

## ПРОДОЛЬНОЕ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЕ МУЛЬТИСЛОЙНОЙ ФЕРРОМАГНИТНОЙ СИСТЕМЫ С НЕМАГНИТНОЙ ПРОСЛОЙКОЙ

*Рассмотрен процесс перемагничивания магнитной системы, состоящей из двух ферромагнитных слоев с немагнитной прослойкой, нанесенной на антиферромагнитную подложку.*

*Ключевые слова: ферромагнетик, антиферромагнитная подложка, межслойное взаимодействие.*

В современном научном мире большое внимание уделяется многослойным магнитным структурам, с помощью которых изготавливают магниторезистивные датчики, элементы магнитной памяти, спиновые диоды и т. п. В данной статье рассматриваются процессы перемагничивания многослойных магнитных систем, для исследования которых используется модель веерного вращения вектора намагниченности [1]. Объектом исследования является двухслойная магнитомягкая пленка с немагнитной прослойкой, в которой имеет место линейная зависимость намагниченности от внешнего поля, нанесенная на магнито жесткую подложку, обладающую прямоугольной петлей гистерезиса. Наличие такой подложки приводит к тому, что магнитомягкие слои будут характеризоваться неоднородным распределением вектора намагниченности по толщине пленки. Намагниченность подложки изменяться не будет, поскольку мы будем рассматривать поле меньше коэрцитивной силы подложки. В связи с этим магнитомягкие слои назовем просто ферромагнитными слоями.

В [1] исследовалась однослойная ферромагнитная пленка, нанесенная на антиферромагнитную подложку. Известно, что физические свойства пленки определяются свойствами ее поверхностей, т. е. граничными условиями. В [1] в качестве граничных рассматривались условия типа закрепления вектора намагниченности  $\mathbf{M}$  на границе с антиферромагнетиком и свободного вектора  $\mathbf{M}$  на границе с вакуумом.

В [2] было показано, что процесс перемагничивания такой магнитной системы носит пороговый характер, т. е. перемагничивание начинается с некоторого не равного нулю внешнего поля. Помимо этого в [2] была проведена аналогия между процессом перемагничивания и рассмотренным в работе [3] изгибом упругого стержня, заземленного с одного конца и свободного с другого, под действием внешней силы, приложенной к свободному концу. Также следует отметить работу [4], в которой исследовался процесс перемагничивания магнитомягкой пленки на магнито жесткой подложке с учетом одноосной анизотропии как аналогия изгиба стержня со сжатием.

В [5] граничное условие жесткого закрепления было заменено условием упругого закрепления магнитного момента путем введения эффективного промежуточного слоя на границе «ферромагнетик–антиферромагнетик». В более поздних работах (например, в [6]) рассматривалась двухслойная ферромагнитная система на антиферромагнитной подложке, слои которой жестко связаны между собой, как аналогия изгиба под действием внешней сосредоточенной нагрузки двухзвеньевого стержня,

жестко заземленного на одном конце и свободного на другом [7].

Однако до настоящего времени не было исследовано влияние немагнитной прослойки на распределение намагниченности и пороговые поля перемагничивания. Поэтому в данной статье будет рассматриваться двухслойная магнитомягкая система на магнито жесткой подложке, но с присутствием между магнитными слоями немагнитной прослойки. Наличие последней требует постановки нового граничного условия.

Запишем потенциальную энергию ферромагнетика во внешнем магнитном поле  $\mathbf{H}$ , следуя [8], в виде

$$F\left(\mathbf{M}, \frac{\partial M_i}{\partial x_k}\right) = \frac{1}{2} \alpha_{ik} \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x_i} \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x_k} + w_a(\mathbf{M}) + f(M^2) - \mathbf{M}\mathbf{H}, \quad (1)$$

