

УДК 537.624

ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЕ ПРОДОЛЬНО НАМАГНИЧЕННОЙ ПЛЕНКИ С КУБИЧЕСКОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ МАГНИТНЫМИ ИМУЛЬСАМИ

© 2023 г. В. Н. Шапоров¹, *, Л. Н. Котов¹, В. С. Власов¹

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования “Сыктывкарский государственный университет”, Сыктывкар, Россия

*E-mail: shaporov@mail.ru

Поступила в редакцию 28.10.2022 г.

После доработки 15.11.2022 г.

Принята к публикации 26.12.2022 г.

Построены диаграммы перемагничивания для продольно подмагниченной пленки с параметрами железо-иттриевого граната с примесью кобальта. Пленка возбуждается наносекундными импульсами магнитного поля с амплитудой до 1000 Э. Показано, что при намагничивающем поле, меньшем поля анизотропии, под действием поля импульсов, осуществляются переходы между стабильными состояниями, характеризующиеся минимумами энергии.

DOI: 10.31857/S0367676522700892, EDN: NLNMWC

ВВЕДЕНИЕ

Исследования магнитной динамики ферромагнитных пленок в настоящее время активно ведутся в связи с их применением в современной магнитооптике, микросхемах магниторезистивной памяти, спинтронике, физике магнитных явлений в наноструктурах. Перемагничивание ферромагнитных наночастиц импульсами поля происходит в течение времени порядка нано- и пикосекунд, что дает возможности применения этого эффекта в различных быстродействующих переключающих и запоминающих элементах на основе переориентации вектора намагниченности. Исследования по перемагничиванию наночастиц ведутся также в области сверхбыстрой магнитооптики [1–3]. Направление вектора намагниченности в однодоменном образце определяется направлением внешнего постоянного поля, размагничивающими полями, полями анизотропии формы и анизотропии решетки. В пленках, в силу большого размагничивающего поля, намагниченность стремится ориентироваться вдоль плоскости пленки. Для монодоменного магнетика перемагничивание определяется анизотропией его формы [4]. В случае монокристаллической пленки влияние на положение вектора намагниченности будет также оказывать магнитная кристаллическая анизотропия [5]. В настоящей работе с помощью численных методов исследовалась магнитная динамика однородно намагниченного вдоль плоскости монокристаллического образца пленки с материальными параметрами железо-иттриевого граната с примесью кобальта состава

$\text{Y}_3\text{Fe}_{4.97}\text{Co}_{0.03}\text{O}_{12}$ под действием импульсов магнитного поля.

ГЕОМЕТРИЯ ЗАДАЧИ, УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ

Магнитная пленка, полученная из кристалла состава $\text{Y}_3\text{Fe}_{4.97}\text{Co}_{0.03}\text{O}_{12}$, будет иметь кубическую решетку с тремя осями легкого намагничивания (ОЛН), которые в выбранной модели направлены вдоль осей декартовой системы координат, а ось Oz перпендикулярна плоскости пленки (рис. 1а). Подмагничивающее поле $\vec{H}_0$ и возбуждающее поле $\vec{h}$ импульса приложены в плоскости пленки. Форма импульса показана на рис. 1б. Задача рассматривалась для однородно намагниченной пленки в безобменном приближении, поэтому расчет проводился для единичного вектора магнитного момента, который, в силу однородного движения магнитных моментов, совпадал с вектором намагниченности всей пленки.

Динамика единичного вектора намагниченности $\vec{m}$ с координатами (m_x, m_y, m_z) в эффективном поле $\vec{H}_e$ была рассчитана с помощью уравнения Ландау–Лифшица с учетом релаксационного члена в форме Гильберта [6–8]

$$\frac{\partial \vec{m}}{\partial t} = -\gamma [\vec{m} \times \vec{H}_e] + \alpha \left[\vec{m} \times \frac{\partial \vec{m}}{\partial t} \right]. \quad (1)$$

Эффективное поле $\vec{H}_e$ находилось дифференцированием плотности полной энергии E по еди-

