

КРИТИЧЕСКАЯ НАМАГНИЧЕННОСТЬ И ГИСТЕРЕЗИС В НАНОГРАНУЛЯРНЫХ ПЛЕНКАХ С ПЕРПЕНДИКУЛЯРНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

*С. М. Рябченко, В. М. Калита**

*Институт физики Национальной академии наук Украины
03028, Киев, Украина*

Поступила в редакцию 25 июля 2013 г.

Теоретически описаны магнитопольные зависимости границ устойчивости неравновесных магнитных состояний наногранулярной пленки с перпендикулярной анизотропией в наклонных магнитных полях и рассчитана соответствующая им критическая намагниченность. Проанализированы полевые зависимости критической намагниченности пленки для разных соотношений поля анизотропии частиц и максимально возможного поля размагничивания пленки. Показано, что в наклонном магнитном поле кривые перемагничивания, включающие петли гистерезиса, состоят из участков трех типов: с равновесной устойчивой намагниченностью; с неравновесным устойчивым намагничиванием и с критическим типом намагниченности.

DOI: 10.7868/S0044451014020138

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучению неравновесных состояний наногранулярных (НГ) магнитных пленок с перпендикулярной анизотропией уделяется повышенное внимание, так как именно с неравновесностью их намагничивания связаны величина коэрцитивной силы и релаксационная намагниченность [1–6]. Однако интерес к изучению неравновесных состояний в НГ-пленках вызван не только возможностью их практического применения. Ансамбли, состоящие из однодоменных магнитных частиц, проявляют особые анизотропные и кооперативные свойства, связанные с индивидуальными свойствами частиц, с межчастичными взаимодействиями, а также со статическими свойствами ансамбля [7–16]. Межчастичное диполь-дипольное взаимодействие может приводить к формированию регулярных структур магнитных моментов частиц [17–19], а, например, межчастичное обменное взаимодействие может приводить к возникновению суперферромагнитного состояния [20–24] или, совместно с диполь-дипольным, к суперспин-стекольному состоянию [25, 26].

В процессе намагничивания ансамблей однодо-

менных ферромагнитных частиц важную роль играют ориентационные фазовые переходы для вектора магнитного момента частицы. В ансамбле одинаковых невзаимодействующих частиц критическое поле границы устойчивости неравновесного состояния одинаково для всех частиц. В случае одноосной анизотропии частиц угловая зависимость критического поля описывается кривой Стокера–Вольфарта [27, 28]. Межчастичное взаимодействие изменяет условия ориентационного фазового перехода для магнитных моментов частиц [7]. Дипольное или обменное межчастичное взаимодействие изменяют вид петель гистерезиса [7, 23]. Естественно, неравновесное магнитное состояние в таких пленках может существовать лишь при температурах ниже так называемой температуры блокировки, T_b [10], когда термоактивированные переходы между возможными минимумами зависимости энергии частиц от ориентации их магнитных моментов не приводят к их равновесному заполнению.

Следует отметить, что для НГ-пленок при их намагничивании магнитным полем, перпендикулярным плоскости пленки, диполь-дипольное межчастичное взаимодействие является всегда актуальным [29, 30]. Оно имеет дальнедействующую составляющую — магнитоэстатическое размагничивающее поле [31]. Величина размагничивающего поля зави-

*E-mail: vmkalita@ukr.net

сит от средней проекции намагниченности ансамбля на нормаль к пленке, и оно противодействует однородному намагничиванию пленки с одинаковым направлением магнитных моментов перпендикулярно-анизотропных частиц пленки вдоль этой нормали.

В работах [32, 33] было показано, что при намагничивании НГ-пленки с перпендикулярной анизотропией гранул наклонным полем в ней под влиянием размагничивающего поля основным является равновесное неоднородное состояние. Было показано, что в такой пленке в наклонном магнитном поле магнитостатическое поле противодействует одновременному ориентационному фазовому переходу для магнитных моментов всех частиц. Магнитные моменты частиц пленки в равновесном неоднородном состоянии в наклонном магнитном поле образуют два подансамбля, магнитные моменты которых ориентируются симметрично относительно плоскости пленки. При этом размагничивающее поле пленки скомпенсировано проекцией внешнего магнитного поля, нормальной к ее плоскости. Образование двух подансамблей частиц в равновесном состоянии пленки является симметричным эффектом. Действительно, при компенсации размагничивающим полем нормальной составляющей внешнего поля на магнитные моменты частиц действует только составляющая внешнего поля, направленная в плоскости пленки. Для этой составляющей поля состояния частицы с симметричной ориентацией магнитного момента относительно плоскости пленки вырождены, что в итоге приводит к формированию равновесного неоднородного состояния, состоящего из двух подансамблей частиц.

При рассмотрении равновесного намагничивания пленки в работах [32, 33] не учитывалась возможность блокирования направлений векторов магнитных моментов частиц полем их магнитной анизотропии, т. е. предполагалось, что в каждой точке магнитного поля в пленке устанавливается равновесие. Однако, например, при $T < T_b$ вступает в силу блокирование магнитных моментов частиц анизотропией. Поэтому при $T \rightarrow 0$ или при конечных $T < T_b$, когда достижение равновесия в условиях эксперимента требует бесконечного времени наблюдения за системой частиц, актуальным является только нетермоактивационное разблокирование магнитных моментов частиц.

Блокирование магнитных моментов частиц приведет к тому, что в пленке с перпендикулярной анизотропией в наклонном магнитном поле размагничивающее поле не будет компенсировано нормальной

к пленке проекцией намагничивающего поля. Как следствие, векторы магнитных моментов частиц из разных подансамблей будут ориентированы несимметрично относительно плоскости пленки, и характерные особенности равновесного намагничивания не будут выполняться. При этом неравновесное состояние пленки может быть устойчивым в определенном интервале магнитных полей.

Границы области существования неравновесного устойчивого состояния пленки при $T = 0$ в наклонном магнитном поле могут быть найдены из условия, что в критических точках энергия одного из минимумов зависимости энергии частицы того или иного из подансамблей от ориентации ее магнитного момента становится равной энергии максимума, т. е. этот минимум исчезает. Таким образом, магнитный момент частицы может изменить свое направление без термоактивационных переброгов через барьер, поэтому в критической точке конфигурация магнитных моментов частиц теряет устойчивость даже при $T = 0$. Определив в каждой точке наклонного поля критические допустимые в данном поле конфигурации магнитных моментов частиц, можно рассчитать критическую намагниченность пленки как функцию величины внешнего магнитного поля. Естественно, при конечной температуре $T < T_b$ такая потеря устойчивости будет происходить при условии, что различие энергий между одним из минимумов энергии и ее максимумом будет становиться достаточно малым для термоактивационного установления равновесной населенности двух минимумов энергии. Это будет происходить раньше превращения двуминимумного потенциала в одноминимумный.

В настоящей работе будут найдены границы устойчивости неравновесных состояний пленки с перпендикулярной анизотропией и определено их влияние на перемагничивание пленки в наклонном магнитном поле. Будут рассчитаны магнитополевые зависимости критических намагниченностей, соответствующих этим границам, и определено, какие участки петель гистерезиса отвечают состояниям потери устойчивости неравновесного состояния. Рассмотрение будет проведено для $T = 0$, когда потеря устойчивости реализуется в нетермоактивационном режиме, поскольку этот случай наиболее ярко демонстрирует физическую суть задачи. Расширение рассмотрения на случай конечной температуры $T < T_b$ находится за пределами задач данной работы и будет рассмотрено отдельно.

Отметим, что величина критической намагниченности неравновесного состояния пленки зависит только от величины внешнего магнитного поля и его

направления и не зависит от предыстории намагничивания пленки. Следует отметить, что магнитопольевые зависимости границ устойчивости неравновесного состояния и соответствующие им зависимости критической намагниченности пленки с перпендикулярной анизотропией в наклонном магнитном поле могут не совпадать с петлями гистерезиса, которые будут зависеть от используемого в том или ином эксперименте протокола ввода/вывода магнитного поля.

Отметим также, что кроме цитированных выше работ [32, 33], в которых изучалось равновесное намагничивание наногранулярных пленок с перпендикулярной анизотропией в наклонном магнитном поле, нам неизвестны другие работы, в которых было бы проведено детальное описание полевых зависимостей критической намагниченности НГ-пленок с перпендикулярной анизотропией в наклонном магнитном поле. В литературе [34–39] чаще приводятся лишь экспериментальные данные гистерезиса в наклонном магнитном поле пленок с перпендикулярной анизотропией, с интерпретацией которых не все ясно. Наша работа позволяет, применительно к таким случаям, объяснить некоторые свойства гистерезиса таких пленок.

2. МОДЕЛЬ НЕРАВНОВЕСНОГО НАМАГНИЧИВАНИЯ

Рассмотрим НГ-пленку с однодоменными частицами, оси легкого намагничивания которых ориентированы параллельно оси z , перпендикулярной плоскости пленки (см. рис. 1). Будем полагать, что константа анизотропии K одинакова для всех гранул и ее знак соответствует легкоосевому (ЛО) типу. ЛО-анизотропия может быть вызвана формой гранул, если они вытянуты вдоль z , либо одноосной магнитокристаллической анизотропией с направлением легкого намагничивания вдоль этой же оси.

