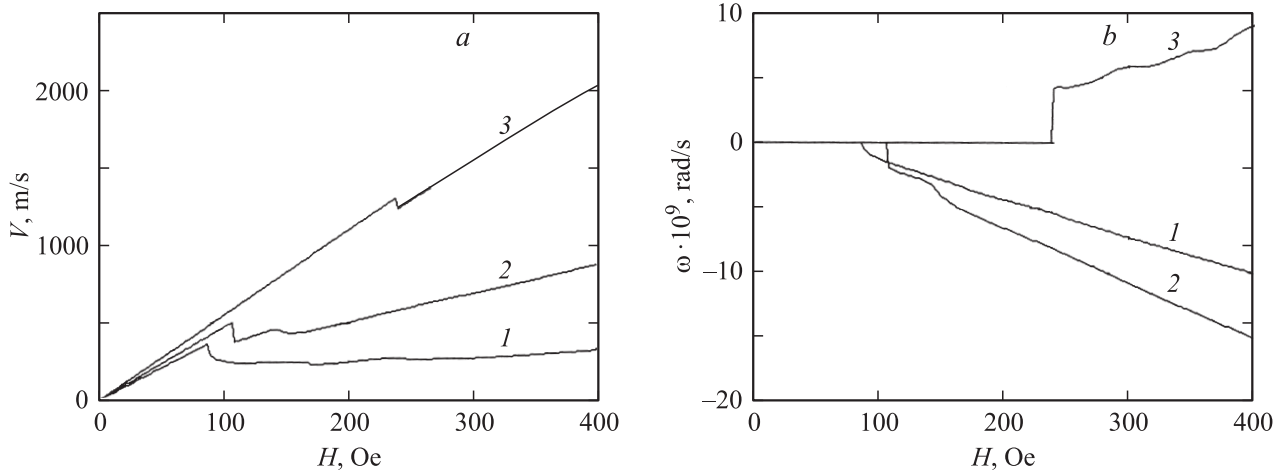


Рис. 1. Зависимости скорости ДС V (a) и угловой скорости ω прецессии намагниченности в ДС (b) для двухслойной пленки с $\gamma_1 = 2\gamma_0$ и $\gamma_2 = -\gamma_0$ от внешнего магнитного поля H для разных толщин слоев h_1 и h_2 , μm : 1 — 0.2 и 0.5, 2 — 0.5 и 0.5, 3 — 0.5 и 0.2.