где первое слагаемое представляет собой квадратичную форму, составленную из производных намагниченности по пространственным координатам;  $w_a(\mathbf{M})$  – энергия магнитной анизотропии;  $f(M^2)$  – некоторая функция от  $M^2$ . Мы будем рассматривать изотропные ферромагнитные пленки, в которых неоднородность распределения намагниченности имеется только по толщине пленки. Поэтому второе слагаемое обращается в нуль, а первое преобразуется к виду

$$\frac{1}{2} \alpha \left( \frac{d\mathbf{M}}{dz} \right)^2.$$

Ось  $z$  направлена перпендикулярно слоям. Третье слагаемое рассматривать не будем, так как при варьировании полной энергии оно дает нуль, поскольку длина вектора намагниченности считается неизменной. В результате энергию ферромагнитных слоев можно записать следующим образом:

$$U = \int_0^{d_1} \left( \frac{1}{2} \alpha_1 \left( \frac{d\mathbf{M}_1}{dz} \right)^2 - \mathbf{M}_1 \mathbf{H} \right) dz + \int_{d_1+d_s}^{d_1+d_s+d_2} \left( \frac{1}{2} \alpha_2 \left( \frac{d\mathbf{M}_2}{dz} \right)^2 - \mathbf{M}_2 \mathbf{H} \right) dz, \quad (2)$$

где  $d_1, d_2$  – толщины;  $\mathbf{M}_1, \mathbf{M}_2$  – намагниченности;  $\alpha_1, \alpha_2$  – константы внутреннего обмена первого и второго слоев соответственно;  $d_s$  – толщина прослойки;  $\mathbf{H}$  – внешнее магнитное поле.

Энергию межслойного взаимодействия представим в виде

$$U_s = - \frac{\alpha_s}{d_s} \mathbf{M}_1 \mathbf{M}_2, \quad (3)$$

где  $\alpha_s$  – постоянная межслойного взаимодействия. Коэффициент при произведении намагниченностей выбран

из тех соображений, что с увеличением толщины прослойки энергия взаимодействия должна убывать.

Таким образом, полная энергия магнитной системы составит

$$U = \int_0^{d_1} \left( \frac{1}{2} \alpha_1 \left( \frac{d\mathbf{M}_1}{dz} \right)^2 - \mathbf{M}_1 \mathbf{H} \right) dz + \int_{d_1}^{d_2} \left( \frac{1}{2} \alpha_2 \left( \frac{d\mathbf{M}_2}{dz} \right)^2 - \mathbf{M}_2 \mathbf{H} \right) dz - \frac{\alpha_s}{d_s} \mathbf{M}_1 \mathbf{M}_2 \Big|_{d_1}. \quad (4)$$

В пределах интегрирования величиной  $d_s$  пренебрегаем, так как считаем ее малой по сравнению с толщинами ферромагнитных слоев.

В данной задаче удобно перейти от проекций векторов к обобщенным координатам, которые представляет собой углы поворота векторов плотности намагниченности относительно осей  $x$ , направленной вдоль внешнего поля. Соответственно при полях ниже пороговых плотность намагниченности направлена против поля, поскольку мы рассматриваем процесс перемагничивания. Запишем выражение для полной энергии магнитной системы (4) в новых координатах:

$$U = \int_0^{d_1} \left( \frac{1}{2} \alpha_1 M_1^2 \left( \frac{d\varphi_1}{dz} \right)^2 + M_1 H \cos \varphi_1 \right) dz + \int_{d_1}^{d_2} \left( \frac{1}{2} \alpha_2 M_2^2 \left( \frac{d\varphi_2}{dz} \right)^2 + M_2 H \cos \varphi_2 \right) dz - \frac{\alpha_s}{d_s} M_1 M_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1) \Big|_{d_1}. \quad (5)$$

Исходя из условия минимума энергии в состоянии равновесия получаем выражение

$$\delta U = \alpha_1 M_1^2 \frac{d\varphi_1}{dz} \delta\varphi_1 \Big|_0^{d_1} + \alpha_2 M_2^2 \frac{d\varphi_2}{dz} \delta\varphi_2 \Big|_{d_1}^{d_2} - \int_0^{d_1} \left( \alpha_1 M_1^2 \frac{d^2\varphi_1}{dz^2} + M_1 H \sin \varphi_1 \right) \delta\varphi_1 dz - \int_{d_1}^{d_2} \left( \alpha_2 M_2^2 \frac{d^2\varphi_2}{dz^2} + M_2 H \sin \varphi_2 \right) \delta\varphi_2 dz + \frac{\alpha_s}{d_s} M_1 M_2 \sin(\varphi_2 - \varphi_1) \delta(\varphi_2 - \varphi_1) \Big|_{d_1} = 0. \quad (6)$$

