

# Формирование двумерных решеток доменов в гармоническом магнитном поле

М. В. Логунов<sup>1)</sup>, М. В. Герасимов

Мордовский государственный университет им. Н. П. Огарева, 430000 Саранск, Россия

Поступила в редакцию 17 октября 2001 г.

Обнаружены новые конфигурации двумерных решеток доменов с симметрией, описываемой пространственными группами  $P2$  и  $Cmm2$ , при формировании решеток под действием гармонического магнитного поля. Двумерные решетки, принадлежащие к пяти пространственным группам ромбической и гексагональной сингоний, реализованы в одной и той же пленке феррита-граната. Изменение конфигурации решеток и составляющих их элементов происходило при изменении только одного параметра внешнего воздействия – частоты магнитного поля.

PACS: 75.70.Kw

Магнитные пластины и пленки со сквозной доменной структурой во многих отношениях представляют собой, по существу, двумерные объекты. В таких материалах подробно исследованы условия формирования и свойства одномерно-периодических решеток полосовых доменов и двумерных гексагональных решеток цилиндрических магнитных доменов [1–3].

В работах [4–7] сообщалось об обнаружении и исследовании новых типов самоорганизации магнитного момента в пленках ферритов-гранатов с большой константой одноосной анизотропии. Под действием монополярного импульсного магнитного поля обнаружено формирование рефлексивных двумерных решеток доменов, состоящих из гантелевидных, эллиптических и цилиндрических магнитных доменов, симметрия которых в статическом режиме соответствовала пространственным группам  $Pab2$ ,  $Pmm2$ ,  $P6$ , а в пленках с сильной ромбической компонентой анизотропии –  $P2$ .

Спектр решеток доменов, обнаруженных при воздействии гармоническим магнитным полем, значительно уже: массив спаренных кольцевых доменов с симметрией  $Cmm2$  и гексагональная решетка кольцевых доменов с симметрией  $Pmm6$  [5, 7]. Условия образования двумерных решеток доменов как в импульсном поле, так и в гармоническом не ясны, реализовать их все в одной и той же пленке не удается [7].

В настоящей работе приведены результаты экспериментов, в которых в одной и той же пленке обнаружено формирование двумерных решеток доменов, принадлежащих к пяти пространственным группам ромбической и гексагональной сингоний:  $P2$ ,  $Pab2$ ,

$P6$ ,  $Cmm2$  и  $Cmm6$ . Результаты приведены для монокристаллической пленки феррита-граната состава  $(Y, Bi)_3(Fe, Ga)_5O_{12}$  с кристаллографической ориентацией (111), толщиной  $h = 7.8$  мкм, равновесным периодом полосовой доменной структуры  $P_0 = 32$  мкм, намагниченностью насыщения  $M_s = 8.7$  Гс, полем коллапса  $H_0 = 33$  Э, полем одноосной анизотропии  $H_k = 7600$  Э. Гармоническое магнитное поле, направленное перпендикулярно плоскости пленки, создавали с помощью плоской катушки диаметром 2 мм.

Статические доменные структуры, сформированные в результате приложения гармонического магнитного поля в течение нескольких секунд, наблюдали с помощью эффекта Фарадея и регистрировали на видеопленку (рис.1). Как и в [4, 6], диапазон параметров магнитного поля, при которых возможно формирование двумерных структур, расширялся при приложении небольшого подмагничивающего магнитного поля  $H < H_0$  перпендикулярно плоскости пленки. Примечательно, что все разнообразие доменных структур, в том числе и новые конфигурации решеток доменов, нам удалось наблюдать в одном и том же образце под действием гармонического магнитного поля неизменной амплитуды  $H_m \sim 2.5H_0$ . Изменяли только один параметр внешнего воздействия – частоту поля  $f$ .

