

# Гистерезис петель перемагничивания в пленках с перпендикулярной анизотропией в наклонном магнитном поле

С.М. Рябченко<sup>1</sup>, В.М. Калита<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*Институт физики НАН Украины, пр. Науки, 46, г. Киев, 03028, Украина*  
E-mail: ryabch@iop.kiev.ua, ryabch@voliacable.com;  
vmkalita@ukr.net

<sup>2</sup>*Национальный технический университет Украины «Киевский политехнический институт им. Игоря Сикорского» пр. Победы, 37, г. Киев, 03056, Украина*

Статья поступила в редакцию 29 мая 2017 г., опубликована онлайн 25 сентября 2017 г.

Проведен численный расчет петель перемагничивания наногранулярных пленок с перпендикулярной анизотропией в наклонном магнитном поле при конечной температуре для «параметров качества» пленки как меньше, так и больше единицы. Расчет выполнен с учетом размагничивающего поля пленки в двухуровневом приближении для энергии гранулы. Получено, что гистерезис полей перехода между состояниями с одинаковым направлением магнитных моментов всех гранул и с разными направлениями сужается с ростом температуры и угла отклонения поля от нормали к пленке. С ростом отклонения поля этот гистерезис обращается в нуль, и переход происходит от однородно намагниченного состояния гранул к равновесному неоднородному без гистерезиса. В случае больших углов отклонения поля при конечной температуре намагничивание состоит из трех участков. В центре кривой намагничивания имеется гистерезисный участок с разнонаправленными магнитными моментами частиц. С ростом абсолютного значения поля он переходит в участок равновесного безгистерезисного намагничивания с разнонаправленными магнитными моментами частиц. А затем этот безгистерезисный участок переходит к состоянию с однородным направлением магнитных моментов всех частиц.

Проведено числовий розрахунок петель перемагнічування наногранулярних плівок з перпендикулярною анізотропією в нахиленому магнітному полі при кінцевій температурі для «параметрів якості» плівки як менших, так і більших за одиницю. Розрахунок виконаний з урахуванням поля плівки, що розмагнічує, у дворівневому наближенні для енергії гранули. Отримано, що гістерезис полів переходу між станами з однаковим напрямком магнітних моментів всіх гранул та з різними напрямками, зростає з ростом температури й кута відхилення поля від нормалі до плівки. З ростом відхилення поля цей гістерезис обертається на нуль, та перехід відбувається від однорідно намагніченого стану гранул до рівноважного неоднорідного без гістерезису. У випадку великих кутів відхилення поля при кінцевій температурі намагнічування складається із трьох ділянок. У центрі кривої намагнічування є гістерезисна ділянка з різнонаправленими магнітними моментами частинок. Зі зростанням абсолютного значення поля вона переходить у ділянку рівноважного безгістерезисного намагнічування з різнонаправленими магнітними моментами частинок. А потім ця безгістерезисна ділянка переходить до стану з однорідним напрямком магнітних моментів всіх частинок.

PACS: 75.30.Gw Магнитная анизотропия;  
75.60.Jk Механизмы размагничивания;  
75.60.Ej Кривые намагничивания, гистерезис; Баркхаузен и связанные с ним эффекты;  
75.70.Ak Магнитные свойства монослоев и тонких пленок.

Ключевые слова: наногранулярная пленка, перпендикулярная анизотропия, поле размагничивания, гистерезис, коэрцитивное поле.

## 1. Введение

Наногранулярные пленки с перпендикулярной анизотропией (ПА), т.е. одноосной анизотропией, легкая ось которой направлена вдоль нормали к пленке, привлекают внимание исследователей, прежде всего как перспективные среды для магнитной записи [1–4]. Для их использования в этих целях нужно, чтобы они обладали заметным гистерезисом [5] при рабочей температуре, т.е. не были суперпарамагнитными [6]. Иными словами, температура блокировки термоактивированной переориентации магнитных моментов гранул  $T_b$  была в них заметно выше рабочей температуры.

Важной особенностью пленок с ПА является конкуренция перпендикулярной анизотропии с магнитостатической анизотропией пленки как целого. Энергия ПА имеет минимум, когда магнитные моменты направлены вдоль нормали к пленке. В то же время минимум магнитостатической энергии пленки достигается тогда, когда средний магнитный момент вдоль ее нормали обращается в нуль. Поэтому в отсутствие магнитного поля магнитные моменты гранул будут в равной мере направлены вдоль нормали к пленке и в противоположном направлении. Средняя намагниченность пленки будет равна нулю.

Важной характеристикой наногранулярных пленок с ПА является отношение величины энергии ПА к максимально возможной энергии легкоплоскостной анизотропии пленки как целого, связанной с полем размагничивания. Обычно это отношение заменяют отношением «поля перпендикулярной анизотропии»,  $H_A = 2K / M_S$ , к максимальному полю размагничивания пленки,  $H_d^{\max} = 4\pi M_S$ , вводя «фактор качества»  $Q = H_A / H_d^{\max} = K / 2\pi M_S^2$  [7] (здесь  $K$  — константа анизотропии гранулы,  $M_S$  — намагниченность насыщения пленки).

В случае сплошных ферромагнитных пленок с ПА, указанная конкуренция приводит к разбиению пленки на домены [8]. Намагниченность в каждом из них ориентирована перпендикулярно пленке, но противоположна в соседних доменах. В пренебрежении энергией доменных стенок, это ведет к минимуму энергии, связанной с ПА, и одновременно к минимуму положительной энергии размагничивания пленки как целого, поскольку она пропорциональна средней намагниченности пленки вдоль ее нормали. Отношение объемов пленки, относящихся к разным доменам указанного типа, является функцией величины и направления приложенного магнитного поля, а также поля ПА и максимально возможного поля размагничивания [8]. В некотором магнитном поле система доменов должна перейти в однородно намагниченное состояние. Его намагниченность будет после этого близка к направлению внешнего поля [8]. Этот переход должен происходить критически [8].

В случае пленки, состоящей из однодоменных ферромагнитных гранул, ПА может возникать как анизотропия, свойственная каждой грануле. Это может быть одноосная кристаллографическая анизотропия гранул, если они монокристаллические с одинаково ориентированными кристаллографическими осями всех гранул [9,10]. Часто важной является одногранулярная магнитная анизотропия формы гранулы [11,12]. При этом все гранулы могут быть представлены как одинаковые эллипсоиды вращения с длинной осью вдоль нормали к пленке. Предполагается при этом, что возможная кристаллографическая анизотропия каждой гранулы, со случайно ориентированными осями, достаточно мала, и ею можно пренебрегать.

Для пленки с ПА, состоящей из однодоменных гранул с одноосной магнитной анизотропией, аналогом многодоменного состояния сплошной пленки с ПА будет то, что направления намагниченности гранул, которые уже «домены», во внешних полях, меньших критического поля перехода к «однородной намагниченности» пленки, разобьются на две группы [13]. У одной группы гранул намагниченности будут направлены в направлении более близком к «вдоль», а у второй к «против», условно выбранного «положительного» направления нормали к пленке. Более строго, эти направления будут зависеть от направления и величины внешнего магнитного поля, так чтобы свести к минимуму энергию поля размагничивания. Отношение числа однодоменных гранул в одной и другой группах будет также параметром, обеспечивающим минимум энергии системы. Такое состояние с двумя подмножествами гранул, отличающимися ориентацией магнитных моментов в них, при условии, что в каждом подмножестве они ориентированы одинаково, мы будем далее называть «неоднородно намагниченным» состоянием пленки.

Для случая наклонного внешнего магнитного поля задача поведения намагниченности пленки была рассмотрена в [13] для температуры  $T$ , стремящейся к нулю, однако превосходящей температуру блокировки термоактивированного установления равновесия населенностей состояний гранул с обсужденными направлениями магнитных моментов гранул. Намагниченность пленки в магнитном поле будет при этом равновесной, и гистерезис будет отсутствовать. Результаты [13] были успешно сопоставлены с экспериментом в работе [11].

В работе [14] был рассмотрен противоположный случай перемагничивания наногранулярной пленки в условиях максимально возможной неравновесности в области температур близких к нулю. Каждая однодоменная гранула с одноосной анизотропией во внешнем поле, меньшем насыщающего по абсолютной величине, согласно моделям [15,16], имеет двукратный потенциал зависимости энергии от угла ориентации ее магнитного момента относительно легкой оси анизотропии. Неравновесность состояния заключается в избыточной, в

сравнении с равновесием, населенности частиц с ориентацией магнитного момента, отвечающей яме с большей энергией. И если время релаксации в системе больше, чем время наблюдения за нею, неравновесность может быть устойчивой вплоть до магнитного поля, в котором двуймный потенциал преобразуется в одноямный. При этом барьер между ямами станет точкой перегиба на зависимости энергии частицы от ориентации ее намагниченности. Это будет вызывать потерю устойчивости неравновесного состояния. Магнитопольные зависимости пределов устойчивости неравновесного состояния были рассмотрены в [14].

Как оказалось, для малых углов отклонения магнитного поля от направления нормали к пленке  $\theta_{\mathbf{H}}$  гистерезис пределов устойчивости неравновесного состояния соответствовал ожидаемому гистерезису кривых перемагничивания при температуре много ниже  $T_b$ . В то же время, для углов наклона поля  $\pi/3 < \theta_{\mathbf{H}} < \pi/2$  гистерезис критических полей устойчивости неравновесного состояния отклонялся от ожидаемого. Найденные в [13] кривые равновесного перемагничивания оказывались за пределами петель гистерезиса полей устойчивости.

В [13,14] было показано, что наложение на наногранулярную ферромагнитную пленку наклонного магнитного поля ведет к двум следствиям. Во-первых, компонента поля, параллельная нормали к пленке, искажает симметричный двуймный потенциал, пока с достижением полем значения, соответствующего границе устойчивости неоднородно намагниченного состояния, он не превращается в одноямный. Во-вторых, вектора направлений магнитных моментов гранул обоих подмножеств скашиваются к направлению приложенного поля. Это изменяет проекции моментов гранул на легкую ось ПА, а следовательно, и величину критического поля перехода от состояния с различно ориентированными магнитными моментами гранул подмножеств к однородно намагниченному состоянию пленки.