Поскольку вариации  $\delta\varphi_1$  и  $\delta\varphi_2$ , входящие под знак интеграла, являются произвольными, то из (6) следует система независимых дифференциальных уравнений, определяющих распределение намагниченности в слоях:

$$\begin{cases} \alpha_1 M_1 \frac{d^2\varphi_1}{dz^2} + H \sin \varphi_1 = 0, \\ \alpha_2 M_2 \frac{d^2\varphi_2}{dz^2} + H \sin \varphi_2 = 0. \end{cases} \quad (7)$$

Слагаемые, не входящие в интегралы, скомбинируем при одинаковых вариациях  $\delta\varphi_i$ , где  $i = 1, 2$ . Если при этом учесть их независимость и произвольность, то получим следующие условия сшивки в точке  $d_1$ :

$$\begin{cases} \frac{\alpha_1}{d_1} \frac{d\varphi_1}{dz} = \frac{\alpha_s}{d_s} \frac{M_2}{M_1} \sin(\varphi_2 - \varphi_1), \\ \frac{\alpha_1 M_1^2}{d_1} \frac{d\varphi_1}{dz} = \frac{\alpha_2 M_2^2}{d_2} \frac{d\varphi_2}{dz}, \end{cases} \quad (8)$$

где  $z$  – нормированная на толщину слоя переменная ( $0 \leq z \leq 1$ ). Далее будем использовать обозначение  $C = (\alpha_s M_2) / (d_s M_1)$ , которое характеризует жесткость связи слоев. При больших значениях  $C$  первое уравнение в (8) переходит в  $\varphi_1 = \varphi_2$ .

Помимо условий сшивки из (6) следуют два граничных условия:

$$\begin{cases} \alpha_1 M_1^2 \frac{d\varphi_1}{dz} \delta\varphi_1 \Big|_0 = 0, \\ \alpha_2 M_2^2 \frac{d\varphi_2}{dz} \delta\varphi_2 \Big|_{d_1+d_2} = 0. \end{cases} \quad (9)$$

Будем считать, что магнитные моменты нижнего ферромагнитного слоя жестко связаны с магнитными моментами подложки, поэтому угол  $\varphi_1$  на границе с подложкой будет оставаться неизменным, благодаря чему его вариация станет равной нулю. На границе с вакуумом магнитные моменты имеют свободу. Математическое это выразится в условиях следующего вида:

$$\begin{cases} \varphi_1 \Big|_0 = 0, \\ \frac{d\varphi_2}{dz} \Big|_{d_1+d_2} = 0. \end{cases} \quad (10)$$

Как частный случай рассмотрим систему, состоящую из одинаковых по толщине ферромагнитных слоев. Толщину каждого ферромагнитного слоя будем считать равной  $d$ . Уравнения, определяющие распределение направлений вектора намагниченности, запишутся следующим образом:

$$\frac{d^2\varphi_i}{dz^2} + \frac{Hd^2}{\alpha_i M_i} \sin \varphi_i = 0, \quad i = 1, 2, \quad (11)$$

где  $z$  – нормированная на толщину слоя переменная. Решение этого уравнения хорошо известно (см. например, [1; 2]) и записывается с помощью спецфункции  $\text{sn}(u, k)$ , называемой эллиптическим синусом Якоби:

$$\varphi_i(z) = 2 \arcsin \left[ k_i \text{sn} \left( \sqrt{\frac{Hd^2}{\alpha_i M_i}} z + F_i, k_i \right) \right], \quad i = 1, 2. \quad (12)$$

