

Исследование параметров переходного слоя в обменно-связанной пленочной структуре NiFe/DyCo

© Г.И. Фролов^{1,2}, В.А. Середкин^{1,2}, В.Ю. Яковчук^{1,3}

¹ Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН,
Красноярск, Россия

² Сибирский государственный аэрокосмический университет им. М.Ф. Решетнева,
Красноярск, Россия

³ Сибирский федеральный университет,
Красноярск, Россия

E-mail: sva@iph.krasn.ru

(Поступила в Редакцию в окончательном виде 20 декабря 2010 г.)

Параметры переходного слоя в обменно-связанных пленочных структурах являются необходимым звеном для понимания механизма формирования однонаправленной анизотропии. Определена толщина этого слоя в пленках NiFe/DyCo путем сравнения сигналов полярного магнитооптического эффекта Керра с контрольной пленки DyCo и с магнито жесткого слоя обменно-связанной структуры. Полученная величина на порядок превышает значения, характерные для ферро-/антиферромагнитных двухслойных пленок. Для объяснения механизма перемагничивания исследованной структуры использована модель, которая предполагает образование 180° границы в интерфейсе.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы „Развития научного потенциала высшей школы“ (гранты РНП 2.1.1/4399 и РНП 2.1.1/3498).

1. Введение

Обменная связь между магнито жестким и магнитомягким слоями в пленочной структуре создает однонаправленную анизотропию в магнитомягком слое, что приводит к сдвигу петли гистерезиса вдоль оси перемагничивающего поля на величину H_E [1]. Для объяснения экспериментально наблюдаемых величин поля смещения и зависимости $H_E = f(1/t_{FM})$ (t_{FM} — толщина магнитомягкого слоя) предложена модель формирования однонаправленной анизотропии, которая предполагает образование переходной области (интерфейса) в магнито жестком слое [2]. В этом интерфейсе формируется магнитная структура, отличная от структуры магнитомягкого и магнито жесткого слоев. Баланс магнитостатической энергии и энергии однонаправленной анизотропии приводит к феноменологическому выражению для сдвига петли гистерезиса

$$H_E = \Delta\sigma / M_{FM} t_{FM}, \quad (1)$$

где M_{FM} — намагниченность магнитомягкого слоя, $\Delta\sigma$ — изменение обменной энергии при перемагничивании ферромагнитного слоя.

В этом подходе величина $\Delta\sigma$ эквивалентна энергии доменной стенки в магнито жестком слое, а толщина переходного слоя соответствует ширине доменной стенки. Однако эксперименты, проведенные на ферро-/антиферромагнитных (FM/AF) структурах, показали, что последнее условие нарушается [3]. Толщина интерфейса на порядок меньше ширины доменной стенки. Для объяснения этого различия в работе [4] предложена другая

модель, которая предполагает образование блоховской стенки в интерфейсе. Несмотря на большой интерес к данной проблеме, в настоящее время нет четкого представления о магнитной структуре интерфейса в ферро-/антиферромагнитных пленочных структурах. Ряд исследователей используют модель с неелевской стенкой [5], другие — модель блоховской стенки с элементами цилиндрических доменов [6].

В настоящей работе представлены результаты исследований влияния толщины магнито жесткого слоя на магнитные свойства двухслойных обменно-связанных ферро-/ферримагнитных пленочных структур. В этих структурах роль магнито жесткого слоя выполняют аморфные сплавы редкоземельных (тербиевая группа) и переходных металлов (RE–TM). Отличие ферро-/ферримагнитной структуры от наиболее исследованной ферро-/антиферромагнитной структуры заключается в том, что намагниченность RE–TM-слоя имеет нормальную составляющую к плоскости образца [7,8]. В то же время величина H_E в пленках NiFe/RE–TM превышает величину однонаправленной анизотропии в структурах с антиферромагнитным слоем [9,10]. Поскольку в пленках NiFe/RE–TM, как и в пленках NiFe/AF, $H_E = f(1/t_{FM})$ [11], можно предположить, что модель, связанная с формированием интерфейса в магнито жестком слое, подходит и для данных образцов. Поэтому для интерпретации особенностей обменного взаимодействия между ферро- и ферримагнитными слоями необходимо иметь информацию о параметрах интерфейса, и прежде всего данных о его толщине.

