

05.2

Формирование сотовой доменной структуры в магнитных пленках

© М.В. Логунов, Н.В. Моисеев

Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, Саранск

Поступило в Редакцию 4 ноября 1996 г.

В работе рассмотрена возможность формирования сотовой доменной структуры в одноосных магнитных пленках непосредственно из лабиринтной под действием серии импульсов однородного магнитного поля. Показано, что сценарий формирования сотовой структуры зависит от параметров импульсов и величины постоянного подмагничивающего магнитного поля.

В последнее время большой интерес вызывают процессы динамической самоорганизации магнитного момента в тонких магнитных пленках. Наряду с хорошо изученными доменными структурами — полосовыми и цилиндрическими доменами [1] — обнаружены и исследуются кольцевые, спиральные домены и различные модификации решетки цилиндрических магнитных доменов [2–5]. Сотовая доменная структура из неупорядоченной (лабиринтной) обычно формируется в несколько этапов [1,6]: зарождается решетка, например с помощью импульсного магнитного поля, под действием плавно уменьшающегося переменного поля решетка перестраивается в упорядоченную гексагональную решетку; окончательно сотовую структуру формируют, прикладывая постоянное магнитное поле противоположно направлению намагниченности в цилиндрических магнитных доменах.

В настоящей работе рассмотрена возможность формирования сотовой доменной структуры в одноосных магнитных пленках непосредственно из лабиринтной под действием серии импульсов однородного магнитного поля. Сценарий формирования сотовой структуры зависит от параметров импульсов и величины постоянного магнитного поля, подмагничивающего пленку.

Доменную структуру изучали на установке для высокоскоростной фотографии [7], используя эффект Фарадея. Импульсы магнитного поля формировали с помощью электромагнита в виде 10-витковой катушки

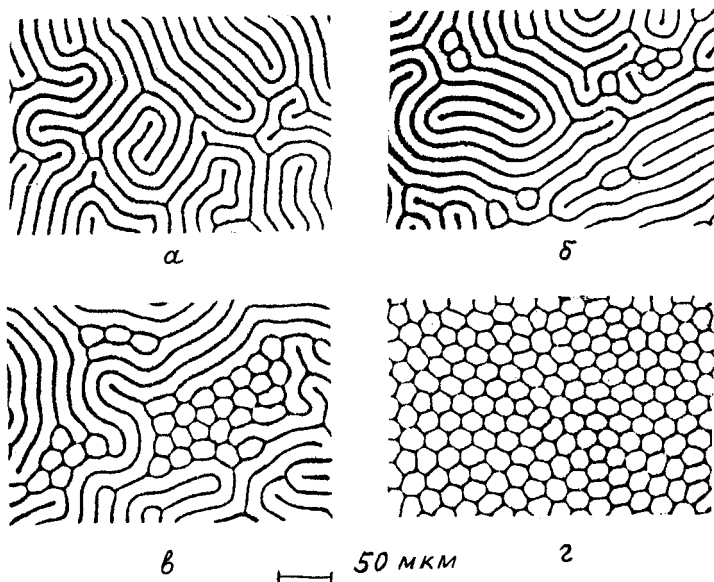


Рис. 1. Доменные структуры в магнитной пленке в поле смещения $H_b = 36$ Э до (а) и после приложения n импульсов поля $H_p = 108$ Э. $n, 10^3$: 5(б), 25(в), 200(г).

Гельмгольца диаметром 2.5 мм и генератора импульсов тока. В качестве образцов использовали монокристаллические пленки феррит-гранатов с осью легкого намагничивания, перпендикулярной плоскости пленки. Далее приведены результаты для образца состава $(\text{Bi}, \text{Yb})_3(\text{Fe}, \text{Ga})_5\text{O}_{12}$ [8] с параметрами: толщина $h = 9.5$ мкм, равновесный период полосовых доменов $P_0 = 11.9$ мкм, намагниченность насыщения $4\pi M_s = 127$ Гс, поле одноосной анизотропии $H_k = 720$ Э.