Уравнение дополняется условиями сшивки на границе сопряжения слоев

$$\begin{cases} \alpha_1 M_1 \frac{d\varphi_1(1)}{dz} = \alpha_2 M_2 \frac{d\varphi_2(0)}{dz}, \\ \frac{\alpha_1}{d} \frac{d\varphi_1(1)}{dz} = C \sin(\varphi_2(0) - \varphi_1(1)) \end{cases}$$

и условиями на границе с вакуумом и подложкой

$$\begin{cases} \frac{d\varphi_2(1)}{dz} = 0, \\ \varphi_1(0) = 0. \end{cases} \quad (13)$$

Используемая при решении система координат приведена ниже (рис. 1). Из соображений удобства математических вычислений для каждого слоя введена собственная система координат. Спиралью отмечено наличие межслойного взаимодействия.

Применяя условия сшивки и граничные условия к решениям, получим

$$\begin{cases} k_1 \text{cn } u_1 = \gamma k_2 \text{cn } u_2, \\ \rho u_1 k_1 \text{cn } u_1 = (k_2 \text{sn } u_2 \text{dn } u_1 - k_1 \text{sn } u_1 \text{dn } u_2) \times \\ \times (\text{dn } u_1 \text{dn } u_2 + k_1 k_2 \text{sn } u_2 \text{sn } u_1), \end{cases} \quad (14)$$

где  $u_1 = \frac{\pi}{4} \sqrt{\frac{h}{h_c}}$ ;  $u_2 = F_2 = K(k_2) - \frac{\pi}{4\gamma} \frac{M_2}{M_1} \sqrt{\frac{h}{h_c}}$ ;  
 $h_c = \left(\frac{\pi}{2}\right)^2 \frac{\alpha_1}{4d^2}$ ;  $\gamma = \sqrt{\frac{\alpha_2 M_2^3}{\alpha_1 M_1^3}}$ ;  $\rho = \frac{\alpha_1}{Cd} = \frac{\alpha_1 d_s M_1}{\alpha_s d M_2}$ ;  
 $\text{cn}(u, k)$ ,  $\text{sn}(u, k)$ ,  $\text{dn}(u, k)$  – соответственно косинус, синус и дельта-функция Якоби. Константа интегрирования  $F_1$  в этом случае равна нулю.

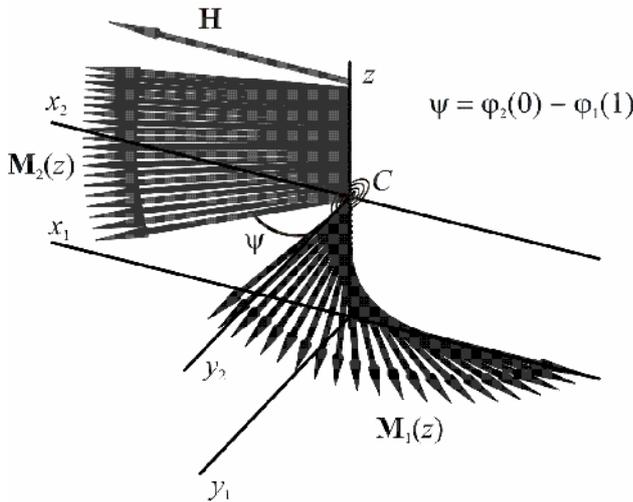


Рис. 1. Система координат

Из (14) можно определить пороговые поля перемангничивания. Для этого воспользуемся тем фактом, что на пороге эллиптические модули  $k_1$  и  $k_2$  равны нулю, и тогда эллиптические функции перейдут в тригонометрические. После преобразований получаем уравнение

$$\rho \frac{\pi}{4} \sqrt{\frac{h^{th}}{h_c}} + \text{tg} \left( \frac{\pi}{4} \sqrt{\frac{h^{th}}{h_c}} \right) = \frac{1}{\gamma} \text{ctg} \left( \frac{\pi}{4\gamma} \sqrt{\frac{h^{th}}{h_c}} \right), \quad (15)$$

где  $h^{th} = H^{th}M$  – пороговое поле. Решая уравнение (15) относительно  $h^{th}/h_c$  при разных значениях  $\gamma$  и  $\rho$ , получаем зависимость, изображенную на рис. 2.