Представленные на рис.1 доменные конфигурации сформированы в магнитном поле, созданном плоской катушкой и имеющем аксиальную симметрию. Поскольку размеры доменов по сравнению с диаметром катушки малы, на рис.1 приведены фотографии только части доменной структуры, находящейся в поле зрения микроскопа. Центры фотографий смещены вправо и вверх относительно центра катушки для того, чтобы показать влияние неоднородности поля, на-

<sup>1)</sup>e-mail: logunov@mrsu.ru

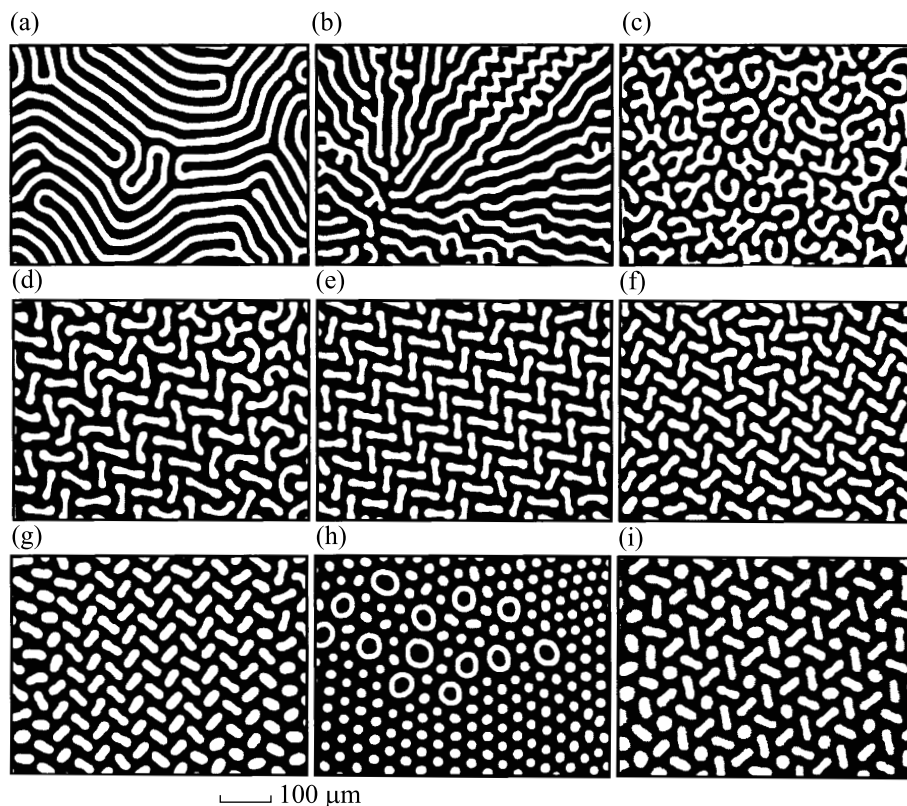


Рис.1. Статические доменные структуры, сформированные на одном и том же участке образца в результате воздействия гармоническим магнитным полем с амплитудой  $H_m = 77$  Э, частотой  $f$  (a–h) и импульсным полем с амплитудой  $H_p = 215$  Э, длительностью импульса 1.9 мкс (i).  $f$ , кГц: 0.1 (a), 60 (b), 70 (c), 80 (d), 90 (e), 100 (f), 120 (g), 160 (h). Подмагничивающее поле  $H$ , Э: 0 (a), 6 (b–h), 8 (i)

растающего по мере приближения к виткам катушки (рис. 1b). Различие напряженностей гармонического поля по площади пленки для области, показанной на рис.1, составляет менее 3%.

Как показали наши эксперименты, форма динамических петель гистерезиса в области частот и амплитуд гармонического магнитного поля, соответствующих формированию двумерных решеток доменов, имеет существенные особенности. Квазистатические петли гистерезиса пленки являются типичными для низкокоэрцитивных пленок ферритов-гранатов [8]. Динамические петли гистерезиса при частоте гармонического поля выше 50 кГц и амплитуде  $H_m \leq H_0$  приобретают эллиптическую форму из-за отставания сигнала перемагничивания по фазе от изменения напряженности магнитного поля (рис.2a). Увеличение амплитуды поля до  $H_m \sim 2.5H_0$  сопровождается искажениями эллиптической петли (рис.2b). Все динамические петли гистерезиса, соответствующие процессам формирования и преобразования двумерных решеток доменов, являются частными петлями. Их характерным признаком является несим-

метричность, которая проявляется при приложении подмагничивающего поля (рис.2c) и усиливается при его увеличении (рис.2d).