На векторы намагниченностей гранул \mathbf{j} действует размагничивающее поле пленки $H_d = -N_{zz}m_z = -4\pi m_z$, которое равно произведению zz -компоненты тензора размагничивающего фактора пленки $N_{zz} = 4\pi$ на проекцию m_z ее средней намагниченности $\langle \mathbf{m} \rangle$ на ось z . Как показано в работах [32, 33], во внешнем магнитном поле \mathbf{H}_e , меньшем определенной критической величины $H_{cr}(\theta_H)$, направленном под углом θ_H к оси z , в равновесном случае такой ансамбль разбивается на два подансамбля частиц, т. е. в нем образуется равновесное неоднородное состояние. Энергетический профиль анизотропной части-

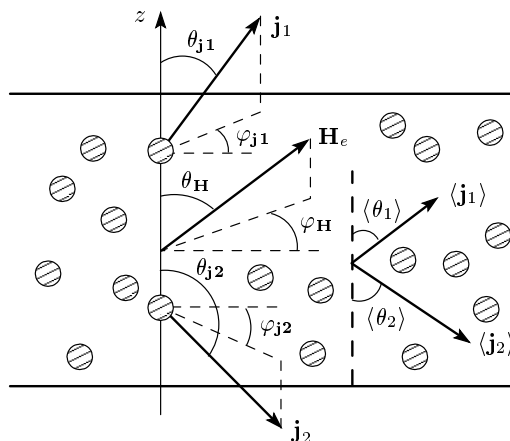


Рис. 1. Ориентации векторов намагниченностей \mathbf{j}_1 , \mathbf{j}_2 частицы 1 из первого подансамбля и частицы 2 из второго подансамбля в наклонном магнитном поле \mathbf{H}_e для системы координат, в которой $0 \leq \theta \leq \pi$, $0 \leq \varphi \leq 2\pi$; $\langle \mathbf{j}_1 \rangle$, $\langle \mathbf{j}_2 \rangle$ — векторы средних намагниченностей частиц подансамблей

цы в равнодействующем поле, внешнем и размагничивающем, имеет при этом два минимума, что эквивалентно двухуровневой модели, в которой часть частиц находится возле одного минимума, а часть — возле другого. Равновесному состоянию соответствует такое относительное заполнение этих минимумов, которое создает $H_d = -H_e^z$. В таком состоянии система имеет минимум положительной энергии размагничивания.

В неравновесном состоянии, в приближении однородного размагничивающего поля, также будут возникать два подансамбля. В приближении однородного размагничивающего поля энергетический профиль каждой анизотропной гранулы также имеет два минимума и часть частиц находится возле одного из них, а часть — возле другого. Но относительное заполнение этих минимумов не будет соответствовать равновесию, а может быть различным в пределах устойчивости неравновесной конфигурации в заданном внешнем поле. При изменении магнитного поля пределы устойчивости состояния с данным распределением населенностей минимумов меняются. Данная конфигурация может потерять устойчивость и безактивационно перейти к другой, для которой устойчивость в данном поле сохраняется. Таким образом, при изменении поля в системе будут изменяться населенности минимумов, оставаясь при каждом поле в состоянии с критической намагниченностью, соответствующей ее пределу устойчивости. Ниже мы покажем, что, в отличие от рав-

новесного неоднородного состояния, в неравновесном состоянии снимается вырождение энергии частиц пленки для состояний с ориентацией магнитного момента симметричных относительно плоскости пленки, так как при нарушении равновесия внешнее поле не компенсирует размагничивающее поле.

В первом подансамбле магнитные моменты частиц в среднем направлены под углом $\langle \theta_1 \rangle$ к условно выбранному «положительному» направлению оси легкого намагничивания (см. рис. 1), а во втором — под углом $\langle \theta_2 \rangle$. Обозначим средний вектор намагниченностей частиц первого подансамбля $\langle \mathbf{j}_1 \rangle$, а средний вектор намагниченностей частиц второго подансамбля $\langle \mathbf{j}_2 \rangle$. Относительную часть частиц в первом подансамбле будем, как и в работах [32, 33], обозначать p_1 , а во втором p_2 , причем $p_1 + p_2 = 1$. Намагниченность пленки равна сумме $\mathbf{m} = (p_1 \langle \mathbf{j}_1 \rangle + p_2 \langle \mathbf{j}_2 \rangle) f_v$, где f_v — коэффициент заполнения объема пленки гранулами (предполагается, что заполнение пленки гранулами однородно). Заметим, что в общем случае $\langle \theta_1 \rangle \neq \langle \theta_2 \rangle$ и $\langle \theta_1 \rangle, \langle \theta_2 \rangle \neq \theta_{\mathbf{H}}$. Задача установления пределов устойчивости неравновесного состояния сводится, таким образом, к нахождению величин $\langle \theta_1 \rangle, \langle \theta_2 \rangle, p_1 = 1 - p_2$ в зависимости от величины и направления \mathbf{H}_e , при которых эта конфигурация сохраняет устойчивость. Именно эту задачу мы и будем решать дальше.

Поскольку потеря устойчивости конфигурации реализуется для неоднородного состояния в том или ином подансамбле, для решения указанной задачи будем рассматривать каждый из подансамблей в отдельности. Плотность магнитной энергии частицы с намагниченностью \mathbf{j}_α из подансамбля с номером $\alpha = 1$ (или $\alpha = 2$) запишем в виде

$$\begin{aligned} U_\alpha &= -K \cos^2 \theta_{\mathbf{j}_\alpha} - \mathbf{H}_d \cdot \mathbf{j}_\alpha - \mathbf{H}_e \cdot \mathbf{j}_\alpha = \\ &= -K \cos^2 \theta_{\mathbf{j}_\alpha} + N_{zz} f_v j_0 \left(\sum_\alpha p_\alpha \cos \langle \theta_\alpha \rangle \right) \times \\ &\quad \times j_0 \cos \theta_{\mathbf{j}_\alpha} - H_e j_0 (\cos \theta_{\mathbf{j}_\alpha} \cos \theta_{\mathbf{H}} + \\ &\quad + \sin \theta_{\mathbf{j}_\alpha} \sin \theta_{\mathbf{H}} \cos(\varphi_{\mathbf{j}_\alpha} - \varphi_{\mathbf{H}})), \quad (1) \end{aligned}$$

где $\langle \theta_\alpha \rangle$ — угол между осью z и вектором среднего по подансамблю α направления магнитных моментов, где $\alpha = 1, 2$, а $\theta_{\mathbf{j}_\alpha}$ — угол между вектором \mathbf{j}_α и осью z , $\varphi_{\mathbf{j}_\alpha}$ и $\varphi_{\mathbf{H}}$ — углы в плоскости между началом отсчета углов для φ и проекциями соответственно на плоскость \mathbf{j}_α и \mathbf{H}_e . Фазовым пространством для углов ориентаций магнитного момента частиц является сфера единичного радиуса, поэтому в формуле (1) использована сферическая система координат. Без потери общности примем

$\varphi_{\mathbf{H}} = 0$. В формуле (1) учтено, что величина проекции средней намагниченности пленки на ось z равна сумме $f_v j_0 (\sum_\alpha p_\alpha \cos \langle \theta_\alpha \rangle)$, определяемой по всему ансамблю, при этом, поскольку для пленки $N_{xx} = N_{yy} = 0$, ненулевой будет только z -проекция размагничивающего поля пленки \mathbf{H}_d , величина которой равна $H_d = -N_{zz} f_v j_0 \sum_\alpha p_\alpha \cos \langle \theta_\alpha \rangle$.

Первое слагаемое в формуле (1) описывает действие на магнитный момент частицы поля одночастичной ЛО-анизотропии гранулы, второе — действие размагничивающего поля \mathbf{H}_d , а третье — действие внешнего поля \mathbf{H}_e .

Одночастичная ЛО-анизотропия (первое слагаемое в формуле (1)) разделяет потенциальным барьером минимумы в зависимости энергии (1) от $\theta_{\mathbf{j}_\alpha}$. Наличие барьера между минимумами, отвечающими разным ориентациям магнитного момента каждой частицы ансамбля, может приводить к неравновесности и гистерезису при намагничивании ансамбля, если населенность минимумов будет метастабильной. Это будет происходить в области температур, где энергия тепловых флуктуаций направлений моментов существенно ниже высоты этого барьера и равновесие устанавливается медленнее времени наблюдения (эффект «блокировки»). Если $T = 0$, то эффекты термоактивационного преодоления барьера будут исключены. Рассмотрим именно этот случай, пренебрегая туннелированием между минимумами.

Минимизируем U_1 и U_2 по $\varphi_1, \varphi_2, \theta_{\mathbf{j}_1}$ и $\theta_{\mathbf{j}_2}$, полагая при этом $\langle \cos \theta_{\mathbf{j}_1} \rangle$ и $\langle \cos \theta_{\mathbf{j}_2} \rangle$ фиксированными. Получим систему уравнений ($\alpha = 1, 2$). Приравняв нулю производные U_1 и U_2 по φ_1, φ_2 , получим, что при $\varphi_{\mathbf{H}} = 0$ минимумам этих энергий соответствуют $\varphi_\alpha = 0$ при $H_e > 0$ и $\varphi_\alpha = \pi$ при $H_e < 0$. С учетом этого получим

$$\begin{aligned} \frac{\partial U_1}{\partial \theta_{\mathbf{j}_\alpha}} &= 2K \cos \theta_{\mathbf{j}_\alpha} \sin \theta_{\mathbf{j}_\alpha} - N_{zz} f_v j_0^2 \sin \theta_{\mathbf{j}_\alpha} \times \\ &\quad \times \left(\sum_\alpha p_\alpha \cos \langle \theta_\alpha \rangle \right) + \\ &\quad + H_e j_0 \sin(\theta_{\mathbf{j}_\alpha} - \theta_{\mathbf{H}}) \text{sign } H_e = 0. \quad (2) \end{aligned}$$

Здесь и далее $\text{sign } x = \pm 1$ соответственно для $x > 0$ или $x < 0$, либо $\text{sign } x = 0$ для $x = 0$, что необходимо при учете изменения направления поля при перемагничивании и получении гистерезиса. В формуле (2) углы ориентаций магнитных моментов для одноосных частиц определены в плоскости, образованной осью z и вектором \mathbf{H}_e .