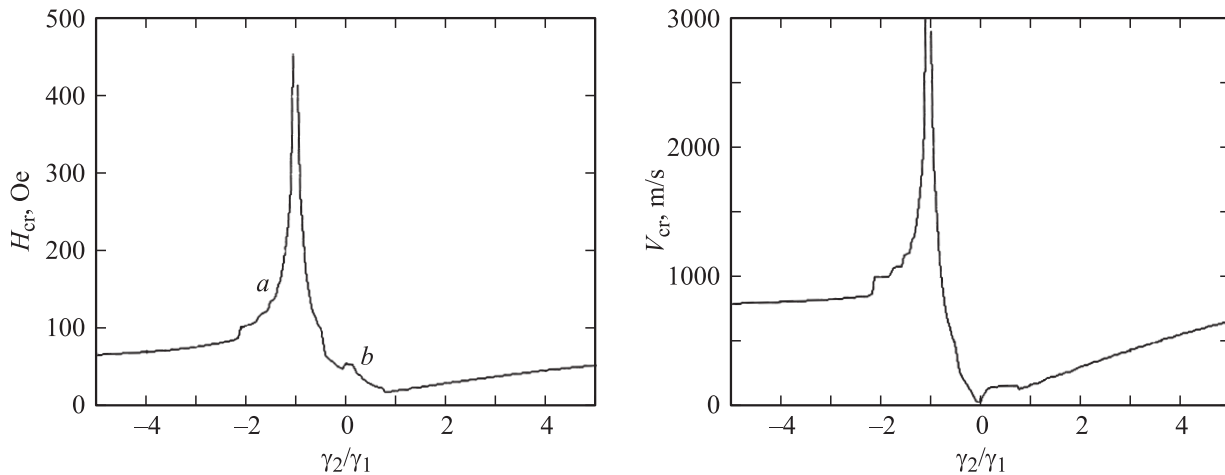


Рис. 2. Зависимости поля H_{cr} и скорости V_{cr} срыва стационарного движения ДС для двухслойной пленки с $h_1 = 0.5 \mu\text{m}$ и $h_2 = 0.5 \mu\text{m}$ от величины гиромагнитных отношений слоев γ_2, γ_1 .

соответствуют левой прецессии намагниченности в ДС. Заметим, что в третьем случае ($h_1/h_2 = 2.5$) линейной зависимости $V(H)$ в области нестационарного движения ДС соответствуют осцилляции на зависимости $\omega(H)$.

На рис. 2 для двухслойной пленки с $h_1 = h_2$ показаны зависимости поля и скорости срыва стационарного движения ДС от отношения γ_2/γ_1 . Из рис. 2 видно, что при равенстве и противоположном знаке гиромагнитного отношения слоев пленки равной толщины и H_{cr} , и V_{cr} стремятся к бесконечности. Заметим, что при $\gamma_2 = 0$ (точка компенсации магнитного момента для второго слоя) скорость срыва стационарного движения ДС также равна нулю, т.е. стационарное движение ДС в этом случае невозможно.

При $\gamma_2/\gamma_1 < -1$ (точка a на рис. 2) и $\gamma_2/\gamma_1 > 0$ реализуется правая прецессия, а при $-1 < \gamma_2/\gamma_1 < 0$ (точка b на рис. 2) реализуется левая прецессия. Зави-

симости $\varphi = \varphi(z, t)$ для двухслойных пленок с $h_1 = h_2$, значения γ_2 для которых различаются на 10% (точки a и b на рис. 2), показаны на рис. 3, a, b соответственно. Из рис. 3 видно, что в начальный момент времени векторы намагниченности в слоях начинают поворачиваться в противоположные стороны. В первом случае (рис. 3, a) фазовый угол в первом слое монотонно возрастает, тогда как во втором слое он, достигнув максимума по абсолютной величине, начинает уменьшаться. Во втором случае (рис. 3, b), наоборот, фазовый угол монотонно возрастает по абсолютной величине во втором слое, тогда как в первом слое он, достигнув максимума, начинает уменьшаться. Из рис. 3 также видно, что ДС вблизи $\gamma_2 = -\gamma_1$ сильно скручивается, и разность между фазовыми углами на поверхности пленки достигает $\sim 40\pi$. Затем векторы намагниченности в ДС вращаются практически как единое целое.