При конечной температуре изменение населенностей двух подмножеств гранул в неоднородно намагниченном состоянии может происходить в магнитном поле меньшем по абсолютной величине, чем предел устойчивости неравновесности. В частности, в случае если барьер для термоактивированного перехода из верхнего состояния в нижнее станет достаточно малым для реализации этого перехода за время наблюдения за системой. Достигаемое соотношение населенностей двух подмножеств будет при этом зависеть от магнитной предыстории системы и от ее релаксационных характеристик.

В настоящей работе мы рассмотрим петли перемагничивания и их гистерезис для гранулярной магнитной пленки с ПА гранул в наклонных магнитных полях и при конечной температуре. Расчеты будут проведены

для традиционного в эксперименте протокола получения петель перемагничивания. Цикл получения петли будет начинаться от насыщающего магнитного поля одного знака, ориентированного под определенным углом относительно условно выбранного положительно-го направления нормали к пленке. Потом это поле будет уменьшаться по абсолютной величине, с избранной постоянной скоростью, менять знак и далее достигать начального значения по абсолютной величине, но с противоположным знаком. После этого описанный полудискретно, малыми шагами. Состояние системы будет моделироваться как двухуровневое, что соответствует двум обсуждавшимся выше ориентациям намагниченности гранул. Схема учета термоактивационной релаксации будет подобна «рекурсивному» методу расчета кривых перемагничивания, описанному в работе [17].

## 2. Модель и детали расчета

Подобно подходу работ [13,14], рассмотрим гранулярную пленку с одинаковыми однодоменными сто-нер-вольфартовскими (СВ) [15] частицами. Оси легкого намагничивания всех частиц (легкие оси) ориентированы в направлении  $Z$ , перпендикулярном плоскости пленки. Константа  $K$  одноосной анизотропии одинакова у всех гранул. Ее знак соответствует легкоосевому типу. Кроме внешнего поля  $\mathbf{H}_e$ , на вектора намагниченностей  $\mathbf{j}$  гранул действует размагничивающее поле пленки, как целого, величина которого равна произведению  $zz$  — компоненты тензора размагничивающего фактора пленки на  $Z$ -проекцию ее намагниченности,  $H_d = -N_{zz}M_z = -4\pi M_z$ , где  $zz$  — компонента размагничивающего фактора пленки,  $N_{zz} = 4\pi$ , ( $N_{xx} = N_{yy} = 0$ ), а  $M_z$  —  $Z$ -проекция суммарной намагниченности пленки  $\mathbf{M}$ . В наклонном магнитном поле  $\mathbf{H}_e$ , направленном под углом  $\theta_{\mathbf{H}}$  к оси  $Z$ , в однородном случае (согласно приближению об однородности размагничивающего поля) будем иметь два типа частиц, магнитные моменты которых направлены под углами  $\theta_{j1}$  и  $\theta_{j2}$  к оси легкого намагничивания. Относительную часть первых обозначим  $p_1$ , а вторых  $p_2$ , причем  $p_1 + p_2 = 1$ . Намагниченность пленки равна сумме  $\mathbf{M} = (p_1\mathbf{j}_1 + p_2\mathbf{j}_2)f_v$ , где  $f_v$  — объемная доля гранул в пленке. Заметим, что в общем случае  $\theta_{j1} \neq \theta_{j2}$  и  $\theta_{j1}, \theta_{j2} \neq \theta_{\mathbf{H}}$ .

Плотность магнитной энергии пленки может быть записана в виде

$$U = -Kf_v \left( p_1 \cos^2 \theta_{j1} + p_2 \cos^2 \theta_{j2} \right) + \frac{1}{2} N_{zz} j_0^2 f_v^2 \left( p_1 \cos \theta_{j1} + p_2 \cos \theta_{j2} \right)^2 - H_e j_0 f_v \left( p_1 \cos(\theta_{j1} - \theta_{\mathbf{H}}) + p_2 \cos(\theta_{j2} - \theta_{\mathbf{H}}) \right), \quad (1)$$

здесь  $K > 0$  — константа магнитной анизотропии частицы,  $j_0 = |\mathbf{j}_1| = |\mathbf{j}_2|$  — модуль намагниченности частицы, величина которого одинакова у всех частиц.

Плотность энергии частицы из подансамбля  $\alpha$  ( $\alpha = 1$  либо  $2$ ) может быть записана в виде суммы плотности энергии анизотропии этой частицы, а также вкладов от внешнего магнитного поля и среднего поля размагничивания пленки, зависящего от  $m_z$ :

$$U_\alpha = -K \cos^2 \theta_{j\alpha} - \mathbf{H}_d \mathbf{j}_\alpha - \mathbf{H}_e \mathbf{j}_\alpha = -K \cos^2 \theta_{j\alpha} + N_{zz} f_v j_0^2 \cos \theta_{j\alpha} \left( \sum p_\alpha \cos \langle \theta_\alpha \rangle \right) - H_e j_0 (\cos \theta_{j\alpha} \cos \theta_{\mathbf{H}} + \sin \theta_{j\alpha} \sin \theta_{\mathbf{H}} \cos (\phi_{j\alpha} - \phi_{\mathbf{H}})). \quad (2)$$

Дифференцируя выражение (2) по  $\theta_{j\alpha}$  и  $\phi_{j\alpha}$  и приравнявая нулю результаты, мы найдем  $\theta_{j\alpha}$  и  $\phi_{j\alpha}$ , соответствующие минимумам энергий частиц в первом и втором подансамблях при выбранных  $p_\alpha$ ,  $\langle \theta_\alpha \rangle$ ,  $H_e$  и  $\theta_{\mathbf{H}}$ . Естественно, что для нахождения  $\langle \theta_\alpha \rangle$ , которые минимизируют энергию, надо в их качестве подставить те  $\theta_{j\alpha}$ , которые обеспечивают минимум энергии при выбранных средних  $\langle \theta_\alpha \rangle$ . Обозначим эти «самосогласованные» углы для  $\alpha = 1$  и  $2$  как  $\theta_1$  и  $\theta_2$ .

Экстремум зависимости энергии от  $\phi$  реализуется при  $\sin(\phi_{j\alpha} - \phi_{\mathbf{H}}) = 0$ . Какое значение  $(\phi_{j\alpha} - \phi_{\mathbf{H}}) = 0$  или  $(\phi_{j\alpha} - \phi_{\mathbf{H}}) = \pi$  отвечает минимуму энергии, зависит от направления поля.

Для вычислений и обсуждения кривых перемагничивания удобно вместо использованной выше сферической системы координат ввести направление «директора» с углами  $\theta_h$  и  $\phi_h$  для направления поля, определив, что поле, оставаясь направленным вдоль этого «директора», может меняться по величине от  $-\infty$  до  $\infty$ , меняя знак. При этом выражение (2) для направлений  $\phi_{j\alpha}$ , соответствующих минимуму энергии по этому углу, примет вид:

$$U_\alpha^{\min_\phi} = -K \cos^2 \theta_{j\alpha} + N_{zz} f_v j_0^2 \cos \theta_{j\alpha} [p_1 \cos \theta_1 + (1 - p_1) \cos \theta_2] - H_e j_0 [\cos \theta_{j\alpha} \cos \theta_h + \sin \theta_{j\alpha} \sin \theta_h \text{sign}(H_e)]. \quad (2a)$$

здесь  $\text{sign}(H_e) = 1$  или  $-1$  в зависимости от знака магнитного поля по отношению к положительному направлению «директора». Знак поля выбран так, чтобы его проекция на условно выбранное положительное направление нормали к пленке была положительной.

Выражения для энергий гранул из подмножеств  $\alpha = 1, 2$ , плотности которых описаны уравнениями (2a), перепишем в безразмерном виде

$$u_\alpha = -\cos^2 \theta_\alpha + 2h_d^{\max} \cos \theta_\alpha [p_1 \cos \theta_1 + (1 - p_1) \cos \theta_2] - 2h_e [\cos \theta_\alpha \cos \theta_h + \sin \theta_\alpha \sin \theta_h \text{sign}(h_e)], \quad (2b)$$

где  $u_\alpha = U_\alpha^{\min_\phi} / K$ ,  $h_e = H_e / H_A = H_e j_0 / 2K$  — нормированное внешнее магнитное поле,  $h_d^{\max} = N_{zz} f_v j_0 / H_A =$

$= N_{zz} f_v j_0^2 / 2K$  — нормированное максимальное размагничивающее поле и  $H_A = 2K / j_0$  — поле анизотропии. Введем также нормированную на намагниченность насыщения намагниченность пленки  $\mathbf{m} = \mathbf{M} / |\mathbf{M}_S| = \mathbf{M} / (f_v j_0)$ .

Дифференцируя уравнения (2b) для  $\alpha = 1, 2$  по  $\theta_{j\alpha}$  и заменяя их далее на  $\theta_\alpha$ , равные  $\theta_1$  или  $\theta_2$  для  $\alpha = 1, 2$ , получим систему уравнений, позволяющих найти  $\theta_1$  и  $\theta_2$  при выбранных  $p_\alpha$ ,  $H_e$ , и  $\theta_h$ . Система уравнений  $\alpha = 1$  и  $2$  имеет при этом вид

$$\cos \theta_\alpha \sin \theta_\alpha - h_d^{\max} \sin \theta_\alpha [p_1 \cos \theta_1 + (1 - p_1) \cos \theta_2] + h_e [\cos \theta_h \sin \theta_\alpha - \cos \theta_\alpha \sin \theta_h \text{sign}(h_e)] = 0. \quad (3)$$

Используя эту систему, мы можем численно рассчитать кривые перемагничивания для произвольной температуры  $T$  и угла наклона внешнего магнитного поля по отношению к нормали к пленке. Поскольку в (3) мы перешли к безразмерной системе, введем также «приведенную» температуру  $T_{\text{red}} = k_B T / (KV)$ , где  $k_B$  — постоянная Больцмана, а  $V$  — объем гранулы (одинаковый для них всех).

В магнитном поле, которое меньше по абсолютной величине, чем трансформирующее зависимость магнитной энергии (2b) гранулы из двукратной в однократную, каждую гранулу можно рассматривать как двухуровневую систему. Ее энергии будут соответствовать энергиям минимумов. В работах [11,17,19] это приближение обсуждалось, было показано, что оно приемлемо вплоть до температур, превышающих  $T_b$  в несколько раз.

