

Х. ВАЛЛАСТЕ

О ВОСПРИИМЧИВОСТИ ЦТМП ПРИ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИИ ВДОЛЬ ОТН

Цилиндрические тонкие магнитные пленки (ЦТМП) с неразрушающим считыванием информации, используемые в элементах памяти, представляют большой практический интерес. Технологически вопрос получения таких ЦТМП решен путем создания определенной шероховатости на поверхности подложки, а для улучшения свойств неразрушающего считывания на такую подложку осаждают не один, а несколько магнитных слоев с разной коэрцитивностью. Теоретическое же объяснение связи между шероховатостью и неразрушающими свойствами ЦТМП пока отсутствует.

В настоящей работе делается попытка объяснить процесс неразрушающего считывания путем введения в теорию микромагнетизма двумерных магнитных слоев понятия поля гистерезиса яри намагниченности, действующего на вектор средней намагниченности образца при вращении этого вектора под действием внешнего магнитного поля, приложенного вдоль оси трудного намагничивания (ОТН). Согласно теории яри намагниченности [1], неоднородность структуры пленки приводит к неоднородности структуры намагниченности. При этом локальные векторы намагниченности не следят за локальными осями анизотропии, а вследствие обменного и магнитостатического взаимодействий и под действием однородной составляющей поля наведенной анизотропии и внешнего поля образуют определенную магнитную структуру, напоминающую в некоторых случаях ярь на поверхности воды [2]. Мы будем использовать понятие «ярь» намагниченности в более широком смысле, подразумевая под этим термином всякую упорядоченную двумерную магнитную структуру. Согласно теории яри [1, 3], вектор намагниченности магнитной пленки всегда лежит в плоскости пленки и при этом образуются области (субдомены или полуолны яри) с однородной намагниченностью, разделенные малоугловыми стенками яри. Допустим, что в исходном состоянии вектор средней намагниченности пленки направлен вдоль оси легкого намагничивания (ОЛН) наведенной анизотропии, а стенки яри перпендикулярны ОЛН. Если внешнее магнитное поле приложить вдоль ОТН, то происходит процесс вращения вектора средней намагниченности к ОТН. При этом, согласно однодоменной модели Стонера-Вольфарта [4], конечное положение этого вектора определяется на основе уравнения свободной энергии пленки

$$E = -\mathbf{H}\mathbf{M} = -H^d M_S \sin \varphi_{0S-W} + \frac{1}{2} H_k M_S \sin^2 \varphi_{0S-W} \quad (1)$$

из условия равновесия

$$T = \frac{\partial E}{\partial \varphi_0} = -H^d M_S \cos \varphi_{0S-W} + \frac{1}{2} H_h M_S \sin 2\varphi_{0S-W} = 0, \quad (2)$$

где T — вращающий момент, действующий на среднюю намагниченность; H^d — поле вдоль ОТН; H_h — поле наведенной анизотропии; φ_{0S-W} — угол между средней намагниченностью и ОЛН; M_S — намагниченность насыщения.

Эксперименты [5], однако, показывают, что в действительности вектор средней намагниченности пленки поворачивается на угол $\varphi_0 < \varphi_{0S-W}$, причем отставание от положения, предсказываемого однодоменной моделью, растет с увеличением угловой дисперсии намагниченности. Такое отставание можно объяснить взаимодействием средней намагниченности с полями рассеяния на малоугловых стенках ряби [6]. Как показано в [7], при определенном значении эффективного поля [8] происходит т. н. блокировка стенок ряби, т. е. локальное эффективное поле в стенках становится равным нулю. Чем больше дисперсия легких осей, тем больше значение поля блокировки. Можно показать, что у большинства пленок с неразрушающим считыванием уже в отсутствии внешнего поля структура ряби заблокирована и не разблокируется при увеличении внешнего поля вдоль ОТН от нуля до $H^d = 2 - 3H_h$. Рассмотрим подробнее, как протекает этот процесс.

При намагничивании ЦТМП вдоль ОТН вектор средней намагниченности вначале поворачивается на некоторый угол так, что стенки ряби остаются неподвижными. Это вращение обратимо. Когда угол ε между вектором средней намагниченности и нормалью стенок достигает определенного значения, рябь разблокируется сильными поперечными полями размагничивания и при $\varepsilon \neq 0$ нормаль стенок n_0 начинает вращаться вслед за средней намагниченностью. При этом на вектор средней намагниченности $\langle m_1 \rangle$ действует тормозящий момент, который можно охарактеризовать т. н. полем гистерезиса ряби H_ε (см. рис. 1), направленным к $\langle m_1 \rangle$ перпендикулярно. Уравнение равновесия (2) принимает тогда вид