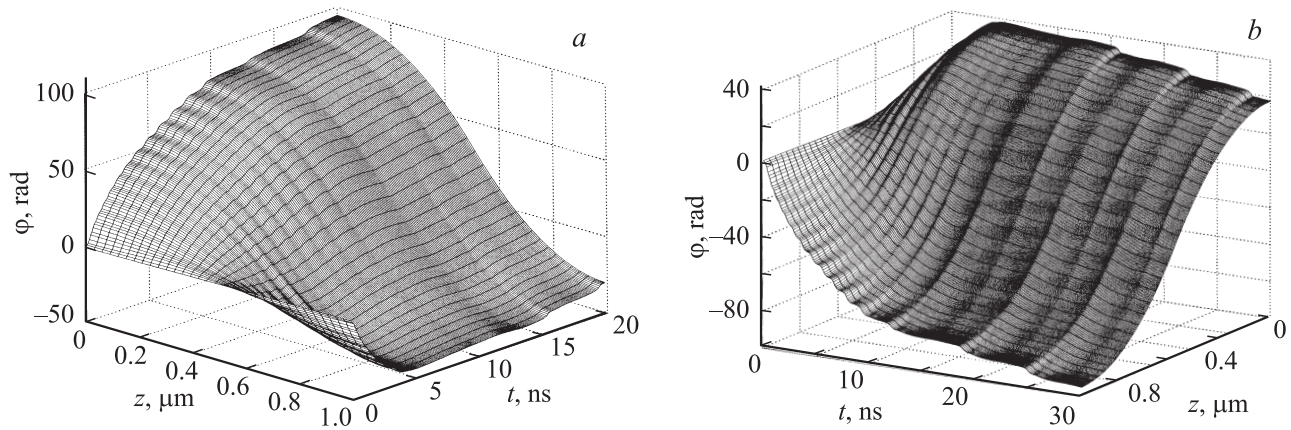


Рис. 3. Зависимости фазового угла φ для двухслойной пленки с $h_1 = 0.5 \mu\text{m}$ и $h_2 = 0.5 \mu\text{m}$ от координаты z по нормали к пленке и времени t при внешнем магнитном поле $H = 454 \text{ Oe}$ для $\gamma_1 = 2\gamma_0$ и $\gamma_2 = -2.1\gamma_0$ (a) и при внешнем магнитном поле $H = 416 \text{ Oe}$ для $\gamma_1 = 2\gamma_0$ и $\gamma_2 = -1.9\gamma_0$ (b).

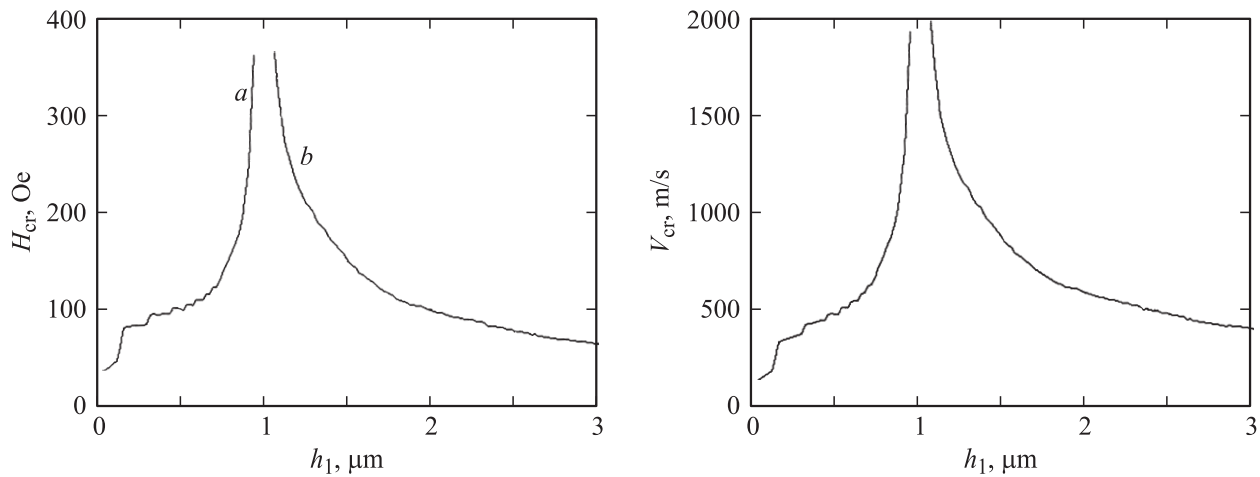


Рис. 4. Зависимости поля H_{cr} и скорости V_{cr} срыва стационарного движения ДС для двухслойной пленки с $\gamma_1 = 2\gamma_0$ и $\gamma_2 = -\gamma_0$ от толщины h_1 первого слоя при толщине второго слоя $h_2 = 0.5 \mu\text{m}$.