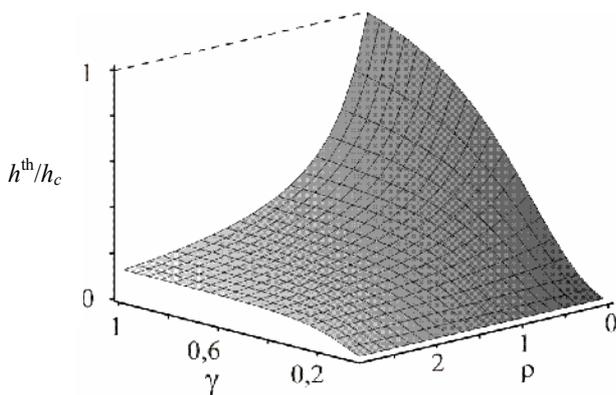


Рис. 2. Зависимость пороговых полей от  $\gamma$  и  $\rho$

Уравнение (15) в предельном случае отсутствия прослойки ( $d_s = 0$ ) для двух одинаковых ферромагнитных слоев ( $\gamma = 1$ ) дает известный результат

$$h^{th} = \left(\frac{\pi}{2}\right)^2 \frac{\alpha_1}{4d^2},$$

что соответствует пороговому полю одного ферромагнитного слоя толщины  $2d$ .

В другом предельном случае, когда толщина прослойки велика и взаимодействие между слоями мало ( $\rho \rightarrow \infty$ ), из второго уравнения (14) получаем

$$\cos \frac{\pi}{4} \sqrt{\frac{h^{th}}{h_c}} = 0,$$

что дает

$$h^{th} = \left(\frac{\pi}{2}\right)^2 \frac{\alpha_1}{d^2}.$$

Этот результат соответствует пороговому полю одного ферромагнитного слоя толщины  $d$ . Таким образом, в случае отсутствия взаимодействия между слоями пороговое поле имеет только слой, сопряженный с подложкой.

Необходимо также исследовать поведение кривых перемангничивания. Рассмотрим частный случай двух одинаковых ферромагнитных слоев, разделенных немагнитной прослойкой. Варьировать будем только параметр  $\rho$ . Среднее значение проекции намагниченности на ось  $x$  можно определить по формуле

$$\bar{m}_x = \int_0^1 m_x dz = -\int_0^1 \cos \varphi dz.$$

Производя интегрирование, получаем

$$\bar{m}_x = 1 - \frac{1}{u_1} \times$$

$$\times \left( E(\text{am}[u_1, k_1], k_1) - E(\text{am}[K(k_2) - u_1, k_2], k_2) + E\left(\frac{\pi}{2}, k_2\right) \right), \quad (16)$$

где  $\text{am}(u, k)$  – амплитуда Якоби.

Полученные кривые перемангничивания (рис. 3) соответствуют следующим системам: магнитной системе, состоящей из одного ферромагнитного слоя толщины  $2d$ , поскольку  $d_s = 0$ , а значит и параметр  $\rho$ , равны нулю (кривая 1); системам, включающим немагнитную прослойку разной толщины (кривые 2, 3), причем системе с более толстой прослойкой соответствует кривая, имеющая большее смещение в сторону низких внешних полей в начале процесса перемангничивания.

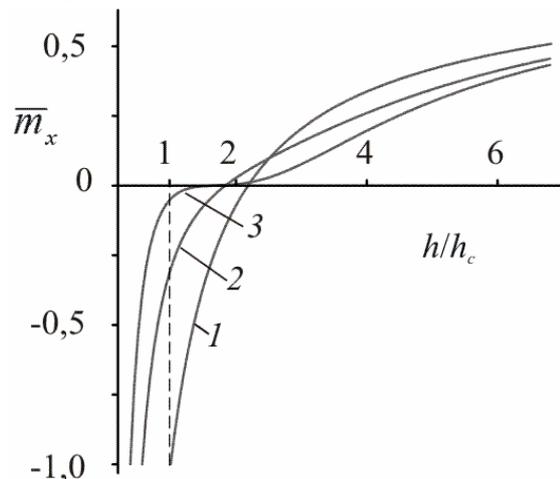


Рис. 3. Зависимость проекции средней намагниченности на ось  $x$  от внешнего поля при разных значениях параметра  $\rho$ :  
 $1 - \rho = 0$ ;  $2 - \rho = 1,4$ ;  $3 - \rho = 2,8$

