

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ПОВЕДЕНИЯ ГРАНИЦ В МАГНИТНЫХ ПЛЕНКАХ С НЕОДНОРОДНЫМ ПОЛЕМ АНИЗОТРОПИИ

К. А. ЕГИЯН, Р. Г. МАРТИРОСЯН, В. В. КАРАПЕТАН

Теоретически рассмотрено поведение границ в идеализированных пленках с неоднородным полем анизотропии. Предлагается модель сползания в больших полях в направлении трудной оси. Качественно рассчитывается кривая переключения смещением доменных границ.

В ряде последних работ по цилиндрическим магнитным пленкам (ЦМП) [1—3] указывается на наличие в них больших структурных неоднородностей, в частности, в [1] на основе проведенных структурных исследований делается вывод о значительном разбросе состава пленки в микрообластях с размерами в десятые доли микрона и меньше. На существенный разброс H_k в ЦМП, используемых в памяти с неразрушаемым считыванием, указывается в [2]. В [3] показано, что рост пленок на шероховатой подложке сопровождается выравниванием неровностей, следовательно, из-за наличия в электролите поверхностно-активных добавок осаждение имеет диффузно-адсорбционный характер с различными плотностями тока на впадинах и выступах, что также должно приводить к большому разбросу H_k . Таким образом, рассмотрение поведения границ в пленках с разбросом поля анизотропии (H_k) представляет определенный теоретический и практический интерес.

Нам известны лишь две работы, посвященные рассмотрению поведения границ в неоднородных по H_k пленках [4, 5]. В [4] рассматривается феноменологическая модель сползания доменных границ, в таких пленках в предположении, что форма и расположение границы меняются при приложении поля в трудном направлении (H_T). В работе не рассматриваются конкретные механизмы, приводящие к таким изменениям. В [5] показано, что в неоднородных пленках с границами Блоха при переходах Блох-Неель происходит существенное изменение поля смещения доменных границ, что приводит к сползанию.

В данной работе показывается, что смещение доменной границы в неоднородной пленке в поле H_T может иметь место не только при переходах Блох-Неель, но и без изменения типа границы. Вопрос рассматривается качественно на модели идеализированной пленки.

На рис. 1 приводится модель пленки с обозначениями направлений осей и ориентации границы. Для упрощения расчетов предполагается, что постоянная одноосной анизотропии (K) меняется только вдоль оси Y . В этой модели толщина пленки (d), намагниченность насыщения (M) и обменная постоянная (A) принимаются постоянными.

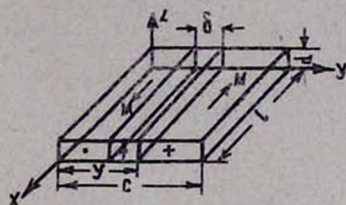


Рис. 1. Модель пленки.

Энергия системы при приложении поля в трудном направлении намагничивания H_T в общем виде равна

$$E = E_H + E_k + E_b, \quad (1)$$

где E_H — энергия системы спинов в доменах в поле H_T ,

E_k — энергия анизотропии в объеме доменов,

E_b — энергия границы.

Учитывая, что в поле H_T намагниченность в смежных доменах поворачивается на угол φ , который определяется соотношением

$$\sin \varphi = \frac{H_T}{H_{k_0}}, \quad (2)$$

(H_{k_0} — среднее значение анизотропии во всей пленке), а также то, что объем, занимаемый границей, не участвует в образовании этой энергии, E_H можно записать в виде

$$E_H = -MH_T \text{ld} (c - \delta) \sin \varphi. \quad (3)$$

Энергия анизотропии в доменах равна

$$E_k = K_0 \text{ld} c \sin^2 \varphi - \bar{K} \text{ld} \delta \sin^2 \varphi, \quad (4)$$

где $\bar{K}$ — среднее значение K в пределах границы, определяемое формулой

$$\bar{K} = \frac{1}{\delta} \int_{y-\delta}^y K(y) dy. \quad (5)$$

Поскольку последующие рассуждения в основном носят качественный характер, в дальнейшем будем принимать, что $\bar{K}(y) = K(y)$.

