

Формирование и эволюция гигантских динамических доменов в гармоническом магнитном поле

© М.В. Логунов, М.В. Герасимов

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

E-mail: logunov@mrsu.ru

(Поступила в Редакцию 17 июля 2002 г.)

Стробоскопическим методом исследованы процессы перемагничивания пленок ферритов-гранатов в гармоническом магнитном поле, приводящие к формированию метастабильных динамических доменов с размерами, на порядок и более превышающими размеры квазистатических доменов. Формирование гигантских динамических доменов (ГДД) связано с конечной скоростью движения доменных границ и зависит от плотности центров зарождения доменов. Показано, что образование гребенчатой границы ГДД имеет место в течение части периода поля вблизи момента времени смены полярности поля. Области формирования ГДД соответствует переход формы динамической петли гистерезиса от треугольной к эллиптической.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 98-02-03325).

При перемагничивании пленок ферритов-гранатов в гармоническом магнитном поле звуковых и ультразвуковых частот динамические доменные структуры, возникающие в процессе перемагничивания, отличаются большим разнообразием: на фазовой диаграмме динамических систем магнитных доменов [1] выделяется более десяти областей, соответствующих различным видам доменных структур. В целом их можно разделить на две группы. К первой относятся динамические доменные структуры, имеющие примерно те же размеры доменов, что и квазистатические полосовые, гантелевидные, цилиндрические магнитные домены (ЦМД) при соответствующих величинах действующих магнитных полей. От квазистатических доменов они отличаются возникновением нового порядка в расположении доменов — формированием спиральных, кольцевых доменов [1–5], двумерных решеток доменов [6–8]. Такие структуры, как правило, являются рефлексивными, полностью или частично сохраняя свои свойства при выключении переменного магнитного поля или в промежутках между импульсами [3] (при формировании их с помощью импульсного поля).

Ко второй группе следует отнести динамические доменные структуры, характерные размеры которых на порядок и более превышают размеры квазистатических доменов. Это структуры в виде концентрических кольцевых доменов [2,9], искаженных ЦМД и др. [1,9,10], которые могут перемещаться по площади пленки [1] или быть жестко привязаны к определенным центрам в пленке (дефектам) [10]. Формирование гигантских динамических доменов (ГДД) происходит при достаточно большой амплитуде гармонического поля, превышающей статическое поле насыщения доменной структуры H_s [1,2,9,10]. Они являются относительно стабильными, сохраняя усредненную форму почти неизменной на протяжении сотен и тысяч периодов поля. С ростом

частоты поля максимальные размеры ГДД уменьшаются [1]. ГДД существуют только в динамических условиях и при выключении гармонического поля трансформируются в сеть лабиринтных доменов с обычными для равновесных доменов размерами.

Сложный характер фазовых диаграмм динамических доменов и многообразие возникающих динамических доменных структур являются причиной того, что многое в природе наблюдаемых явлений остается невыясненным. Из-за ограничений экспериментальной методики опубликованные фотографии ГДД представляют собой усредненные изображения доменов за десятки периодов магнитного поля; остается открытым вопрос о взаимосвязи условий образования ГДД и параметров образцов.

В настоящей работе с целью выяснения механизмов формирования и эволюции ГДД изучение таких доменов проведено стробоскопическим методом со временем экспозиции доменных структур, не менее чем на порядок меньшим периода поля, и с одновременной регистрацией интегральных характеристик процессов перемагничивания — динамических петель гистерезиса.

1. Методика эксперимента

Наблюдение динамических доменов проводилось магнитооптическим методом с использованием эффекта Фарадея, временное разрешение стробоскопической установки составляло $0.8 \mu\text{s}$ [5]. Информацию об эволюции формы доменов получали, сканируя импульс источника света — гелий-неонового лазера с СВЧ-накачкой — по периоду магнитного поля. Путем изменения кратности стробирования переходили от стробоскопического режима наблюдения доменов к режиму высокоскоростной фотографии, что необходимо при исследовании неповторяющихся процессов. Часть магнитооптического