В случае достаточно сильных магнитных полей, когда все магнитные моменты частиц одинаково ори-

ентированы полем (случай однородного намагничивания пленки), будет только один минимум. Состояние пленки будет всегда равновесным. В меньших магнитных полях при неоднородном намагничивании пленки каждое из уравнений (2) имеет по три корня, два из которых отвечают минимумам энергии частицы, а третий — ее максимуму. В этом случае также возможно равновесное однородное состояние пленки, если все частицы пребывают в состоянии с наименьшим значением энергии. В равновесном неоднородном состоянии пленки эти два минимума магнитной энергии частицы оказываются вырожденными (см. [32, 33]) из-за упомянутой компенсации поля размагничивания и z -компоненты \mathbf{H}_e . Равновесное заполнение данных минимумов реализуется в этом случае термоактивационным путем. Соответствующие им направления магнитных моментов частиц формируют два упомянутых подансамбля. В них магнитные моменты частиц одинаковым образом ($\theta_1 = \pi - \theta_2$) скошены к оси легкого намагничивания.

В неравновесном неоднородном состоянии вырождение в магнитной энергии частиц снимается и имеет место неравенство $(\mathbf{H}_e)_z + (\mathbf{H}_d)_z \neq 0$, которое является следствием нарушения термодинамического равновесия пленки. Заполнение минимумов при конечной температуре ниже T_b устанавливается при этом термоактивационным путем за время наблюдения за системой, а при $T = 0$ лишь безактивационно, в критическом состоянии, когда энергия одного из минимумов в данном внешнем поле сравнивается с энергией барьера и система безактивационно переходит к состоянию с несколько иным заполнением, сохраняющим в данном поле свою устойчивость.

Выполним процедуру согласования, учитывая, что в силу избранной нами модели (все частицы одинаковы и $T = 0$) в неравновесном состоянии все магнитные моменты гранул каждого подансамбля имеют одинаковое направление, отвечающее одному из минимумов энергии частицы. Другими словами, дополним систему (1), (2) равенствами

$$\cos \theta_{j\alpha} = \cos \langle \theta_\alpha \rangle. \quad (3)$$

Условие (3) означает, что в каждом из подансамблей состояния частиц, создающие поле размагничивания в формуле (1), и состояния частиц, на которые действуют это поле размагничивания и внешнее поле, одинаковы.

С учетом уравнений (3) получим из формулы (2) систему уравнений, которая имеет вид

$$\begin{aligned} \cos \theta_\alpha \sin \theta_\alpha - h_d^{max} \sin \theta_\alpha \sum_\alpha (p_\alpha \cos \theta_\alpha) + \\ + h_e \sin(\theta_\alpha - \theta_{\mathbf{H}}) \text{sign } h_e = 0, \end{aligned} \quad (4)$$

где θ_α — направление средней намагниченности подансамбля $\theta_\alpha = \langle \theta_\alpha \rangle$,

$$h_e = \frac{H_e}{H_A} = \frac{H_e j_0}{2K}$$

— нормированное внешнее магнитное поле, а

$$h_d^{max} = \frac{N_{zz} f_v j_0}{H_A} = \frac{N_{zz} f_v j_0^2}{2K}$$

— нормированное максимальное размагничивающее поле, $H_A = 2K/j_0$ — поле анизотропии.

В использованных выше безразмерных единицах выражение (1) может быть записано в виде

$$\begin{aligned} u_\alpha = -\cos^2 \theta_{j\alpha} + 2h_d^{max} \left(\sum_\alpha p_\alpha \cos \theta_\alpha \right) \cos \theta_{j\alpha} - \\ - 2h_e \cos(\theta_{j\alpha} - \theta_{\mathbf{H}}) \text{sign } h_e, \end{aligned} \quad (5)$$

где $u_\alpha = U_\alpha/K$.

Система уравнений (4) решается численно с учетом $p_1 + p_2 = 1$ и позволяет для каждой величины и направления внешнего поля (набор $\{h_e, \theta_{\mathbf{H}}, \varphi_{\mathbf{H}} = 0\}$) найти углы θ_1 и θ_2 , либо их косинусы (заметим, что при использовании выбранной системы координат $0 \leq \sin \theta_{1,2} \leq 1$) для любого из значений p_1 . При этом решения существуют в довольно широком интервале значений p_α с учетом $0 \leq p_{1,2} \leq 1$. Нам необходимо выбрать из этого интервала те значения, которые соответствуют границам устойчивости состояний системы в заданном внешнем поле. Проанализируем энергетический профиль частиц в зависимости от различных решений, получаемых в этом интервале.

Напомним, что в рассмотренном в работах [32, 33] случае равновесного намагничивания в наклонном поле этот выбор был облегчен наличием дополнительного условия. При термодинамическом равновесии пленки $(\mathbf{H}_e)_z + (\mathbf{H}_d)_z = 0$. С учетом этого из уравнений (4) нетрудно получить [32, 33], что в равновесном состоянии должны выполняться равенства

$$p_1^{eq} = 1 - p_2^{eq} = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{h_e \cos \theta_{\mathbf{H}}}{h_d^{max} \sqrt{1 + h_e^2 \sin^2 \theta_{\mathbf{H}}}} \right), \quad (6)$$

$$\theta^{eq} = \arcsin(h_e \sin \theta_{\mathbf{H}}). \quad (7)$$

Естественно, есть область относительно больших полей, где равновесное состояние однородно, т. е.

$p_1 = 1, p_2 = 0$ либо наоборот. А в области существования неоднородных решений каждому $\{h_e, \theta_{\mathbf{H}}$ и $\varphi_{\mathbf{H}} = 0\}$ соответствует конфигурация магнитных моментов частиц, задаваемая значением p_1 (или $p_2 = 1 - p_1$), с равновесными углами для намагниченностей в подансамблях $\theta_1^{eq} = \theta^{eq}$ и $\theta_2^{eq} = \pi - \theta^{eq}$. При отклонении магнитного поля от $\{h_e, \theta_{\mathbf{H}}$ и $\varphi_{\mathbf{H}} = 0\}$ для той же самой конфигурации, т.е. при тех же самых значениях p_1 или $p_2 = 1 - p_1$, которые теперь не будут равновесными, из набора решений системы (4) будут получены значения средних намагниченностей подансамблей с углами $\theta_\alpha \neq \theta_\alpha^{eq}$. Состояние магнитной пленки при этом будет метастабильным, но, если энергетическое расстояние между каждым из минимумов и разделяющим их максимумом энергии будет много больше kT , то состояние останется устойчивым при данной температуре. При достижении критического поля, соответствующего той или другой границе устойчивости данной конфигурации, заданной избранным значением p_1 (или $p_2 = 1 - p_1$), данное неравновесное состояние пленки становится неустойчивым. В этом поле должно произойти изменение рассматриваемой конфигурации, т.е. должна измениться величина p_1 и система перейдет к другой конфигурации, сохраняющей устойчивость. Если мы будем разворачивать магнитное поле в сторону уменьшения, стартуя от поля, приводящего к однородному состоянию с $p_1 = 1$, то мы дойдем вначале, как следует полагать, до критического поля возникновения неоднородного состояния [32, 33], а далее пройдем до полей несколько ниже вплоть до границы устойчивости этого состояния. Устойчивость потеряется и p_1 начнет уменьшаться. Продолжая разворачивать поле, мы должны двигаться по границе устойчивости состояния с $p_1(h_e, \theta_{\mathbf{H}}) \geq p_1^{eq}(h_e, \theta_{\mathbf{H}})$ пока не перейдем к однородному состоянию с $p_1(h_e, \theta_{\mathbf{H}}) = 0, p_2(h_e, \theta_{\mathbf{H}}) = 1$. При развертке поля противоположного знака должен реализоваться тот же сценарий с движением по границе устойчивости состояний с $p_1(h_e, \theta_{\mathbf{H}}) \leq p_1^{eq}(h_e, \theta_{\mathbf{H}})$. Таким образом, все «критические неоднородные состояния» лежат именно на этих двух границах. Если при развертке поля мы остановим ее и начнем изменять поле в обратную сторону, то энергии обоих минимумов окажутся вначале ниже максимума (барьера), величины p_1 и p_2 меняться не будут. Мы будем находиться в области устойчивого при данной температуре неоднородного состояния (устойчивое неоднородное состояние). Область существования таких состояний должна присутствовать для любой конфигурации с $0 \leq p_1 \leq 1$ и даже в окрестности критических полей перехода

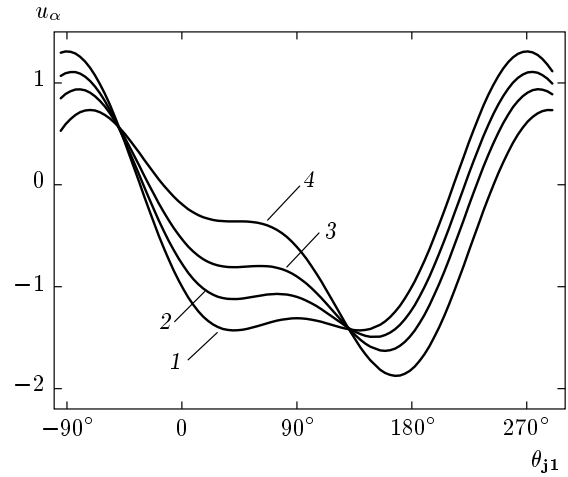


Рис. 2. Графики зависимости $u_\alpha(\theta_{j1})$ для пленки с $h_d^{max} = 3$ при $p_1 = 0.75$. Кривым 1, 2, 3, 4 отвечают поля $h_e = 1.3093, 1.1, 0.9, 0.61$, наклоненные под углом $\theta_{\mathbf{H}} = \pi/6$

к однородному состоянию при заданных $\theta_{\mathbf{H}}$.