В исходном состоянии к пленке прикладывали постоянное магнитное поле смещения H_b вдоль оси легкого намагничивания. Поле H_b изменяет размеры и форму лабиринтных доменов, однако структура остается неупорядоченной (рис. 1, а). Приложение импульсов магнитного поля H_p небольшой амплитуды, направленных противоположно H_b , оказывает сходное воздействие. Принципиальное изменение характера отклика доменной системы на импульсное воздействие происходит при превы-

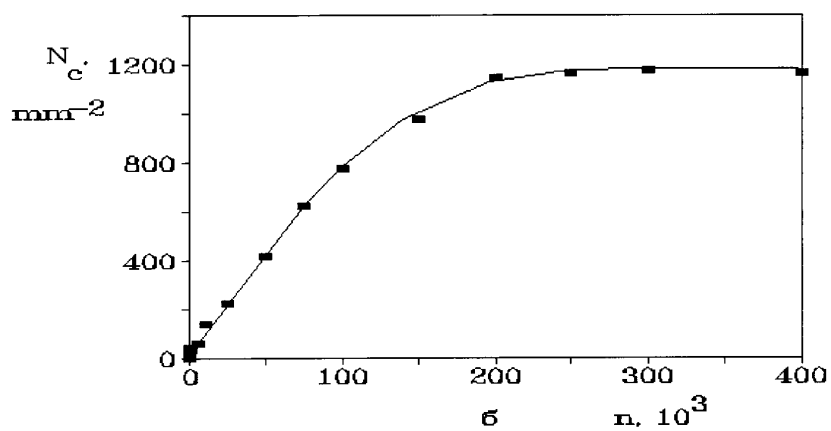
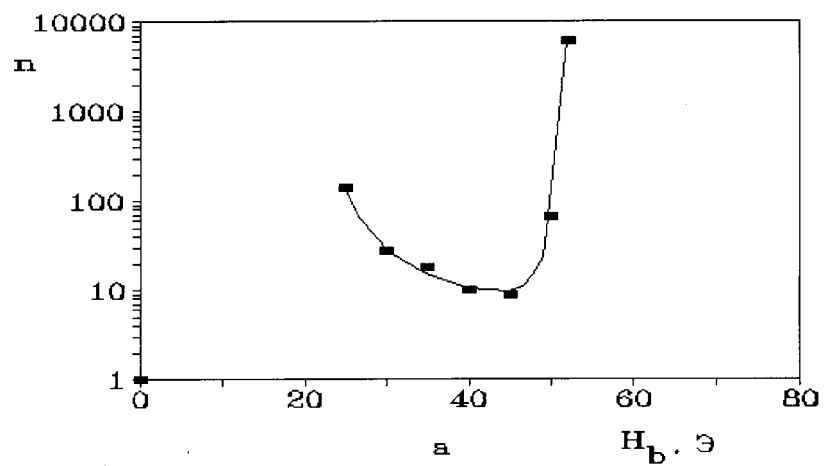


Рис. 2. *a* — число импульсов магнитного поля n , необходимое для образования в лабиринтной структуре первого кластера из четырех сот, в зависимости от поля смещения H_b при $H_p = 116$ Э; *b* — плотность сотовой структуры N_c в зависимости от числа импульсов магнитного поля n . $H_p = 108$ Э, $H_b = 36$ Э.

шении порогового значения \dot{H}_p и длительности импульсов \dot{t}_p в пленке наряду с перестройкой лабиринтной структуры наблюдается формирование кластеров доменов с новой топологией — сотовой доменной структуры (рис. 1, б). Формирование ячеек сотовой структуры происходит в основном в местах "ветвления" полосовых доменов. При подаче серии импульсов поля кластеры передвигаются по площади пленки, объединяются друг с другом и образуются крупные участки с сотовой структурой (рис. 1, в). В конце концов вся наблюдаемая площадь образца имеет сотовую структуру (рис. 1, г). Каждая ячейка структуры граничит с шестью другими. Некоторые ячейки имеют 5, 7 или 8 соседей.

Отметим следующие основные особенности формирования сотовой структуры: процесс наблюдается в узком диапазоне импульсных магнитных полей H_p , зависящем от длительности импульсов t_p и величины поля смещения H_b . При фиксированных величинах H_b , H_p характеристикой процесса может быть количество импульсов H_p , необходимое для образования простейших элементов сотовой структуры — кластеров из четырех ячеек (рис. 2, а). Кластеры из 2–3 ячеек являются нестабильными. Формирование сотовой структуры не зависит от частоты следования импульсов магнитного поля, а только от их числа (рис. 2, б).

При достижении участка насыщения (рис. 2, б) сотовая структура занимает всю наблюдаемую площадь образца диаметром около 1 мм. Последующие импульсы H_p не изменяют ее плотности. По сравнению с лабиринтной структурой сотовая является более устойчивой, действие H_p не вызывает крупных перестроек структуры и перемещения ее по образцу. Возможны лишь локальные перестройки, заключающиеся в зарождении или коллапсе отдельных ячеек (как правило, такие ячейки имеют число соседей, не равное 6) и приводящие к упорядочению структуры, формированию гексагональных ячеек.