На кривой 3 заметна пологость в районе нулевого значения проекции намагниченности. Это можно объяснить тем, что в рамках рассматриваемой модели в процессе перемангничивания нижнего слоя имеется конкуренция

между влиянием обменной связи с магнито жесткой подложкой и обменного взаимодействия с верхним слоем. При определенном соотношении физических характеристик магнитомягких слоев и немагнитной прослойки на некотором интервале внешнего поля начинает преобладать влияние обменной связи подложки, благодаря чему намагниченность нижнего слоя может вернуться в начальное положение, т. е. она будет стремиться ориентироваться против поля. При дальнейшем увеличении внешнего поля последнее совместно с обменным взаимодействием преодолевает влияние подложки, и процесс перемагничивания в нижнем слое продолжается.

Таким образом, было проведено исследование влияния немагнитной прослойки в системе «ферромагнетик–прослойка–ферромагнетик–антиферромагнетик» на величину порогового поля начала перемагничивания и построены кривые перемагничивания при разных значениях введенного эффективного параметра  $\rho$ , характеризующего межслойное обменное взаимодействие.

#### Библиографические ссылки

1. Aharoni A., Frei E. H., Strinkman S. // J. Appl. Phys. 1959. Vol. 30, № 12. P. 1956–1961.
2. Захаров Ю. В. Статическая и динамическая потеря устойчивости ферромагнитного слоя при перемагничивании // Докл. Рос. акад. наук. 1995. Т. 344, № 3. С. 328–332.
3. Захаров Ю. В., Охоткин К. Г. Нелинейный изгиб тонких упругих стержней // Журн. прикл. механики и техн. физики. 2002. Т. 4, № 5. С. 124–131.
4. Захаров Ю. В., Исакова В. В., Охоткин К. Г. Аналогия перемагничивания обменно-связанной магнитной структуры и изгиба упругого стержня со сжатием // Вестник СибГАУ. 2009. Вып. 2 (23). С. 122–125.
5. Пороги перемагничивания магнитомягкого слоя в обменно-связанной структуре в зависимости от поверхностного обмена / Ю. В. Захаров, Г. И. Фролов, В. А. Середкин и др. // Новые магнитные материалы микроэлектроники : сб. тр. XX Междунар. шк.-семинара / Моск. гос. ун-т. М., 2006. С. 201–203.
6. Magnetization reversal of the multilayer magnetic film / Yu. V. Zakharov, K. G. Okhotkin, A. D. Skorobogatov, V. V. Isakova // Magnetism on a Nanoscale : proc. of EASTMAG-2007. Kazan, 2007. P. 184.
7. Власов А. Ю., Охоткин К. Г. Нелинейный изгиб составного стержня переменной жесткости под действием продольной и поперечной нагрузки // Вестник КрасГУ. Физико-математические науки. 2006. № 1. С. 26–28.
8. Ахиезер А. И., Барьяхтар В. Г., Пелетминский С. В. Спиновые волны. М. : Наука, 1967.

Yu. V. Zakharov, A. Yu. Vlasov, R. V. Avakumov

### DILATATIONAL MAGNETIC POLARITY REVERSAL OF MULTILAYER FERROMAGNETIC SYSTEM WITH NONMAGNETIC INTERLAYER

*Magnetic polarity reversal of magnetic system consisting of two ferromagnetic layers with nonmagnetic interlayer applied to antiferromagnetic base surface is considered.*

*Keywords: ferromagnetic, antiferromagnetic base surface, interlayer interaction.*

© Захаров Ю. В., Власов А. Ю., Авакумов Р. В., 2010