На рис. 2 приведены расчетные графики зависимости энергии частицы $u_\alpha(\theta_{j1})$ с вектором намагниченности \mathbf{j}_1 от θ_{j1} , построенные для $p_1 = 0.75$, при $h_d^{max} = 3$ и $\theta_{\mathbf{H}} = 30^\circ$. В поле $h_e = 1.3093$ указанное значение p_1 будет соответствовать равновесному значению p_1^{eq} , а равновесные углы равны $\theta_1^{eq} = 40.8934^\circ, \theta_2^{eq} = 139.1066^\circ$. Для этих значений углов и в этом поле энергетический профиль частицы (на рис. 2 кривая 1), рассчитанный с помощью выражения (5), симметричен. Два минимума энергии вырождены и разделены барьером. Как минимум, при $T = 0$ термоактивационное изменение направлений магнитных моментов частиц заблокировано. Для этого случая z -проекция $h_e, h_e^z = 1.1339$, равна по модулю и противоположна по знаку z -проекции размагничивающего поля. Изменение направлений моментов также оказывается заблокированным при $T = 0$ и для кривых 2 и 3, где минимумы энергии $u_\alpha(\theta_{j1})$, отвечающие углам, найденным из решения уравнений (4) с тем же p_1 , уже не вырождены, но конфигурация с $p_1 = 0.75$, будучи неравновесной и неоднородной, сохраняет устойчивость.

И только кривая 4, полученная при том же p_1 с $h_e = 0.61$, где верхнего минимума уже нет и он перешел в точку перегиба, соответствует потере устойчивости данной конфигурации. Заметим, что для кривых 2–4 направления средних векторов намагниченности подансамблей частиц θ_1 и θ_2 отклоняются при уменьшении поля от их равновесных

ориентаций не одинаково. Это приводит к уменьшению модуля z -проекции размагничивающего поля более быстрому, чем уменьшение z -проекции h_e . Например, для кривой 2 с $h_e = 1.1$, $\theta_1 = 40.147^\circ$, $\theta_2 = 150.836^\circ$ z -проекция размагничивающего поля равна $h_d = -h_d^{max}(p_1 \cos \theta_1 + p_2 \cos \theta_2) = -1.065$, а z -проекция внешнего поля равна $h_e \cos \theta_H = 0.953$. Преобладающей является z -проекция размагничивающего поля. Следовательно, на низкополевой границе устойчивости (в поле меньше того, при котором рассматриваемая конфигурация системы с $p_1 = 0.75$ является равновесной) блокировка анизотропией магнитных моментов первого подансамбля преодолевается за счет преобладающей z -компоненты размагничивающего поля.

Для рассмотренной на рис. 2 конфигурации с $p_1 = 0.75$ и $\theta_H = 30^\circ$ безактивационная разблокировка магнитных моментов второго подансамбля за счет преобладающего внешнего поля будет происходить, если вводить магнитное поле большее того, при котором эта конфигурация была равновесной. При увеличении магнитного поля будет уменьшаться барьер для частиц из второго подансамбля. Именно они потеряют устойчивость на высокополевой ее границе. Таким образом, предложенный подход позволяет найти граничные поля устойчивости состояний в магнитном поле для заданной конфигурации и рассчитать критическую намагниченность неравновесного неоднородного состояния пленки в точках потери устойчивости конфигурации.

Расчет критических значений намагниченностей во внешнем магнитном поле легко формализовать. В критических точках безактивационной потери устойчивости минимум и максимум энергии частицы одного из подансамблей совпадают. Это означает, что в этих точках вторая производная функции $u_\alpha(\theta_{j\alpha})$, рассчитанная для угла, равного углу среднего вектора намагниченностей одного из подансамблей $\theta_{j\alpha} = \theta_\alpha$, должна обращаться в нуль. Иными словами, систему уравнений (3) следует дополнить условием

$$\left. \frac{\partial^2 u_\alpha(\theta_{j\alpha})}{\partial \theta_{j\alpha}^2} \right|_{\theta_{j\alpha} = \theta_\alpha} = 0. \quad (8)$$

В системе обозначений формул (4), (5) равенство (8) принимает вид

$$2 \sin^2 2\theta_\alpha - 2h_d^{max} \left(\sum_\alpha p_\alpha \cos \theta_\alpha \right) \cos \theta_\alpha + 2h_e \cos(\theta_\alpha - \theta_H) \operatorname{sign} h_e = 0. \quad (9)$$

Система уравнений (4), дополненная уравнением

(9), решается численно и позволяет найти границы устойчивости неравновесных состояний при $T = 0$ (неравновесные неустойчивые состояния в их зависимости от магнитного поля, направленного под углом θ_H к оси перпендикулярной анизотропии) для магнитной пленки с перпендикулярной анизотропией при любом значении h_d^{max} . Эти же решения позволяют найти и однородные конфигурации системы в области их энергетической выгоды.

3. ПОЛЕВЫЕ ЗАВИСИМОСТИ НАМАГНИЧЕННОСТИ ПЛЕНКИ С ПЕРПЕНДИКУЛЯРНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

Ниже мы получим и проанализируем полевые зависимости намагниченности неравновесных магнитных состояний НГ-пленки с перпендикулярной анизотропией в наклонном магнитном поле. Расчеты проведем для двух значений параметров модели.

1. *Максимально возможное размагничивающее поле больше поля анизотропии.* Это случай слабоанизотропной пленки. Конкретно, рассмотрим случай $h_d^{max} = 3$.

На рис. 3 приведены графики зависимости проекции средней намагниченности пленки на направление внешнего магнитного поля m_H , нормированной на момент насыщения $m_s = f_v j_0$, рассчитанные с помощью системы уравнений (4), дополненной уравнением (9), для $\theta_H = 0$. Внешнее поле изменяется от насыщающего при $h_e > 0$, когда $h_e \uparrow z$, до насыщающего при $h_e < 0$, когда $h_e \downarrow z$. Величина H -проекции намагниченности определяется в виде $m_H = f_v j_0 \sum_\alpha p_\alpha \cos(\theta_\alpha - \theta_H)$.

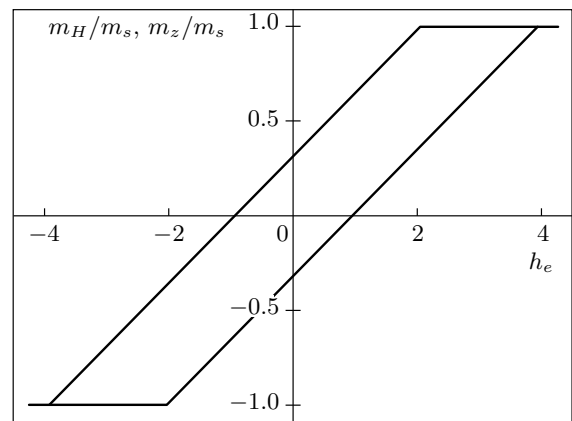


Рис. 3. Графики нормированной зависимости намагниченности m_H/m_s для нормального намагничивания $\theta_H = 0$ для $h_d^{max} = 3$

Для ориентации поля $\theta_{\mathbf{H}} = 0$ решения системы (4), (9) дают величины углов магнитных моментов подансамблей $\theta_{\alpha} = 0, \pi$, поэтому критическая намагниченность зависит только от вероятностей p_{α} [40]. На рис. 3 полевой зависимости критической намагниченности отвечают участки с линейной зависимостью от поля. Для верхнего линейного участка зависимости она на интервале $H_e \in [-H_d^{max} - H_A, H_d^{max} - H_A]$ описывается выражением $m_H = f_v j_0(H_e + H_A)/H_d^{max}$; для нижнего на интервале $H_e \in [-H_d^{max} + H_A, H_d^{max} + H_A]$ она сдвинута на $2H_A$ и соответствует $m_H = f_v j_0(H_e - H_A)/H_d^{max}$. Такой ход зависимости $m_H(h_e)$ является следствием линейной зависимости вероятностей $p_{1,2}(H_e)$. Для верхней кривой на рис. 3 имеем

$$p_{1,2}(h_e) = \frac{1}{2} \left(1 \pm \frac{h_e + h_a}{h_d^{max}} \right),$$

где верхний знак отвечает первому подансамблю частиц, а нижний — второму (с учетом $h_a = 1$, согласно принятой системе обозначений).