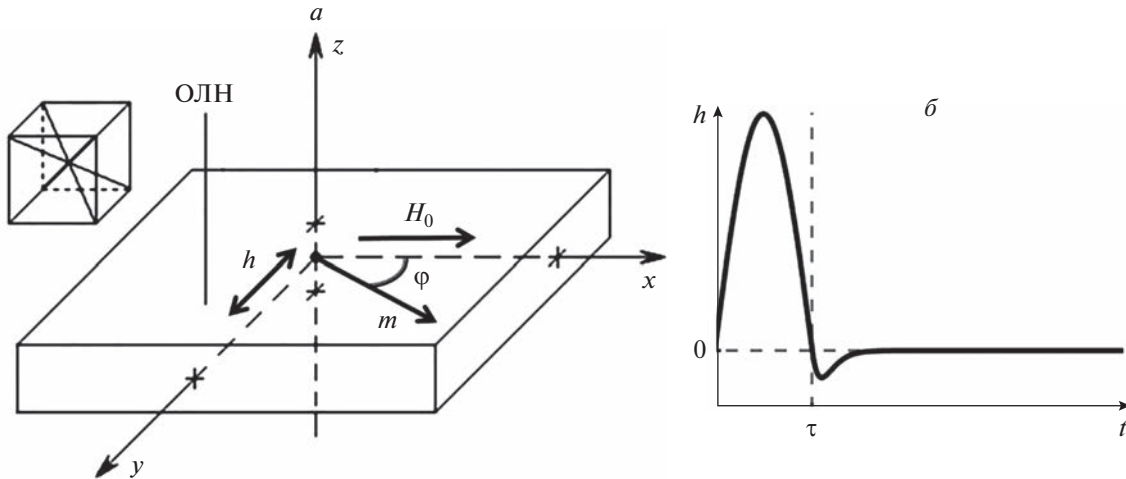


Рис. 1. Геометрия полей, осей координат и кристаллографических осей (а); форма магнитного поля возбуждающего импульса (б).

ничному вектору намагниченности. Энергия была выбрана в виде суммы энергий магнитных моментов во внешних полях: энергии размагничивающего диполь–дипольного взаимодействия и энергии магнитной кристаллической анизотропии решетки. Плотность полной энергии магнитного поля для выбранной модели имеет вид

$$E = -M_s H_0 m_x - M_s h_y m_y + 2\pi M_s^2 m_z^2 + K_1 (m_x^2 m_y^2 + m_x^2 m_z^2 + m_y^2 m_z^2) + K_2 (m_x^2 m_y^2 m_z^2), \quad (2)$$

где K_1 и K_2 – первая и вторая константы магнитной анизотропии, m_x , m_y , m_z – проекции единичного вектора намагниченности, M_s – намагниченность насыщения, H_0 – амплитуда подмагничивающего поля.

В выражении (2) энергия анизотропии кубического магнетика была выбрана в соответствии с [6, 7] в виде

$$E_a = K_1 (m_x^2 m_y^2 + m_x^2 m_z^2 + m_y^2 m_z^2) + K_2 (m_x^2 m_y^2 m_z^2). \quad (3)$$

Энергия диполь–дипольного взаимодействия для заданной геометрии будет иметь вид

$$E_d = 2\pi M_s^2 m_z^2. \quad (4)$$

Эффективное поле $\vec{H}_e$ является суммой внешних постоянного подмагничивающего $\vec{H}_0$ и переменного $\vec{h}$ полей, размагничивающего поля $\vec{H}_d$ и поля магнитной анизотропии кубического кристалла $\vec{H}_a$

$$\vec{H}_e = \vec{H}_0 + \vec{h} + \vec{H}_d + \vec{H}_a. \quad (5)$$

Размагничивающее поле для указанной на рис. 1 ориентации образца в виде бесконечно тонкой пластины равно

$$\vec{H}_d = -\frac{1}{M_s} \sum_{i=(x,y,z)} \frac{\partial E_d}{\partial m_i} \vec{e}_i = -4\pi M_s m_z \vec{e}_z, \quad (6)$$

где $\vec{e}_z$ – единичный вектор, направленный вдоль оси Z . Поле анизотропии определяется выражением

$$\vec{H}_a = -\frac{1}{M_s} \sum_{i=(x,y,z)} \frac{\partial E_a}{\partial m_i} \vec{e}_i, \quad (7)$$

где E_a – энергия анизотропии [6]. Компоненты поля анизотропии, при подстановке (3) в (7), запишутся в следующем виде

$$H_{ax} = -\frac{1}{M_s} [2m_x (K_1 (m_y^2 + m_z^2) + K_2 m_y^2 m_z^2)], \quad (8)$$

а H_{ay} , H_{az} получаются при циклической перестановке индексов x, y, z . Линейно-поляризованное магнитное поле импульса, действующее в плоскости пленки вдоль оси Oy , выбиралось в виде одиночных импульсов поля $\vec{h}$, компоненты (h_x , h_y , h_z) которого описываются выражениями

$$h_y = h = h_0 \sin\left(\frac{\pi}{\tau}\right) e^{-\gamma\left(\frac{t}{\tau}-1\right)}, \quad h_x = h_z = 0, \quad (9)$$