Процесс формирования весьма критичен к длительности импульсов магнитного поля t_p . Для данных величин H_p , H_b существует минимальное значение t_p , ниже которого процесс не наблюдается. При $t_p > \dot{t}_p$ область формирования сотовой структуры по полю расширяется. В наших экспериментах $\dot{t}_p = 0.4$ мкс, а результаты на рис. 1–2 приведены для длительности импульса $t_p = 2$ мкс.

Формирование сотовой структуры обусловлено разрывом полосовых доменов под действием импульсов поля H_p и последующим упорядочением благодаря магнитостатическому взаимодействию доменов в поле смещения H_b . Из рис. 2, а видно, что существует оптимальное соотноше-

ние между величинами \dot{H}_p и H_b , наиболее благоприятное для образования сотовой доменной структуры. Левая граница области формирования структуры по H_b (рис. 2, а) обусловлена тем, что величина магнитного поля $H_d = H_p - H_b$, действующего на доменную структуру, достаточна для намагничивания образца до насыщения в течение импульса поля, и после окончания импульса в результате размагничивания зарождается характерная "гребешковая" структура [4,9]. На правой границе области формирования действующее поле H_d (минимальное) совпадает со статическим полем деформационной неустойчивости изолированного полосового домена H_{cr} , рассчитанным в [10], и полем стягивания полосового домена в цилиндрических магнитных доменах [11]. Оптимальное поле формирования сотовой структуры H_d на 3–5 Э меньше H_{cr} .

В то же время разрыв полосового домена с закрепленными концами, согласно [11], возможен лишь при $H_d \rightarrow 4\pi M_s$ ($H_d \gg H_{cr}$), что подтвердили квазистатические эксперименты [12]. Вероятностный характер процесса формирования сотовой структуры в настоящей работе и то, что он наблюдается в области действующих полей H_d , сравнимых с критическим полем линейной динамики доменных границ для данного образца [8], но меньших статического поля разрыва полосового домена, свидетельствуют о существенном влиянии структуры динамических доменных границ на ход процесса.

В промежутках между импульсами магнитного поля сотовая структура остается замороженной сколь угодно долго. Следовательно, по терминологии, принятой в [4,13], сотовая структура принадлежит к рефлексивным структурам. Исследование закономерностей поведения сотовой доменной структуры в магнитных пленках позволяет глубже понять феноменологию других сотовых систем, например процесс плавления твердых тел [6].

Авторы благодарят В.В. Рандошкина и В.И. Чани за предоставление пленок феррит-гранатов для исследования.

Список литературы

- [1] Малоземов А., Слонзуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами / Пер. с англ. М.: Мир, 1982. 384 с.
- [2] Кандаурова Г.С., Свидерский А.Э. // ЖЭТФ. 1990. Т. 97. В. 4. С. 1218–1222.
- [3] Kandaurova G.S., Sviderskiy A.E. // Physika B. 1992. V. 176. P. 213–216.

- [4] Дикштейн И.Е., Лисовский Ф.В., Мансветова Е.Г., Чижик Е.С. // ЖЭТФ. 1991. Т. 100. В. 5. С. 1606–1626.
- [5] Лисовский Ф.В., Мансветова Е.Г., Николаева Е.П., Николаев А.В. // ЖЭТФ. 1993. Т. 103. В. 1. С. 213–233.
- [6] Babcock K.L., Seshadri R., Westervelt R.M. // Phys. Rev. A. 1990. V. 41. N 4. P. 1952–1962.
- [7] Логунов М.В., Рандошкин В.В., Сигачев В.Б. // ПТЭ. 1985. N 5. С. 247–248.
- [8] Айрапетов А.А., Логунов М.В., Рандошкин В.В., Чани В.И. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. В. 2. С. 74–77.
- [9] Барьяхтар В.Г., Дорман В.Л., Кузин Ю.А. и др. // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8. С. 1306–1309.
- [10] Вайсман Ф.Л., Горобец Ю.И., Денисов С.И. // УФЖ. 1986. Т. 31. N 8. С. 1234–1239.
- [11] Sore J.A., Lehman G.W. // J. Appl. Phys. 1971. V. 42. P. 5732–5756.
- [12] Барьяхтар В.Г., Вайсман Ф.Л., Горобец Ю.И., Дорман В.Л. // УФЖ. 1984. Т. 29. С. 872–876.
- [13] Кальянин А.А. Микроэлектроника и полупроводниковые приборы. М.: Радио и связь, 1989. В. 10. 95 с.