Решение системы уравнений (3) с дальнейшим вычислением энергий из (2b), требует выбора параметров  $p_1$  и  $p_2$  (или  $p_1$ , учитывая  $(p_1 + p_2) = 1$ ). Неравновесное состояние системы может существовать в определенном интервале значений  $p_1$ . А равновесное значение  $p_1$ , обозначим его  $p_{1e}$ , будет в двухуровневом приближении определяться решением уравнения

$$p_{1e} = 0,5 \left\{ \text{th} \left[ \frac{u_1(p_{1e}, \theta_1, \theta_2) - u_2(p_{1e}, \theta_1, \theta_2)}{2T_{\text{red}}} \right] + 1 \right\} \quad (4)$$

совместно с системой уравнений (3), в которую в качестве  $p_1$  подставлено  $p_{1e}$ . Поскольку система уравнений (3) имеет несколько решений, то важно правильно выбрать нужное и, кроме того, правильно определить соответствие знака поля и выбранных обозначений  $\alpha = 1$  и/или  $2$ .

Если система находится в неравновесном состоянии, то она будет релаксировать к состоянию равновесия с некоторым временем релаксации  $\tau$  [16,18]. Достаточно простым приближением для описания этой релаксации в ансамбле гранул, разбитом на 2 подансамбля с  $\alpha = 1$  и  $2$ , может быть выбрана релаксация к равновесному значению параметра  $\Delta p = p_1 - p_2 = 2p_1 - 1$ , или, что тоже, параметра  $p_1$ :

$$p_1(t_{\text{red}}) = p_{1e} + (p_{10} - p_{1e}) \exp(-t_{\text{red}} / \tau_{\text{red}}). \quad (5)$$

Здесь  $p_1(t_{\text{red}})$  — величина  $p_1$  в момент времени  $t_{\text{red}}$ , прошедшего от некоего начального момента ( $t = 0$ ), когда  $p_1 = p_{10}$ . «Безразмерное время», как  $t_{\text{red}}$ , так и  $\tau_{\text{red}}$ , есть время в единицах периода «частоты проб» в законе Аррениуса для термоактивированных переходов между двумя минимумами зависимости магнитной энергии частицы от ориентации ее магнитного момента. При этом «приведенное» время релаксации  $\tau_{\text{red}}$  может быть записано в виде

$$\tau_{\text{red}} = \{ \exp [-(u_{\text{bar}} - u_1) / T_{\text{red}}] + \exp [-(u_{\text{bar}} - u_2) / T_{\text{red}}] \}^{-1}, \quad (6)$$

где  $u_{\text{bar}}$  — энергия (2b) в точке максимума, разделяющего минимумы. Для ее нахождения следует найти экстремумы уравнения (2b) в котором всюду, кроме множителя  $[p_1 \cos \theta_1 + (1 - p_1) \cos \theta_2]$ , нужно заменить угол  $\theta_\alpha$  углом  $\theta$ . Дифференцирование полученного выражения по  $\theta$ , приравнение результата нулю и решение полученного уравнения при подстановке ранее найденных минимумов энергии для ориентаций момента  $\theta_1$  и  $\theta_2$  позволяет найти максимум зависимости энергии гранулы от ориентации ее магнитного момента.

Задача вычисления кривых перемагничивания и определения коэрцитивного поля решалась в работах [19,20] для магнитного поля, параллельного оси легкого намагничивания гранул путем решения дифференциального уравнения. Предполагалось, что магнитное поле разворачивается от насыщающего значения одного знака до насыщающего значения другого знака с постоянной скоростью. Однако для задачи в наклонном поле аналитического решения соответствующего дифференциального уравнения нам найти не удалось. Поэтому был избран путь численного решения задачи с пошаговой разверткой магнитного поля от насыщающего значения одного знака до насыщающего значения другого знака путем определенного, достаточно большого числа одинаковых ступенек с выдерживанием системы на каждой ступеньке в течение некоторого времени  $t_{\text{loc}}$ .

В качестве «времени измерения»,  $t_{\text{meag}}$ , выбиралось безразмерное время развертки единичного интервала безразмерного поля. Потом выбирался «lag», величина единичного шага в единицах безразмерного поля за одну ступеньку. Выбирался желаемый интервал развертки  $\Delta h_e$  и требуемое для его реализации число шагов,  $i_{\text{max}} - 1$ , где  $i_{\text{max}}$  — максимальное число точек, в которых будет останавливаться поле за время развертки. Таким образом,  $t_{\text{loc}} = t_{\text{meag}} \text{lag}$ .

Далее задавались величина  $h_d^{\text{max}}$ , угол наклона магнитного поля,  $\theta_h$  и температура  $T_{\text{red}}$ , стартовое магнитное поле того или иного знака, большее критического по модулю, интервал развертки магнитного поля  $\Delta h_e$ , шаг на одну ступеньку изменения поля  $\text{lag}$  и время измерения  $t_{\text{meag}}$ . Выбиралось «пробное» значение  $p_1$ ,

близкое к нулю при отрицательном стартовом поле, либо близкое, но чуть меньшее единицы при положительном. Решалась система уравнений (3). Если имелось лишь одно решение с равными корнями  $\theta_1$  и  $\theta_2$ , а остальные комплексные, то абсолютная величина магнитного поля уменьшалась на  $\text{lag}$ , и поиск решений системы уравнений (3) повторялся. Так, до тех пор, пока не было получено несколько действительных решений с  $\theta_1$  и  $\theta_2$ , не равными друг другу. Из них выбиралось решение, подходящее избранным значениям поля и  $p_1$ . После этого делался шаг по магнитному полю (уменьшалось его абсолютное значение на  $\text{lag}$ ), находилось, какое равновесное значение  $p_{1e}$  будет в двухуровневой модели в этом магнитном поле, т.е. решалась совместно система уравнений (3) и (4) с подставленными в (4) уравнениями (2b) для  $[u_1(p_{1e}, \theta_1, \theta_2) - u_2(p_{1e}, \theta_1, \theta_2)]$ .

После этого мы искали  $u_{\text{bar}}$  и затем  $\tau_{\text{red}}$  (6), что давало возможность вычислить  $p_1(t_{\text{red}})$  (5) для поля, в которое мы шагнули и выдержали в нем систему в течение времени  $t_{\text{red}} = t_{\text{loc}}$ . При этом, в качестве  $p_{10}$  подставили в (5) величину  $p_1$ , для которой мы нашли первое действительное решение, соответствующее различным  $\theta_1$  и  $\theta_2$ .

С найденным значением  $p_1(t_{\text{red}} = t_{\text{loc}}) = p_{1\text{loc}}$  вычисляли  $\theta_1$  и  $\theta_2$  для данного магнитного поля, фиксировали найденные величины. На этом вычисления для данного поля на пути понижения абсолютного значения поля от избранного стартового заканчивались. Делался следующий шаг по магнитному полю, брали в качестве  $p_{10}$  величину  $p_{1\text{loc}}$ , найденную на предыдущем этапе. Повторяли все вычисления до тех пор, пока не доходили до конечной точки развертки поля в избранную сторону. После этого можно было пройти цикл вычислений для обратного направления развертки.

Найденные для каждого поля на заданном пути его развертки величины  $p_{1\text{loc}}$ ,  $\theta_1$  и  $\theta_2$ ,  $\tau_{\text{red}}$  и другие позволяют вычислить проекции намагниченности на направление поля и на нормаль к пленке, коэрцитивное поле, критическое поле перехода от состояния с разными направлениями намагниченностей гранул к состоянию одинаково направленной намагниченностью всех гранул.

### 3. Результаты расчетов

#### 3.1. Зависимость равновесной намагниченности от температуры

В работе [6] рассматривались кривые равновесного намагничивания и критические поля для «нулевой» температуры, т.е. для температуры весьма низкой, но превышающей  $T_b$ . Это рассмотрение эквивалентно двухуровневому приближению с бесконечно быстрой релаксацией. В нем из двух потенциальных ям зависимости энергии анизотропной гранулы от направления ее магнитного момента населенной будет только лишь более

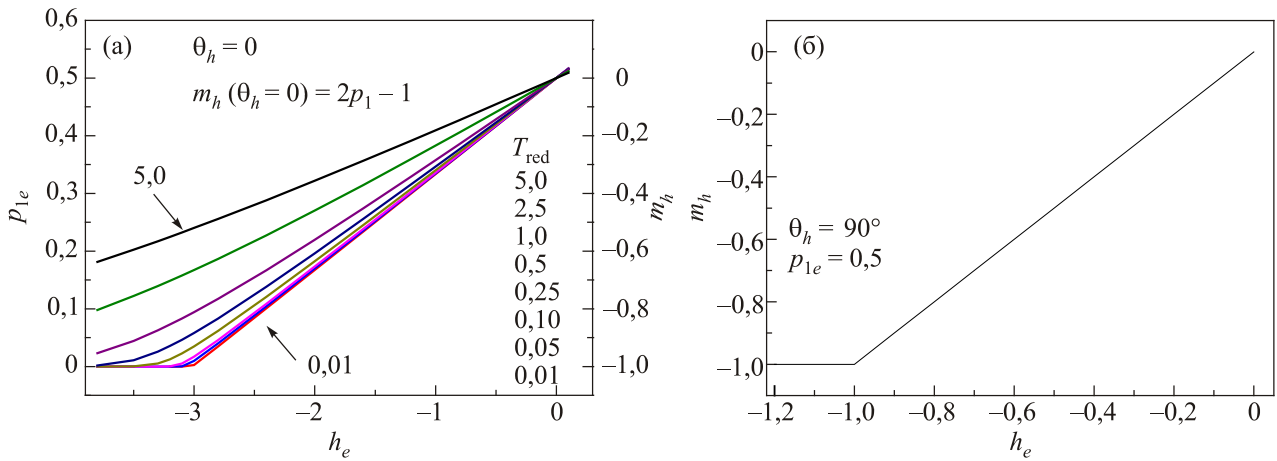


Рис. 1. (Онлайн в цвете) Вид равновесной кривой перемагничивания для  $h_d^{\max} = 3$ ,  $\theta_h = 0$  при разных  $T_{\text{red}}$  от 0,01 до 5,0. Показана часть кривой для  $-3,7 < h_e < 0$ . Ее часть при  $0 < h_e$  антисимметрична приведенной. Правая шкала — значения  $m_h = m_z$ , соответствующие найденным  $p_{1e}$  (а). Зависимость проекции нормированной намагниченности на магнитное поле для  $\theta_h = 90^\circ$ . Показана часть кривой для  $-1,2 < h_e < 0$ . Ее часть при  $h_e > 0$  антисимметрична приведенной (б).