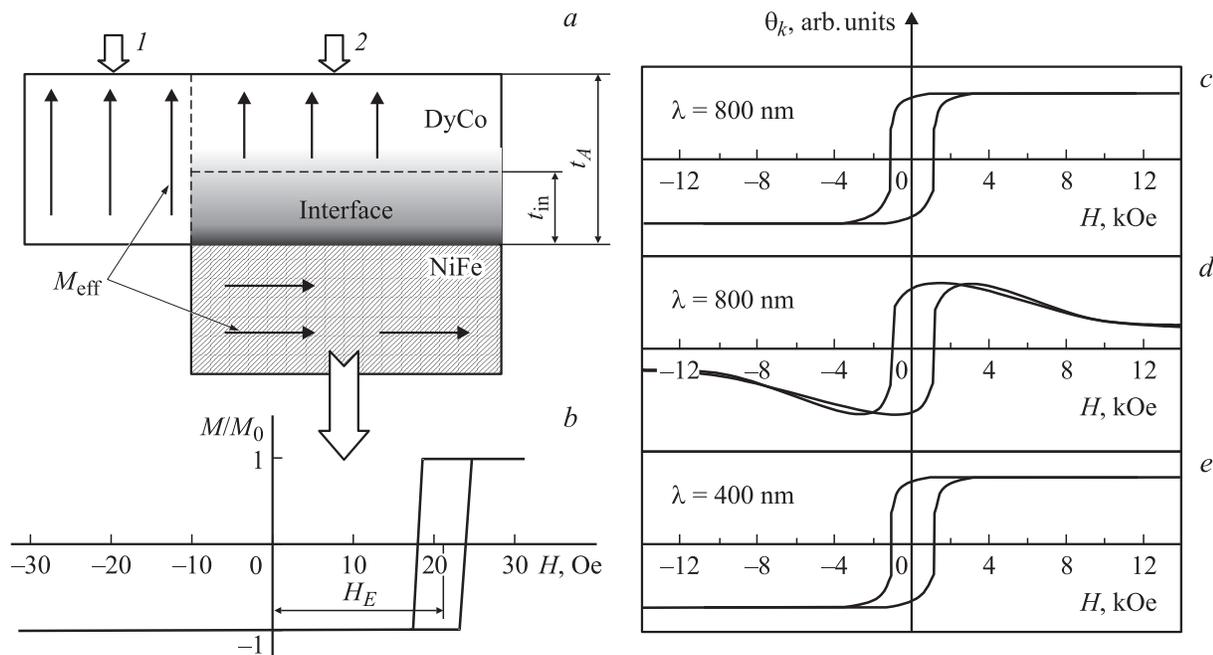


Рис. 1. Поперечный разрез (а), индукционная (b) и магнитооптические (с-е) петли гистерезиса исследуемых пленок.

2. Определение толщины интерфейса

В работе [12] было показано, что существует критическая толщина магнитожесткого слоя (t_{in}), при которой исчезает однонаправленная анизотропия. При этом магнитожесткий слой необратимо перемагничивается вместе с магнитомягким слоем, что приводит к увеличению коэрцитивной силы NiFe-пленки. Это происходит, когда выполняется условие

$$t_A \leq t_{in} = \Delta\sigma/K_A, \quad (2)$$

где t_A — толщина, а K_A — константа анизотропии магнитожесткого слоя.

Казалось бы, самый простой способ определения t_{in} — это получить набор образцов, в которых $t_{FM} = \text{const}$, а t_A варьируется. Однако такой подход считается некорректным, так как в процессе их получения возможны изменения химического состава магнитожесткого слоя, что приводит к изменению его свойств.

Для определения t_{in} в пленочной структуре NiFe/RE-TM нами использовался тот факт, что сплавы RE-TM обладают хорошими магнитооптическими (МО) эффектами, и из спектральной зависимости этих эффектов можно определить толщину интерфейса. Такие исследования были проведены на двухслойных пленках NiFe/DyCo с обменной однонаправленной анизотропией. Для этого были получены образцы, представляющие собой совмещенные на одной подложке однослойную DyCo (контрольную) (1) и двухслойную NiFe/DyCo (2) пленки (рис. 1, а). Толщина DyCo-слоя составляла 700 Å, NiFe — 1000 Å, состав магнитожесткого слоя: Dy ~ 22 at.%, Co — 78 at.%. На рис. 1, b