Графики зависимости $m_H(h_e)$ на рис. 3 отвечают традиционному протоколу получения петель гистерезиса. Действительно, в протоколе вывода магнитного поля от значения $H_e > H_d^{max} + H_A$ сначала до точки $H_e = H_d^{max} - H_A$ намагниченность пленки будет насыщенной, $p_1 = 1$, причем при $H_e \in [H_d^{max}, H_d^{max} + H_A]$ и $H_e \in [-H_d^{max} - H_A, -H_d^{max}]$ реализуется равновесное устойчивое состояние пленки, а при $H_e \in [H_d^{max} - H_A, H_d^{max}]$ и $H_e \in [-H_d^{max}, -H_d^{max} + H_A]$ состояние пленки на полученных кривых будет неравновесным устойчивым. При дальнейшем уменьшении поля намагничивание будет идти по линейному наклоненному участку полевой зависимости критической намагниченности. Неустойчивость ориентации магнитных моментов частиц первого подансамбля для верхней ветви линейного участка петли обеспечивается условием $(H_e)_z + (H_d)_z + (H_A)_z = 0$. Это же условие обеспечивает неустойчивость магнитных моментов частиц второго подансамбля для нижней ветви петли гистерезиса на рис. 3 при вводе поля $H_e \in [-H_d^{max} + H_A, H_d^{max} + H_A]$.

Таким образом, при нормальном намагничивании петля состоит из горизонтального участка равновесного намагничивания, который при уменьшении поля переходит в горизонтальный участок, отвечающий неравновесному устойчивому состоянию пленки, а наклоненные участки петли отвечают полевой зависимости критической намагниченности пленки.

На рис. 4 показаны полевые зависимости про-

екций намагниченности на направление магнитного поля m_H/m_s и на нормаль к плоскости пленки m_z/m_s , полученные с помощью решения системы уравнений (4) и (9) в магнитном поле, наклоненном на разные углы $\theta_{\mathbf{H}} \neq 0$. Напомним, что размагничивающее поле $H_d(H_e) = -N_{zz}m_z(H_e)$ прямо пропорционально

$$m_z = m_s \sum_{\alpha} p_{\alpha} \cos \theta_{\alpha}.$$

Отметим, что в точке $H_e = 0$ критическая намагниченность направлена вдоль нормали к плоскости пленки и равна

$$m_z(H_e = 0) = m_s (p_1(H_e = 0) - p_2(H_e = 0)) = \\ = \pm m_s H_A / H_d^{max}.$$

При этом проекция намагниченности на направление магнитного поля в точке $H_e = 0$ уменьшается по мере возрастания угла $\theta_{\mathbf{H}}$:

$$m_H(H_e = 0) = m_z(H_e = 0) \cos \theta_{\mathbf{H}}.$$

В отличие от намагничивания нормальным полем при $\theta_{\mathbf{H}} > 0$ размагничивающее поле на границе устойчивости неравновесного состояния нелинейно зависит от величины внешнего магнитного поля. Углы направлений магнитных моментов обоих подансамблей на границе устойчивости зависят от $\theta_{\mathbf{H}}$.

Данные расчетов показывают, что при углах $0 \leq \theta_{\mathbf{H}} \leq 45^\circ$ кривые, приведенные на рис. 4, отвечают ожидаемым для гистерезиса с традиционным протоколом развертки магнитного поля.

При увеличении наклона магнитного поля $\theta_{\mathbf{H}}$ в петлях зависимостей m_H/m_s и m_z/m_s ширины интервалов устойчивого равновесного намагничивания и устойчивого неравновесного намагничивания уменьшаются. Для больших наклонов поля петли m_H/m_s и m_z/m_s отвечают полевым зависимостям критической намагниченности.

На графиках рис. 4 хорошо видно очевидное свойство критической намагниченности: величина ее z -проекции в нулевом поле не зависит от $\theta_{\mathbf{H}}$, $m_z(\theta_{\mathbf{H}})|_{H_e=0} = \text{const}$. Также не зависят от угла наклона поля и величины критических вероятностей в нулевом поле

$$p_{1,2}(H_e = 0) = \frac{1}{2} \left(1 \pm \frac{H_A}{H_d^{max}} \right).$$

В области $\theta_{\mathbf{H}}$ близких к 90° рассчитанные и показанные на рис. 4 кривые для полевой зависимости H -проекции критической намагниченности качественно отличаются от ожидаемого хода гистерезиса при этих углах при конечной температуре. Это

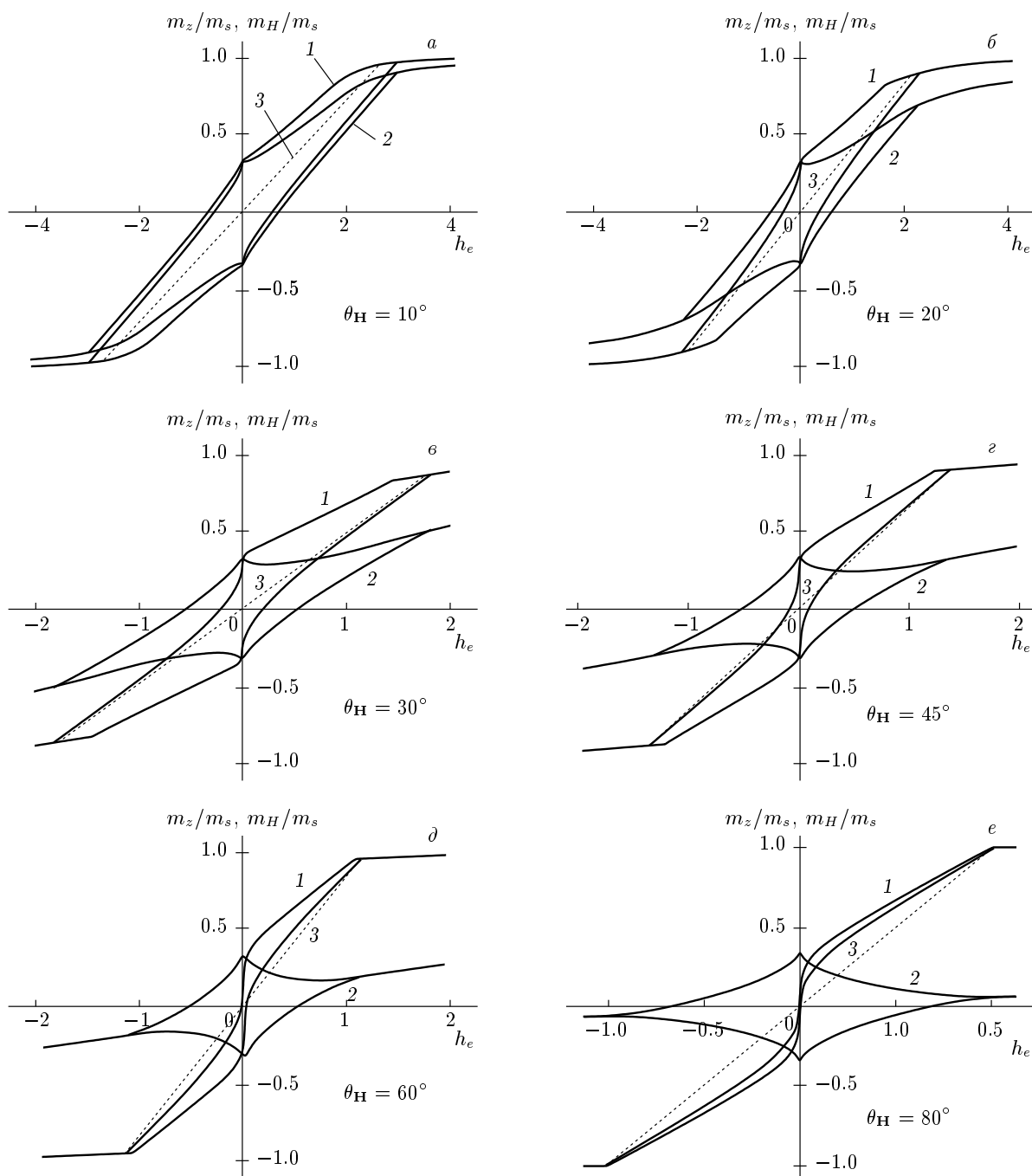


Рис. 4. Графики нормированной зависимости намагниченности m_H/m_s и m_z/m_s для $h_d^{max} = 3$ в наклонных магнитных полях под разными углами θ_H . Кривые 1, 2 соответствуют проекциям m_H/m_s , m_z/m_s , кривая 3 отвечает проекции на поле при равновесном намагничивании

можно видеть, например, для кривых при $\theta_H = 80^\circ$ (см. рис. 4e).

На рис. 4a–4e видно, что для зависимости m_H/m_s ее кривая равновесного намагничивания лежит за пределами полевой зависимости критической намагниченности.

Для объяснения этой особенности на рис. 5 приведены графики полевых зависимостей p_1 (рис. 5) для разных углов наклона магнитного поля.