низкая по энергии. Выше мы использовали двухуровневое приближение для описания намагничивания одноосно-анизотропной гранулы при конечной температуре. В этом приближении уже возможна одновременная, равновесная населенность обоих ям.

В качестве первого шага расчетов рассмотрим, как будут модифицироваться кривые намагничивания при конечной температуре для направлений магнитного поля вдоль и перпендикулярно легкой оси анизотропии гранул. Такие зависимости показаны на рис. 1 для случаев  $\theta_h = 0$  и  $\theta_h = 90^\circ$  при  $h_d^{\max} = 3$  и разных  $T_{\text{red}}$ .

Как видно, для  $\theta_h = 0$  заметные отклонения кривой перемагничивания от равновесной при  $T_{\text{red}} \rightarrow 0$  появляются при  $T_{\text{red}} = 0,1$ , что превышает оценку для  $T_b$  в данном случае ( $\approx 0,047$ ), которая будет сделана далее. Как величина равновесного  $p_{1e}(h_e)$ , так и вид кривой перемагничивания не зависят от  $T_{\text{red}}$  для  $\theta_h = 90^\circ$ . В этом случае магнитное поле, которое меньше критического, равно единице, только наклоняет вектора намагниченностей гранул в обеих подансамблях с разными  $\theta_1$  и  $\theta_2$ , не меняя равенства числа частиц в этих подансамблях. В магнитном поле  $h_e > 1$   $p_1 = 1$ , а  $p_2 = 0$ . При переходе к  $h_e \leq 1$  эти параметры резко меняются на  $p_1 = p_2 = 1/2$ . А при переходе к  $h_e < -1$  опять резко меняются, принимая значения  $p_1 = 0$ , а  $p_2 = 1$ . Независимость  $p_{1e}(h_e)$  и вида кривой перемагничивания от  $T_{\text{red}}$  для  $\theta_h = 90^\circ$ , в определенной мере, является также следствием используемой двухуровневой модели одночастичных состояний.

Изменение с полем соотношения чисел гранул в подансамблях (изменение  $p_1$  и  $p_2$ ) и наклон намагниченностей в подансамблях к направлению внешнего поля — основные факторы, влияющие на кривые перемагничивания при произвольном направлении внешнего поля и при конечной температуре.

### 3.2. Неравновесная намагниченность. Случай поля перпендикулярной анизотропии, которое меньше максимально возможного поля размагничивания ( $h_d^{\max} = 3$ )

Полученные из расчета кривые перемагничивания для проекции намагниченности ансамбля на внешнее поле  $m_h(h_e)$  и проекции намагниченности на нормаль к пленке  $m_z(h_e)$ , рассчитанные при  $h_d^{\max} = 3$  для ряда избранных направлений внешнего поля,  $\theta_h$ , и для низкой приведенной температуры  $T_{\text{red}} = 0,001$ , показаны на рис. 2. Использовалось значение  $t_{\text{meag}} = 10^{10}$ . Значения  $\theta_h$  приведены на каждом из графиков.

На рис. 2 видно, что при малых наклонах намагничивающего поля  $\theta_h$  область гистерезиса охватывает всю кривую перемагничивания между насыщающими магнитными полями противоположных знаков. Кривые перемагничивания состоят из петли гистерезиса, которой отвечает неоднородное неравновесное состояние гранул пленки и равновесных безгистерезисных участков с однородным намагничиванием гранул.

Кривые перемагничивания содержат ряд резких перегибов, которые следует интерпретировать как проявления «критических полей». При этом, для малых  $\theta_h$  «критическое поле», в котором начинается резкий спад  $m_h(h_e)$  и  $m_z(h_e)$  при намагничивании в поле, спадающем от насыщающего  $h_{\text{cr}}^-$ , и «критическое поле», при котором замыкается петля гистерезиса при приближении развертки поля к насыщающему полю,  $h_{\text{cr}}^+$ , различны. Расположение этих полей на кривых перемагничивания показано на рис. 2(б). При  $T_{\text{red}} = 0,001$  для обсуждаемого случая  $h_d^{\max} = 3$  эти поля становятся равными друг другу при наклоне поля вблизи  $\theta_h = 30^\circ$ . При более высокой температуре, например  $T_{\text{red}} = 0,015$ , эти поля становятся равными друг другу при меньшем  $\theta_h = 10^\circ$ .

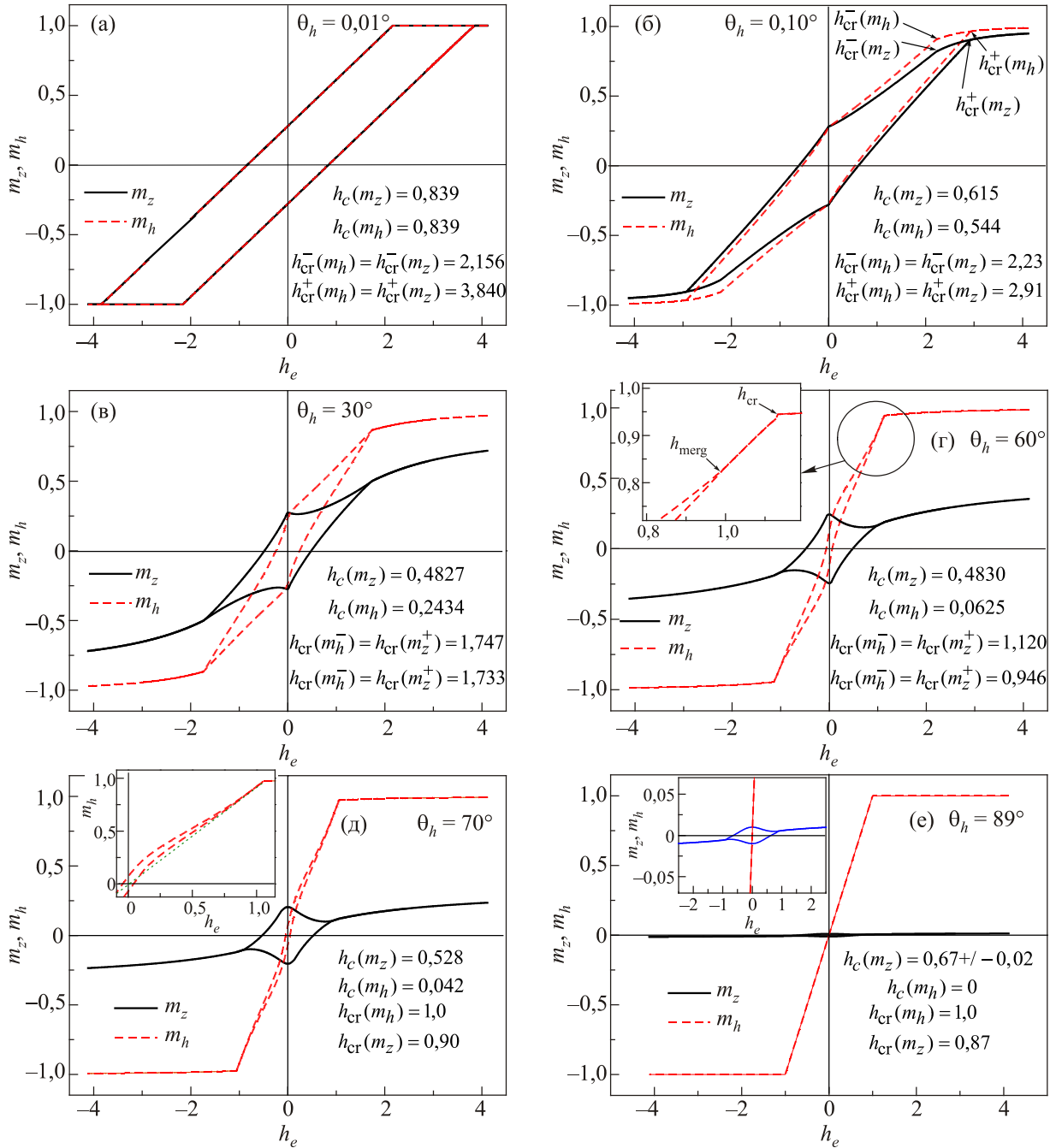


Рис. 2. (Онлайн в цвете) Рассчитанные кривые перемагничивания  $m_h(h_e)$  и  $m_z(h_e)$  для пленки с ПА при  $h_d^{\max} = 3$ ,  $t_{\text{meag}} = 10^{10}$ ,  $T_{\text{red}} = 0,001$ ,  $\text{lag} = 0,005$ . Участок  $m_h(h_e)$  от критического поля до возникновения гистерезиса (вставка, 2(г)), сравнение кривых гистерезисного перемагничивания  $m_h(h_e)$  для  $\theta_h = 70^\circ$  и равновесного перемагничивания — пунктир (вставка, 2(е)); остаток гистерезиса  $m_z(h_e)$  в увеличенном масштабе при  $\theta_h = 89^\circ$  (вставка, 2(е)).

При достижении равенства этих полей они становятся равными критическому полю,  $h_{\text{cr}}^- = h_{\text{cr}}^+ = h_{\text{cr}}^{\text{equ}}$ , для равновесного намагничивания (см. формулу (14) работы [13]):

$$h_{\text{cr}}^{\text{equ}} = h_d^{\max} / \sqrt{\cos^2 \theta_h + (h_d^{\max})^2 \sin^2 \theta_h}. \quad (7)$$

При значениях  $\theta_h$  больше указанных углов на кривых перемагничивания появляются участки равновесного, безгистерезисного перемагничивания, при котором гранулы находятся в неоднородном равновесном

состоянии. Гистерезис сохраняется лишь в более малых по абсолютной величине магнитных полях, меньших поля «слияния» (merging) петель,  $h_{\text{merg}}$  (см. вставку к рис. 2(г)). Участки равновесного намагничивания  $m_h(h_e)$  вблизи  $h_{\text{cr}}$  расширяются по мере приближения  $\theta_h$  к  $90^\circ$ .