приведена индукционная петля гистерезиса с NiFe-слоя ($H_E \sim 22$ Oe, $H_C \sim 2$ Oe). Петли гистерезиса, измеренные с использованием полярного МО-эффекта Керра (θ_k), а также спектральные зависимости θ_k , полученные с контрольной пленки DyCo и с магнитожесткого слоя обменно-связанной пленки NiFe/DyCo в нормальном к плоскости пленки магнитном поле $H = 14$ kOe в диапазоне длин волн 400–850 nm, приведены на рис. 1, с-е и 2 соответственно. На рис. 1, с приведена МО-петля гистерезиса с контрольной пленки DyCo на $\lambda = 800$ nm. Вид петли указывает на то, что эффективная намагниченность направлена вдоль нормали к плоскости пленки, величина $H_C \sim 1$ kOe. На рис. 1, d, e показаны петли гистерезиса для DyCo-слоя на $\lambda = 800$ и 400 nm. Видно, что на длине волны $\lambda = 800$ nm в диапазоне магнитных полей ~ 5 –14 kOe форма петли гистерезиса отличается от кривой перемагничивания контрольной пленки наличием изгиба при $H > 5$ kOe. Это связывается с тем

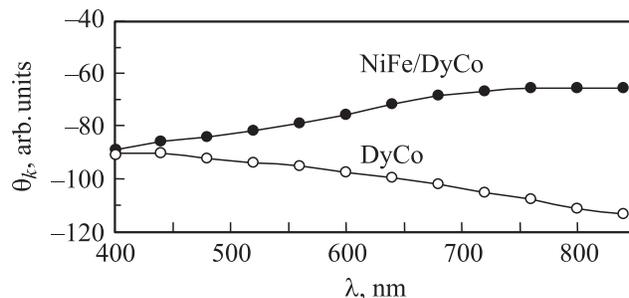


Рис. 2. Спектральная зависимость полярного магнитооптического эффекта Керра (θ_k) в пленке DyCo и пленочной структуре NiFe/DyCo.

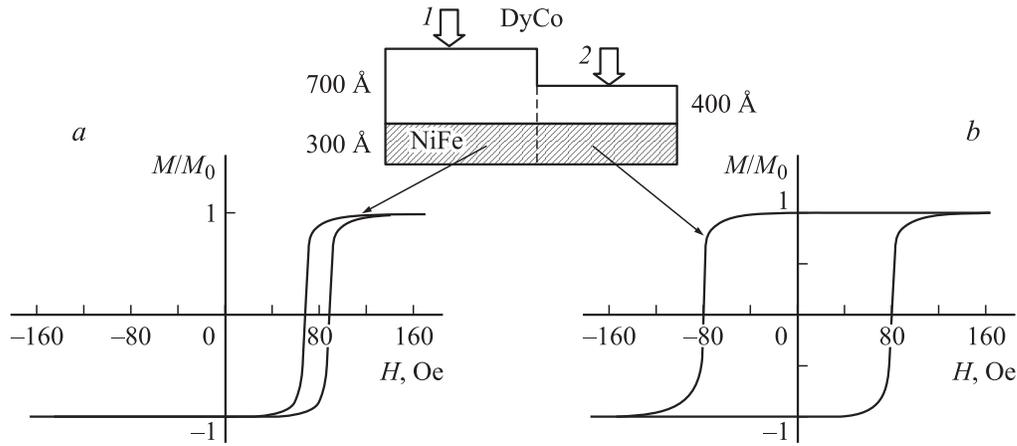


Рис. 3. Вид индукционных петель гистерезиса для пленок NiFe/DyCo с различной толщиной магнито жесткого слоя. $t_{\text{DyCo}} = 700$ (1) и 400 \AA (2). $t_{\text{NiFe}} = 300 \text{ \AA}$.

фактом, что в указанных полях намагниченность слоя NiFe устанавливается вдоль нормали к пленке. При этом изменяется и магнитное состояние в граничных с NiFe слоях DyCo. При уменьшении длины волны падающего света величина этого изгиба уменьшается и при $\lambda = 400 \text{ nm}$ форма петель с DyCo-слоя и с контрольной пленки совпадает (рис. 1, e). Данные рис. 2 также показывают, что величины МО-эффектов для этих пленок совпадают при $\lambda \sim 400 \text{ nm}$. Если считать, что в этом случае мы снимаем сигнал с части магнито жесткого слоя, не подверженного влиянию NiFe-слоя, то, оценив глубину проникновения света δ для $\lambda = 400 \text{ nm}$, можем определить и толщину интерфейса $t_{\text{in}} = t_A - \delta$ (рис. 1, a).