На рис. 5 видно, что зависимости $p_1(h_e)$ имеют

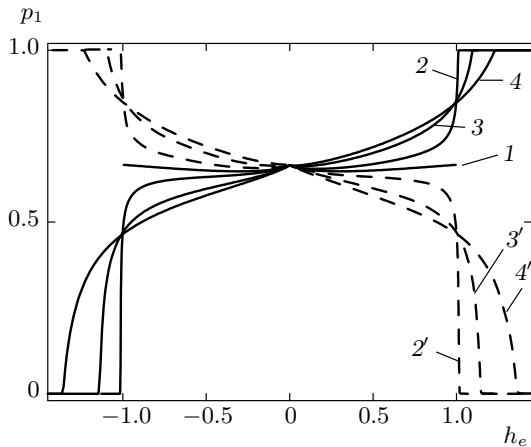


Рис. 5. Полевые зависимости величины критической вероятности p_1 для различных θ_H . Кривые 1, 2, 3, 4 рассчитаны соответственно для $\theta_H = 90^\circ, 80^\circ, 60^\circ, 45^\circ$. Кривые 2', 3', 4' соответствуют расчету p_1 для тех же углов, что и 2, 3, 4, при выборе в качестве подсистемы гранул 1 той, у которой знак проекции магнитного момента на нормаль к пленке противоположен случаю расчета кривых 2, 3, 4

максимум в $h_e = 0$ при $\theta_H \rightarrow 90^\circ$ и минимумы в конечных полях, например, для $\theta_H = 80^\circ$ точке минимума отвечает поле $h_e = 0.18$. Это означает, что в интервале $0 < h_e \leq 0.18$ величина p_1 и критическая намагниченность возрастают при уменьшении величины h_e , чего не должно происходить для обычного процесса получения петли гистерезиса при выводе магнитного поля. Действительно, возрастание вероятности p_1 при выводе поля в области $h_e \rightarrow 0$ означало бы, что частицы опрокидываются из более низкоэнергетического минимума энергии в метастабильный более высокоэнергетичный, увеличивая относительную долю частиц в нем.

Таким образом, в этой области углов θ_H полученные значения критической намагниченности не будут реализовываться при получении петель гистерезиса по обычно принятой процедуре. Например, при получении ветви петли гистерезиса для $\theta_H = 80^\circ$ на выводе магнитного поля от насыщающего значения на участке $0 < h_e \leq 0.18$ значение p_1 будет зафиксировано его величиной, равной $p_1(h_e = 0.18) = 0.655$. В результате, на участке петли $0 < h_e \leq 0.18$ намагниченность будет отвечать неравновесному устойчивому состоянию с указанным p_1 , а не критическому состоянию на границе устойчивости.

Для $\theta_H = 80^\circ$ получаемая в цикле ввода/вывода магнитного поля петля гистерезиса в области нулевого поля будет качественно отличаться от полевой

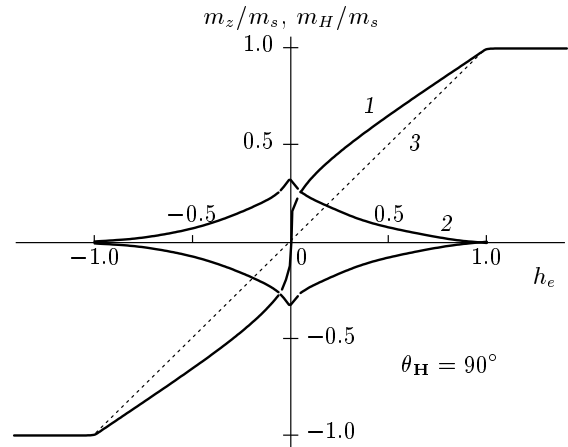


Рис. 6. Полевые зависимости критических намагниченностей для $\theta_H = 90^\circ$. Кривые 1, 2 соответствуют ходу проекций m_H/m_s и m_z/m_s , кривая 3 отвечает проекции на поле при равновесном намагничивании

зависимости критической намагниченности $m_H(h_e)$, так как в этих полях участку петли будет отвечать намагниченность неравновесного устойчивого состояния, а не критическая намагниченность, как при меньших углах θ_H . Для угла $\theta_H = 80^\circ$ на петле гистерезиса уменьшится величина реманентной намагниченности и уменьшится величина коэрцитивной силы по сравнению с полученными для петли критической намагниченности.

На рис. 6 приведены полевые зависимости критической и равновесной намагниченностей для $\theta_H = 90^\circ$. Как видно, для угла $\theta_H = 90^\circ$ гистерезис критической намагниченности наблюдается только для m_z/m_s , причем его нижняя и верхняя ветви симметричны при отражении относительно координатных осей, а ход критической зависимости m_H/m_s сильно отличается от ее равновесной зависимости. Устойчивому равновесному состоянию пленки при $\theta_H = 90^\circ$ и при $H_e < H_A$ отвечают $p_1 = p_2 = 1/2$, $\cos \theta_{1,2} = H_e/H_A$, в котором намагниченность прямо пропорциональна напряженности магнитного поля: $m_H = m_s H_e/H_A$, $m_z = 0$. Ход этой прямо пропорциональной зависимости для намагниченности на рис. 6 имеет вид линейного наклонного участка. В равновесном состоянии размагничивающее поле равно нулю.

Гистерезис z -проекции критической намагниченности при $\theta_H = 90^\circ$ связан с тем, что при намагничивании магнитным полем, лежащим в плоскости пленки, размагничивающее поле в неравновесном состоянии оказывается не равным нулю. В неравновес-

ном состоянии на магнитный момент частицы, кроме внешнего магнитного поля, лежащего в плоскости пленки, действует еще и размагничивающее поле, которое направлено перпендикулярно плоскости пленки. Поэтому результирующее магнитное поле, в котором находятся частицы, больше, чем внешнее магнитное поле. Размагничивающее поле компенсирует поле анизотропии частицы и поэтому ее намагничивание в \mathbf{H}_e в малых полях происходит быстрее, чем в равновесном случае. При этом зависимость для H -проекции критической намагниченности не имеет гистерезиса. Интересно отметить, что ее производная в нулевом поле стремится к бесконечности $\partial m_H / \partial H_e |_{H_e \rightarrow 0, \theta_H = 90^\circ}$. Этот результат является следствием того, что при $\mathbf{H}_e = 0$ в критической точке поле анизотропии и размагничивающие поля скомпенсированы, а поэтому при введении внешнего магнитного поля, направленного перпендикулярно оси анизотропии частиц, «подкос» их магнитных моментов не имеет какого-либо противодействия со стороны поля анизотропии. При возрастании поля компенсация поля анизотропии и размагничивающего поля расстраивается, однако, несмотря на это, имеет место более быстрый ход полевой зависимости H -проекции критической намагниченности. Полученный результат означает, что даже для $\theta_H = 90^\circ$ в системе могут реализоваться устойчивые неравновесные состояния, несмотря на симметричность прикладываемого поля по отношению к обоим направлениям оси анизотропии гранул.

Зависимости для критической намагниченности, получаемые в расчетах с θ_H , приближающихся к 90° , могут быть экспериментально проверены, но для их получения требуются достаточно низкие температуры и специальный протокол намагничивания. При $\theta_H = 90^\circ$ кривые H -проекций критической намагниченности m_H/m_s в интервале полей $H_e \in [0, +H_A]$ можно получить, если предварительно намагнитить пленку полем $\mathbf{H}_e \uparrow z$, причем $H_e > H_d^{max} + H_A$. После выключения этого поля пленка будет намагничена с остаточной намагниченностью $m^r \uparrow z$, равной $m^r = m_z(H_e = 0) = m_s H_A / H_d^{max}$. Если после такого предварительного намагничивания ввести наклонное поле с θ_H близким к 90° , разворачивая его от нуля до H_A , то зависимость $m_H(H_e)$ должна быть подобной верхней кривой $m_H(h_e)$ на рис. 6 или кривой для $\theta_H = 80^\circ$ на рис. 4е.

Однако нужно отметить, что, как видно на рис. 5, полевая зависимость критической величины p_1 для $\theta_H = 90^\circ$ имеет максимум при $h_e = 0$ с точкой минимума в поле $h_e = 0.305$ и ее величина в этих точ-

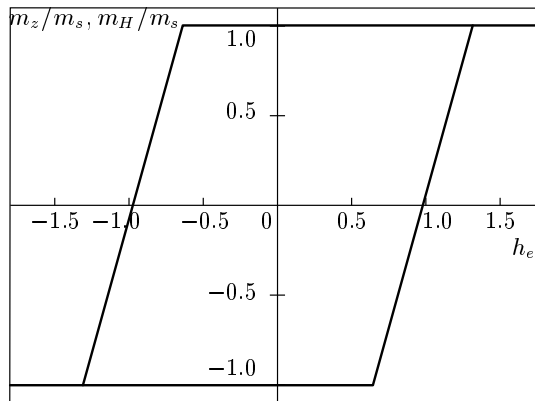


Рис. 7. Расчетный график магнитополевой зависимости намагниченности m_H/m_s для $\theta_H = 0$ при $h_d^{max} = 1/3$

ках равна 0.648. Это означает, что при выводе магнитного поля намагничивание пленки будет мало отличаться от зависимости, приведенной на рис. 6 с незначительными, порядка 10%, количественными отклонениями в интервале полей $|h_e| < 0.305$. Иными словами, даже при выводе магнитного поля может быть получена нелинейная зависимость намагниченности, сильно отличающаяся от равновесной, прямо пропорциональной вводимому полю. При выводе магнитного поля в интервале $|h_e| < 0.305$ полевая зависимость намагниченности будет отвечать неравновесному устойчивому состоянию пленки, а на участке $0.305 < |h_e| < 1$ будет критическое намагничивание.

2. Расчеты для случая, когда поле анизотропии больше максимального размагничивающего поля. Это случай сильноанизотропной пленки. Конкретно, рассмотрен случай $h_d^{max} = 1/3$.