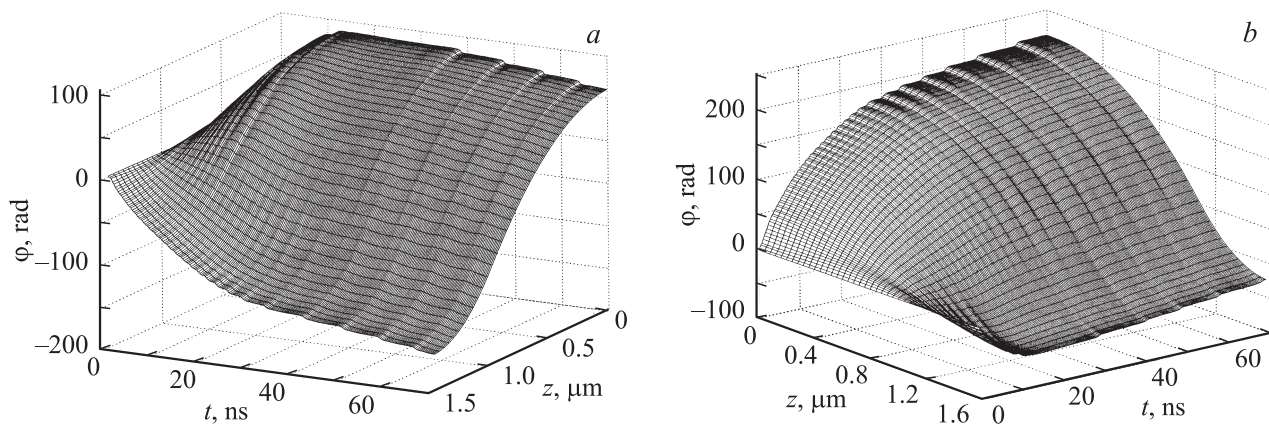


Рис. 5. Зависимости фазового угла φ для двухслойной пленки с $h_2 = 0.5 \mu\text{m}$ от координаты z по нормали к пленке и времени t при внешнем магнитном поле $H = 367 \text{ Oe}$ для $\gamma_1 = 2\gamma_0$ и $\gamma_2 = -\gamma_0$ для толщины первого слоя $h_1 = 0.96$ (a) и $1.08 \mu\text{m}$ (b).

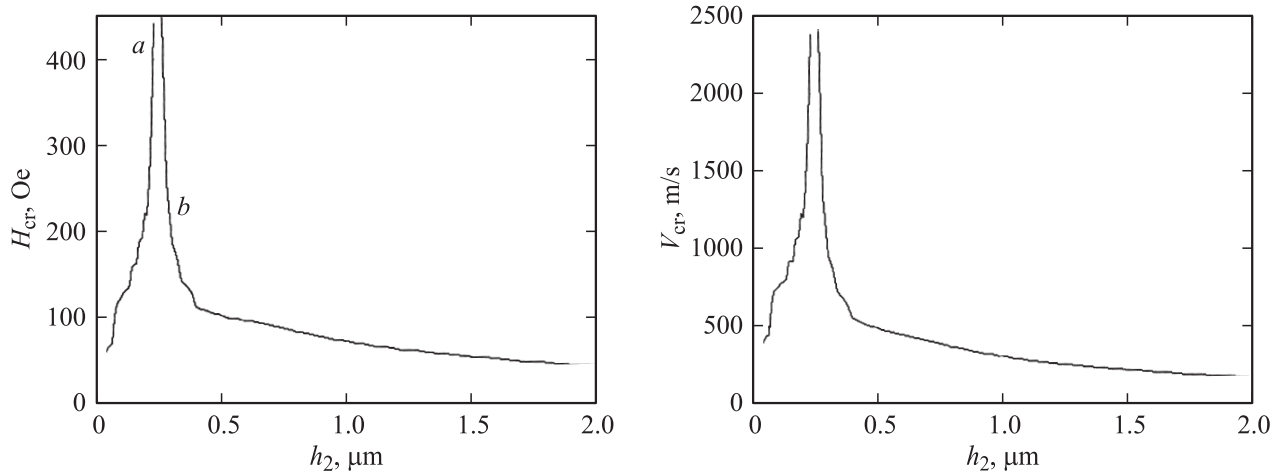


Рис. 6. Зависимости поля H_{cr} и скорости V_{cr} срыва стационарного движения ДС для двухслойной пленки с $\gamma_1 = 2\gamma_0$ и $\gamma_2 = -\gamma_0$ от толщины h_2 второго слоя при толщине первого слоя $h_1 = 0.5 \mu\text{m}$.