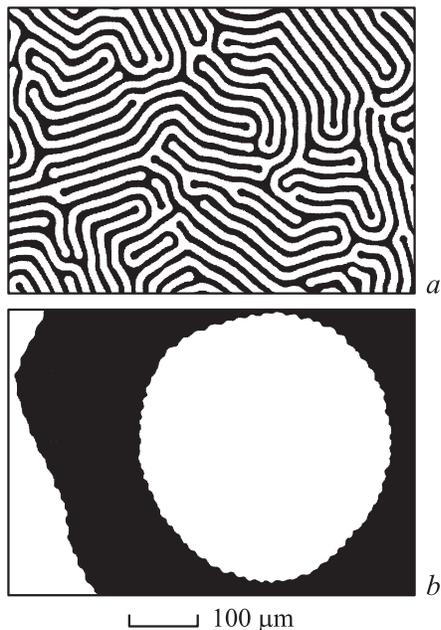


Рис. 1. Равновесная доменная структура (а) ($H_b = 0$) и гигантский динамический домен (б) в гармоническом магнитном поле при амплитуде поля $H_m = 85$ Ое и частоте $f = 40$ кГц.

сигнала с помощью полупрозрачного зеркала подавалась на фотоэлектронный умножитель для регистрации петель гистерезиса. Для формирования однородного гармонического магнитного поля (однородность поля $\sim 1\%$ в исследуемой области образца) использовались кольца Гельмгольца диаметром 2.5 mm. Гармоническое поле прикладывали вдоль оси легкого намагничивания исследуемой пленки.

Далее приведены результаты для пленки феррита-граната состава $(\text{Bi, Tm})_3(\text{Fe, Ga})_5\text{O}_{12}$ с ориентацией (111) [5] и следующими параметрами: толщина $h = 5.6 \mu\text{m}$, равновесная ширина полосовых доменов $w = 8.9 \mu\text{m}$, поле коллапса ЦМД $H_0 = 46$ Ое, намагниченность насыщения $M_s = 9.9$ Gs. Образец обладал значительной одноосной анизотропией: фактор качества $Q = K_u/2\pi M_s^2 = 20$ (K_u — константа одноосной анизотропии), ось легкого намагничивания перпендикулярна плоскости пленки. В отсутствии внешних магнитных полей в пленке существовала лабиринтная доменная структура (рис. 1, а), а области формирования ГДД (рис. 2, б) соответствовал диапазон частот гармонического поля $f = 15\text{--}80$ кГц и амплитуд поля $H_M = 70\text{--}160$ Ое.

Выбор образца во многом обусловлен простым видом зависимости скорости доменных границ V от действующего поля H . Измерения скорости границ в импульсном магнитном поле методом высокоскоростной фотографии показали, что в большом интервале полей (от нескольких эрстед до $H > 200$ Ое) скорость V почти не зависит от амплитуды поля H и не превышает 10 m/s. Такой вид зависимости $V(H)$ практически для всего диапазона мгновенных значений

гармонических полей, используемых в настоящей работе, значительно упрощает интерпретацию результатов экспериментов.

2. Результаты эксперимента

Закономерности перехода к механизмам образования ГДД по мере увеличения амплитуды гармонического поля рассмотрим для частоты поля $f = 40$ кГц (рис. 2). Именно при этой или близких частотах размеры доменов могут достигать максимальных величин. Микрофотографии для одних и тех же амплитуд поля, но для разных фаз, приведенные на рис. 2, соответствуют различным периодам поля. Это позволяет судить о повторяемости процесса перемагничивания.

При амплитуде поля $H_M < H_0$ от периода к периоду поля происходит перестройка доменной структуры, причем структура остается лабиринтной (рис. 2, а). Легко заметить отличия такой структуры от лабиринтной структуры, сформированной квазистатически (рис. 1, а). Они заключаются в уменьшении периода доменов и одновременном увеличении плотности дисклинаций в доменной структуре. Последнее отличие, как отмечалось ранее [3,6,11], является косвенным, но надежным признаком изменения структуры доменных границ и увеличения плотности блоховских линий в границах. Происходить это может в том случае, если доменные границы движутся со скоростью, близкой к скорости насыщения. Таким образом, с увеличением частоты поля имеют место явные признаки перехода от квазистатических к нелинейным динамическим процессам движения доменных границ. При этом коэрцитивная сила, рассчитанная по полуширине, соответствующей процессу частной петли гистерезиса, несколько увеличивается (рис. 3).

