

ЭЛЕКТРОННОМИКРОСКОПИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ОДНООСНОАНИЗОТРОПНЫХ ПЛЕНОК ВБЛИЗИ ОСИ ТРУДНОГО НАМАГНИЧИВАНИЯ

Т. А. ПОГОСЯН, Я. М. ПОГОСЯН, П. А. БЕЗИРГАНЯН

Исследуется поведение тонких пермаллоевых пленок с отношением $H_c/H_k = 0,5$ вблизи оси трудного намагничивания электронномикроскопическим методом.

Показано, что процесс блокирования из состояния насыщения при уменьшении поля вблизи оси трудного намагничивания (под углом α_{90} по Кроутеру) идет постепенно, сопровождаясь как процессами вращения, так и смещением границ.

Кроме того показано, что состояние намагниченности, соответствующее углу α_{90} , можно получить и за пределами угла дисперсии при наличии положительных полей.

Тонкие ферромагнитные пленки, полученные методом вакуумного испарения, являются по своему характеру поликристаллическими с хаотичной ориентацией кристаллов. Поликристалличность пленок является основным источником колебаний направления намагниченности (ряби намагниченности) около среднего направления. Рябь намагниченности ответственна в свою очередь за многие аномальные свойства реальных пленок, не предсказываемые однодоменной теорией Стонер-Вольфарта [1], в том числе и за поведение тонких ферромагнитных пленок в направлении оси трудного намагничивания (ОТН) и вблизи ее. Последнее Кроутером [2] было приписано существованию в пленке дисперсии осей легкого намагничивания (ОЛН) около среднего направления. Метод определения дисперсии ОЛН и величин α_{90} , α_{45} , α_{50} , введенных им, в какой-то мере характеризуют свойства пленок, не смотря на нестрогие исходные предпосылки.

Возможности электронномикроскопического метода исследования магнитной структуры пленок, впервые предложенного Фаулером и Хейлом [3], позволили детально изучить свойства пленок и дать во многих случаях их количественное описание. Появившиеся теоретические работы Ротера [4—6], Гофмана [7—14] и в последнее время Харте [15—16] связывают основные параметры ряби намагниченности со свойствами пленок. Теория Гофмана, подтвержденная экспериментально во многих случаях даже количественно, не дает, однако, исчерпывающего объяснения поведения пленок вблизи ОТН.

Настоящая работа касается вопросов влияния ряби намагниченности на механизм расщепления пленок на домены вблизи направления ОТН.

Эксперименты и обсуждения

Исследуемые пленки были получены методом вакуумного испарения сплава 82/18— Ni/Fe на стеклянных подложках, предварительно напыленных каменной солью. Толщина пленок 600—650 Å. Отношение $H_c/H_k = 0,5$. Величины H_c и H_k определялись непосредственно электронномикроскопически: H_c — по смещению границ, H_k — по изменению длины волны ряби намагниченности по методу Гофмана [13].

Известно, что в пленках с большой величиной дисперсии анизотропии (α_{90}), или, что тоже самое, с большими отношениями H_c/H_k происходит расщепление на узкие домены с границами, параллельными ОЛН, после насыщения по ОТН полями, большими $2H_k$. По мере отхода от средней ОТН симметричность этих доменов нарушается [17, 18]. Согласно теории Гофмана это несимметричное распадение на домены вблизи ОТН осуществляется при уменьшении насыщающего поля H до значения H_k из-за наличия в пленке областей с локальными направлениями намагниченности, составляющими с ОЛН основной части пленки угол больше 90° .

На рис. 1 иллюстрируется поведение пленки с хорошо выраженной анизотропией (отношение $H_c/H_k = 0,5$) при уменьшении вплоть до нуля насыщающего поля, приложенного под углом $\alpha_{90} = 3^\circ$. Как видно из рисунков, процесс образования состояния, соответствующего углу α_{90} (рис. 1), происходит не при строго определенном значении поля, а по мере уменьшения величины приложенного поля.

Иначе говоря, магнитная структура пленки в этом случае претерпевает при уменьшении поля такие же изменения, как и пленки с большим углом α_{90} в пределах угла дисперсии в остаточном состоянии [17]. С другой стороны, доменную структуру состояния α_{90} можно получить в пленках с $H_c/H_k = 0,5$ и за пределами угла дисперсии, но при наличии положительного поля, величина которого становится тем больше, чем больше отходит приложенное поле от ОТН. На рис. 2 приводится состояние пленки, соответствующее углу α_{90} , полученное при уменьшении насыщающего поля, приложенного под различными углами с ОТН за пределами угла дисперсии α_{90} . Из рисунков видно, что процесс блокирования идет непрерывно и состояние остаточной намагниченности характеризует в сущности насколько успела пленка с заданной величиной анизотропии переориентироваться при уменьшении поля до нуля. Эта переориентация, как можно видеть из рисунков, сопровождается как вращением вектора намагниченности, так и необратимыми процессами смещения границ, причем последнее Гофманом вообще исключается из рассмотрения. Рассмотрим механизм распада пленки на домены вблизи ОТН. По теории Гофмана [12] при насыщении пленки полями $\geq 2H_k$ в направлении ОТН и вблизи его величины локальных колебаний вектора намагниченности (φ) и длина волны ряби (λ_r) минимальны. Последняя связана с величиной внешнего поля $h = H/H_k$ следующим соотношением:

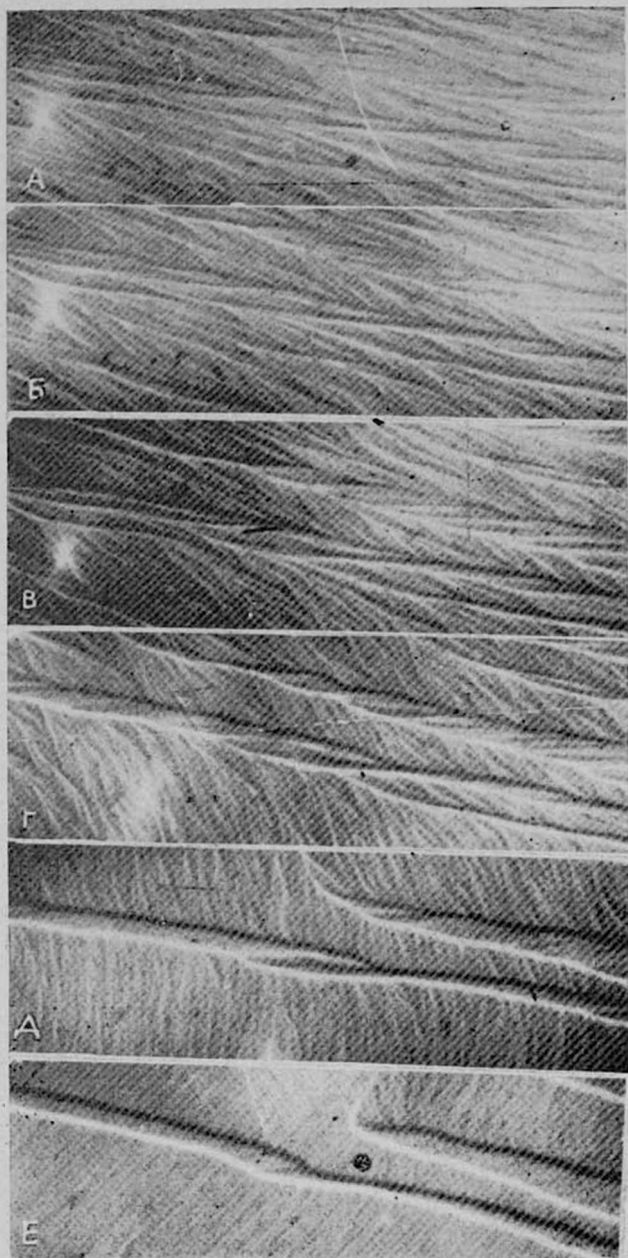


Рис. 1—Установление состояния блокирования в пленке с $H_c/H_k=0,5$, исходя из состояния насыщения при уменьшении поля, приложенного под углом $\alpha_{90}=3^\circ$: А) $h=1$, Б) $h=0,8$, В) $h=0,65$, Г) $h=0,5$, Д) $h=0,3$, Е) $h=0$,



Рис. 2—Состояние, соответствующее углу α_{90} , в той же пленке, что и на рис. 1, за пределами угла дисперсии;

А) $\alpha=4,5^\circ$, $h=0,45$; Б) $\alpha=6^\circ$; $h=0,6$, В) $\alpha=8^\circ$, $h=8^\circ$, $h=0,75$.

$$\lambda_T = 2\pi \sqrt{\frac{A}{k_u}} \cdot \left(\frac{1}{1-h}\right)^{1/2}, \quad (1)$$

где A — константа обменной энергии,

k_u — константа одноосной анизотропии.

При постепенном уменьшении внешнего поля увеличивается λ_T и при значении $h = h_a$ происходит блокирование. В момент блокирования суммарная намагниченность практически еще находится в направлении исходного насыщения. Доменная структура при блокировании будет еще симметричной, так как при отходе от ОН на $2-3^\circ$, момент сил, обусловленный энергией одноосной анизотропии, еще не в состоянии преодолеть энергию ряби [18]. При постепенном уменьшении внешнего поля, так как суммарная намагниченность находится за ОН, создается определенный вращающий момент сил, стремящийся повернуть намагниченность к ОН. Если энергия анизотропии пленки мала и не в состоянии преодолеть энергию ряби, то остаточная намагниченность может оставаться в состоянии, соответствующем h_a , на что указывал и Гофман [14], вводя угол α_h с ОН, в пределах которого у пленок с большой дисперсией симметричность распавшихся доменов еще сохраняется.