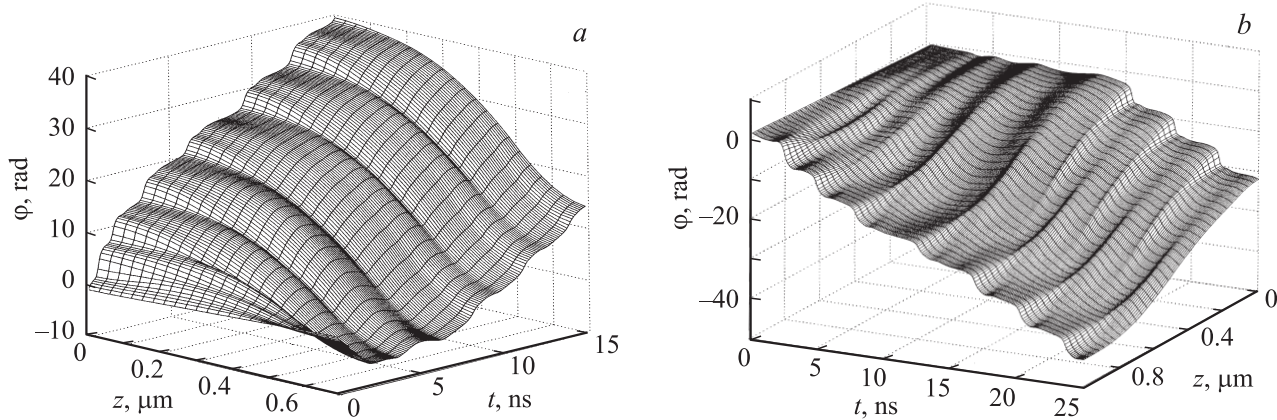


Рис. 7. Зависимости фазового угла φ для двухслойной пленки и с $\gamma_1 = 2\gamma_0$, $\gamma_2 = -\gamma_0$ и $h_2 = 0.5 \mu\text{m}$ от координаты z по нормали к пленке и времени t при $h_1 = 0.2 \mu\text{m}$ и $H = 220 \text{ Oe}$ (a) и $h_1 = 0.5 \mu\text{m}$ и $H = 103 \text{ Oe}$ (b).

На рис. 4 для двухслойной пленки с $\gamma_1 = -2\gamma_2$ показаны зависимости поля и скорости срыва стационарного движения ДС от толщины первого слоя. Из рис. 4 видно, что при $h_1 = 1.0 \mu\text{m}$ (т.е. при $\gamma_1/h_1 + \gamma_2/h_2 = 0$) и H_{cr} и V_{cr} , как и на рис. 2, стремятся к бесконечности.

Зависимости $\varphi = \varphi(z, t)$ для двухслойных пленок с $h_2 = 0.5 \mu\text{m}$ и $\gamma_1 = -2\gamma_2$, значения толщины первого слоя которых различаются на 12% (точки *a* и *b* на рис. 4), показаны на рис. 5, *a, b* соответственно. Из рис. 5 видно, что в начальный момент времени, как и на рис. 3, векторы намагниченности в слоях начинают поворачиваться в противоположные стороны. В первом случае (рис. 5, *a*) фазовый угол монотонно возрастает по абсолютной величине во втором слое, тогда как в первом слое он, достигнув максимума, начинает уменьшаться. Во втором случае (рис. 5, *b*), наоборот, фазовый угол в первом слое монотонно возрастает, тогда как во втором слое он, достигнув максимума по абсолютной величине, начинает уменьшаться. Из рис. 5

также видно, что ДС сильно скручивается, а затем векторы намагниченности в ДС вращаются практически как единое целое.