где h_0 – амплитуда импульса, t – время, τ – длительность импульса, $\gamma \approx 10$ – коэффициент, влияющий на форму и длительность импульса. Подставляя выражение для размагничивающего поля (6), компоненты поля анизотропии, определяемые выражением (8), компоненты поля импульса $\vec{h}$, определяемые выражениями (9), в выражение (5),

получим выражения для компонент эффективного поля

$$\begin{aligned} H_{ex} &= H_0 - \frac{1}{M_s} \left[2m_x (K_1 (m_y^2 + m_z^2) + K_2 m_y^2 m_z^2) \right], \\ H_{ey} &= h - \frac{1}{M_s} \left[2m_y (K_1 (m_z^2 + m_x^2) + K_2 m_z^2 m_x^2) \right], \\ H_{ez} &= -4\pi M_s m_z - \\ &\quad - \frac{1}{M_s} \left[2m_z (K_1 (m_x^2 + m_y^2) + K_2 m_x^2 m_y^2) \right]. \end{aligned} \quad (10)$$

Векторное уравнение (1) в координатном выражении приводится к виду

$$\begin{aligned} \frac{\partial m_x}{\partial t} &= -\frac{\gamma}{1 + \alpha^2} \times \\ &\times \left[(m_y + \alpha m_x m_z) H_{ez} - (m_z - \alpha m_y m_x) H_{ey} - \right. \\ &\quad \left. - \alpha (m_y^2 + m_z^2) H_{ex} \right], \\ \frac{\partial m_y}{\partial t} &= -\frac{\gamma}{1 + \alpha^2} \times \\ &\times \left[(m_z + \alpha m_y m_x) H_{ex} - (m_x - \alpha m_z m_y) H_{ez} - \right. \\ &\quad \left. - \alpha (m_z^2 + m_x^2) H_{ey} \right], \\ \frac{\partial m_z}{\partial t} &= -\frac{\gamma}{1 + \alpha^2} \times \\ &\times \left[(m_x + \alpha m_z m_y) H_{ey} - (m_y - \alpha m_x m_z) H_{ex} - \right. \\ &\quad \left. - \alpha (m_x^2 + m_y^2) H_{ez} \right], \end{aligned} \quad (11)$$

где H_{ex}, H_{ey}, H_{ez} определяются выражениями (10).

ПАРАМЕТРЫ И МАГНИТНАЯ ЭНЕРГИЯ ПЛЕНКИ

Значения материальных параметров исследуемой пленки брались близкими к значениям кристалла железо-кобальто-иттриевого граната состава $\text{Y}_3\text{Fe}_{4.97}\text{Co}_{0.03}\text{O}_{12}$, так как этот материал характеризуется малыми значениями намагниченности насыщения $M_s = 139$ Э и большими, по сравнению с чистым железо-иттриевым гранатом, константами анизотропии $K_1 = 14630$ эрг · см⁻³, $K_2 = -8780$ эрг · см⁻³ (значения констант даны при температуре 20°C) [9]. Поскольку данный материал имеет кубическую решетку кристалла, для которого характерны шесть направлений легкого намагничивания, и при выбранной ориентации системы координат, четыре из этих направлений будут лежать в плоскости пленки. Распределение плотности энергии магнитного поля, в соответствии с выражением (2), в зависимости от направления вектора намагниченности в пространстве, вблизи плоскости и в плоскости пленки показано на рис. 2. Поскольку энергия размагничивания пленки для данного материала на порядок больше

энергии кристаллической анизотропии, то кристаллическая анизотропия будет оказывать влияние на направление вектора намагниченности только в плоскости пленки при условии, что амплитуда импульса поля, действующего в плоскости, будет меньше магнитного поля, создаваемого кристаллической анизотропией. При $H_0 = 0$ магнитный момент может быть направлен вдоль любой из четырех полуосей, для которых характерен минимум энергии, обозначенных буквами А, В, С, D (рис. 2б). Перпендикулярно плоскости пленки минимумы энергии кристаллической анизотропии перекрываются существенно большей энергией размагничивающего поля, поэтому вдоль этих направлений вектор намагниченности ориентироваться не будет. Если подмагничивающее поле $\vec{H}_0$ меньше поля кристаллической магнитной анизотропии и направлено вдоль одной из осей легкого намагничивания, совпадающей с осью Ox , то потенциальные барьеры между этим направлением и осью Oy уменьшаются (рис. 2г). При этом, если импульс направлен в положительном направлении оси Oy , то вектор намагниченности будет ориентироваться преимущественно в направлении А или В, а если в отрицательном, то в направлении А или С. При этом направления В и С, ориентированные вдоль оси Oy и соответствующие минимумам энергии, отклонятся на некоторый угол в направлении приложенного внешнего поля.

ОПИСАНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Система (11) с учетом (10) решалась относительно компонент вектора намагниченности m_x, m_y, m_z с использованием метода Дормана–Принса 8-го порядка с использованием контроля ошибки вычислений. При определенных соотношениях амплитуды и длительности импульса происходит перемагничивание пленки, когда вектор намагниченности переходит из одного пространственного минимума энергии в другой. На рис. 3 показаны результаты вычислений в виде диаграмм перемагничивания пленки, на которой показаны области с разными значениями угла φ , на который поворачивается вектор намагниченности $\vec{M}$ после действия поля импульса и процессов релаксации. Зависимость конечного угла φ от амплитуды импульса поля h_0 и длительности τ , рассчитанная для подмагничивающего поля $H_0 = 15$ Э, показана на рис. 3а. Область с $\varphi = 0^\circ$ соответствует первоначальному направлению вектора намагниченности, параллельного оси Ox . Большую площадь этой диаграммы занимают области с поворотом вектора намагниченности на угол $\varphi = 85^\circ$, соответствующего одному из минимумов энергии. Это направле-

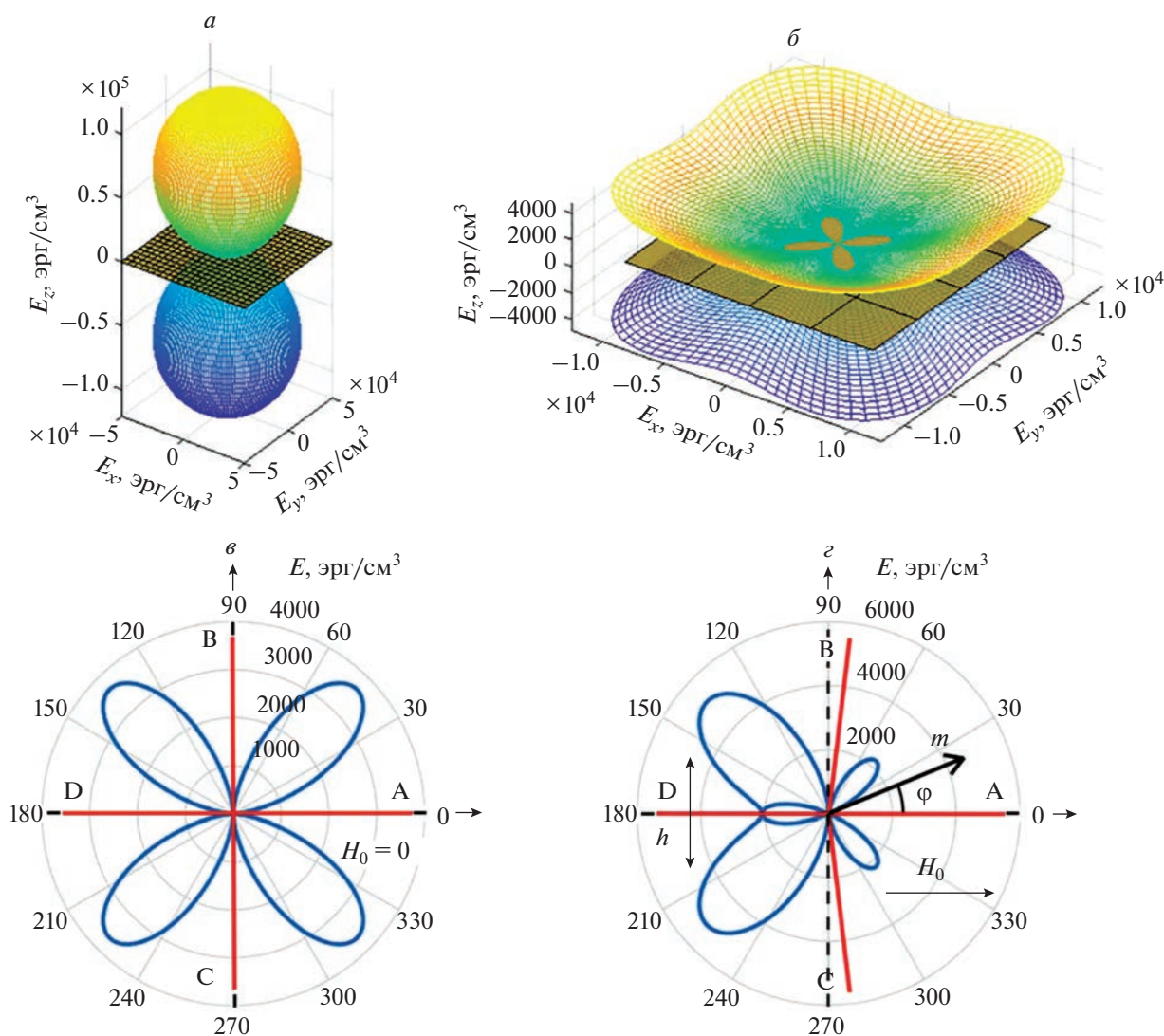


Рис. 2. Распределение плотности энергии магнитной анизотропии пленки состава $\text{Y}_3\text{Fe}_{4.97}\text{Co}_{0.03}\text{O}_{12}$ от направления в пространстве при отсутствии подмагничивающего поля: вдали от плоскости пленки (а), вблизи плоскости пленки (б), в плоскости пленки (в); в плоскости пленки при подмагничивающем поле $H_0 = 15$ Э, направленном вдоль оси Ox (г).

ние является наиболее устойчивым при больших длительностях импульса τ , поскольку с ростом τ растет время, в течение которого поле импульса вносит в этом направлении вклад в эффективное магнитное поле, вдоль которого стремится ориентироваться намагниченность пленки. Плотность распределения энергии магнитного поля, и соответственно, величина энергетических барьеров, зависящая от изменяющегося результирующего эффективного магнитного поля, будут динамически меняться во время всего процесса колебаний сложным образом. Во время движения вектор намагниченности стремится выстроиться вдоль эффективного поля, несколько запаздывая, так как он обладает некоторой инерционностью. При угловом движении вектора намагниченности, при

переходе между направлениями осей легкого намагничивания, пока кинетическая энергия вектора намагниченности выше энергии барьеров магнитной кристаллической анизотропии, он их преодолевает. После окончания действия импульса, в процессе диссипативных потерь, когда кинетическая энергия вектора намагниченности становится ниже энергии этих барьеров, его движение затухает и он останавливается в одном из четырех направлений, соответствующих минимумам энергии. В результате траектория вектора намагниченности становится очень сложной. Перемагничивание пленки не происходит, когда траектория магнитных моментов такова, что не хватает кинетической энергии перейти через ближайшие к начальному направлению энергетиче-