На рис. 7 приведен график для z -проекции намагниченности, полученный из решения системы уравнений (4) и (9), для нормальной ориентации внешнего магнитного поля. Как и для слабоанизотропной пленки, углы ориентации магнитных моментов частиц подансамблей соответствуют $\theta_\alpha = 0, \pi$. Критическая намагниченность линейно зависит от магнитного поля и описывается такими же самыми выражениями, что и для слабоанизотропного случая. Однако реманентная намагниченность в этом случае равна $m^r = m_z(H_e = 0) = m_s$. Это существенное отличие сильноанизотропной пленки от слабоанизотропной. У сильноанизотропной пленки в нулевом поле для рассматриваемого примера будет неравновесное устойчивое состояние с предельной намагниченностью.

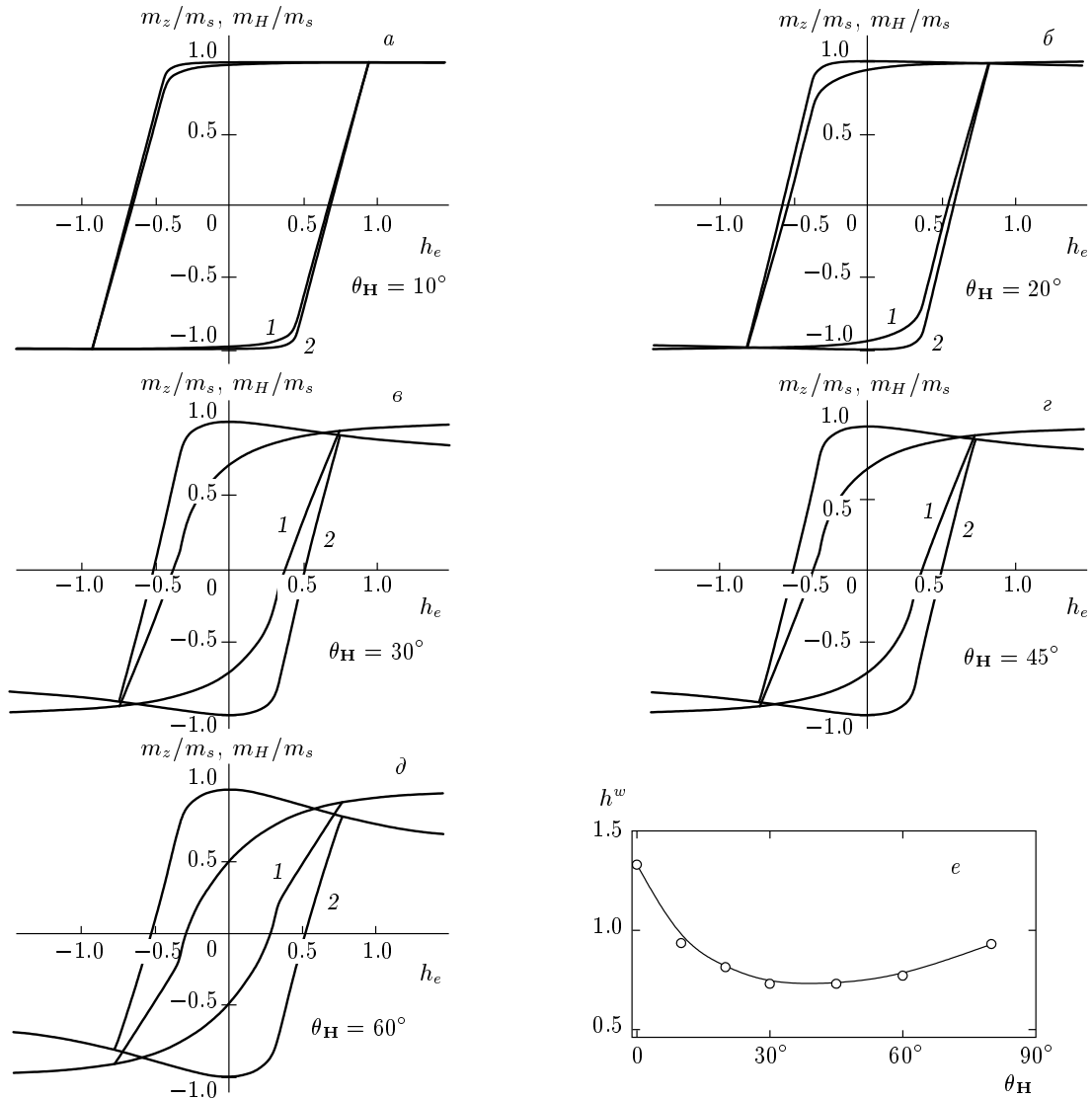


Рис. 8. Графики зависимости m_H/m_s и m_z/m_s от поля для $h_d^{max} = 1/3$ в наклонных магнитных полях под разными углами θ . Кривые 1, 2 отвечают проекциям m_H/m_s , m_z/m_s ; e — угловая зависимость ширины петли гистерезиса для m_H/m_s , $h^w(\theta_H)$

Таким образом, при нормальном намагничивании сильноанизотропной пленки при выводе магнитного поля сначала на горизонтальном участке состояние пленки будет равновесным устойчивым, затем неравновесным устойчивым, а только после смены знака поля имеется наклонный участок с критической намагниченностью.

На рис. 8 приведены зависимости проекций m_H/m_s и m_z/m_s от приложенного магнитного поля, полученные из решений системы уравнений (4) и (9), для разных углов θ_H . Для верхних ветвей зависимостей m_H/m_s на рис. 8 величина $p_1(h_e)$ непрерывно уменьшается от 1 до 0 при уменьшении h_e . Соответ-

ственно, для нижних ветвей m_H/m_s величина $p_1(h_e)$ непрерывно возрастает от 0 до 1 при возрастании h_e .

На рис. 8 полевым зависимостям критической намагниченности отвечают почти линейные участки петли гистерезиса. Переход к ним от области равновесного однородного намагничивания проходит через область неравновесного однородного намагничивания с $p_1 = 1$ для верхних кривых и $p_2 = 1$ для нижних кривых. В области однородного намагничивания нелинейность зависимости намагниченности от поля возрастает по мере увеличения наклона поля. Величины реманентной намагниченности для зависимостей на рис. 7 равны $m_z^r = m_s$, $m_H^r = m_s \cos \theta_H$.

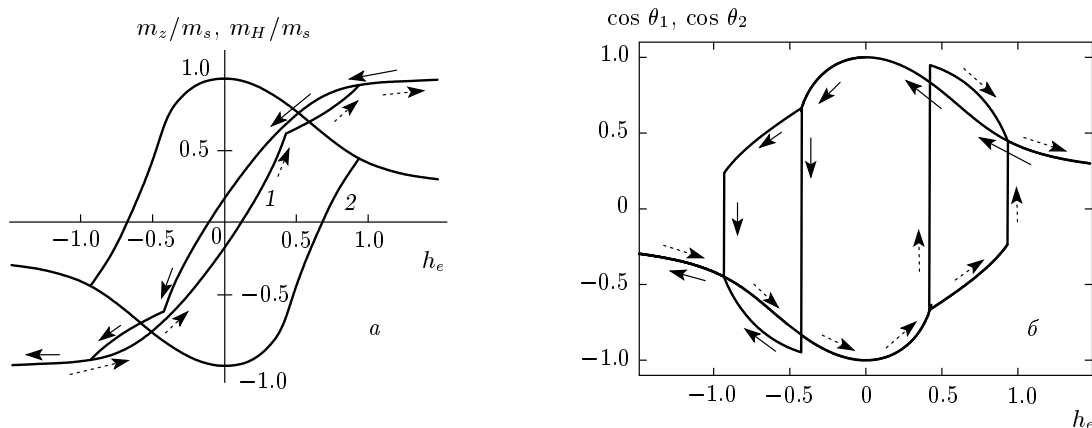


Рис. 9. Полевые зависимости для m_H/m_s (кривые 1), m_z/m_s (кривые 2) и для $\cos\theta_1(h_e)$, $\cos\theta_2(h_e)$ в наклонном магнитном поле с $\theta_H = 80^\circ$ и $h_d^{max} = 1/3$. Стрелки, направленные влево, отвечают верхним кривым петлям критической намагниченности, а стрелки, направленные вправо, — нижним кривым этих петлей

На рис. 8 видно, что величина коэрцитивного поля H_c уменьшается с ростом угла наклона магнитного поля θ_H .

Отметим, что для углов $\theta_H = 10^\circ$ и $\theta_H = 20^\circ$, несмотря на наклон магнитного поля, графики полевой зависимости m_z/m_s хорошо (лучше, чем зависимости m_H/m_s) сохраняют z -образный вид петель гистерезиса. Эта особенность может быть полезной для интерпретации некоторых результатов, наблюдаемых в экспериментах, приведенных, например, в работах [34–39]).

На рис. 8e показана угловая зависимость величины поля ширины петли гистерезиса $h^w(\theta_z)$, отвечающего интервалу полей $[-h^w, h^w]$, в пределах которого существует гистерезис m_z/m_s . Видно, что в интервале углов $\theta_H = 30^\circ$ – 60° ширина петли уменьшается почти в два раза. При этом остаточная намагниченность в нулевом поле, которая в пленках с перпендикулярной анизотропией ориентирована вдоль нормали к пленке, остается неизменной и равной $m_z^r = m_s$. Другими словами, перемагничивание сильноанизотропной пленки с изменением знака m^r легче осуществлять в наклонном поле. Для этого требуется введение меньших полей.