Под действием гармонического магнитного поля частотой десятки и сотни герц формировалась типичная для квазистатически размагниченных ферритов-гранатов лабиринтная доменная структура (рис.1a). При увеличении частоты поля до нескольких кГц и выше начинают играть существенную роль динамические эффекты: в течение полупериода поля пленка намагничивается до насыщения (поскольку  $H_m \sim 2.5H_0$ ), а процесс размагничивания не успевает протекать квазистатически; поле старта на петле гистерезиса уменьшается. Причиной этого является высокое качество монокристаллической пленки: на рис.1b видно, что в наблюдаемой области нет ни одного центра зарождения доменной структуры, а прорастание доменов происходит от периферии к центру катушки. Квазипериодические искажения формы части расширяющихся доменов и образование на них отростков свидетельствуют о достижении границами доменов скорости насыщения  $V_s \sim 4$  м/с (по резуль-

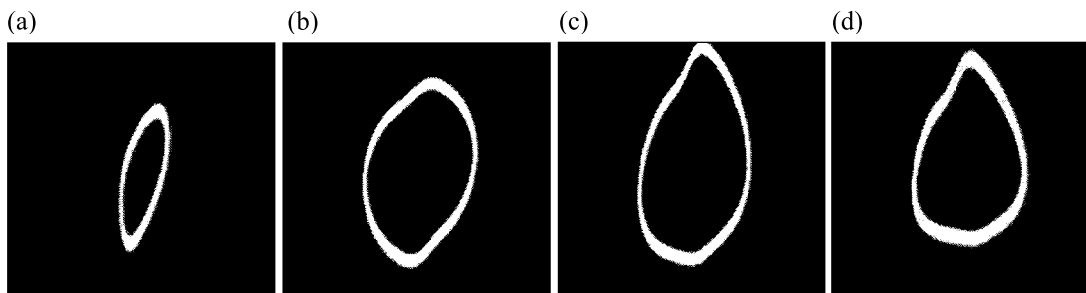


Рис. 2. Петли гистерезиса пленки феррита-граната при частоте гармонического поля  $f = 100$  кГц, амплитуде  $H_m = 34$  Э (a) и 77 Э (b–d). Подмагничивающее поле  $H, Э$ : 0 (a, b), 10 (c), 20 (d)

татам измерений на установке для высокоскоростной фотографии [9]) и формировании в доменных границах участков с различной эффективной массой [3].

При дальнейшем увеличении частоты гармонического поля процессы коллапсирования лабиринтных доменов в течение полупериода поля не успевают протекать. Имеет место только сближение доменных границ с неравномерно распределенной эффективной массой границ. Оно сопровождается разрывами лабиринтных доменов по механизму, описанному в работе [10]. После действия ряда периодов магнитного поля образуется неупорядоченный массив коротких лабиринтных доменов примерно одинаковой длины (рис.1c). Увеличение частоты поля приводит к трансформации формы доменов в гантелевидную, а затем – в эллиптическую, цилиндрическую, кольцевую и сопровождается процессами упорядочения в расположении доменов (рис.1d–h).

В низкочастотной области диапазона магнитных полей, соответствующих формированию двумерных решеток доменов, обнаружено формирование двумерных решеток с симметрией  $Pab2$  (рис.1e), наблюдавшихся ранее только при формировании в импульсном магнитном поле [4–7]. При одних и тех же внешних условиях двумерные решетки доменов с группой симметрии  $Pab2$  могут иметь различные направления выстраивания доменов. Это обусловлено малой величиной кубической и ромбической компонент анизотропии пленки (более чем на порядок ниже одноосной анизотропии).

Вблизи верхней (по частоте гармонического поля) границы области формирования двумерных решеток доменов формируется хорошо известная гексагональная решетка цилиндрических магнитных доменов с симметрией  $Cmm6$ . Такая решетка образуется в области наибольшей однородности магнитного поля (в центре катушки); ближе к виткам катушки концентрируются кольцевые домены (рис.1i). При уве-

личении плотности кольцевых доменов они образуют двумерную решетку, также описываемую пространственной группой симметрии  $Cmm6$ .

Наибольшее разнообразие упорядоченных двумерных решеток доменов имеет место в сравнительно узком диапазоне частот поля – от 100 до 110 кГц, где они могут сосуществовать (рис.1f). В этом диапазоне в дополнение к известным обнаружены новые конфигурации двумерных решеток с симметрией  $P2$  (рис.3a–c) и  $Cmm2$  (рис.3d), что подтверждает высказанное в [4] предположение о возможности реализации двумерных решеток доменов с различной пространственной симметрией.