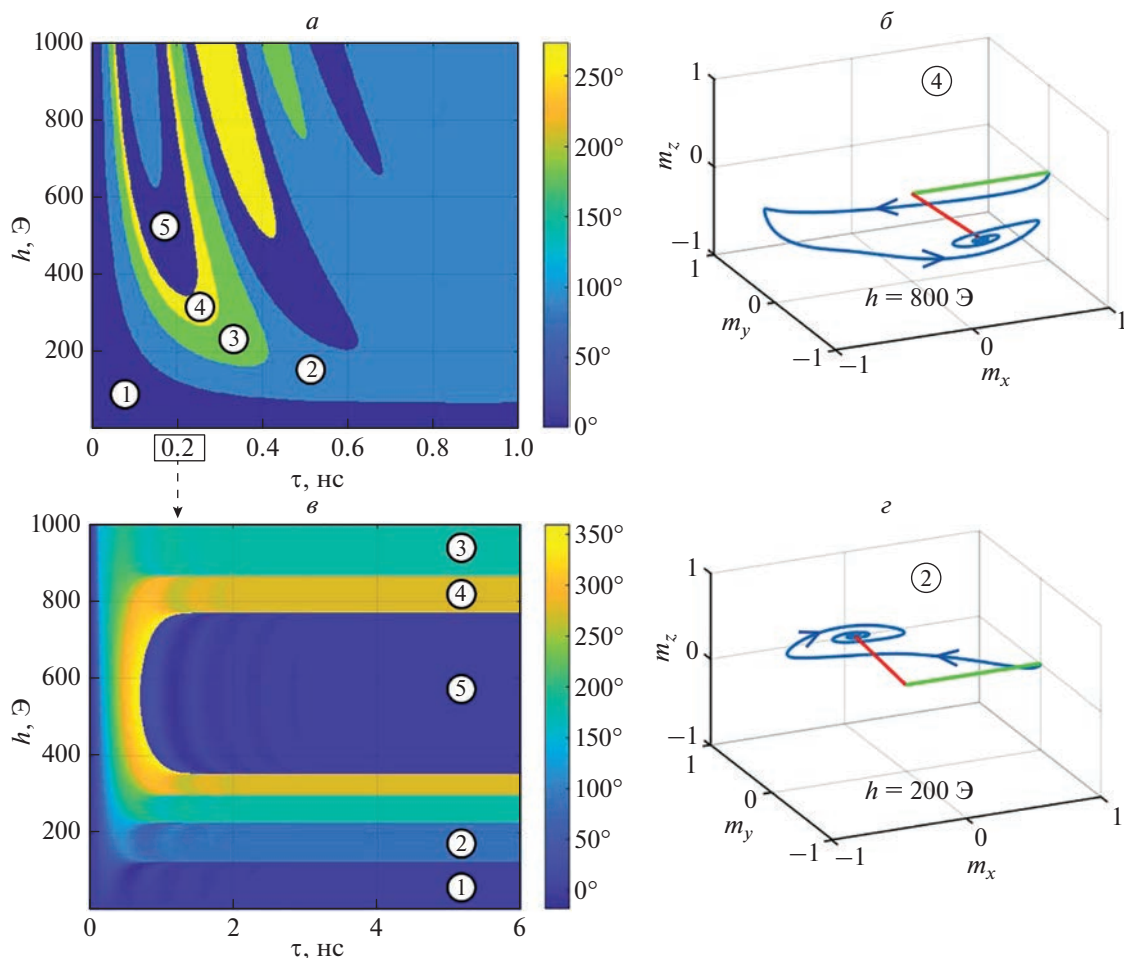


Рис. 3. Диаграммы перемагничивания пленки при подмагничивающем поле $H_0 = 15$ Э в зависимости от амплитуды h и длительности τ импульса (а); от амплитуды h и времени t наблюдения при $\tau = 0.2$ нс (б). Траектория магнитного момента: при $\tau = 0.2$ нс и $h = 800$ Э, соответствующая зоне № 4 (в); при $\tau = 0.2$ нс и $h = 200$ Э, соответствующая зоне № 2 (г). Параметр диссипации $\alpha = 0.1$. На нижней диаграмме перемагничивания номерами отмечены зоны, соответствующие аналогичным областям на верхней диаграмме перемагничивания.

ские барьеры, либо они преодолевают некоторое число барьеров, двигаясь в одном направлении, затем столько же, двигаясь в обратном направлении, либо переходят через $4n$ барьеров с поворотами на углы в $n \cdot 360^\circ$, где n — целое число. В остальных случаях происходит перемагничивание или переориентация вектора намагниченности в один из энергетических минимумов вблизи оси легкого намагничивания. Попадание в один из минимумов происходит в некоторой непрерывной области множества значений варьируемых параметров расчета, что, на графике зависимости угла φ от времени и амплитуды импульса (рис. 3б) соответствует полосам определенной ширины, а на диаграмме перемагничивания (рис. 3а) — непрерывным областям сложной формы. При увеличении длительности импульса время действия поля импульса, направленного вдоль

оси Oy , совпадающей с минимумом энергии соответствующей оси, возрастает и вероятность перехода в этот минимум энергии увеличивается, поэтому площадь области, где вектор намагниченности поворачивается на угол $\varphi = 85^\circ$, становится больше. На рис. 3в, 3г показаны траектории движения вектора намагниченности при амплитудах импульса $h_0 = 800$ и 200 Э, рассчитанные при длительности импульса $\tau = 0.2$ нс и $H_0 = 15$ Э, которые показывают поворот вектора намагниченности в два из четырех энергетических минимумов, лежащих в плоскости пленки. Следует отметить, что наблюдается очень сильная зависимость траектории вектора намагниченности от параметра диссипации α и формы импульса, поэтому вид графиков на рис. 3а, 3в может сильно измениться, например, даже при малом изменении параметра α .

