

ДИНАМИКА ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ АМОРФНЫХ ПЛЕНОК ТЬ—ФЕ С ПЕРПЕНДИКУЛЯРНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

А. А. Андреев, А. В. Мязков, В. А. Скорик

Экспериментально обнаружено спонтанное перемагничивание аморфных пленок Ть—Фе реверсивной среды для магнитооптической записи информации в магнитных полях, меньших коэрцитивной силы образца. Изучены зависимости такого перемагничивания от начального состояния образца. Предложена модель, дающая удовлетворительное совпадение с экспериментом.

В настоящее время широко исследуются пленки на основе аморфных сплавов «редкая земля — переходный металл» в целях создания магнитооптических устройств памяти с большой емкостью. При этом определенное

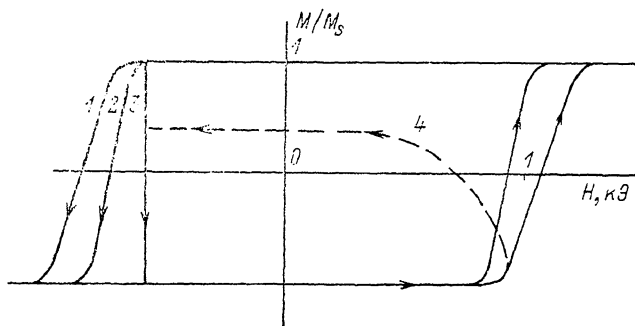


Рис. 1. Петля гистерезиса образца при скорости изменения магнитного поля 7 (1) и 0.5 кЭ/мин (2), перемагничивание при $H < H_c$ (3), получение промежуточных состояний путем неполного перемагничивания в точке В (при достижении начала перемагничивания поле уменьшают до нулевого значения) (4).

внимание уделяется вопросу длительности хранения записанной информации. К ограничению времени хранения может приводить как деградация параметров пленок со временем, так и самопроизвольная релаксация намагниченности. Данная работа посвящена изучению процессов перемагничивания пленок Ть—Фе с перпендикулярной анизотропией (H_c порядка 1 кЭ, содержание Ть — 22 %).

1. Экспериментальные результаты

Исследовалась зависимость полярного эффекта Керра от магнитного поля, приложенного перпендикулярно поверхности пленки. Измерения проводились при комнатной температуре. Обнаружено, что коэрцитивная сила образца существенно зависит от скорости изменения магнитного поля при снятии петли гистерезиса. Так, скорости изменения магнитного поля 7 кЭ/мин соответствует кривая 1 на рис. 1. При уменьшении скорости изменения поля до 0.5 кЭ/мин петля гистерезиса принимала вид кривой 2. Возможно также полное перемагничивание пленки в постоянном магнитном поле $H < H_c$ (рис. 1, кривая 3).

Для выяснения причин такого поведения пленки изучена зависимость намагниченности образца от времени при постоянном магнитном поле, меньшем коэрцитивной силы и направленным противоположно начальной намагниченности.

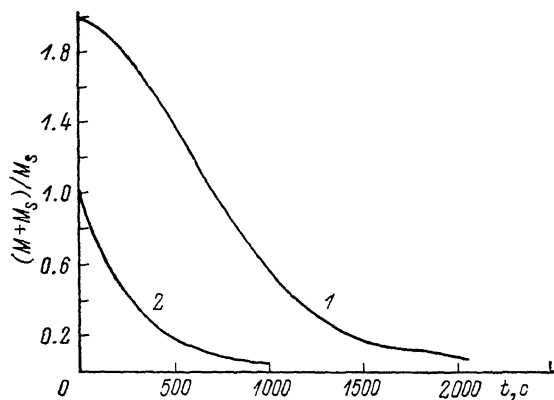


Рис. 2. Кривые релаксации намагниченности.

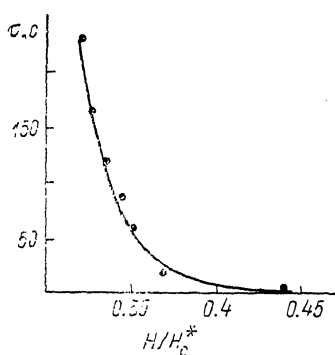


Рис. 3. Зависимость постоянной времени перемангничивания от приведенного магнитного поля.

