

УДК 539.216.2:538.2

ДОМЕННАЯ СТРУКТУРА ПЕРМАЛЛОВЫХ ПЛЕНОК С ВРАЩАТЕЛЬНОЙ СИММЕТРИЕЙ ОСИ ЛЕГКОГО НАМАГНИЧИВАНИЯ

Ю.А. Данилевский, Б.П. Малых, Г.Н. Николаева,
А.А. Селезнев, Л.Н. Стерельхина

Благодаря работам многих исследователей выявлена тесная взаимосвязь толщины, геометрической формы и наведенной анизотропии с доменной структурой магнитопленочных образцов. Количественные параметры этой взаимосвязи установлены весьма приблизительно, так как возникающие здесь трудности обусловлены не только малыми размерами образцов, но и усугубляются структурными неоднородностями, неизбежными при современном уровне методов получения пленок. Естественным путем является исследование пленочных образцов такой формы и с таким распределением осей легкого намагничивания (ОЛН), которые бы упрощали анализ различных доменных структур. Одним из классов подобных образцов являются плоские кольцевые пленки с вращательной симметрией ОЛН, характеризующиеся тем, что ОЛН в каждой точке составляют постоянный угол α с радиальным направлением (рис.1). Таким образом, изменением направления ОЛН (например, посредством отжига) можно контролируемым образом дозировать величину размагничивающего поля, равного нулю при круговом направлении ($\alpha = \frac{\pi}{2}$) и максимального при радиальном распределении ОЛН ($\alpha = 0$). На рис. 2, а-в представлено изменение доменной структуры в за -

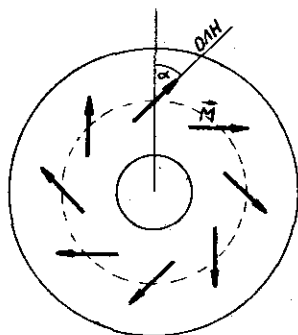


Рис. 1

фиксированы в кинофильме [1].

Наблюдения проводились на кольцевых пленках с внутренним и внешним диаметрами соответственно 0,15 см и 1 см, полученных вакуумной конденсацией пермаллоя (80% Ni, 20 Fe) в присутствии циркулярного и радиального магнитных полей.

Пленки с круговой анизотропией

Основной особенностью пленок с круговой анизотропией (ПКА, $\alpha = \frac{\pi}{2}$) является отсутствие краевого эффекта и связанных с ним полей рассеяния, что существенно сказывается на процессах перемещения вдоль ОЛН.

Процесс перемещения в циркулярном поле при этом выглядит следующим образом: при некотором значении поля на предварительно намагниченном до насыщения образце формируется единичная круговая 180-градусная граница, которая смещается при дальнейшем увеличении поля, сохраняя в среднем форму окружности [2,3]. Это происходит благодаря уменьшению напряженности магнитного поля с расстоянием от оси симметрии. Возникающая таким образом относительно простая доменная структура с одной междоменной границей привлекает внимание возможностью получить более точную информацию о характеристиках магнитной структуры. Так, установленная линейная связь между изменением намагничен-

ности от α . При этом характерной особенностью является неизменно радиальное направление размагничивающих полей при перемещении в магнитных полях вращательной симметрией.

В данной работе излагаются наиболее существенные результаты исследований в формировании и движении междоменных границ при квазистатическом перемещении серии пленочных образцов из указанного класса. Некоторые процессы перемещения были за-