С увеличением амплитуды поля все перечисленные признаки динамической природы процессов движения доменов: ветвление доменов, увеличение плотности дисклинаций, уменьшение периода доменной структуры (при $H_b \sim 0$), уменьшение периода искажений по длине доменов, — приобретают все более явный характер и наиболее выражены при $H_M \rightarrow H_0$ (рис. 2, б). При недостаточной разрешающей способности аппаратуры динамические доменные структуры, показанные на рис. 2, а, б, из-за значительного изменения положения доменов от периода к периоду поля могут восприниматься как „серый фон“ [1].

При амплитуде гармонического поля, превышающей величину статического поля насыщения, часть доменов за время периода поля коллапсирует, и в результате происходит переход к динамической структуре, имеющей принципиально отличный от равновесного вид и размеры (рис. 2, с). При дальнейшем увеличении поля почти все домены в течение периода поля коллапсируют, и в поле зрения остается всего один или несколько гигантских доменов (рис. 2, д). Размеры их на порядок и более превышают равновесные размеры доменов.

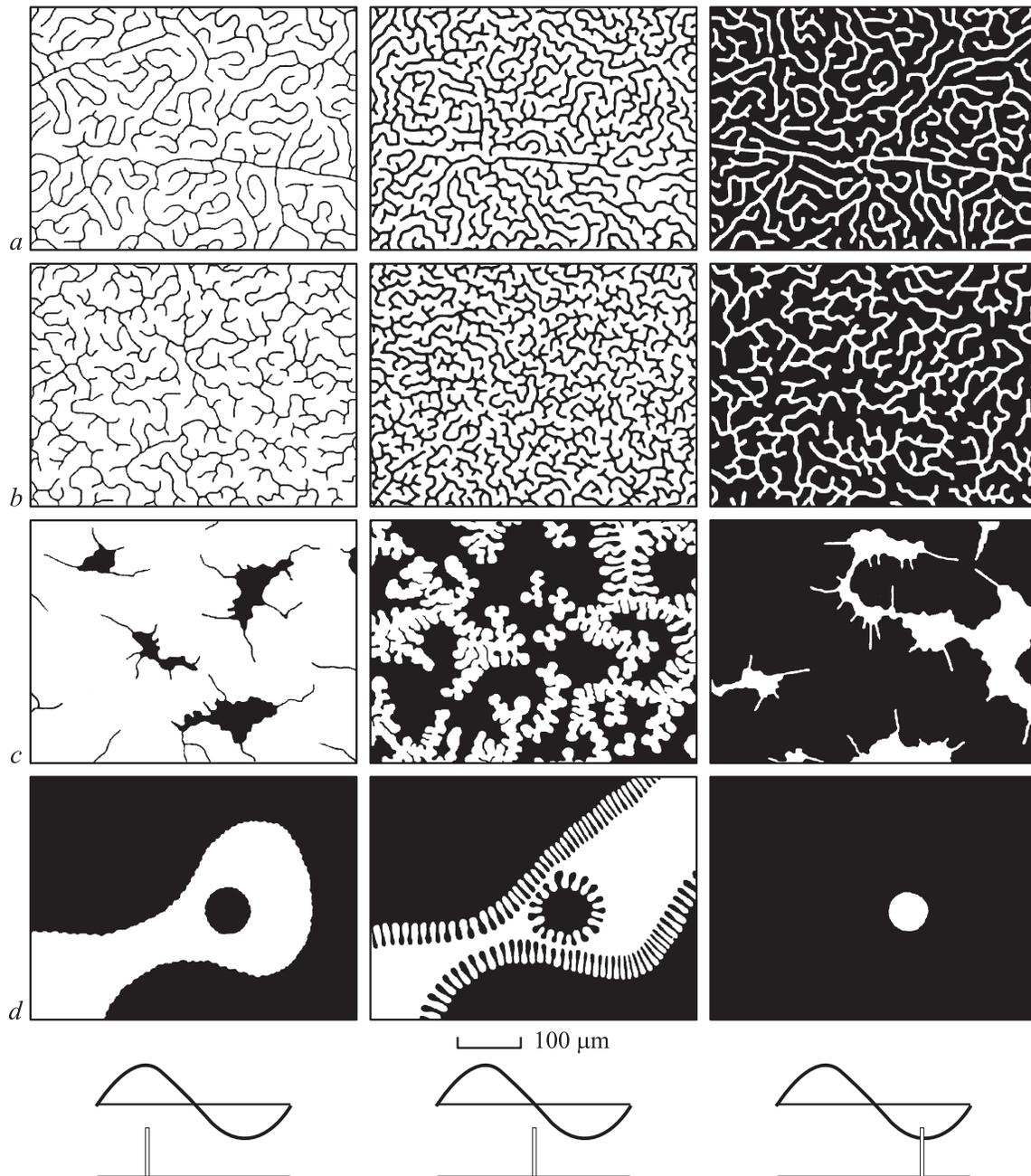