Следует еще отметить, что при низкой температуре  $T_{\text{red}} = 0,001$  для направления поля  $\theta_h = 70^\circ$  становится заметным эффект, отмечавшийся в [14], когда кривая равновесного перемагничивания оказывается вне пет-

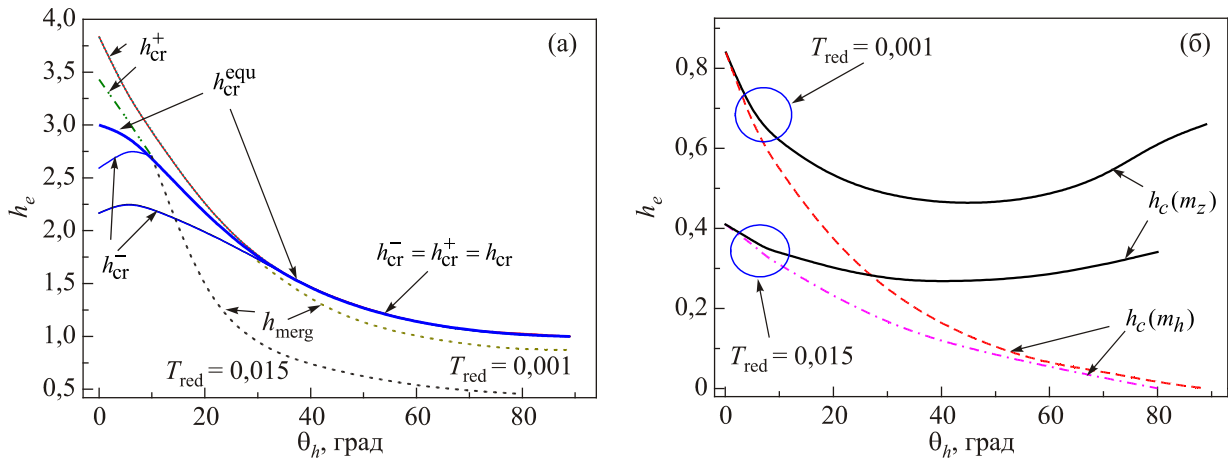


Рис. 3. (Онлайн в цвете) Зависимости полей  $h_{cr}^+(\theta_h)$ ,  $h_{cr}^-(\theta_h)$  в пленке с  $h_d^{max} = 3$  и коэрцитивных полей для проекций намагниченности на внешнее поле  $h_c(m_h, \theta_h)$  (а) и на нормаль к пленке  $h_c(m_z, \theta_h)$  (б). На рис. 3(а) верхняя из кривых для  $h_{cr}^+$  относится к  $T_{red} = 0,001$ , а нижняя, к  $T_{red} = 0,015$ . Кривые  $h_{cr}^-(\theta_h)$  и  $h_{merg}(\theta_h)$  для этих  $T_{red}$  располагаются в обратном порядке.

ли гистерезиса для  $m_h$ . Это иллюстрирует вставка к рис. 2(д). Данный эффект появляется, когда наклон магнитных моментов подансамблей с относительными заполнениями  $p_1$  и  $p_2$  становится доминирующим в формировании проекции намагниченности на направление внешнего поля, при температурах близких к нулю.

Поведение  $h_{cr}^+(\theta_h)$  и  $h_{cr}^-(\theta_h)$ , сливающихся и переходящих в  $h_{cr}(\theta_h)$  при  $|h_e| < h_{merg}$ , так же как,  $h_{merg}(\theta_h)$  и  $h_{cr}^{equ}(\theta_h)$ , иллюстрирует рис. 3(а), а  $h_c(m_h, \theta_h)$  и  $h_c(m_z, \theta_h)$ , рис. 3(б). Как видно на рис. 3(б), коэрцитивное поле различно для проекций намагниченности  $h_c(m_h)$  и  $h_c(m_z)$  при  $\theta_h \neq 0$ . Величина  $h_c(m_h)$  уменьшается в интервале  $0 < \theta_h < 90^\circ$ , вплоть до нуля при  $\theta_h \equiv 90^\circ$ . С ростом температуры  $h_c(m_h, \theta_h = 0) = h_c(m_z, \theta_h = 0)$  уменьшается. Зависимость  $h_c(m_z, \theta_h)$  имеет минимум при  $\theta_h = 45^\circ$ , хотя значение  $m_z(\theta_h = 0)$  также умень-

шается в указанном выше интервале наклонов поля и также обращается в нуль при  $\theta_h \equiv 90^\circ$ . Но, как было видно на вставке к рис. 2(е), малая по величине  $m_z(\theta_h = 0)$  петля гистерезиса для  $m_z$  еще заметна даже при  $\theta_h = 89^\circ$ .

Зависимость  $h_c(m_h, \theta_h = 0, T_{red})$ , рассчитанная для тех же значений  $t_{meag}$  и  $h_d^{max}$ , что и данные рис. 2 и 3, показана на рис. 4. Эти расчеты хорошо соответствуют результатам, полученным из решения кинетического уравнения [19,20]. Как видно,  $h_c(m_h, \theta_h = 0, T_{red})$  пропорциональна корню квадратному из температуры, что соответствует соотношению Нееля–Брауна. Оценка  $T_b$  на рис. 2 дает значение  $T_b = 0,047$ .

### 3.3. Неравновесная намагниченность. Случай поля перпендикулярной анизотропии большего максимально возможного поля размагничивания ( $h_d^{max} = 1/3$ ).

Как следует из работ по исследованию наногранулярных пленок с ПА [1] и из теоретических рассмотрений [13,14], поведение намагниченности в этих системах существенно зависит от «фактора качества»  $Q = K / 2\pi M_S^2$ , равного в используемой безразмерной системе единиц  $(h_d^{max})^{-1}$ . Поэтому для сравнения с изложенными выше результатами для  $h_d^{max} = 3$ , ( $Q = 1/3$ ), нами выполнены расчеты кривых перемагничивания для  $h_d^{max} = 1/3$ , ( $Q = 3$ ), показанные на рис. 5. Они качественно согласуются с экспериментальными, приведенными в работах [10,21].

Зависимости от угла  $\theta_h$  полей  $h_{cr}^+$ ,  $h_{cr}^-$  и  $h_{merg}$ , а также коэрцитивных полей для проекций намагниченности на внешнее поле,  $h_c(m_h, \theta_h)$ , и на нормаль к пленке,  $h_c(m_z, \theta_h)$  показаны для  $h_d^{max} = 1/3$  и двух разных температур на рис. 6(а) и (б) соответственно.

Заметим, что при  $\theta_h^C \leq \theta_h \leq 90^\circ$  особенность кривых перемагничивания, обозначаемая на рис. 6(а) в интервале  $\theta_h \leq \theta_h^C$  как  $h_{cr}^-$ , перестает быть критическим полем (см. разъяснения в разд. 4). Как будет показано в

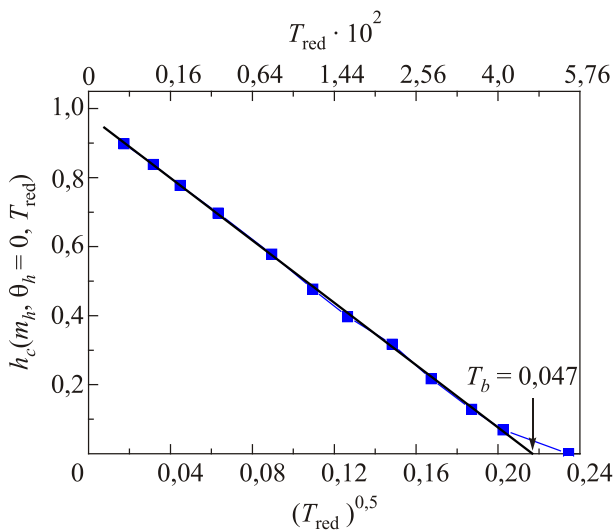


Рис. 4. (Онлайн в цвете) Зависимость коэрцитивной силы  $h_c(m_h)$  для  $\theta_h = 0$  от  $(T_{red})^{1/2}$ .