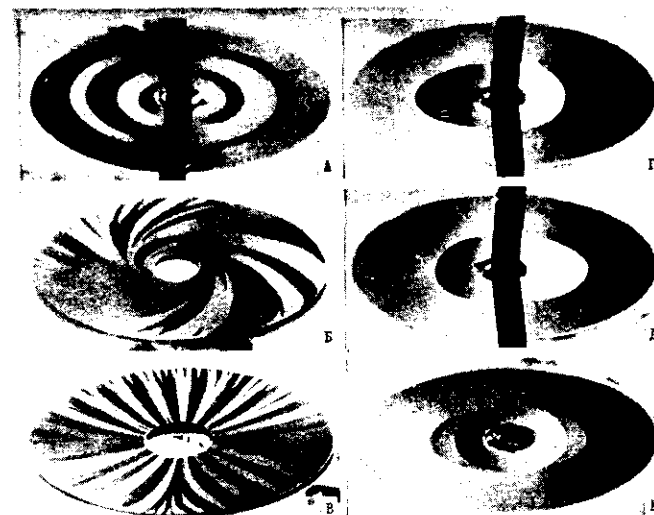


Рис. 2

ности и радиусом движущейся границы позволяет определить коэрцитивную силу H_c и оценить поверхностную плотность граничной энергии [2-4].

Если подействовать на пленку переменным радиальным полем, то в циркулярном постоянном поле наблюдается сползание круговой границы. Сползание при расширении границы происходит медленнее, чем при сжатии, и, следовательно, одно и то же расстояние граница преодолевает в зависимости от направления смещения за разное время. Это различие разумно приписать проявлению упругих свойств границы.

Своеобразное поведение по сравнению с обычными одноосными пленками обнаруживают ПКА, благодаря отсутствию краевого эффекта, при размагничивании в затухающем переменном циркулярном поле (так называемый безгистерезисный или идеальный режим намагничивания). При плавном убывании переменного поля до нуля пленка приходит в однодоменное состояние с намагниченностью по или

против часовой стрелки, что соответствует минимуму магнитной энергии. При достаточно быстром снятии поля доменная структура ПКА распадается на ряд кольцевых доменов (рис. 2,а). В случае компенсации лабораторного поля состоянием с намагниченностью по или против часовой стрелки равновероятны. Дополнительно прикладывая циркулярное постоянное поле, можно управлять конечным состоянием пленки в зависимости от полярности поля. Если в обычных пленках крутизна безгистерезисной кривой намагничивания определяется размагничивающим фактором N , зависящим от толщины образца [5], то в случае ПКА влияние толщины пленки на крутизну мало, что приводит к значительному возрастанию "идеальной" проницаемости μ_n . Например, для образца толщиной $d \approx 2700$ Å $\mu_n \approx 10^6$. Конечное значение μ_n связано, по-видимому, с внутренними размагничивающими полями из-за неоднородностей магнитной структуры и поэтому может служить мерой для экспериментальной оценки этих неоднородностей.

Если перемагничивание ПКА вдоль оси легкого намагничивания происходит в неоднородном поле, то режим перемагничивания вдоль оси трудного намагничивания (радиальное направление) осуществляется в достаточно однородном радиальном поле с помощью плоской спиральной катушки с током. В этом режиме движение вектора намагниченности $\vec{M}$ происходит главным образом процессом вращения. В отличие от обычных пленок в ПКА при отклонении вектора намагниченности из циркулярного направления в радиальное появляются не только поверхностные, но и объемные заряды. В обычных пленках при когерентном вращении $\vec{M}$ направление размагничивающего поля меняется, а величина (в рассматриваемой точке) остается постоянной. В ПКА, напротив, поворот $\vec{M}$ в радиальном направлении вызывает возникновение размагничивающего поля, направленного только по радиусу и изменяющегося в зависимости от величины радиальной компоненты $\vec{M}$. Вследствие этого при экспериментальном определении поля анизотропии H_K фактически измеряется эффективное H_K . Так, учет только объемных зарядов при толщине пленки 2000 Å приводит к увеличению H_K на 10% [3].

Как отмечалось выше, междоменная граница в ПКА только в среднем имеет форму окружности. Разумно предположить, что отклонения от окружности связаны с амплитудной и угловой дисперсией анизотропии. Аналогичное предположение было сделано ранее

[6] и использовалось для измерения угловой дисперсии по искривлению границы в обычных одноосных пленках. Причем получено соответствие с измерениями, выполненными общепринятыми способами.