Для вычисления δ обратимся к работе [13], в которой представлены результаты расчетов оптических свойств металлических пленок (зависимость коэффициентов затухания, пропускания и поглощения от длины волны падающего света и толщины образца). Эти зависимости рассчитаны для сильно отражающей и умеренно отражающей пленок. Исходя из наших данных о спектральной зависимости коэффициента пропускания пленок DyCo мы можем отнести их к умеренно отражающим пленкам. В результате для наших образцов в случае $\lambda = 400 \text{ nm}$ получаем $\delta \sim 300 \text{ \AA}$. Тогда толщина интерфейса для наших пленок $t_{\text{in}} = t_A - \delta \approx 400 \text{ \AA}$.

Для проверки полученной величины толщины интерфейса была синтезирована серия пленок NiFe/DyCo, в которых толщина магнитомягкого слоя оставалась постоянной, а толщина DyCo-слоя варьировалась в диапазоне $t_A \geq t_{\text{in}}$. На рис. 3, a, b представлены индукционные петли гистерезиса для двух пленок: 1 — $t_{\text{DyCo}} = 700 \text{ \AA}$, 2 — $t_{\text{DyCo}} = 400 \text{ \AA}$ ($t_{\text{NiFe}} = 300 \text{ \AA}$). Химический состав магнито жесткого слоя Dy — 24 at.%, Co — 76 at.%. Как видно из рис. 3, b, однонаправленная анизотропия у пленки 2 отсутствует, а ее коэрцитивная сила равна полю смещения для пленки 1 ($H_C = H_E$). Согласно уравнению (2), такое совпадение имеет место, когда толщина магнито жесткого слоя равна толщине интерфейса, т.е.

для данных пленок $t_{\text{in}} = 400 \text{ \AA}$, что совпадает с результатом, полученным из магнитооптических измерений.

В связи с тем что полученная величина интерфейса на порядок больше, чем у пленок NiFe/FeMn, представляет интерес сравнить ее с шириной доменной стенки в пленках RE-TM. Параметр обмена в аморфных пленках RE-TM $A \sim 3 \cdot 10^{-7} \text{ erg/cm}$ [14]. Так как константа магнитной анизотропии в интерфейсе (K_A) может отличаться от анизотропии слоя DyCo из-за нарушения топологии поверхности NiFe-слоя, для определения этой константы используем следующий подход. Из уравнений (1), (2) следует

$$K_A = H_E M_{\text{FM}} t_{\text{FM}} / t_{\text{in}}. \quad (3)$$

Подставим в формулу (3) параметры пленочной структуры NiFe/DyCo, петли гистерезиса которой представлены на рис. 1 ($t_{\text{NiFe}} = 1000 \text{ \AA}$, $t_{\text{in}} = 400 \text{ \AA}$, $M_{\text{FM}} = 800 \text{ emu/cm}^3$, $H_E = 22 \text{ Oe}$), и получим $K_A \sim 4 \cdot 10^4 \text{ erg/cm}^3$. Тогда толщина доменной стенки $d_w = \pi(A/K_A)^{1/2} \sim 800 \text{ \AA}$, т.е. толщина интерфейса для данной структуры составляет $t_{\text{in}} \sim d_w/2$.

3. Магнитная структура интерфейса

Поскольку для построения более точной модели механизма формирования однонаправленной анизотропии в обменно-связанных магнитных пленках важной задачей становится прямое наблюдение доменной структуры интерфейса, ферро-/ферримагнитная пленочная структура открывает широкие возможности для решения этой задачи благодаря хорошим магнитооптическим эффектам в слое RE-TM и большой толщине переходного слоя. В связи с этим представляют интерес исследования влияния толщины магнито жесткого слоя на его магнитные свойства. Для этого измерялись петли магнитооптического гистерезиса (полярный эффект Керра) DyCo-слоя пленок 1 и 2 (рис. 3) в продольном и перпендикулярном плоскости пленки магнитных полях. Эти