Доменные структуры, представленные на рис.3a, c, состоят из двух разновидностей доменов, различающихся между собой формой, размерами и ориентацией. Каждую из разновидностей доменов можно охарактеризовать двумерной решеткой с примитивной элементарной ячейкой  $P$ . Результирующая двумерная решетка получается вложением одной решетки в другую таким образом, что их элементарные ячейки смещены друг относительно друга на  $\frac{1}{2}$  параметров ячейки вдоль осей  $X$  и  $Y$  [11, 12]. Складывается впечатление образования базоцентрированной элементарной ячейки  $C$ . В действительности наблюдаемая структура обладает примитивной ячейкой и осью симметрии 2-го порядка. Таким образом, доменные решетки на рис.3a, c характеризуются двумерной пространственной группой  $P2$ .

На рис.3b приведен фрагмент доменной структуры, образованной из четырех вложенных друг в друга двумерных решеток доменов. Их элементарные ячейки являются ромбическими и смещены вдоль ребер друг относительно друга на  $\frac{1}{2}$  параметров ячейки. Результирующая доменная конфигурация также относится к пространственной группе симметрии  $P2$ .

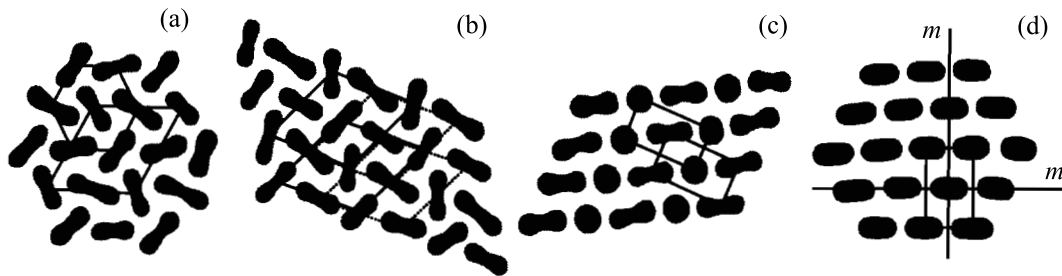


Рис.3. Фрагменты статических доменных структур, сформированных под действием гармонического магнитного поля с амплитудой  $H_m = 77 \text{ Э}$  и частотой  $f = 100 \div 110 \text{ кГц}$  на одном и том же участке образца. Подмагничивающее поле  $H = 6 \text{ Э}$ . Отмечены элементарные ячейки и плоскости зеркального отражения ( $m$ )

Среди обнаруженных доменных конфигураций есть примеры и непримитивных решеток [11, 12] (рис.3d). В данном случае доменная структура соответствует укладке кирпичей по закону центрального прямоугольника. Такая двумерная решетка, элементами которой являются домены в виде искаженных эллипсов, обладает базоцентрированной элементарной ячейкой  $C$ , плоскостями зеркального отражения  $m$ , проходящими по центрам доменов и направленными по осям  $X$  и  $Y$ , и осью симметрии 2-го порядка. Пространственная группа симметрии –  $Cmm2$ .

Механизмы формирования двумерных решеток доменов в гармоническом и импульсном магнитных полях во многом остаются невыясненными. В работе [7] констатируется, что критическим параметром, определяющим выбор одного из возможных вариантов доменных структур, является остаточная намагниченность пленки. Отмечена высокая чувствительность процессов формирования к амплитуде, длительности и форме импульсов, служащих толчком к формированию двумерных решеток доменов. Особо неблагоприятными факторами для самоорганизации магнитного момента названы малые (менее 0.5 мкс) длительности фронта и(или) спада импульса поля [4, 6].

Проведенные в настоящей работе эксперименты по изучению условий формирования двумерных решеток доменов в гармоническом магнитном поле показали, что на процессы формирования решеток влияют в основном два параметра поля: амплитуда  $H_m$  и частота  $f$ . Первый параметр определяет величину магнитного поля, необходимую как для получения разряженной доменной структуры и обеспечения тем самым необходимых условий по перестройке доменов, так и заметных инерционных эффектов при движении доменов, играющих большую роль при формировании двумерных решеток [5, 6]. Вторым параметром определяет длительность части полупериода поля  $t^*$ ,

в течение которого доменные границы движутся в действующем поле  $H_m \sim 2.5H_0$ . В свою очередь, от длительности  $t^*$  зависят амплитуда смещения доменных границ и процессы коллапсирования доменов.