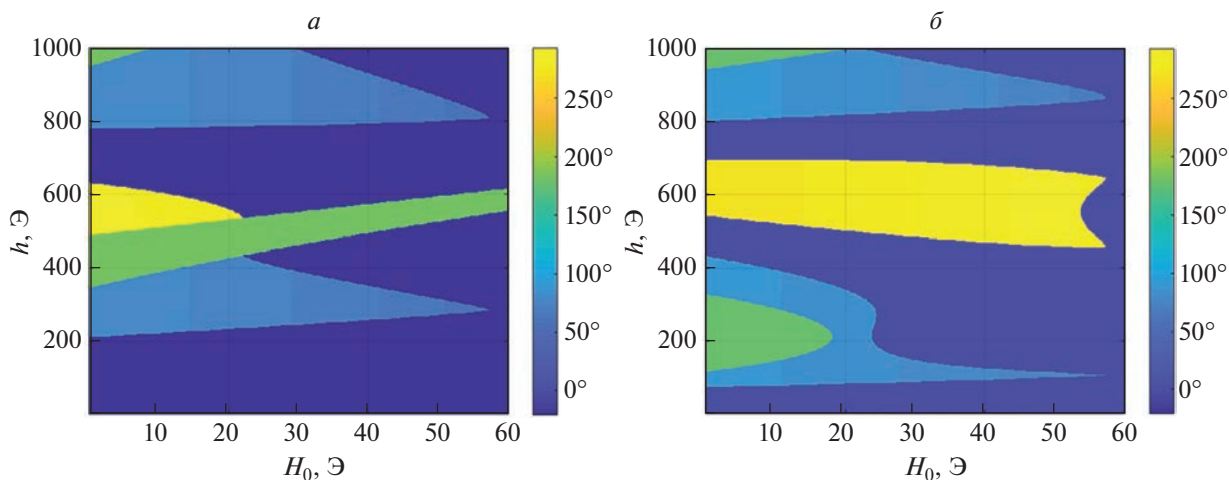


Рис. 4. Диаграммы перемагничивания пленки от подмагничивающего поля H_0 и амплитуды импульса h после релаксации вектора намагниченности: при длительности импульса $\tau = 0.1$ (а) и при 0.4 нс (б). Параметр диссипации $\alpha = 0.1$.

На рис. 4 показаны диаграммы перемагничивания (или зависимости угла φ поворота вектора намагниченности в плоскости Oxy) от значения подмагничивающего поля $\vec{H}_0$, амплитуды импульса h_0 при двух длительностях $\tau = 0.1$ и 0.4 нс. При подмагничивающем поле, большем 56 Э, магнитные энергетические барьеры исчезают и перемагничивания не происходит, поскольку вектор намагниченности возвращается в первоначальное направление вдоль постоянного магнитного поля $\vec{H}_0$. При $\tau = 0.1$ нс в направлении, противоположном полю $\vec{H}_0$ ($\varphi = 180^\circ$), энергетический минимум, в который может ориентироваться вектор намагниченности, существует до полей порядка 250 Э (рис. 3а). При увеличении подмагничивающего поля углы поворота вектора намагниченности у областей с начальными углами 90° и 270° изменяются: один уменьшается, а другой угол увеличивается, поскольку направления минимумов энергии наклоняются в сторону подмагничивающего поля. Как видно из диаграммы, показанной на рис. 4б, для большой длительности импульса $\tau = 0.4$ нс ширина области с начальным углом 270° уменьшается в 1.5 раза при ее неизменной форме, а интервал магнитных полей $0-57$ Э, в котором эта область существует, увеличивается примерно в 3 раза по сравнению с интервалом полей $0-22$ Э для этой области при $\tau = 0.1$ нс. Нижняя область с $\varphi = 0^\circ$ при $\tau = 0.4$ нс расщепляется на две области при подмагничивающем поле $H_0 = 22$ Э и наблюдается при амплитудах импульсов $80-100$ и $350-410$ Э. Отдельно следует сказать про область с углом $\varphi = 180^\circ$. Она занимает наименьшую площадь на диаграммах,

поскольку при увеличении подмагничивающего поля H_0 глубина минимума полной энергии в этом направлении уменьшается, направление становится менее устойчивым, и вектор намагниченности, соответственно, попадает в нее реже.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе выполнены расчеты динамики перемагничивания продольно намагниченной магнитной пленки с параметрами железо-иттриевого граната с примесью кобальта состава $Y_3Fe_{4.97}Co_{0.03}O_{12}$, возбуждаемой линейно поляризованными одиночными магнитными импульсами различной длительности и амплитуды. Предполагалось, что подмагничивающее и возбуждающее поля взаимно перпендикулярны и лежат в плоскости пленки. На основе численных решений системы уравнений (11) для компонент вектора намагниченности были построены диаграммы перемагничивания пленки при действии импульса магнитного поля с амплитудой $0-1000$ Э, длительностью $0-1$ нс и при значении подмагничивающего поля 15 Э. Также построены диаграммы перемагничивания пленки в интервале амплитуд импульса магнитного поля $0-1000$ Э, значениях подмагничивающего поля $0-60$ Э при длительностях импульса 0.1 и 0.4 нс. В расчетах принимались во внимание кубическая магнитная анизотропия кристаллической решетки и анизотропия, создаваемая размагничивающим полем пленки. Следует отметить, что магнитная кристаллическая анизотропия вносит нелинейность, пропорциональную шестой степени относительно проекций вектора намагниченности, поэтому траектории вектора намагниченности имеют слож-