Рис. 2. Динамические доменные структуры, соответствующие фазам $\varphi = 90, 180$ и 270° гармонического магнитного поля при частоте $f = 40 \text{ kHz}$ и амплитуде $H_m = 30$ (a), 40 (b), 79 (c) и 98 Oe (d).

Реализация механизма увеличения в несколько раз периода динамической доменной структуры в диапазоне сверхзвуковых частот магнитного поля приводит к модификации формы петли гистерезиса. На рис. 3 приведены динамическая петля гистерезиса, соответствующая середине области формирования ГДД (по амплитуде и частоте поля, рис. 3, e), и петли гистерезиса при выходе за границы этой области (рис. 3, a-d, f-k). Для области формирования ГДД характерными являются следующие признаки: петля гистерезиса имеет форму искаженного эллипса; петля смещена по вертикали относительно

линии, соответствующей намагниченности $M = 0$; возможна неустойчивость петли.

В полях с амплитудой $H_M \leq H_0$ (ниже области формирования ГДД) динамические петли гистерезиса являются частными. Раскрытие петель (коэрцитивная сила доменных границ) увеличивается по мере роста частоты поля из-за инерционных эффектов при движении доменных границ (рис. 3, a, d, g). С увеличением амплитуды поля максимальная намагниченность образца, достигаемая в течение периода поля, увеличивается. Тем не менее даже при амплитуде поля $H_M > H_s$ состояние насыщения