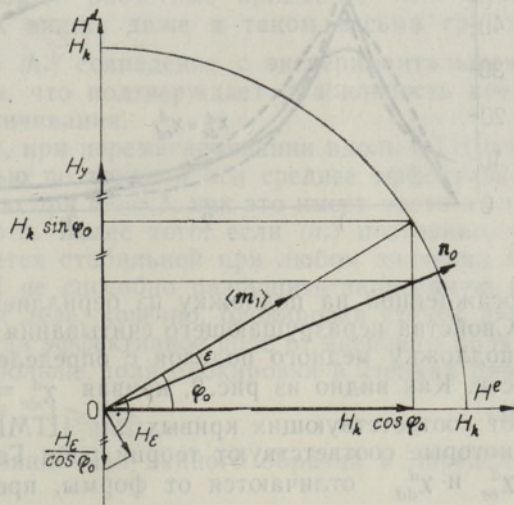


Рис. 1. Диаграмма магнитных полей в уравнении (3).

$$T = M_S \left(-H^d \cos \varphi_0 + \frac{1}{2} H_h \sin 2\varphi_0 + H_\varepsilon \right) = 0, \quad (3)$$

откуда после приведения всех полей к H_h получаем

$$h^d = \frac{H^d}{H_h} = \sin \varphi_0 + \frac{h_\varepsilon}{\cos \varphi_0}. \quad (4)$$

Условие (4) теперь определяет взаимосвязь между h^d и φ_0 с учетом гистерезиса ряби. Поле h_e в общем случае является функцией от h^d .

Экспериментальное изучение явления гистерезиса ряби проводилось на установке для снятия кривых дифференциальной магнитной восприимчивости [9]. Пробное поле $H \sim 10^{-3}$ э, его частота 175 кГц, кривые записывались на двухкоординатном самописце. Изучались все четыре компонента тензора восприимчивости χ_{dd}^d , χ_{de}^d , χ_{ed}^d и χ_{ee}^d . Здесь первый нижний индекс обозначает направление пробного поля, второй нижний индекс — направление снятия сигнала, верхний индекс d — перемангничивание вдоль ОН. Как и следовало ожидать, вследствие симметричности тензора восприимчивости одноосноанизотропного материала $\chi_{de}^d = \chi_{ed}^d$. На рис. 2 изображены экспериментальные кривые восприимчивости для однослойной немагнотриксционной пермаллоевой пленки толщиной 0,8 мкм с $H_h = 4,6$ э, $H_c = 2,7$ э, $H_c^d = 0,75$ э,

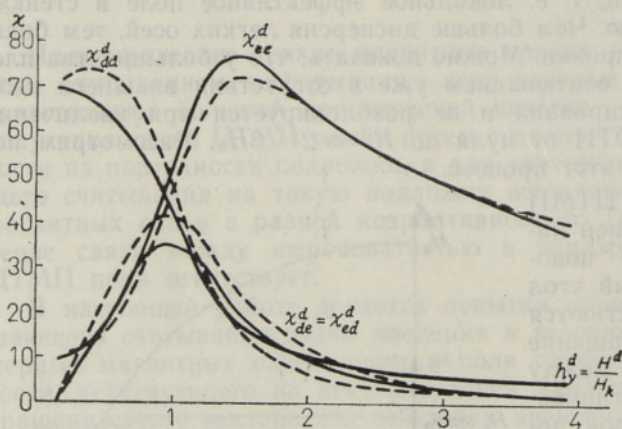


Рис. 2. Расчетные (—) и экспериментальные (---) кривые восприимчивости.

осажденной на подложку из бериллиевой бронзы диаметром 0,15 мм. Свойства неразрушающего считывания достигнуты путем осаждения на подложку медного подслоя с определенной шероховатостью поверхности. Как видно из рис. 2, кривая $\chi_{de}^d = \chi_{ed}^d$ принципиально отличается от соответствующих кривых для ЦТМП с разрушающим считыванием, которые соответствуют теории ряби Гоффмана. Остальные две кривые χ_{ee}^d и χ_{dd}^d отличаются от формы, предсказываемой теорией ряби, не так сильно, хотя количественная разница между линейной теорией и экспериментом и тут весьма существенна.

Покажем теперь, что введенное выше понятие поля гистерезиса ряби позволяет теоретически правильно объяснить форму кривых на рис. 2. Согласно [8], тензор восприимчивости при $H^d > H_h$ в общем случае имеет вид

$$X = \left\{ \begin{array}{cc} \frac{\sin^2 \varphi_0 + \langle m_2^2 \rangle \cos^2 \varphi_0}{\langle h_{eff} \rangle} & \frac{-\sin \varphi_0 \cos \varphi_0 + \langle m_2^2 \rangle}{\langle h_{eff} \rangle} \\ \frac{-\sin \varphi_0 \cos \varphi_0 + \langle m_2^2 \rangle}{\langle h_{eff} \rangle} & \frac{\cos^2 \varphi_0 + \langle m_2^2 \rangle \sin^2 \varphi_0}{\langle h_{eff} \rangle} \end{array} \right\}, \quad (5)$$

где $\langle m_2^2 \rangle$ — среднеквадратичная дисперсия намагниченности, $\langle h_{eff} \rangle$ — среднее по образцу эффективное поле.