Оказалось, что кривые релаксации могут иметь два различных вида в зависимости от начальной намагниченности и прихода к ней. Для перемангничивания из насыщения (рис. 1, кривая 3) характерна зависимость 1 на рис. 2. Переход же из состояния, полученного путем неполного перемангничивания в точке В (рис. 1, кривая 4), происходит согласно кривой 2 (рис. 2). Кривая 2 (рис. 2) хорошо описывается экспоненциальным законом, в то время как кривая 1 (рис. 2) характеризуется экспоненциальной зависимостью только на конечном этапе перехода. При этом характерные времена процессов, представленных кривыми 1, 2, заметно отличаются друг от друга.

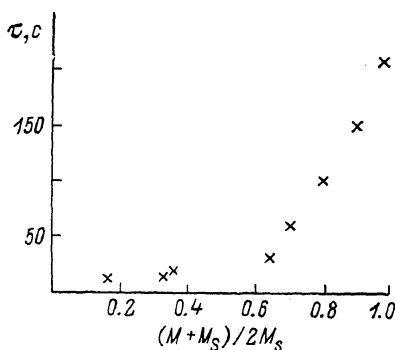


Рис. 4. Зависимость постоянной времени перемангничивания от начальной намагниченности.

Изучены также зависимости времен перемангничивания от магнитного поля при одинаковой начальной намагниченности (рис. 3) и от начальной намагниченности при неизменном магнитном поле (рис. 4).

2. Модель процесса перемангничивания

Следует отметить, что петли гистерезиса не зависят от диаметра зондирующего луча света (с длиной волны 6328 \AA) вплоть до $d=1-2 \text{ мкм}$. Такую же ситуацию наблюдали авторы работы [1]. Там предложена модель, качественно объясняющая процесс перемангничивания. Пленка представлялась как совокупность однородно намагниченных участков размером $d=650 \text{ \AA}$. В произвольном состоянии пленки магнитные моменты отдельных участков направлены в противоположные стороны перпендикулярно поверхности образца. Каждому из этих микроучастков приписывалось некоторое значение коэрцитивной силы H_c , разброс которых приводил к наклону «спинок» петель гистерезиса (рис. 1, кривая 2).

Однако указанный подход не может объяснить наблюдавшееся полное перемагничивание пленки при постоянном поле (рис. 1, кривая 3).

Примем, как и в [1], что пленка состоит из цилиндрических участков — доменов с осью, перпендикулярной плоскости пленки. Поскольку при диаметре $d=650 \text{ \AA}$ и высоте $h=1000 \text{ \AA}$ при комнатной температуре магнитная энергия такого цилиндра $K_u V$ сравнима с kT , то в расчете зависимости намагниченности от времени необходимо учесть термические флуктуации магнитного момента таких участков. При этом процесс перемагничивания пленки можно описать как «диффузию» магнитного момента доменов через потенциальный барьер. Поэтому за основу могут быть взяты уравнения для термических флуктуаций магнитного момента однодоменных частиц во внешнем магнитном поле в приближении высокого потенциального барьера [2]. Они могут быть использованы при отношении высоты потенциального барьера к kT , большею единицы.

Магнитный момент доменов может находиться в одном из двух устойчивых положений равновесия (намагниченность «вверх», намагниченность «вниз»), разделенных потенциальным барьером. Для скоростей изменения концентраций частиц в состояниях «вверх» и «вниз» имеем

$$\begin{aligned} \dot{n}_1 &= -\dot{n}_2 = n_2 v_{21} - n_1 v_{12}, \\ v_{ij} &= c_{ij} \exp [-(W_m - W_i) V / (kT)], \end{aligned} \quad (1)$$

n_1, n_2 — концентрации частиц в состояниях «вверх» и «вниз» соответственно; W_m — максимальная плотность магнитной энергии домена, достигаемая при $\theta = \theta_m$; θ — угол между нормалью к поверхности пленки и направлением магнитного момента домена; V — объем домена,

$$c_{ij} = \frac{\eta}{(1/\gamma_0)^2 + \eta^2 M_s^2} k_i \sin \theta_m \left(\frac{\beta k_m}{2\pi} \right)^{1/2}, \quad (2)$$

γ_0 — гиромангнитное отношение; η — коэффициент затухания в уравнении Ландау—Лифшица; M_s — намагниченность насыщения частицы; $\beta = V / (kT)$; $k_i = W''(\theta_i)$, $k_m = -W''(\theta_m)$ — вторые производные плотности энергии в экстремумах.