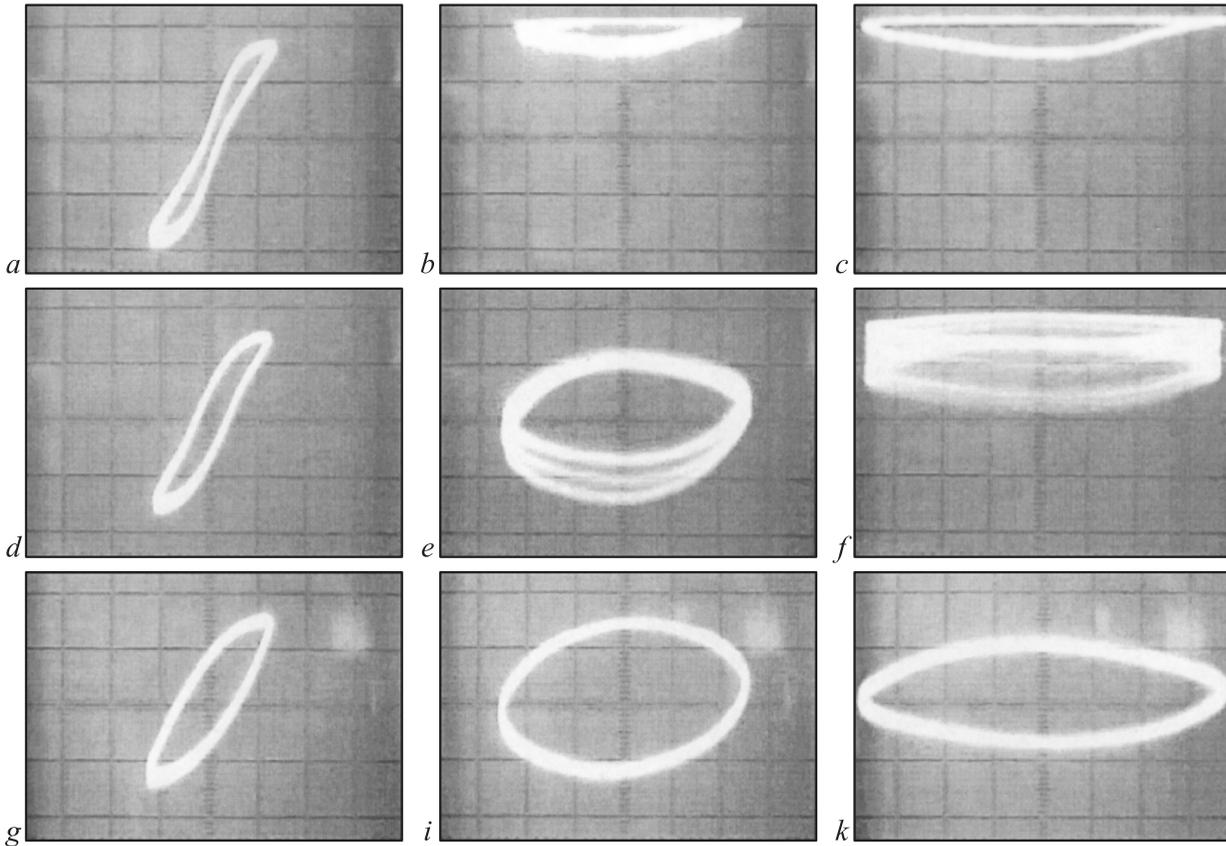


Рис. 3. Динамические петли гистерезиса для частот гармонического магнитного поля $f = 20$ ($a-c$), 50 ($d-f$), 100 kHz ($g-k$). Для каждой частоты амплитуды поля составляют (слева направо) $H_m = 50, 100, 150$ Oe.

в течение периода поля не всегда успевает реализоваться из-за конечной скорости движения доменных границ (рис. 3, e, h, i). Выше области формирования ГДД (по частоте) искажения эллиптической формы петли уменьшаются.

Увеличение амплитуды или уменьшение частоты поля (относительно середины области формирования ГДД) приводит к изменению поля старта на петле гистерезиса и частичному схлопыванию петли по вертикали (рис. 3, b, c, f): в течение одного из полупериодов поля образец намагничивается до насыщения, а в течение другого из-за задержки процессов зарождения и роста доменов, ограниченного числа центров зародышеобразования не успевает размагнититься. Петля гистерезиса теряет симметричность относительно начала координат и смещается в область, например, положительной намагниченности (рис. 3, b, c, f). С увеличением амплитуды переменного магнитного поля тенденция к выбору предпочтительного направления намагничивания до насыщения усиливается. Выбор этого направления может быть обусловлен незначительной асимметрией синусоиды поля или параметров образца. Это направление легко изменить приложением небольшого постоянного подмагничивающего поля $H_b \ll H_0$ вдоль оси легкого намагничивания пленки.

Подробно закономерности эволюции ГДД в течение периода поля удобнее проследить на примере формирования домена не самых больших размеров (рис. 4), периодически зарождающегося на одном и том же месте пленки. Так же, как и на рис. 2, микрофотографии представляют домены в одном и том же месте образца, но в разные периоды поля. Динамические домены небольших размеров при расширении имеют цилиндрическую форму (рис. 4, a, b). В области смены полярности поля (при фазе $\varphi = 180 \pm 30^\circ$) из-за уменьшения эффективного действующего поля границы доменов испытывают изгибную неустойчивость и вместо плавных границ образуется сеть полосовых доменов — „гребень“ (рис. 2, d ; рис. 4). Его происхождение аналогично появлению лепестковых искажений при радиальном расширении ЦМД [12,13] из-за магнитостатической неустойчивости домена. Вероятно, наличие подобного гребня приводило к размытию изображений границ ГДД на представленных в работах [1,9] photographиях.

На основании данных, часть которых приведена на рис. 4, получены зависимости размеров доменов от времени (рис. 5). Видно, что диаметр домена d как при расширении (одном полупериоде поля), так и при сжатии (другом полупериоде поля) практически линейно зависит от времени, т.е. движение доменных границ