Для преодоления энергии ряби необходимо увеличить вращающий момент, что может быть достигнуто либо увеличением угла исходного насыщения, либо при том же угле увеличением энергии одноосной анизотропии. В обоих случаях эффект один и тот же и приводит к повороту намагниченности в близлежащее направление ОН. Иначе говоря, при большой величине одноосной анизотропии угол α_{90} будет мал и наоборот, уменьшение поля анизотропии ведет к увеличению угла α_{90} .

В свете вышеизложенного модель наложения энергии кристаллической анизотропии кристаллов на энергию одноосной анизотропии, предложенная Гофманом, не совсем удачна. Это касается и уравнения для α_{90} :

$$\alpha_{90} \approx \frac{3}{16\pi A} \cdot \frac{D^2 K^2}{K_u \cdot n} \cdot \frac{1}{h_a}, \quad (2)$$

где D — размер кристаллов,

n — число кристаллитов по толщине,

K — константа кристаллической анизотропии.

На наш взгляд размеры кристаллитов, их число по толщине и константа кристаллической анизотропии определяют величину эффективной константы наведенной одноосной анизотропии, а α_{90} является уже производной от K_u , хотя в уравнении (2) указано, что рост K и D приводит к увеличению α_{90} . Их влияние на величину одноосной наведенной анизотропии не показано. И поэтому то, что состояние, соответствующее α_{90} , обнаруживается далеко за пределами угла α_{90} в присутствии положительных полей, указывает на справедливость нашего предположения. Приложенное положительное поле уменьшает эффек-

тивность K_u и этим искусственно увеличивает угол, соответствующий состоянию α_{90} , и наоборот, увеличение K_u приводит к уменьшению α_{90} , что наблюдалось электронномикроскопически при растяжении.

На рис. 3 приводится график изменения отношения площадей двух соседних доменов в процессе блокирования. Кривая получена при приложении насыщающего поля под углом α_{90} , составляющего 3° к ОН, кривые 2 и 3—под углами 6° и 8° соответственно уже за пределами угла α_{90} . Вид кривых на рис. 3 обнаруживает логарифмическую зависимость отношения площадей соседних доменов a/b от приложенного поля и эта зависимость представлена на рис. 4. Логарифмическая зависимость представляет собой прямые, сходящиеся при экстраполяции при значении поля $h < 1,5-2,0$.

Из рис. 4 видно, что состояние намагниченности при полях $h=1,5-2$ не зависит от направления исходного насыщения и что с

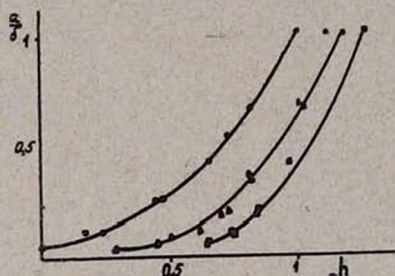


Рис. 3—График изменения отношения площадей соседних доменов с приложенным положительным полем в процессе блокирования для различных углов: 1) $\alpha=4,5^\circ$; 2) $\alpha=6^\circ$; 3) $\alpha=8^\circ$.

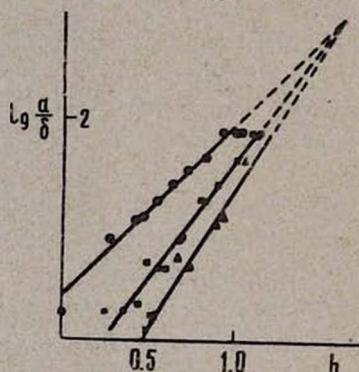


Рис. 4—Та же зависимость, что и на рис. 3, в логарифмических координатах. Обозначения те же.

увеличением угла исходного насыщения процесс блокирования начинается при сравнительно больших значениях полей. Кроме того, с отходом от ОН увеличивается тангенс угла наклона этих прямых к оси абсцисс, что характеризует увеличение скорости переблокирования с отходом от ОН.