Выразим намагниченность пленки через концентрации частиц n_1 и n_2 . Получим уравнение для нормальной к поверхности пленки составляющей намагниченности образца

$$dM/dt = (c_1 q + c_2 c) [M_s - M] - 2c_1 q M_s, \quad (3)$$

где

$$c_1 = c_{12}, \quad c_2 = c_{21},$$

$$q = \exp [-\beta (W_m - W_1)], \quad c = \exp [-\beta (W_m - W_2)].$$

Чтобы найти коэффициенты этого уравнения, запишем выражение для плотности энергии частицы

$$W = W_a + W_H + W_{\text{mstat}} + W_{\text{д. с.}}, \quad (4)$$

где

$$W_a = K_u \sin^2 \theta, \quad W_H = M_s H \cos \theta$$

(мы предполагаем $H > 0$ при ориентации поля противоположно направлению нормали к поверхности пленки, от которого отсчитывается угол θ).

Плотность магнитостатической энергии запишем в виде

$$W_{\text{mstat}} = N M_s^2 \cos^2 \theta + (4\pi - N) M M_s \cos \theta,$$

где N — размагничивающий фактор вдоль оси цилиндра. В этом выражении второй член отвечает энергии частицы в поле остальной части пленки.

Нами проведено численное решение (3) с учетом (4). Объяснить отклонение кривой релаксации от экспоненциальности в начале перемагничивания из насыщения (рис. 2, кривая 1) можно, если ввести в выражение

для плотности энергии член, который уменьшал бы разность $(W_m - W_1)$ при уменьшении намагниченности образца, тем самым увеличивая скорость перемагничивания. Рассмотрим энергию промежуточных слоев между цилиндрами. Предположим, что поверхностная плотность энергии слоя описывается такой же формулой, как и поверхностная плотность энергии доменной стенки. Тогда из [3] $\sigma = (1 - \cos \theta) \pi \sigma_0$, $\sigma_0 = \sqrt{AK_u}$, где A — обменный интеграл. Понятно, что эффективная площадь образовавшейся доменной стенки при перемагничивании одной частицы зависит от намагниченности пленки: при начальном значении $M = M_s$ образуется граница площадью πdh (d — диаметр частицы, h — толщина пленки), тогда как при $M = -M_s$ граница такой же площади исчезает.

Для учета этого факта введем функцию $K_i(M)$, равную $K_i(M) = S/(\pi dh)$, где S — площадь образовавшейся при перемагничивании частицы границы; $K_i(M_s) = 1$, $K_i(-M_s) = -1$. Тогда выражение для вклада доменных границ в плотность энергии частицы примет вид

$$W_{д.с.} = \frac{4\pi(1 - \cos \theta)}{d} K_i(M) \sigma_0. \quad (5)$$

Качественно этот член объясняет отклонение от экспоненциальности кривой I (рис. 2) на начальном этапе перемагничивания.

Исходя из уравнений (3)–(5), найдем выражение для характерного времени перемагничивания образца. Заметим, что при характерных значениях параметров $K_u \sim 10^5$ эрг/см³, $M_s \sim 10$ Гс, $H \sim 10^3$ Э множитель $\exp[-\beta(W_m - W_1)]$ на 10–15 порядков больше, чем множитель $\exp[-\beta(W_m - W_2)]$ при приблизительно одинаковых коэффициентах c_1 и c_2 . Поэтому в уравнении (3) можно пренебречь c по сравнению с q . Тогда получим уравнение

$$dM/dt = -c_1 q [M_s + M]. \quad (6)$$

Пусть $p = c_1 q$ — обратное время релаксации в данном процессе. Найдем выражение для p при принятой нами записи для плотности энергии частицы. После подстановки (4), (5) в (2), (6) имеем

$$p = B \exp \left[-\beta \left(-\frac{\Delta^2}{2K_u^*} - \Delta \varepsilon - \Delta + K_u^* (1 - \varepsilon)^2 \right) \right], \quad (7)$$