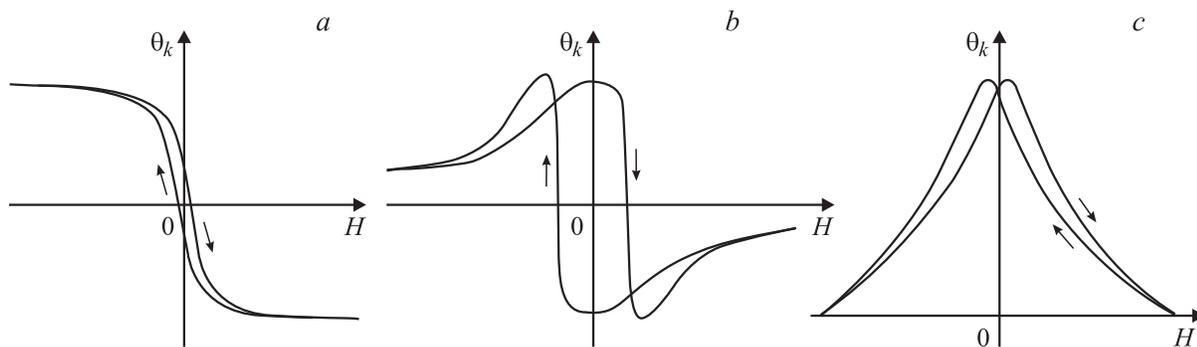


Рис. 4. Магнитооптические петли гистерезиса (полярный эффект Керра) для пленок NiFe/DyCo с $t_{\text{DyCo}} < t_{\text{in}}$ (a) и $t_{\text{DyCo}} > t_{\text{in}}$ (b, c). Поле H перпендикулярно плоскости образца (a, b) и лежит в его плоскости (c).

данные представлены на рис. 4. Как видно из рис. 4, a, для петли с $t_{\text{DyCo}} < t_{\text{in}}$ магнитный момент слоя DyCo практически расположен в плоскости пленки (сигнал в продольном поле на порядок меньше сигнала в H_{\perp} — на рисунке не показан). Петли гистерезиса для пленки с $t_{\text{DyCo}} > t_{\text{in}}$ указывают на то, что намагниченность слоя DyCo направлена по нормали к плоскости (рис. 4, b, c). Магнитооптические петли с контрольных пленок показывают для обоих образцов, что намагниченность в них направлена нормально плоскости пленки.

Таким образом, можно утверждать, что влияние магнитомягкого слоя на DyCo-слой в этой структуре приводит к изменению его магнитного состояния на толщинах, сравнимых с t_{in} . Магнитный момент этого слоя практически располагается в плоскости образца. Этот результат противоречит данным работ [8,9], в которых предполагалось, что однонаправленная анизотропия связана с наличием плоскостной составляющей намагниченности в исходной структуре пленок RE-TM и эффекты обменного взаимодействия с магнитомягким слоем не приводят к ее перестройке.

В связи с нашими данными можно предложить следующую модель магнитного состояния слоев в обменно-

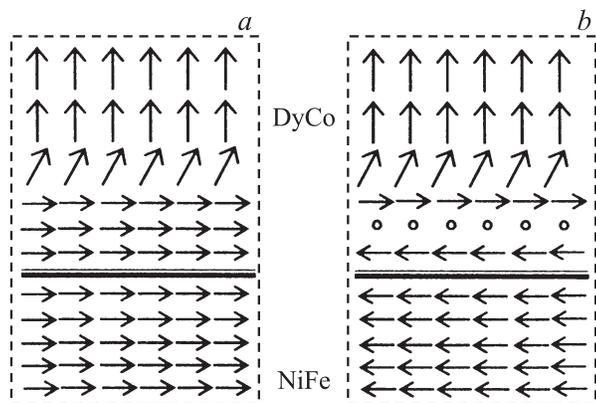


Рис. 5. Магнитное состояние слоев в обменно-связанных пленках NiFe/RE-TM. a — исходное состояние структуры. b — магнитомягкий слой перемагничен в продольном поле $H > H_E$.

связанных пленках NiFe/RE-TM (рис. 5). Если пермалловый слой находится в намагниченном состоянии, то магнитомягкий слой разбивается на два участка: верхняя часть DyCo-слоя имеет намагниченность, перпендикулярную намагниченности NiFe-слоя, а в нижней части DyCo-слоя намагниченность меняет свое направление на 90° (рис. 5). В ряде теоретических работ высказывалась идея о возможности возникновения интерфейса в магнитомягком слое [15,16]. Однако экспериментальные данные не подтверждают это предположение. В работе [17] методом дифракции поляризованных нейтронов исследован профиль намагниченности в пленочной структуре NiFe/FeMn ($t_{\text{NiFe}} = t_{\text{FeMn}} = 400 \text{ \AA}$) и не обнаружено девиации магнитного момента по толщине слоя NiFe. При перемагничивании образцов в поле $H > H_E$ эксперимент не показал формирования доменной стенки в магнитомягком слое. Причиной этих результатов может быть тот факт, что в этих структурах энергия доменной стенки в магнитомягком слое больше энергии доменной стенки магнитомягкого слоя [10]. Это условие выполняется и в наших пленках.