В ПКА естественно ввести понятие амплитудной и угловой дисперсии поля анизотропии соответственно следующим образом:

$$\sigma_H^2 = \frac{1}{2\pi R_0^2} \int_0^{2\pi} (\rho(\varphi) - R_0)^2 d\varphi,$$

$$\sigma_\alpha^2 = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \left(\arctg \frac{d\rho/d\varphi}{\rho(\varphi)} \right)^2 d\varphi,$$

а также корреляцию между амплитудным и угловым разбросами:

$$\sigma_{H\alpha} = \frac{1}{2\pi R_0} \int_0^{2\pi} (\rho(\varphi) - R_0) \arctg \frac{d\rho/d\varphi}{\rho} d\varphi,$$

где $\rho(\varphi)$ — уравнение контура границы в полярных координатах; R_0 — радиус окружности, дающей минимум среднеквадратичному отклонению данного контура от окружности; S и φ — полярные координаты геометрического центра контура (рис. 3).

Экспериментально уравнение контура $\rho(\varphi)$ границы определялось с помощью порошковой методики. Представление $\rho(\varphi)$ в виде ряда Фурье проводилось на ЭВМ по методу наименьших квадратов. Для трех пленочных образцов, имеющих контур междоменной границы, близкий к окружности, были получены следующие данные:

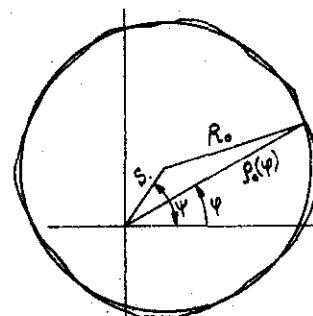


Рис. 3

	σ_H %	σ_α , град.	$\sigma_{H\alpha} \cdot 10^6$
1	4,3	3,8	1,23
2	3,1	5,4	0,6
3	6,3	6,1	10,3

Однако более детальную информацию о дисперсии поля анизотропии

можно получить, рассматривая соответствующие корреляционные функции. Например, график амплитудной корреляционной функции для одного из контуров границы в полярных координатах, приведенный на рис. 4, говорит о главном вкладе первой гармоники:

$$K(\varphi) = \frac{1}{2\pi R_0^2} \int_0^{2\pi} [\rho(\varphi') - R_0][\rho(\varphi + \varphi') - R_0] d\varphi'.$$

Следовательно, в данном случае существенная часть G_H характеризует сдвиг контура границы относительно геометрического центра пленки, а остальная часть G_H определяет другие неоднородности в пленке. Аналогично может быть введен ряд других корреляционных функций.

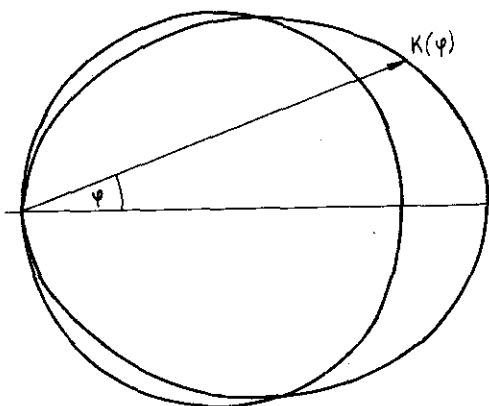


Рис. 4

Более сложный характер носят процессы перемagnичивания ПКА в однородном поле, так как ориентация внешнего поля по отношению к локальному направлению ОЛН в различных точках пленки изменяется от 0 до $\frac{\pi}{2}$. Поэтому некоторое вращение фактора намагниченности $\tilde{M}$ в процессе перемagnичивания неизбежно вызывает возникновение объемных и поверхностных зарядов, размагничивающие

поля которых являются источником доменообразования. Следовательно, на определенной стадии перемagnичивания процесс смещения границ становится определяющим. Вследствие этого коэрцитивная сила H_C , измеренная в однородном поле, примерно в 2 раза меньше H_C , рассчитанной по модели вращения [3].