Предполагается, что энергия границы является некоторой возрастающей функцией поля анизотропии, причем ширина границы не зависит от K . Поскольку расчеты носят качественный характер, последнее предположение, не меняя существа вопроса, позволяет существенно упростить выкладки. Заметим, что нами были проведены также расчеты, где использовалась сильная зависимость δ от K типа $\delta = \sqrt{\frac{A}{K}}$. Принципиальные результаты расчетов и в этом случае остаются такими же.

Итак,

$$E(\delta) = \gamma(K) \cos^2 \varphi. \quad (6)$$

Подставляя значения E_H , E_K и E_0 в (1), получим

$$E = -MH_T ld(c - \delta) \sin \varphi + K_0 ld c \sin^2 \varphi - K ld \delta \sin^2 \varphi + \gamma(K) \cos^2 \varphi ld. \quad (7)$$

Для состояния системы с минимальной энергией необходимо, чтобы

$$\frac{\partial E}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} > 0, \quad (8)$$

что после соответствующих упрощений приводит к следующим выражениям:

$$\frac{dK}{dy} \left(\frac{\partial \gamma}{\partial K} \cos^2 \varphi - \delta \sin^2 \varphi \right) = 0. \quad (9)$$

$$\cos^2 \varphi \left[\frac{\partial^2 \gamma}{\partial K^2} \left(\frac{dK}{dy} \right)^2 + \frac{\partial \gamma}{\partial K} \frac{d^2 K}{dy^2} \right] - \delta \sin^2 \varphi \frac{d^2 K}{dy^2} > 0, \quad (10)$$

Анализ (9) и (10) приводит к двум следующим условиям равновесного положения границы:

$$a) \quad \frac{dK}{dy} = 0, \quad \frac{d^2 K}{dy^2} > 0, \quad \operatorname{tg}^2 \varphi < \frac{\partial \gamma}{\partial K} \frac{1}{\delta} = \operatorname{tg}^2 \varphi_k, \quad (11)$$

$$б) \quad \frac{dK}{dy} = 0, \quad \frac{d^2 K}{dy^2} < 0, \quad \operatorname{tg}^2 \varphi > \operatorname{tg}^2 \varphi_k. \quad (12)$$

Таким образом, в малых полях H_T , пока $\varphi < \varphi_k$, граница располагается в области с минимальным K , а с ростом H_T , когда $\varphi > \varphi_k$, она должна смещаться в область с максимальным K .

Полученные данные можно использовать для расчета вида критической кривой переключения. Как известно, критическое поле смещения границ равно [6]

$$H_L = \frac{1}{2 ld M_s \cos \varphi} \left(\frac{\partial E}{\partial y} \right)_{\max}. \quad (13)$$

Из (6) имеем

$$\left(\frac{\partial E}{\partial y} \right)_{\max} = ld \left(\frac{\partial \gamma}{\partial K} \cos^2 \varphi - \delta \sin^2 \varphi \right) \left(\frac{dK}{dy} \right)_{\max}, \quad (14)$$

откуда видно, что рост H_T , а следовательно, и φ приводит к уменьшению $\left(\frac{\partial E}{\partial y} \right)_{\max}$, так что при $\operatorname{tg}^2 \varphi = \frac{1}{\delta} \frac{\partial \gamma}{\partial K}$ $H_L = 0$. При дальнейшем

росте H_T и φ ($\varphi > \varphi_k$) выражение в скобках в уравнении (14) становится отрицательным, в связи с чем препятствовать смещению границ будут участки пленки, для которых $\frac{dK}{dy} < 0$. Таким образом, критиче-

ская кривая, определяемая неоднородностями H_k , будет иметь вид, представленный кривой 1 на рис. 2. Последняя существенно отлича-

ется от зависимости $H_L \sim \cos \varphi$, предложенной Мидделхуком [6] (кривая 2 рис. 2).