Поэтому при перемагничивании пленки в продольном поле $H > H_E$ намагниченность NiFe-слоя разворачивается на 180° , а в переходном слое DyCo возникает 180° доменная граница (рис. 5, b). Аналогичная картина магнитного состояния интерфейса для пленок NiFe/TbFe была предложена в работе [18]. Однако эти образцы имеют ряд не совсем объяснимых особенностей: во-первых, однонаправленная анизотропия наблюдается только при размагниченном магнитомягком слое и исчезает, когда он намагничен; во-вторых, коэрцитивность NiFe-слоя на порядок превышает коэрцитивность обычных пермалловых пленок. Эти данные противоречат как нашим результатам, так и результатам, представленным в работе [8].

Суммируя все указанное выше, можно сделать следующие выводы.

1) В обменно-связанной ферро-/ферромагнитной пленочной структуре образуется переходный слой, магнитные свойства которого отличаются от свойств основных слоев. Толщина этого интерфейса на порядок больше, чем в ферро-/антиферромагнитных структурах, что от-

крывает широкие возможности для более детального изучения механизма формирования однонаправленной анизотропии.

2) В интерфейсе возникает магнитная структура, которая отражает переход от направления намагниченности магнитомягкого слоя к направлению намагниченности магнито жесткого слоя, т.е. обменное взаимодействие между слоями приводит к изменению магнитной структуры части магнито жесткого слоя, контактирующей с магнитомягким слоем. Этот эффект аналогичен спин-флоп-переходу в FM/AF-структурах с ортогональным (в плоскости пленки) расположением намагниченностей в слоях [19].

3) Для дальнейшего изучения природы однонаправленной анизотропии в обменно-связанных ферро-/ферри-магнитных пленочных структурах представляют интерес исследования по влиянию на эффекты обменного взаимодействия толщины магнито жесткого и магнитомягкого слоев в диапазоне t_{RE-TM} , $t_{NiFe} \ll t_{in}$.

Список литературы

- [1] W.H. Meiklejohn, C.P. Bean. Phys. Rev. **102**, 1413 (1956).
- [2] D. Mauri, H.C. Siegmann, P.S. Bagues, E. Kay. J. Appl. Phys. **62**, 3047 (1987).
- [3] D. Mauri, E. Kay, D. Scholl, K. Howard. J. Appl. Phys. **62**, 2929 (1987).
- [4] A.P. Malozemoff. J. Appl. Phys. **63**, 3874 (1988).
- [5] H. Xi, R.M. White. Phys. Rev. B **64**, 184 416 (2001).
- [6] M. Ali, C.H. Marrows, B.J. Hickey. Phys. Rev. B **67**, 172 405 (2003).
- [7] В.А. Середкин, Г.И. Фролов, В.Ю. Яковчук. Письма в ЖТФ **9**, 23, 1446 (1983).
- [8] Р.С. Исхаков, В.А. Середкин, С.В. Столяр, Г.И. Фролов, Ю. Яковчук. Письма в ЖЭТФ **80**, 743 (2004).
- [9] F. Hellman, R.B. Van Dover, E.M. Gyorgy. Appl. Phys. Lett. **50**, 296 (1987).
- [10] R. Jungblut, R. Coehoorn, M.T. Johnson, J. Stugge. J. Appl. Phys. **75**, 6659 (1994).
- [11] В.А. Середкин, Г.И. Фролов, В.Ю. Яковчук. ФММ **63**, 457 (1987).
- [12] W.H. Meiklejohn. J. Appl. Phys. **33**, 1328 (1962).
- [13] Ф. Абелес. Оптические свойства металлических пленок. В кн.: Физика тонких пленок / Под ред. М.Х. Франкомба, Р.У. Гофмана. Мир, М. (1973). Т. VI. С. 171.
- [14] К. Хандрих, С. Кобе. Аморфные ферро- и ферримагнетики. Мир, М. (1982). 293 с.
- [15] А.И. Морозов, А.С. Сигов. ФТТ **44**, 2004 (2002).
- [16] А.И. Морозов, Д.О. Рынков. ФТТ **49**, 1849 (2007).
- [17] S.S. Parkin, V.R. Deline, R.O. Hilleke, G.P. Felcher. Phys. Rev. B **42**, 10 583 (1990).
- [18] W.C. Cain, M.H. Kryder. J. Appl. Phys. **67**, 5722 (1990).
- [19] N.C. Koon. Phys. Rev. Lett. **78**, 4865 (1997).