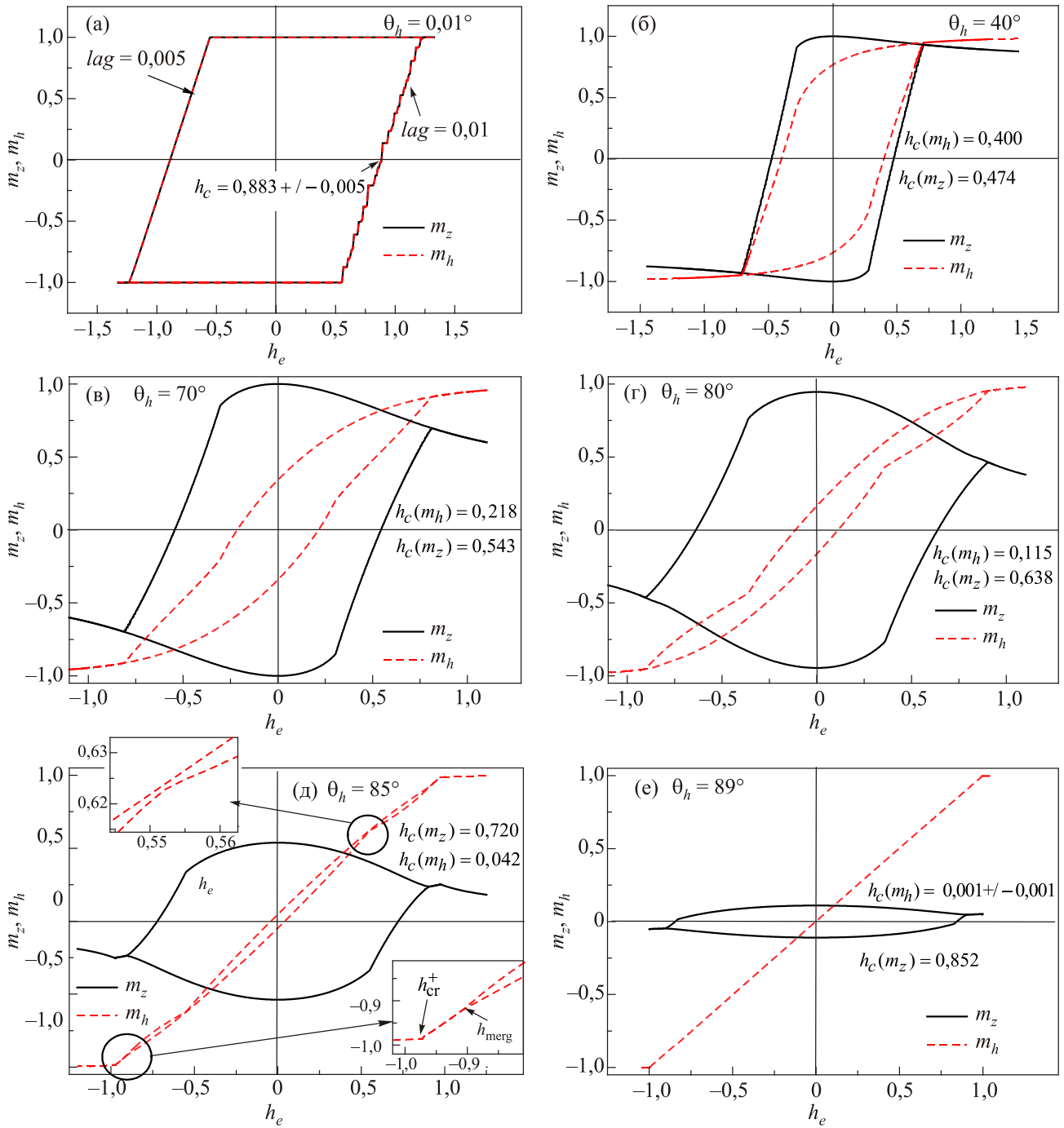


Рис. 5. (Онлайн в цвете) Рассчитанные кривые намагничивания для  $h_d^{max} = 1/3$  при  $T_{red} = 5 \cdot 10^{-4}$  и  $t_{meag} = 10^{10}$  для ряда углов  $\theta_h$ . Показаны зависимости проекций намагниченности на внешнее поле,  $m_h(h_e)$ , и на нормаль к пленке,  $m_z(h_e)$ . Верхняя вставка на рис. 5(д) показывает в увеличенном масштабе область  $h_{fin}^-$ , а нижняя,  $h_{cr}^+$  и  $h_{merg}$  для  $m_h(h_e)$ .

разд. 4, на указанном участке эта величина должна обозначаться как  $h_{fin}^-$ , хотя при  $\theta_h = \theta_h^C$  зависимость  $h_{cr}^-(\theta_h)$  непрерывно переходит в  $h_{fin}^-(\theta_h)$ . На рис. 6(а) это указано до детального обсуждения. Значения  $\theta_h^C(T_{red})$  на рис. 6(а) отвечают точкам разделения кривых  $h_{cr}^+(\theta_h)$  и  $h_{merg}(\theta_h)$  для соответствующей температуры.

На рис. 5 и 6 видно, что для данного случая  $Q > 1$  (или  $h_d^{max} < 1$ ) поведение  $h_{cr}^+$  и  $h_{cr}^-$  радикально отличается от случая  $h_d^{max} > 1$ , показанного на рис. 3.

#### 4. Обсуждение результатов

Показанные на рис. 2 кривые перемагничивания для ряда углов наклона поля (и рассчитанные, но не показанные, для других  $\theta_h$  при  $h_d^{max} = 3$ , качественно соответствуют ожидавшимся. В отличие от магнитопольевых зависимостей пределов устойчивости неравновесного состояния наногранулярной пленки, из гранул, имеющих ПА [8], кривые для  $m_z(h_e, \theta_h)$  при любых  $\theta_h$  не

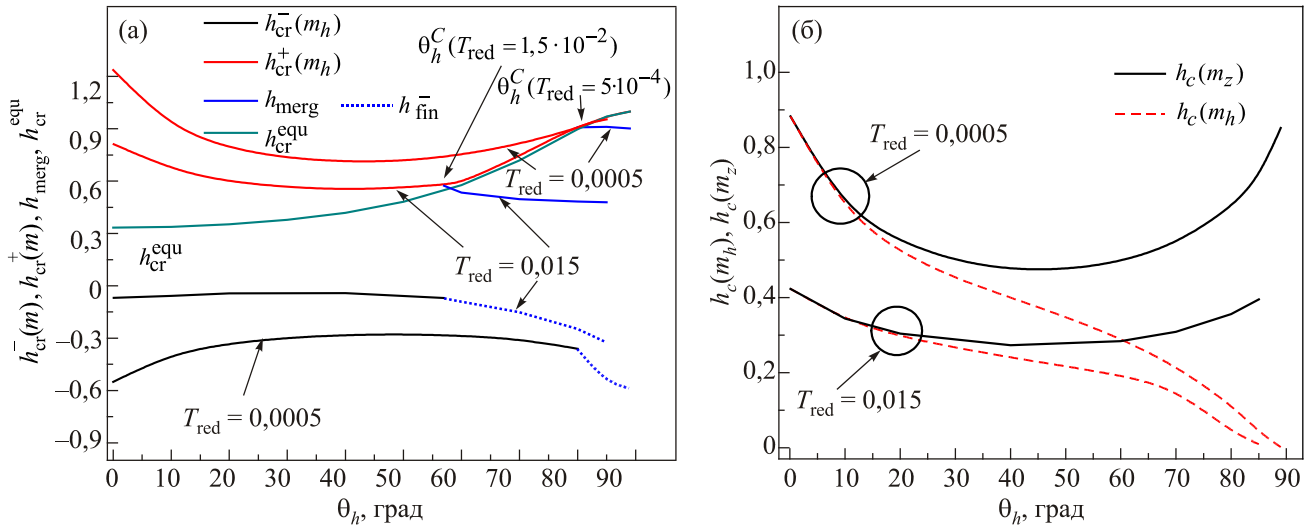


Рис. 6. (Онлайн в цвете) Зависимости характеристических полей от  $\theta_h$  в пленке с ПА при  $h_d^{\max} = 1/3$ . Верхняя из кривых для  $h_{cr}^+(m_h)$  относится к  $T_{red} = 5 \cdot 10^{-4}$ , а нижняя — к  $T_{red} = 1,5 \cdot 10^{-2}$ . Параметр  $\theta_h^C$  обсуждается в разд. 4 (а). Зависимости коэрцитивных полей  $h_c(m_h, \theta_h)$  и  $h_c(m_z, \theta_h)$  от  $\theta_h$  (б).

стремятся к  $m_z(h_e \rightarrow 0, \theta_h) = \text{const}$ . Здесь const положительное или отрицательное значение, в зависимости от направления намагничивания, с абсолютной величиной  $\leq 1$ , зависящей от  $h_d^{\max}$ . При  $\theta_h \rightarrow 90^\circ$  полученные кривые уменьшают размах, стремясь к  $m_z(h_e \rightarrow 0, \theta_h = 90^\circ) = 0$ . Различие возникает потому, что пределы устойчивости неравновесного состояния при  $T \rightarrow 0$  соответствуют максимально возможной неравновесности состояния системы, а рассчитанные кривые перемагничивания на рис. 2 и 5 — неравновесности реализуемой при конечной температуре с учетом релаксации намагниченности.

Следует ожидать, что при достаточно большом наклоне магнитного поля в области полей перехода от одноямого потенциала к двумяму и при конечной температуре обе ямы должны частично заполняться частицами. При зарождении ям с понижением магнит-

ного поля ниже критического барьер между ними весьма мал. Например, ожидаемая зависимость  $p_1$  для  $\theta_h = 90^\circ$ , как уже указывалось, должна состоять из трех плоских участков:  $p_1 = 0$  при  $h_e < -1$ ,  $p_1 = 0,5$  при  $-1 < h_e < 1$  и  $p_1 = 1$  при  $h_e > 1$  со скачкообразными переходами между этими значениями  $p_1$  на границах между указанными участками. В области, когда барьер между ямами близок к нулю, величина  $p_1$  должна быть близка к равновесной. А при дальнейшем понижении  $|h_e|$ , магнитные моменты отклоняются от направления поля к направлению оси ПА, барьер увеличивается и возникает неравновесность заполнения ям при заданной  $T_{red}$ .

Особенности зависимостей  $m_h(h_e)$  и  $m_z(h_e)$ , показанных для разных  $\theta_h$  на рис. 2 и 5, можно понять, если рассмотреть зависимости  $p_1(h_e)$  для соответствующих  $h_d^{\max}$ ,  $\theta_h$  и  $T_{red}$ . Зависимости  $p_{1loc}(h_e)$  и  $p_{1e}(h_e)$  для достаточно низких температур и для разных углов накло-

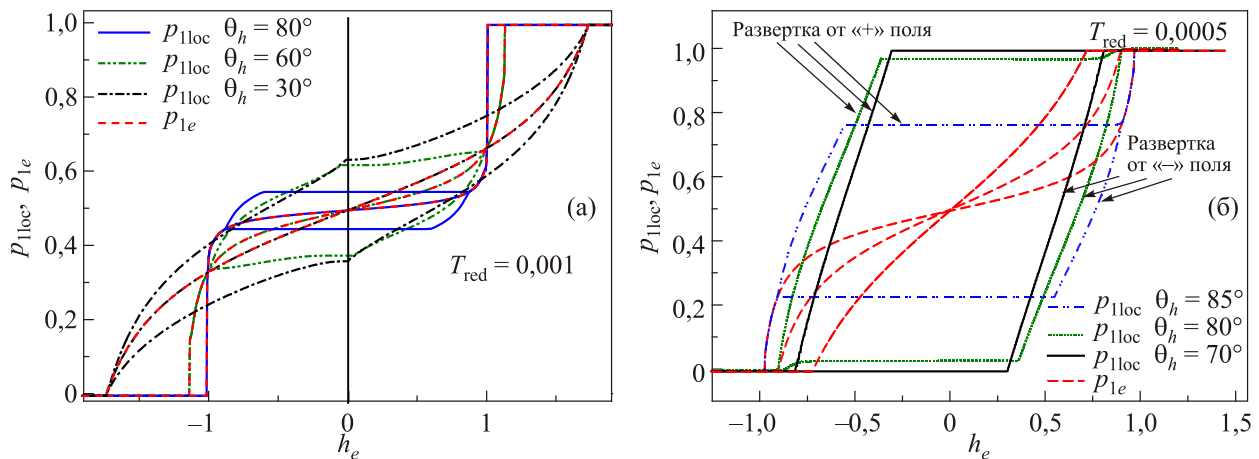


Рис. 7. (Онлайн в цвете) Зависимости значений  $p_{1loc}$  и  $p_{1e}$  от магнитного поля для:  $h_d^{\max} = 3$ ,  $T_{red} = 0,001$  и углов наклона внешнего магнитного поля  $\theta_h = 80^\circ, 60^\circ$  и  $30^\circ$  (а); то же самое для  $h_d^{\max} = 1/3$ ,  $T_{red} = 0,0005$  и углов  $\theta_h = 85^\circ, 80^\circ$  и  $70^\circ$  (б).