На рис. 6 для двухслойной пленки с $\gamma_1 = -2\gamma_2$ показаны зависимости поля и скорости срыва стационарного движения ДС от толщины второго слоя. Из рис. 6 видно, что при $h_2 = 0.25 \mu\text{m}$ (т.е. при $\gamma_1/h_1 + \gamma_2/h_2 = 0$) и H_{cr} и V_{cr} , как и на рис. 2, 4, стремятся к бесконечности.

На рис. 7 показаны зависимости $\varphi = \varphi(z, t)$ для двухслойных пленок с $h_1 = 0.5 \mu\text{m}$ и $\gamma_1 = -2\gamma_2$, значения толщины второго слоя которых различаются. Из рис. 7, *a* видно, что в начальный момент времени, как и на рис. 3, 5, векторы намагниченности в слоях начинают поворачиваться в противоположные стороны. В первом случае (рис. 7, *a*) фазовый угол монотонно возрастает в первом слое, тогда как во втором слое он, достигнув минимума, начинает уменьшаться по абсолютной величине, меняет знак и далее возрастает. Во втором случае (рис. 7, *b*), несмотря на разные знаки гиромангнитного

отношения в слоях, векторы намагниченности в слоях в любой момент времени прецессируют в одном и том же направлении.

4. Заключение

Исследование двухслойных магнитоодноосных пленок с разным знаком гироманнитного отношения в слоях показало следующее.

1) При неизменных значениях гироманнитного отношения в слоях поле и скорость срыва стационарного движения ДС зависят от толщины слоев.

2) При одинаковой намагниченности слоев в случае, когда $\gamma_1/h_1 + \gamma_2/h_2 = 0$, поле и скорость срыва стационарного движения ДС неограниченно возрастают.

3) Векторы намагниченности в слоях могут прецессировать как в одном и том же, так и в противоположных направлениях.

Список литературы

- [1] А. Малоземов, Дж. Слонзуски. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. Мир, М. (1982). [A.P. Malozemoff, J.C. Slonczewski. Magnetic domain walls in bubble materials. Academic Press, N.Y. (1979).
- [2] В.В. Рандошкин, А.Я. Червонекис. Прикладная магнитооптика. Энергоатомиздат, М. (1990). 320 с.
- [3] Н.А. Грошенко, А.М. Прохоров, В.В. Рандошкин, М.И. Тимошечкин, А.Н. Шапошников, А.В. Ширко, Ю.И. Степанов. ФТТ **27**, 1712 (1985).
- [4] А.А. Самарский, А.В. Гулин. Численные методы. Наука, М. (1989). 432 с.
- [5] В.В. Рандошкин, А.А. Мاستин, Н.Н. Сысоев, А.М. Галкин. Изв. вузов. Физика **50**, 4, 76 (2007).
- [6] В.В. Рандошкин, А.А. Мастин, Н.Н. Сысоев, А.М. Галкин. Изв. вузов. Физика **50**, 5, 50 (2007).
- [7] В.В. Рандошкин, А.А. Мастин, Н.Н. Сысоев, А.М. Галкин. Изв. вузов. Физика **50**, 7, 37 (2007).
- [8] В.В. Рандошкин, А.А. Мастин, Н.Н. Сысоев, А.М. Галкин. Изв. вузов. Физика **50**, 8, 3 (2007).
- [9] В.В. Рандошкин, Н.В. Васильева, К.В. Сташун, М.В. Сташун. Неорган. материалы **35**, 1, 1 (1999).
- [10] В.В. Рандошкин. ФТТ **37**, 652 (1995).
- [11] Л.И. Антонов, А.С. Жукарев, П.А. Поляков, Д.Г. Скачков. ЖТФ **74**, 3, 83 (2004).