Верхняя и нижняя границы области формирования двумерных решеток по частоте гармонического поля  $f$  и, соответственно, времени  $t^*$  различаются в 2 раза. Этот результат согласуется с данными эксперимента, проведенного нами в импульсном магнитном поле  $H_p$ . Процессы формирования двумерных решеток доменов в импульсном поле зависели в основном от величины подмагничивающего поля ( $0 \div 15 \text{ Э}$ ) и длительности импульса поля  $t_p$ . Величина  $t_p$  могла изменяться также в 2 раза ( $1.5 \div 3 \text{ мкс}$ ). Характерно, что длительности импульсов поля для области формирования решеток доменов вдвое меньше соответствующих величин  $t^*$  для гармонического поля. Причиной этого является увеличение амплитуды движения доменных границ в гармоническом магнитном поле (двуполярном) по сравнению с импульсным (монополярным).

Длительности фронта и спада импульса поля мы изменяли от 0.02 до 1 мкс. В отличие от [4, 6], значительного влияния формы импульса поля на процессы формирования доменов не выявлено. Таким образом, и при длительностях фронта/спада импульса магнитного поля, более чем на порядок меньших, чем в работах [4–7], возможно формирование двумерных решеток доменов. Отметим, что единственной двумерной решеткой, процесс формирования которой в исследованной пленке в импульсном поле проходил стабильнее по сравнению с гармоническим полем, являлась решетка с симметрией  $P6$  (рис.1i).

Амплитуду импульса поля, при которой происходило формирование решеток доменов, можно было изменять в значительном интервале, начиная с некоторой граничной величины  $H_p > 2H_0$ . Этот результат во многом объясняется видом зависимости скорости доменных границ в пленке от величины импульса

ного поля. Прямые измерения методом высокоскоростной фотографии показали: скорость насыщения доменных границ  $V_s$  достигается в поле  $H_p \ll H_0$  и практически не изменяется в диапазоне полей до  $H_p \sim 10H_0$ . Вероятно, инерционные эффекты при движении доменных границ также не претерпевают принципиальных изменений в диапазоне импульсного магнитного поля  $2H_0 < H_p < 10H_0$ .

Авторы благодарят В. И. Герасимова за помощь при обработке результатов экспериментов.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант # 98-02-03325.

1. C. Kooy and U. Enz, *Phillips Res. Rep.* **15**, 7 (1960).
2. Т. О'Делл, *Магнитные домены высокой подвижности*, пер. с англ., М.: Мир, 1978 (Т. Н. О'Dell, *Magnetic bubbles*, Macmillan, London, 1974).
3. А. Малоземов, Дж. Слонзуски, *Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными домена-*

*ми*, пер. с англ., М.: Мир, 1982 (А. Р. Malozemoff and J. С. Slonczewski, *Magnetic Domain Walls in Bubble Materials*, Acad. Press, N.Y., 1979).

4. Ф. В. Лисовский, Е. Г. Мансветова, *Письма в ЖЭТФ* **55**, 34 (1992).
5. Ф. В. Лисовский, Е. Г. Мансветова, *Письма в ЖЭТФ* **58**, 836 (1993).
6. Ф. В. Лисовский, Е. Г. Мансветова, Е. П. Николаева, А. В. Николаев, *ЖЭТФ* **103**, 213 (1993).
7. Ф. В. Лисовский, Е. Г. Мансветова, Ч. М. Пак, *ЖЭТФ* **108**, 1031 (1995).
8. A. Magni and G. Vertesy, *Phys. Rev.* **B61**, 3203 (2000).
9. М. В. Логунов, В. В. Рандошкин, В. Б. Сигачев, *ПТЭ* №5, 247 (1985).
10. T. J. Gallagher and F. V. Humphrey, *Appl. Phys. Lett.* **31**, 235 (1977).
11. Н. В. Белов, *Очерки по структурной кристаллографии и федоровским группам симметрии*, М.: Наука, 1986.
12. В. А. Копцик, *Шубниковские группы: Справочник по симметрии и физическим свойствам кристаллических структур*, МГУ, Москва, 1966.