на поля к нормали пленки показаны на рис. 7 для случаев  $h_d^{\max} = 3$  и  $h_d^{\max} = 1/3$  соответственно. Видно, что гистерезисные участки кривых перемагничивания, в том числе те, на которых параметр  $p_1$ , вычисляемый в процедуре расчета как  $p_{1\text{loc}}$ , остается постоянным в относительно широком интервале приложенного магнитного поля, имеются как для случая поля ПА меньшего предельного размагничивающего поля,  $h_d^{\max} = 3$ , так и для большего,  $h_d^{\max} = 1/3$ . Такие участки — признаки сильной неравновесности системы.

Тривиальное проявление таких участков имеется при малых  $\theta_h$ , когда  $h_{\text{cr}}^- \neq h_{\text{cr}}^+$  и имеет место «гистерезис критических полей» при доминирующем заселении одной из ям ( $p_1=1$  или  $p_1=0$ ) (см. рис. 2(а), (б)). Аналогичный участок можно видеть и на рис. 5(а). При  $h_d^{\max} = 3$  оба значения  $h_{\text{cr}}^-$  и  $h_{\text{cr}}^+$  находятся в одном квадранте графика зависимости  $M-H$  и сливаются друг с другом в единое критическое поле с ростом угла  $\theta_h$ . Однако для  $h_d^{\max} = 1/3$  и низкой температуры эти критические поля оказываются в разных квадрантах и им должны быть приписаны разные знаки относительно направления поля, принятого за «положительное». Как оказалось, такие участки возникают и при больших наклонах поля, причем в этих случаях  $p_1 \neq 1$  или 0. Это происходит, когда при определенном  $\theta_h = \theta_h^C$ , зависящем от  $h_d^{\max}$  и  $T_{\text{red}}$ , после уменьшения абсолютной величины внешнего поля до  $|h_e| \leq h_{\text{cr}}$ , вначале возникает безгистерезисный участок равновесного намагничивания с шириной, зависящей от  $\theta_h$ , а лишь затем при  $|h_e| \leq h_{\text{merg}}$  появляется гистерезис. Для  $h_d^{\max} = 1/3$  и низкой температуры возникновение безгистерезисного участка не сопровождается слиянием полей  $h_{\text{cr}}^-$  и  $h_{\text{cr}}^+$ . Безгистерезисный участок образуется вблизи значения  $h_{\text{cr}}^+$  с  $p_1=1$  или 0. После него в поле  $h_{\text{merg}}$  начинается гистерезис, который после небольшого переходного участка образует довольно широкий участок с постоянным  $p_1 \neq 1$  или 0.

Окончание участка с постоянным  $p_1=1$  или 0 при  $\theta_h < \theta_h^C$  связывалось с критическим полем  $h_{\text{cr}}^-$ . При  $\theta_h \leq \theta_h^C$  возникает узкий безгистерезисный участок и практически сразу за ним поле  $h_{\text{merg}}$  и плоский участок  $p_{1\text{loc}}(h_e)$  с  $p_1 \neq p_{1\text{loc}} \neq 1$  или 0. Теперь окончание этого плоского участка  $p_{1\text{loc}}(h_e)$  в поле  $h_{\text{fin}}^-$  уже не имеет смысла критического поля, хотя при  $\theta_h = \theta_h^C$  зависимость  $h_{\text{cr}}^-(\theta_h)$  непрерывно переходит в зависимость от  $\theta_h$  поля окончания участка с постоянством  $p_1$ ,  $h_{\text{fin}}^-(\theta_h)$  (см. рис. 6(а)). Теперь всюду при  $|h_e| \leq h_{\text{cr}}^+$  ансамбль гранул уже разбит на два подансамбля. Особая точка  $h_{\text{fin}}^-$  в зависимости  $p_{1\text{loc}}(h_e)$  имеет теперь смысл лишь как характеристика петли гистерезиса. Как отмечалось в описании рис. 6, значения  $\theta_h^C(T_{\text{red}})$  отвечают точкам разделения кривых  $h_{\text{cr}}^+(\theta_h)$  и  $h_{\text{merg}}(\theta_h)$  для соответствующей температуры. На рис. 7(б) петля перемагничивания для  $\theta_h = 70^\circ$  отвечает случаю  $\theta_h < \theta_h^C$ , а петли для  $\theta_h = 80^\circ$  и  $85^\circ$  — случаю  $\theta_h > \theta_h^C$ .

Для высокой температуры при  $h_d^{\max} = 1/3$  или для случая  $h_d^{\max} = 3$  (и других с  $h_d^{\max} > 1$ ), когда при  $\theta_h = 0$  величина  $2(h_{\text{cr}}^+ - h_{\text{cr}}^-)/(h_{\text{cr}}^+ + h_{\text{cr}}^-) < 1$ , трансформация зависимостей  $p_1(h_e)$  при перемагничивании подобна показанной на рис. 7(а). При наклоне магнитного поля до  $\theta_h = \theta_h^C(h_d^{\max}, T_{\text{red}})$  поле  $h_{\text{cr}}^-$  становится равным  $h_{\text{cr}}^+$ , возникает безгистерезисный участок, а далее, вниз по полю, участок с гистерезисом, на котором в еще больших  $\theta_h$  возникают плоские участки зависимости  $p_1 = p_{1\text{loc}}(h_e)$ . Этому сценарию соответствует рис. 7(а), где  $\theta_h^C \approx 30^\circ$ . Кривые для  $\theta_h = 60^\circ$  и  $80^\circ$  отвечают  $\theta_h > \theta_h^C$ .

Для кривых перемагничивания рис. 2, при достаточно больших  $\theta_h$ , наличие участков с почти или полностью постоянным  $p_1$  маскируется тем, что основной вклад в них дает изменение наклонов магнитных моментов гранул к направлению внешнего поля. Возникновение равновесного участка неоднородного намагничивания в поле  $|h_{\text{merg}}| \leq |h_e| \leq h_{\text{cr}}$  связано с тем, что когда в поле  $|h_e| \leq h_{\text{cr}}$  одноямная в больших полях зависимость магнитной энергии гранулы от ориентации ее магнитного момента превращается в двоямную, возникающая, вторая яма при большом наклоне поля, отделена от первой весьма низким барьером. В результате, при конечной температуре, распределение частиц по обеим ямам приближается к равновесному. Ширина (по полю) участка равновесного намагничивания зависит от  $\theta_h$  и увеличивается с ростом  $h_d^{\max}$ . При дальнейшем понижении  $|h_e|$  относительно  $h_{\text{cr}}$ , магнитные моменты гранул начинают ориентироваться все ближе к оси легкого намагничивания, отклоняясь от направления внешнего поля. Барьер между ямами становится все выше, и, возникшая в поле  $h_{\text{merg}}$ , населенность двух ям оказывается блокированной частично или полностью. При частичном блокировании изменение внешнего поля еще влияет на распределение населенностей между ямами. Параметр  $p_1 = p_{1\text{loc}}$  меняется с полем, но состояние системы уже не равновесно. Такую ситуацию можно видеть на рис. 7(а) для кривых, соответствующих  $\theta_h = 60^\circ, 30^\circ$ , и на рис. 7(б) на начальном, возле  $h_{\text{cr}}$ , участке гистерезисного намагничивания кривой для  $\theta_h = 80^\circ$ . При дальнейшем понижении внешнего поля зависимость  $p_{1\text{loc}}(h_e)$  ослабляется и возникает участок кривой с постоянным  $p_{1\text{loc}}$ . Эти рассуждения качественно описывают графики рис. 7 и особенности поведения кривых перемагничивания рис. 2 и 3 при достаточно больших  $\theta_h$ .

С повышением температуры участки равновесного намагничивания при  $|h_{\text{merg}}| \leq |h_e| \leq h_{\text{cr}}$  расширяются,  $|h_{\text{merg}}|$  понижается, а участки блокировки изменения  $p_{1\text{loc}}$  с изменением поля сужаются. Они остаются только при самых больших наклонах внешнего поля  $\theta_h$ . Данная ситуация иллюстрируется рис. 8. Можно ожидать, что при некоторой температуре, зависящей от  $\theta_h$  и  $h_d^{\max}$ , но меньшей  $T_b(\theta_h=0)$ , они могут перестать проявляться в кривых перемагничивания, «закроются». На-