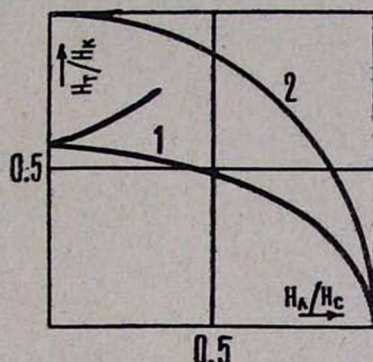


Рис. 2. Нормированные критические кривые от неоднородностей H_k (1), по Мидделхуку (2).

Значение H_T/H_k , при котором $H_L=0$, определяется величиной $\frac{1}{\delta} \frac{\partial \gamma}{\partial K}$, зависящей от конкретной структуры и ширины границы. По-

скольку $\delta \neq 0$, то $\text{tg}^2 \varphi \neq \infty$ и, следовательно, значение H_T , при котором $H_L=0$, отлично от H_k . В частности, при машинном расчете для границы по формулам Мидделхука [6] получается значение $H_T=0,6 H_k$.

Полученные данные позволяют качественно описать возможный механизм сползания доменных границ в области больших H_T . Действительно, если к пленке при наличии небольшого поля в легком направлении прикладывается переменное H_T , то согласно вышеприведенным расчетам граница сместится из области с $K_{\min}$ в область с $K_{\max}$, если с увеличением H_T выполняется условие $\varphi > \varphi_k$, и задержится там, если поля находятся ниже критической кривой. Выключение H_T вновь сместит границу в область с $K_{\min}$ в направлении, определяемом H_L . Следовательно, смещение границы за один цикл будет определяться периодом неоднородностей H_k . Процесс этот будет повторяться с каждым циклом изменения поля в трудном направлении.

Авторы признательны Шишкову А. Г. за полезное обсуждение работы.

Поступила 10.V.1972

ЛИТЕРАТУРА

1. I. R. Kench, S. B. Schuldt. J. Appl. Phys., 41, 3338 (1970).
2. R. E. Lund, H. N. Oredson, E. I. Torok. J. Appl. Phys., 42, 1424 (1971).
3. А. А. Едигарян, К. А. Егиян, А. Б. Какоян, Р. Г. Арутюнян, Г. А. Алаканян. Изв. АН АрмССР, Физика, 6, 34 (1971).
4. W. Kayser, A. V. Pohm, R. L. Samuels. IEEE Trans. Magn., 5, 236 (1969).
5. T. Iwata. J. Appl. Phys., 11, 186 (1972).
6. Тонкие ферромагнитные пленки. Под ред. Р. В. Телеснина, Изд. Мир, 1964.

ՍԱՀՄԱՆՆԵՐԻ ՎԱՐՔԻ ՈՐՈՇ ԱՌԱՋՆԱՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ
ԱՆՀԱՄԱՍԵՌ ԱՆԻՋՈՏՐՈՊԻԱՅԻ ԴԱՇՏ ՈՒՆԵՑՈՂ
ՄԱԳՆԵՍԱԿԱՆ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐՈՒՄ

Կ. Ա. ԵՂՅԱՆ, Ռ. Գ. ՄԱՐՏԻՐՈՍՅԱՆ, Վ. Վ. ԿԱՐԱՊԵՏՅԱՆ

Տեսականորեն ուսումնասիրված է սահմանների վարքը անհամասեռ անիզոտրոպիայի դաշտ ունեցող իդեալականացված թաղանթներում: Առաջարկված է սոդման մոդել դժվար առանցքի ուղղությամբ մեծ դաշտերի դեպքում: Որակապես հաշված է դոմենների սահմանների շեղման դեպքի համար փոխանջատման կորը:

SOME FEATURES OF WALL BEHAVIOUR IN MAGNETIC
FILMS WITH INHOMOGENEOUS ANISOTROPY FIELD

K. A. YEGHIAN, R. G. MARTIROSIAN, V. V. KARAPETIAN

Theoretical discussion of wall behaviour in ideal films with an inhomogeneous anisotropy field is given. The model of wall creep along hard axis in large fields is proposed. Qualitative calculation for the switching curve at the shift of domain walls is made.