ный вид, приводящий к полученным диаграммам. Подобные сложные режимы прецессии магнитных моментов наблюдались в работах [5, 10–13]. Выявлено, что при подмагничивающем поле, меньшем поля магнитной кристаллической анизотропии, благодаря существующим энергетическим барьерам происходит перемагничивание, переводящие вектор намагниченности в одно из четырех возможных направлений в плоскости пленки. Из-за сильной нелинейности процесса, переход из одного минимума энергии в другой происходит скачкообразно в определенных непрерывных интервалах параметров импульса, поэтому на диаграмме временной зависимости возникают полосы различной ширины, а на диаграмме зависимости от длительности и амплитуды импульса – непрерывные области сложной формы с резкими границами, соответствующие этим минимумам. Когда время наблюдения меньше длительности импульса, на диаграмме временной зависимости можно видеть возникновение областей перемагничивания при различных амплитудах импульсов.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 21-72-20048).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Scherbakov A.V., Salasyuk A.S., Akimov A.V. et al. // Phys. Rev. Lett. 2010. V. 105. Art. No. 117204.
2. Kovalenko O., Pezeril Th., Temnov V.V. // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 110. Art. No. 266602.
3. Власов В.С., Голов А.В., Котов Л.Н. и др. // Акуст. журн. 2022. Т. 68. № 1. С. 22; Vlasov V.S., Golov A.V., Kotov L.N. et al. // Acoust. Phys. 2022. V. 68. No. 1. P. 18.
4. Хаников А.Ф. // ЖТФ. 1993. Т. 63. № 10. С. 75.
5. Шапоров В.Н., Власов В.С., Котов Л.Н. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 5. С. 753; Shaporov V.N., Kotov L.N., Vlasov V.S. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 5. P. 634.
6. Гуревич А.Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973. 592 с.
7. Власов В.С., Котов Л.Н., Шавров В.Г. и др. // Радиотехн. и электрон. 2009. Т. 54. № 7. С. 874; Vlasov V.S., Kotov L.N., Shavrov V.G. et al. // J. Commun. Technol. Electron. 2009. V. 54. No. 7. P. 832.
8. Шавров В.Г., Щеглов В.И. Ферромагнитный резонанс в условиях ориентационного перехода. М.: Физматлит, 2018. 560 с.
9. Бабичев А.П., Бабушкина Н.А., Братковский А.М. и др. Физические величины: Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.
10. Шутый А.М., Семенов Д.И. // ФТТ. 2007. Т. 49. № 9. С. 1636; Shutyi A.M., Sementsov D.I. // Phys. Solid State. 2007. V. 49. No. 9. P. 1715.
11. Feron A.M., Camley R.E. // Phys. Rev. B. 2017. V. 95. Art. No. 104421.
12. Власов В.С., Котов Л.Н., Липина Е.С. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2013. Т. 77. № 10. С. 1459; Vlasov V.S., Kotov L.N., Lipina E.S. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2013. V. 77. No. 10. P. 1255.
13. Плешев Д.А., Асадуллин Ф.Ф., Оганезова Н.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 7. С. 987; Pleshchev D.A., Asadullin F.F., Oganezova N.A. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. No. 7. P. 901.

Magnetization reversal of the longitudinally magnetized film with cubic anisotropy by magnetic pulses

V. N. Shaporov^a, *, L. N. Kotov^a, V. S. Vlasov^a

^a Syktyvkar State University, Syktyvkar, 167000 Russia

*e-mail: shaporov@mail.ru

Magnetization reversal diagrams are constructed for a longitudinally magnetized film with the parameters of yttrium iron garnet doped with cobalt. The film is excited by nanosecond magnetic field pulses with an amplitude of up to 1000 Oe. It is shown that at a magnetizing field smaller than the anisotropy field, under the action of the pulse field, transitions between stable states, characterized by energy minima, occur.