На рис. 9 приведены полученные с помощью системы уравнений (4) и (9) зависимости проекций намагниченности m_H/m_s и m_z/m_s для $h_d^{max} = 1/3$ в наклонном магнитном поле с $\theta_H = 80^\circ$ и зависимости $\cos\theta_1(h_e)$ и $\cos\theta_2(h_e)$. Точке излома на кривых m_H/m_s отвечает переход от однородного состояния к неоднородному и ансамбль разбивается на два подансамбля. В этих точках также имеется особенность и в зависимости для углов направлений маг-

нитных моментов частиц.

Кривые на рис. 9 не отвечают ожидаемым равновесным для направления поля θ_H , приближающегося к 90° , так же как и кривые при аналогичных углах для слабоанизотропной пленки. Причины такого отличия здесь те же, что и обсужденные выше при анализе результатов для слабоанизотропной пленки. Как обсуждалось там, подобные зависимости могут быть получены в эксперименте при специальном, обсужденном выше, протоколе измерения кривых перемагничивания.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено исследование полевых зависимостей намагниченности неравновесных состояний пленок с перпендикулярной анизотропией в наклонных полях для $T = 0$. Получено, что как для слабо-, так и для сильноанизотропной наногранулярной магнитной пленки с перпендикулярной анизотропией гранул петли перемагничивания (и гистерезиса) включают три разных участка, которым отвечают физические разные состояния пленки — это однородное (равновесное) устойчивое состояние, неравновесное устойчивое состояние и неравновесное состояние на границе устойчивости. В первом из этих состояний зависимость магнитной энергии пленки от ориентации магнитных моментов гранул имеет два минимума. Моменты всех гранул ориентированы в направлении минимума с меньшей энергией. Во втором из состояний указанная зависимость также имеет два минимума. При этом магнитные моменты ориенти-

рованы в направлении минимума с большей энергией. В третьем из указанных состояний один из этих минимумов при заданном относительном распределении населенностей указанных минимумов во внешнем магнитном поле имеет энергию равную высоте барьера между минимумами и, таким образом, соответствующий минимум превращается в точку перегиба. В результате в этом состоянии любое изменение величины или направления внешнего поля ведет к безактивационному изменению распределения числа гранул с ориентациями моментов, соответствующими двум упомянутым их ориентациям. Магнитополевая зависимость критической намагниченности связана с конкуренцией z -компоненты наклонного внешнего магнитного поля, размагничивающего поля и поля магнитной анизотропии частиц. Если бы размагничивающее поле отсутствовало, то в критической точке произошел бы ориентационный фазовый переход всех магнитных моментов частиц ансамбля. Размагничивающее поле приводит к тому, что на кривой гистерезиса появляется целый интервал полей, в пределах которого состояние частиц пленки (точнее, одного из ее подансамблей) является критическим, т.е. переходит с изменением поля от одного распределения направлений моментов гранул по двум возможным состояниям к другому.

Следует также отметить, что проявления неравновесности в НГ-пленках с перпендикулярной анизотропией, с отношением поля анизотропии к максимальному полю размагничивания больше или меньше единицы физически имеют общую природу и они подобны. Однако для этих пленок имеются и важные качественные различия. В точке нулевого поля у слабоанизотропной пленки наблюдается критическое неравновесное состояние, а у сильноанизотропной пленки в нулевом поле состояние неравновесное, но устойчивое. Магнитополевые зависимости критической намагниченности для всех углов наклонного поля у сильноанизотропной пленки близки к линейной зависимости от магнитного поля, а у слабоанизотропной пленки критическая намагниченность нелинейно зависит от поля, особенно вблизи нулевого поля. Сильная нелинейность полевой зависимости критической намагниченности вблизи нулевого поля модифицирует изменение вида петли от z -типа при нормальном намагничивании к s -типу при увеличении угла наклона магнитного поля.

Получено, что в области наклона магнитных полей с θ_H близким к 90° (поле почти в плоскости пленки) результаты, полученные для $T = 0$, должны иметь качественные отличия от ожидаемых для таких наклонов магнитного поля при конечных тем-

пературах. Как обсуждено, они могут наблюдаться в эксперименте при низких, но конечных температурах при использовании специального протокола измерения кривых перемагничивания с предварительно приготовленной неравновесностью в пленке.

Работа частично выполнена в рамках целевой программы НАН Украины по нанофизике и наноструктурам (грант № 1.13-Н./19).

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Sun, C. B. Murray, D. Weller et al., *Science* **287**, 1989 (2000).
2. D. Weller, A. Moser, L. Folks et al., *IEEE Trans. Magn.* **36**, 10 (2000).
3. C. A. Ross, *Ann. Rev. Mater. Res.* **31**, 203 (2001).
4. R. H. Victora, J. Xue, and M. Patwari, *IEEE Trans. Magn.* **38**, 1886 (2002).
5. R. Skomski, *J. Phys.: Condens. Matter* **15**, R841 (2003).
6. M. L. Yan, X. Z. Li, L. Gao et al., *Appl. Phys. Lett.* **83**, 3332 (2003).
7. D. Kechrakos and K. N. Trohidou, *J. Magn. Magn. Mat.* **262**, 107 (2003).
8. J. Bansmann, S. H. Baker, C. Binns et al., *Surf. Sci. Rep.* **56**, 189 (2005).
9. P. С. Исхаков, С. В. Комогорцев, Е. А. Денисова и др., *Письма в ЖЭТФ* **86**, 534 (2007).
10. L. Neel, *Ann. Geophys.* **5**, 99 (1949).
11. C. P. Bean and J. D. Livingston, *J. Appl. Phys.* **30**, 120S (1959).
12. C. Stamm, F. Marty, A. Vaterlaus et al., *Science* **282**, 449 (1998).
13. W. F. Brown, *Phys. Rev.* **130**, 1677 (1963).
14. S. A. Majetich and Y. Jin, *Science* **284**, 470 (1999).
15. А. А. Тимофеев, В. М. Калита, С. М. Рябченко, *ФНТ* **34**, 560 (2008).
16. S. V. Komogortsev, E. A. Denisova, R. S. Iskhakov et al., *J. Appl. Phys.* **113**, 17C105 (2013).
17. Е. З. Мейлихов, Р. М. Фарзетдинова, *ЖЭТФ* **121**, 825 (2002).
18. П. В. Бондаренко, А. Ю. Галкин, Б. А. Иванов, *ЖЭТФ* **139**, 1127 (2011).

19. А. М. Шутый, ЖЭТФ **137**, 277 (2010).
20. S. Morup, *Hyperfine Interact.* **90**, 171 (1994).
21. N. J. O. Silva, J. S. Amaral, V. S. Amaral et al., *J. Phys.: Condens. Matter* **21**, 046003 (2009).
22. В. В. Кокорин, И. А. Осипенко, *Письма в ЖЭТФ* **29**, 665 (1979).
23. A. A. Timopheev, V. M. Kalita, S. M. Ryabchenko et al., *J. Appl. Phys.* **108**, 053902 (2010).
24. С. М. Рябченко, А. А. Тимофеев, В. М. Калита и др., ФНТ **36**, 861 (2010).
25. W. Kleemann, O. Petravic, C. Binek et al., *Phys. Rev. B* **63**, 134423 (2001).
26. A. A. Timopheev, S. M. Ryabchenko, V. M. Kalita et al., *J. Appl. Phys.* **108**, 033919 (2010).
27. E. C. Stoner and E. P. Wohlfarth, *Phil. Roy. Soc. London Phil. Trans. Ser. A* **240**, 599 (1948).
28. Л. Д. Ландау, Е. М. Лившиц, *Электродинамика сплошных сред*, Наука, Москва (1992).
29. R. Skomski, G. C. Hadjipanayis, and D. J. Sellmyer, *IEEE Trans. Magn.* **43**, 2956 (2007).
30. A. N. Dobrynin, V. M. T. S. Barthem, and D. Givord, *Appl. Phys. Lett.* **95**, 052511 (2009).
31. G. N. Kakazei, A. F. Kravets, N. A. Lesnic et al., *J. Appl. Phys.* **85**, 5654 (1999).
32. В. М. Калита, С. М. Рябченко, ФНТ **38**, 253 (2012).
33. V. M. Kalita, A. F. Lozenko, S. M. Ryabchenko et al., *J. Phys.: Condens. Matter* **25**, 066009 (2013).
34. T. Itoh, T. Kato, S. Iwata, and S. Tsunashima, *IEEE Trans. Magn.* **41**, 3217 (2005).
35. Yun-Chung Wu, Liang-Wei Wang, and Chih-Huang Lai, *Appl. Phys. Lett.* **91**, 072502 (2007).
36. G. R. Trichy, D. Chakraborti, J. Narayan et al., *J. Phys. D: Appl. Phys.* **40**, 7273 (2007).
37. R. Ikeda, M. Kagami, T. Kato et al., *J. Magn. Soc. Jpn.* **33**, 493 (2009).
38. J. L. Tsai, J. C. Huang, H. W. Tai et al., *J. Magn. Magn. Mat.* **239**, 6 (2013).
39. A. Perumal, L. Zhang, Y. K. Takahashi et al., *J. Appl. Phys.* **108**, 083907 (2010).
40. В. М. Калита, А. А. Тимофеев, С. М. Рябченко, ЖЭТФ **139**, 508 (2011).