Как было указано выше, в момент блокирования при угле исходного насыщения α_{90} структура напоминает состояние остаточной намагниченности в направлении ОН. При постепенном уменьшении поля, если момент сил, обусловленный энергией одноосной анизотропии и углом исходного насыщения, преобладает над энергией яри, куда входит также энергия образовавшихся блокирующих границ (границ Нееля), наблюдается процесс переблокирования, приводящий к повороту суммарной намагниченности в близлежащее направление ОЛН. Наряду с процессом вращения вектора намагниченности, как видно из рисунков, здесь происходит и процесс смещения границ, т. е. домены, векторы намагниченности которых расположены благоприятно к вра-

щающему моменту, наряду с поворотом начинают расти за счет доменов, намагниченность которых расположена неблагоприятно. Энергетически такой процесс более выгоден, так как плотность энергии образовавшихся границ Нееля мала и, кроме того, поворот намагниченности только в одну сторону от блокирующей границы вызвал бы большой магнитостатический заряд. Процесс смещения границ осуществляется в полях вплоть до $0,3 H_k$, после чего идет лишь процесс вращения намагниченности, который приводит к образованию зарядов на границе Нееля, что очень хорошо видно на рис. 2е, где по обе стороны границ Нееля угол намагниченности с нормалью к границе неодинаков.

Ереванский государственный университет,
кафедра физики твердого тела

Поступила 29.V.1969

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. E. C. Stoner, E. P. Wohlfarth, Phil. Trans. Roy. Soc., A240, 599 (1948).
2. D. O. Smith, K. J. Harte, J. Appl. Phys., 33, 1399 (1962).
3. H. Fuller, H. Hale, J. Appl. Phys., 31, 680 (1960).
4. H. Rother, Z. Phys., 168, 42 (1962).
5. H. Rother, Z. Phys., 168, 148 (1962).
6. H. Rother, Z. Phys., 179, 229 (1964).
7. H. Hoffmann, Phys. stat. sol., 5, 187 (1964).
8. H. Hoffmann, Phys. stat. sol., 7, 383 (1964).
9. H. Hoffmann, Phys. stat. sol., 7, 89 (1964).
10. H. Hoffmann, Phys. stat. sol., 4, 459 (1964).
11. H. Hoffmann, Phys. stat. sol., 6, 733 (1964).
12. H. Hoffmann, Z. angew. Phys., 18, 499 (1965).
13. H. Hoffmann, J. Appl. Phys., 35, 1790 (1964).
14. H. Hoffmann, M. Okon, Z. angew. Phys., 21, 407 (1966).
15. K. J. Harte, J. Appl. Phys., 37, 1295 (1966).
16. K. J. Harte, J. Appl. Phys., 39, 1503 (1968).
17. Л. М. Полюсян, Т. А. Полюсян, В. А. Мамян. Изв. АН АрмССР, Физика, 4, 19, (1969).
18. S. Middelhoeckh, J. Appl. Phys., 33, 1111 (1962).
19. E. Feldtkeller, J. Appl. Phys., 34, 2646 (1963).

ՄԱՌԱՆՅՔԱՅԻՆ ԱՆԻՉՈՏՐՈՊԻԱՅԻՆ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐԻ ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՄԻԿՐՈՍԿՈՊԻԿ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ ԴԺՎԱՐ ՄԱԳՆԵՍԱՑՄԱՆ ԱՌԱՆՅՔԻ ՄՈՏ

Թ. Ա. ՊՈՂՈՍՅԱՆ, Յա. Մ. ՊՈՂՈՍՅԱՆ, Պ. Հ. ԲԵԶԻՐԳԱՆՅԱՆ

Էլեկտրոնամիկրոսկոպիկ եղանակով ուսումնասիրված է ֆերոմագնիսական բարակ թաղանթների ($H_c/H_k=0,5$) վարքը դժվար մագնիսացման առանցքին մոտ ուղղությամբ:

Ցույց է տրված, որ բլոկիրովայի պրոցեսը, երբ դժվար մագնիսացման ուղղությամբ (α_{90} անկյան տակ ըստ կրոուտերի) դաշտը փոքրացվում է, գնում է աստիճանաբար, ուղեկցվելով ինչպես մագնիսացման վեկտորի պտույտով, այնպես էլ դոմենների սահմանների տեղաշարժումով: Բացի դրանից ցույց է տրված, որ α_{90} անկյանը համապատասխանող մագնիսացման վիճակը կարելի է ստանալ դիսպիրսիայի անկյան սահմաններից դուրս, դրական դաշտի առկայության դեպքում:

A LORENTZ MICROSCOPIC STUDY OF UNIAXIAL ANISOTROPIC FILMS NEAR THE HARD MAGNETIZATION AXIS

T. A. POGHOSIAN, J. M. POGHOSIAN, P. A. BEZIRGANIAN

The Lorentz microscopic method is used to study the behaviour of thin permalloy films near the hard magnetization axis.

It is shown that the state of remanent magnetization corresponding to α_{90} according to Crowther can also be obtained beyond the limits of the dispersion angle in the case of positive fields.