На основе (3) находим

$$\frac{\partial^2 E}{\partial \varphi_0^2} = \frac{\partial T}{\partial \varphi_0} = \frac{M_S}{H_h} (h^d \sin \varphi_0 + \cos 2\varphi_0). \quad (6)$$

Подставляя сюда h^d из (4) получаем

$$\frac{\partial^2 E}{\partial \varphi_0^2} = \frac{M_S}{H_h} \left(\sin^2 \varphi_0 + \frac{h_e \sin \varphi_0}{\cos \varphi_0} + \cos 2\varphi_0 \right), \quad (7)$$

откуда

$$h_{eff} = \cos^2 \varphi_0 + h_e \operatorname{tg} \varphi_0. \quad (8)$$

К выражению (8), согласно [8], необходимо добавить еще продольное поле рассеяния $\langle h_r \rangle$, так что окончательное выражение для эффективного поля принимает вид

$$\langle h_{eff} \rangle = \cos^2 \varphi_0 + h_e \operatorname{tg} \varphi_0 + \langle h_r \rangle. \quad (9)$$

Подставляя это выражение в (5), находим выражения для всех составляющих тензора восприимчивости с учетом гистерезиса яри. На рис. 2 приведены соответствующие расчетные кривые с $h_e = 0,162$, $\langle h_r \rangle = 1,36$ и $\langle m_2^2 \rangle = 0,148$. Как видно, даже в таком весьма грубом приближении постоянных h_e и $\langle h_r \rangle$ совпадение с экспериментальными кривыми оказывается хорошим, что подтверждает правильность предлагаемого механизма перемагничивания.

Как видно из уравнения (9), при перемагничивании вдоль ОТН пленок с заметной коэрцитивностью по трудной оси среднее эффективное поле не становится равным нулю при $h^d = 1$, как это имеет место в случае модели Стонера—Вольфарта. Более того, если $\langle h_r \rangle$ постоянно, то средняя намагниченность остается стабильной при любом значении h^d , т. е. внешнее поле вдоль ОТН не способно разрушить записанную на пленке информацию. На самом деле, конечно, блокировка стенок яри и вместе с тем h_e исчезают, когда эффективное поле от внешнего поля и поля анизотропии становятся больше поля блокировки в стенках яри:

$$h^d - 1 \geq \langle h_a \rangle, \quad (10)$$

где поле блокировки $\langle h_a \rangle$ постоянно для данного образца и определяется, например, согласно [7]

$$\langle h_a \rangle = \left[\frac{1}{4\pi \sqrt{2}} \left(\frac{KD\sigma_1^2}{\sqrt{n}} \right)^2 M_S \sqrt{d} \right]^{1/6} \frac{1}{AK_u}. \quad (11)$$

Здесь K — постоянная локальной анизотропии; D — диаметр неоднородностей структуры с константой анизотропии K ; $\sigma_1 \approx 0,5$; n — число неоднородностей по толщине пленки; d — толщина пленки; A — постоянная обменного взаимодействия; K_u — постоянная наведенной анизотропии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Harte K. J., J. Appl. Phys., **39**, 1503 (1968).
2. Fuller H. W., Hale M. E., J. Appl. Phys., **31**, 239 (1960).
3. Hoffmann H., IEEE Trans. Magnetics, **MAG-4**, 32 (1968).

4. Stoner E. C., Wohlfarth E. P., Phil. Trans. Roy. Soc. (London), A240, 599 (1948).
5. Feldtkeller E., Elektron. Rechenanlagen, 3, 167 (1961).
6. Hoffmann H., Okon M., IEEE Trans. Magnetics, MAG-6, 631 (1970).
7. Hoffmann H., IEEE Trans. Magnetics, MAG-2, 566 (1966).
8. Hoffmann H., Phys. Stat. Sol., 33, 175 (1969).
9. Vallaste X., Изв. АН ЭССР, Физ. Матем., 25, 212 (1976).

Институт кибернетики
Академии наук Эстонской ССР

Поступила в редакцию
17/XI 1975

H. VALLASTE

SILINDRILISTE MAGNETKILEDE DIFERENTSIAALSE MAGNETILISE VASTUVÖTLIKKUSE UURIMINE

Magnetiliste momentide tasakaaluvõrrandile uue liikme — kurdumise hüstereesivälja h_e — lisamise teel on saadud võrrand, mis võimaldab kirjeldada diferentsiaalset vastuvõtlikkust eelmagneetimisvälja igasuguste väärtuste korral. Senine teooria oli kasutatav ainult küllastuspõrkkonnas.

H. VALLASTE

ABOUT DIFFERENTIAL MAGNETIC SUSCEPTIBILITY OF PLATED WIRE UNDER HARD AXIS BIAS

A new approach to susceptibility calculation is proposed. The so-called "ripple hysteresis field" h_e is added to the magnetic torque equation that enables us to use a single equation for the calculation of differential susceptibility at any value of bias field, not only in the saturation region as in the case of previous ripple theories.