Представляет интерес поведение круговой границы в однородном переменном поле. На рис. 2, е (поле направлено вертикально) показаны колебания границы, которые начинаются при амплитуде поля, близкой к коэрцитивной силе смещения границы, и про-

исходят перпендикулярно направлению поля. Размах колебаний увеличивается с ростом амплитуды поля. Он максимален в точках границы, где поле параллельно ОЛН, и практически отсутствует в точках, где направление поля перпендикулярно ОЛН. Граница как бы закреплена в этих двух точках. При этом, как видно из рис. 2, г и д, на которых показаны два крайних положения границы, происходит деформация круговой границы, обусловленная совместным действием поля анизотропии, внешнего и возникающего в данном случае размагничивающего полей. При плавном убывании амплитуды переменного поля до нуля граница возвращается в исходное состояние, приобретая круговую форму, что говорит об устойчивости кольцевой доменной структуры к внешним полям. Начиная с какого-то критического поля, значение которого находится примерно на середине между коэрцитивной силой смещения границы и коэрцитивной силой в однородном поле, круговая граница начинает разрушаться. Появляются новые границы, сползающие по линии действия поля вдоль трудной оси [3]. На месте ушедших границ возникают новые, так что вся картина в целом периодически повторяется с частотой, значительно меньшей частоты перемagnичивания и зависящей от амплитуды поля. Такие регулярные процессы сползания можно объяснить появлением внутренних неоднородных размагничивающих полей при данном режиме перемagnичивания.

Пленки с радиальной анизотропией

Если для ПКА однодоменное состояние соответствует минимуму магнитной энергии, то для исследованных пленок с радиальной анизотропией (ПРА, $\alpha = 0$) минимуму энергии удовлетворяет доменная структура с радиально направленными границами. На рис. 2, в показан вид равновесной доменной структуры ПРА после размагничивания в затухающем переменном радиальном поле.

Процесс перемagnичивания ПРА вдоль ОЛН (то есть в радиальном поле) благодаря вращательной симметрии происходит практически синхронным смещением междоменных границ. В обычных же пленочных образцах с одноосной анизотропией добиться такого эффекта невозможно. Отметим также, что наличие объемных зарядов при радиальном распределении намагниченности требует для насы-

щения в радиальном направлении при прочих равных условиях большего поля и способствует зарождению образования.

Своеобразная ситуация возникает при перемагничивании ПРА в циркулярном поле вдоль оси трудного направления из-за неоднородности поля. Поэтому процесс перемагничивания начинается с внутреннего края пленки некогерентным вращением. Если сравнить экспериментальную начальную проницаемость μ_z и начальную проницаемость μ_ϕ , рассчитанную по модели вращения с учетом неоднородности поля, то μ_z больше μ_ϕ примерно в 2-3 раза. Такое различие можно объяснить, во-первых, влиянием поверхностных и объемных зарядов, существенным на внутреннем крае в начале перемагничивания, во-вторых, появлением размагничивающего поля объемных зарядов, возникающих вследствие неоднородного распределения намагниченности в радиальном направлении за счет неоднородности поля. В обычных пленках при перемагничивании в неоднородном поле, приложенном вдоль трудного направления, размагничивающее поле направлено против внешнего поля, что приводит к эффективному увеличению поля анизотропии H_K [7]. В ПРА размагничивающие поля в силу симметрии перпендикулярны перемагничивающему полю, что, наоборот, эффективно уменьшает H_K . С увеличением поля вклад поверхностных и объемных зарядов уменьшается, и с приближением пленки к насыщению магнитная проницаемость μ стремится к μ_ϕ . Таким образом, по сравнению с обычными пленками, где μ в трудном направлении мало изменяется от поля, в ПРА μ существенно зависит от поля, что затрудняет измерение H_K .