5. Выводы

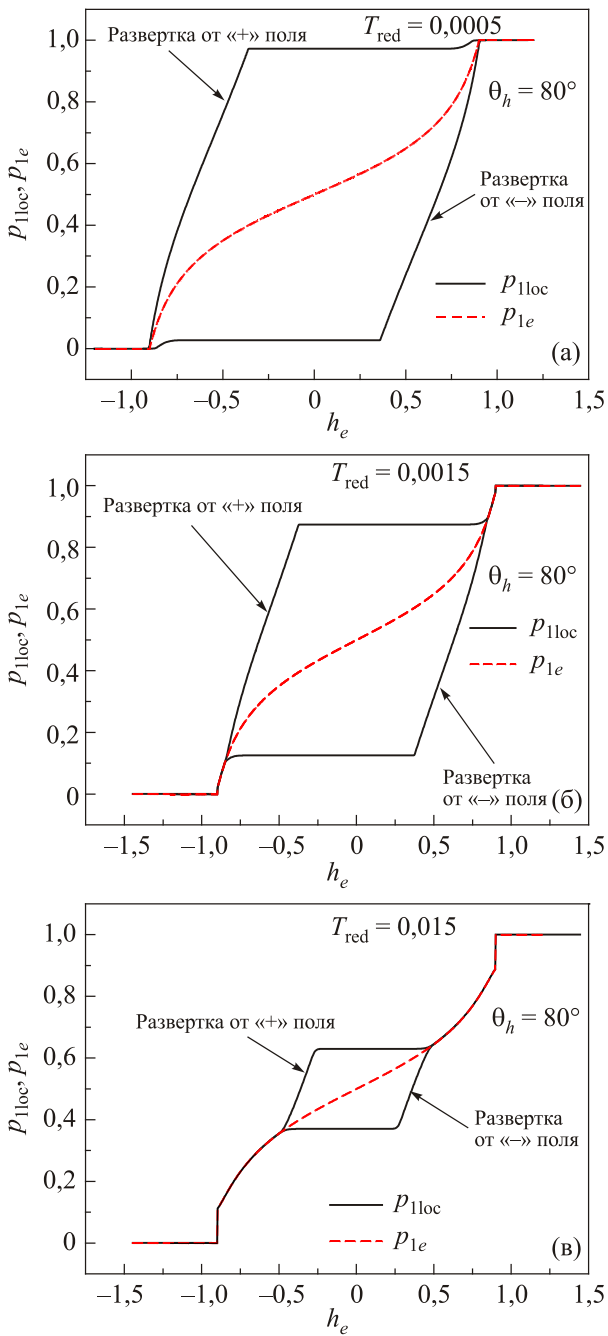


Рис. 8. (Онлайн в цвете) Расчетные зависимости  $p_{1loc}$  и  $p_{1e}$  для угла наклона поля  $80^\circ$  при разных приведенных температурах,  $h_d^{max} = 1/3$ . Кривые для  $p_{1e}$  совпадают друг с другом для обоих направлений развертки поля при всех температурах.

пример, для  $h_d^{max} = 1/3$  и  $T_{red} = 0,015$  участок постоянства  $p_{1loc}$  занимает интервал магнитных полей  $|h_e| < 0,456$  (см. рис. 8(в)) с  $p_{1loc}$  на горизонтальных участках равным  $0,5 + 0,128$  и  $0,5 - 0,128$ , а для  $T_{red} = 0,03$  (не показан)  $x$  занимает интервал  $|h_e| < 0,247$  с  $p_{1loc}$  на подобных участках  $0,5 + 0,05$  и  $0,5 - 0,05$ . Более детальное исследование зависимости гистерезиса намагниченности такого типа при бóльших углах наклона поля от  $\theta_h$ ,  $T_{red}$  и  $h_d^{max}$  не входит в задачи данной работы.

Проведен численный расчет петель перемагничивания наногранулярных пленок с ПА гранул для произвольного направления намагничивающего поля при конечной температуре. Расчет выполнен для «параметров качества» пленки с перпендикулярной анизотропией  $Q = K / 2\pi M_S^2 = H_A / H_d^{max}$  как меньше, так и больше единицы (для  $Q = 1/3$  и  $Q = 3$ ). Расчет проведен в двухуровневом приближении для энергии гранулы, находящейся в суммарном поле, включающем внешнее и размагничивающее поля пленки. Последняя заполнена гранулами с относительным заполнением объема  $f_v$  меньшим порога перколяции. Все гранулы считались одинаковыми с одинаково направленной вдоль нормали к пленке легкой осью одноосной анизотропии. Рассматривалась ступенчатая развертка магнитного поля в интервале между условно-положительным и условно-отрицательным насыщающими значениями. Учитывалось, что намагниченность пленки при таком перемагничивании испытывает критический переход от однородного состояния с одинаково направленными моментами всех гранул к состоянию с разбиением пленки на два подансамбля. Направления моментов гранул в каждом из них одинаковы, но различны для подансамблей. Учитывалась релаксация системы от достигнутого на предыдущем шаге развертки поля распределения гранул по подансамблям к равновесному при данной температуре и в данном поле за время пребывания системы на каждой ступеньке развертки.

Получено, что расчетные кривые соответствуют ожидаемым, но имеют ряд особенностей. В частности, при уменьшении поля от насыщающего, при  $\theta_h$  близком к нулю, наблюдается «гистерезис критического поля», который с ростом  $\theta_h$  исчезает. Критическое поле становится единым для ветвей нарастающего и спадающего намагничивания, и это происходит при тем меньших значениях  $\theta_h$ , чем выше температура. При дальнейшем понижении поля возникает интервал равновесного неоднородного намагничивания, который ограничен снизу полем  $h_{merg}$ . Ниже  $h_{merg}$  вновь возникает гистерезис. Величина этого поля зависит от «параметра качества» пленки, равного  $(h_d^{max})^{-1}$ , и от температуры. В случаях  $h_d^{max} > 1$  переход к единому критическому полю реализуется через слияние значений  $h_{cr}^-$  и  $h_{cr}^+$ , в то время как для  $h_d^{max} < 1$  равновесное неоднородное намагничивание начинается от поля  $h_{cr}^+$ , которое остается единым критическим, а поле  $h_{cr}^-$  скачком теряет этот статус.

Работа частично поддержана грантом 7Н-17 конкурсной программы НАН Украины «Фундаментальные проблемы создания новых наноматериалов и нанотехнологий».

1. B.D. Terris and T. Thomson, *J. Phys. D* **38**, R 199 (2005).
2. S. Iwasaki, *IEEE Trans. Magn.* **20**, 657 (1984).

3. R. Wood, *IEEE Trans. Magn.* **36**, 36 (2000).
4. K. Ouchi, *IEEE Trans. Magn.* **37**, 1217 (2001).
5. M.L. Yan, R. Skomski, A. Kashyap, L. Gao, S.H. Liou, and D.J. Sellmyer, *IEEE Trans. Magn.* **40**, 2495 (2004).
6. C.P. Bean and J.D. Livingston, *J. Appl. Phys.* **30**, 120S (1959).
7. C.A.F. Vaz, J.A.C. Bland, and G. Lauhoff, *Rep. Prog. Phys.* **71**, 056501 (2008).
8. В.Г. Барьяхтар, А.Н. Богданов, Д.А. Яблонский, *УФН* **156**, 47 (1988) [V.G. Bar'yakhtar, A.N. Bogdanov, and D.A. Yablonskii, *Sov. Phys. Usp.* **31**, 810 (1988)].
9. A. Perumal, Y.K. Takahashi, and K. Hono, *Appl. Phys. Express* **1**, 101301 (2008)
10. B.S.D.Ch.S. Varaprasad, Y.K. Takahashi, J. Wang, T. Ina, T. Nakamura, W. Ueno, K. Nitta, T. Uruga, and K. Hono, *Appl. Phys. Lett.* **104**, 222403 (2014).
11. V.M. Kalita, A.F. Lozenko, S.M. Ryabchenko, A.V. Los, A.V. Sitnikov, and O.V. Stognei, *J. Phys.: Condens. Matter* **25**, 066009 (2013).
12. G.N. Kakazei, A.F. Kravets, N.A. Lesnik, M.M. Pereira de Azevedo, Yu.G. Pogorelov, and J.B. Sousa, *J. Appl. Phys.* **85**, 5654 (1999).
13. В.М. Калита, С.М. Рябченко, *ФНТ* **38**, 253 (2012) [*Low Temp. Phys.* **38**, 199 (2012)].
14. С.М. Рябченко, В.М. Калита, *ЖЭТФ* **145**, 325 (2014) [*J. Exp. Theor. Phys.* **118**, 284 (2014)].
15. E.C. Stoner and E.P. Wohlfarth, *Philos. Trans. R. Soc. London Ser. A: Math. Phys. Sci.* **240**, 599 (1948).
16. L. Neel, *Ann. Geophys.* **5**, 99 (1949).
17. A.A. Timopheev and S.M. Ryabchenko, *Ukr. J. Phys.* **53**, No. 3, 261 (2008).
18. W.F. Brown, *Phys. Rev.* **130**, 1677 (1963).
19. А.А. Тимофеев, С.М. Рябченко, В.М. Калита, А.Ф. Лозенко, П.А. Троценко, О.В. Стогней, А.В. Ситников, *ФТТ* **53**, 463 (2011) [*Phys. Solid State* **53**, 494 (2011)].
20. В.М. Калита, А.А. Тимофеев, С.М. Рябченко, *ЖЭТФ* **139**, 508 (2011) [*J. Exp. Theor. Phys.* **112**, 441 (2011)].
21. Li Zhang, Y.K. Takahashi, A. Perumal, and K. Hono, *J. Magn. Magn. Mater.* **322**, 2658 (2010).

## Hysteresis of films with perpendicular anisotropy in an inclined magnetic field

S.M. Ryabchenko and V.M. Kalita

Numerical calculations are made of the magnetization reversal loops of nanogranular films with perpendicular anisotropy in an inclined magnetic field at a finite temperature for “quality parameters” of the film, both smaller and greater than unity. The calculation was carried out taking into account the demagnetizing field of the film in the two-level approximation for the energy of the granule. It is obtained that the hysteresis of the transition fields between states with the same direction of the magnetic moments of all the granules and with different directions, narrows with increasing temperature and of the angle of deviation of the field from the normal to the film. With increasing field deviation, this hysteresis vanishes, and the transition occurs from the uniformly magnetized state of the granules to an equilibrium nonuniform state, without hysteresis. In the case of large field deflection angles, at a finite temperature the magnetization consists of three sections. At the center of the magnetization curve, there is a hysteresis region with different directions of the magnetic moments of the particles. As the absolute value of the field increases, it goes over to the region of equilibrium nonhysteretic magnetization with different directions of the magnetic moments of the particles. And after it this hysteresis-free region passes to a state with a homogeneous direction of the magnetic moments of all the particles.

PACS: 75.30.Gw Magnetic anisotropy;  
 75.60.Jk Magnetization reversal mechanisms;  
 75.60.Ej Magnetization curves, hysteresis; Barkhausen and related effects;  
 75.70.Ak Magnetic properties of monolayers and thin films.

Keywords: nanogranular film, perpendicular anisotropy, demagnetization field, hysteresis, coercive field.