где

$$B = \frac{\eta}{(1/\gamma_0)^2 + \eta^2 M_s^2} \left(\frac{\beta}{2\pi} \right)^{1/2} (M_s H_c^*)^{3/2} (1 - \varepsilon) (1 - \varepsilon^2),$$

$$K_u^* = K_u - N M_s^2, \quad H_c^* = \frac{2K_u^*}{M_s}, \quad \varepsilon = \frac{H}{H_c^*},$$

$$\Delta = 4\pi(\sigma_0/d) K_i(M) - (4\pi - N) M M_s.$$

Поскольку в показателе экспоненты член $\Delta^2/(2K_u^*)$ по крайней мере на два порядка меньше остальных членов, им можно пренебречь. Тогда

$$p = p^* e^{\beta(1+\varepsilon)\Delta}, \quad (8)$$

где

$$p^* = B e^{-\beta K_u^* (1-\varepsilon)^2}. \quad (9)$$

Выражение для p^* совпадает с формулой для обратного времени перемагничивания при учете только анизотропии и энергии во внешнем магнитном поле [2]. Второй сомножитель в (8) содержит зависимость параметра p от намагниченности (через функцию Δ).

С помощью (8) можно, исходя из экспериментальных данных, оценить параметры пленки K_u , M_s , β , H_c и др.

3. Сравнение экспериментальных результатов с моделью

На основе уравнения (3) проводился численный расчет процесса перемагничивания пленки. Оказалось, что при $K_u = 2.6 \cdot 10^4$ эрг/см³, $M_s = 20$ Гс, $d = 290$ Å, $h = 1000$ Å, $\sigma_0 = 1.16 \cdot 10^{-3}$ эрг/см² экспериментальная кривая 1 (рис. 2) практически совпадает с теоретической (рис. 5). Причем этот результат получен в предположении, что функция $K_i(M)$ при уменьшении M убывает, $K_i(0) = 0$, $K_i(M_s) = 1$, $K_i(-M_s) = -1$. Конкретный же вид $K_i(M)$ можно менять в достаточно широких пределах без существенного влияния на результат.

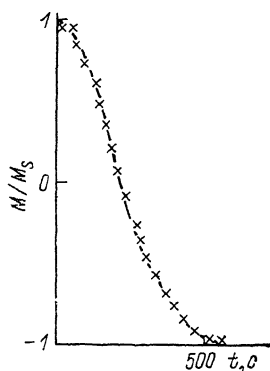


Рис. 5. Расчетная зависимость намагниченности от времени.

Так как при $M = 0$ значение $K_i(M) = 0$, то и $\Delta(0) = 0$. Таким образом, наклон кривой $\ln(M(t) + M_s)$ в точке $M = 0$ даст обратное время релаксации, определяемое формулой (9).

На рис. 3 сплошной линией показана зависимость постоянной времени перемагничивания от ϵ , полученная из (9) при тех же значениях параметров, что и расчетная кривая на рис. 5. Точками нанесены экспериментальные результаты. Имеется хорошее совпадение расчета с экспериментом.

Зависимость времени перемагничивания от пути прихода к начальному состоянию не может быть объяснена при рассмотрении частиц одинакового размера. Однако при учете распределения микроучастков по размерам такой эффект будет иметь место.

Изученная модель процесса перемагничивания объясняет зависимость формы петли гистерезиса от скорости изменения магнитного поля, хорошо описывает кривую релаксации и зависимость постоянной времени перемагничивания от магнитного поля. Это достигается путем учета образования «доменных стенок» при изменении направления магнитного момента частиц.

Дан способ оценки параметров микроучастков пленки, перемагничивающихся когерентным вращением.

Список литературы

- [1] Л. В. Буркова и др. // ЖТФ. 1985. Т. 55. № 4. С. 707—713.
- [2] W. F. Brown. // Phys. Rev. 1963. V. 130. N 5. P. 1677—1687.
- [3] Г. С. Криччик. Физика магнитных явлений. М.: Изд-во МГУ, 1976.

Физико-технический институт
Москва

Поступило в Редакцию
15 июня 1990 г.