Пленки с промежуточной анизотропией

В промежуточном случае ($0 < \alpha < \frac{\pi}{2}$) доменная структура в размагниченном состоянии имеет спиральный характер (рис. 2, в). Эту особенность можно объяснить, считая намагниченность в доменах направленной по касательной к границе. В самом деле, если принять, с одной стороны, что ОЛН направлена под углом к радиальному направлению, то есть

$$\vec{M} = M_s (\vec{t}_c \cos \alpha + \vec{t}_\phi \sin \alpha),$$

а, с другой стороны, условие

$$(\vec{M} \vec{t}) = M_s,$$

где $\vec{t}$ — единичный вектор касательной к границе, то нетрудно получить уравнение плоской кривой в полярных координатах, описывающее форму междоменной границы:

$$\rho = \rho_0 e^{\frac{\alpha}{\tan \alpha}} \quad (\text{логарифмическая спираль}).$$

В частности, при $\alpha = 0$ следует, что границы радиальные, а при $\alpha = \frac{\pi}{2}$ — круговые.

Здесь возникает еще более сложная задача по измерению H_K и H_K из-за невозможности создать однородное поле для перемагничивания как вдоль ОЛН, так и вдоль ОТН.

Л и т е р а т у р а

1. ДАНИЛЕВСКИЙ Ю.Л., МАЛЫХ Б.П., НИКОЛАЕВА Н.Г., СЕЛЕЗНЕВ А.А., СТЕРЕЛИХИНА Л.Н. Доменная структура плоских пермаллоевых пленок с вращательной симметрией оси легкого намагничивания. — Всесоюзная конференция по магнетизму (тезисы). Красноярск, 20-29 июня 1971.
2. ДАНИЛЕВСКИЙ Ю.Л., СЕЛЕЗНЕВ А.А. Определение энергии 180°-й доменной границы в плоской кольцевой пермаллоевой пленке. — Физика магнитных пленок. Материалы международного симпозиума, 8-16 июля 1968, Иркутск, 1968, стр. 154.
3. ДАНИЛЕВСКИЙ Ю.Л., МАЛЫХ Б.П., СЕЛЕЗНЕВ А.А., СТЕРЕЛИХИНА Л.Н., НИКОЛАЕВА Г.Н. Квазистатическое перемагничивание пермаллоевых пленок с круговой анизотропией. — "Вычислительные системы", Новосибирск, 1971, вып. 43, стр. 3-32.
4. КИМ П.Д., ПОТЫЛИЦЫН В.И., БОГАТЫРЕВА Л.А., РОДИЧЕВ Д.М., САФОНОВ И.А. Энергия доменных границ в пермаллоевых пленках. — "Физика металлов и металловедение", 1970, т. 30, вып. 5, стр. 903.
5. ШИШКОВ А.Г., ОСУХОВСКИЙ В.Э. Влияние полей рассеяния на намагничивание тонких пермаллоевых пленок. — "Физика магнитных пленок". Материалы международного симпозиума, 8-16 июля 1968, Иркутск, 1968, стр. 107.
6. MASUDA M., FUJII T., and UCHIYAMA S. On Temperature Dependence of Anisotropy Dispersion in Ni-Fe Thin Films. — Jap. J. of Appl. Phys., 1968, vol. 7, N 5, p. 509.
7. ДАНИЛЕВСКИЙ Ю.Л., СЕЛЕЗНЕВ А.А. Действие статического магнитного поля линейных проводников на ферромагнитную пленку. — "Вычислительные системы", Новосибирск, "Наука", 1965, вып. 20, стр. 79.

Поступила в ред.-изд. отд.
14 июня 1972 г.