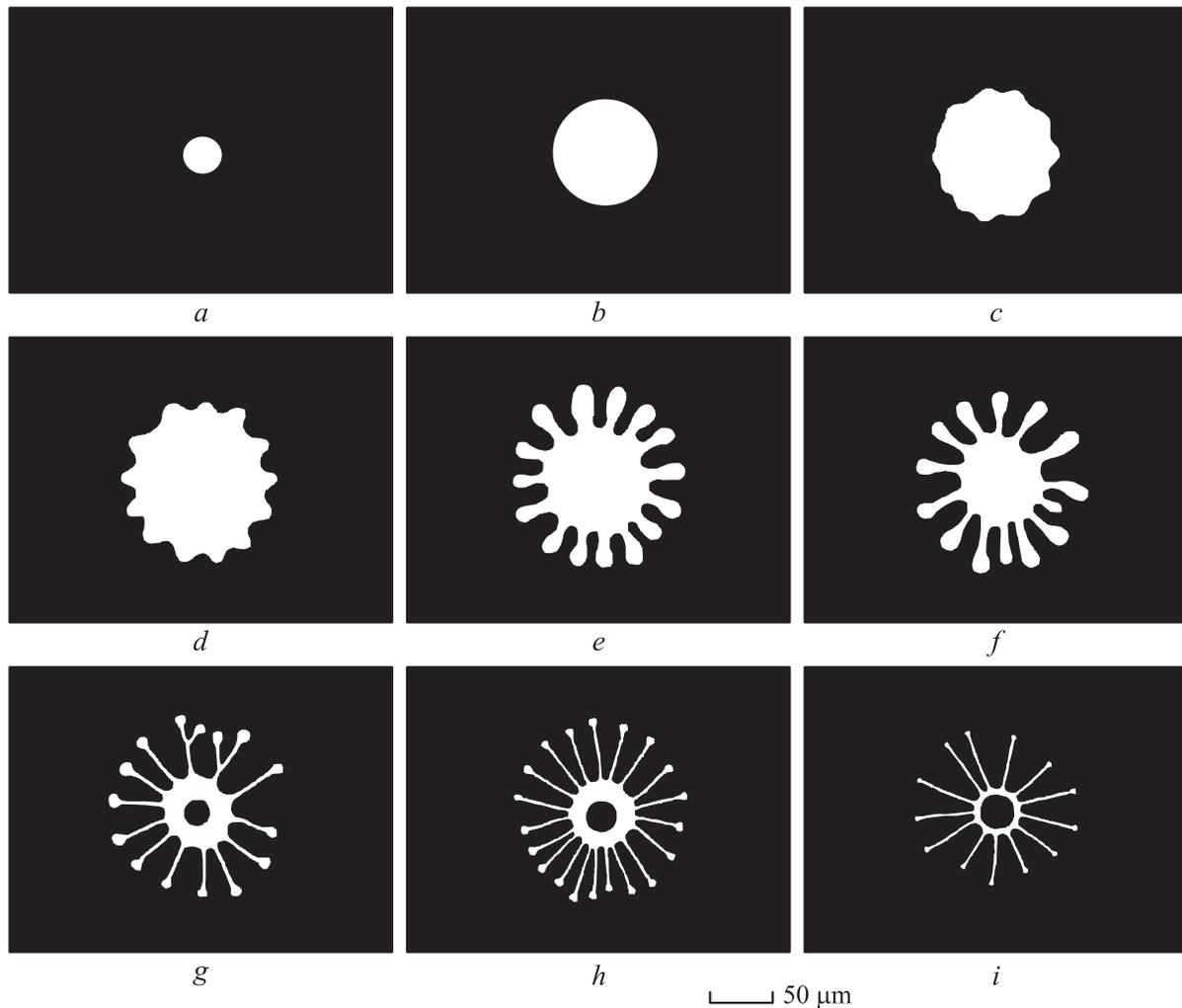


Рис. 4. Эволюция ГДД в поле частотой $f = 40$ kHz и амплитудой $H_m = 98$ Oe. Моменты времени относительно смены полярности поля $t, \mu\text{s}$: $a - 0.8, b - 6, c - 7, d - 9, e - 11, f - 12, g - 13, h - 14, i - 15$.

происходит с постоянной скоростью $V \sim 7$ м/с. Такая величина скорости насыщения согласуется как с расчетными значениями, полученными с использованием различных моделей [14–16], так и с измеренными нами экспериментально в импульсном поле.

3. Обсуждение результатов

Механизмы формирования и эволюции ГДД определяются особенностями зарождения доменов и динамическими свойствами доменных границ в гармоническом магнитном поле, в первую очередь явлением насыщения скорости движения доменных границ. Вследствие конечной величины скорости насыщения за время, равное полупериоду магнитного поля $\tau/2$ (для области формирования ГДД $\tau/2 \sim 10 \mu\text{s}$), смещение доменной границы не превышает части диаметра ГДД. В результате состояние насыщения в течение полупериода поля не достигается. Этим обусловлена относительная

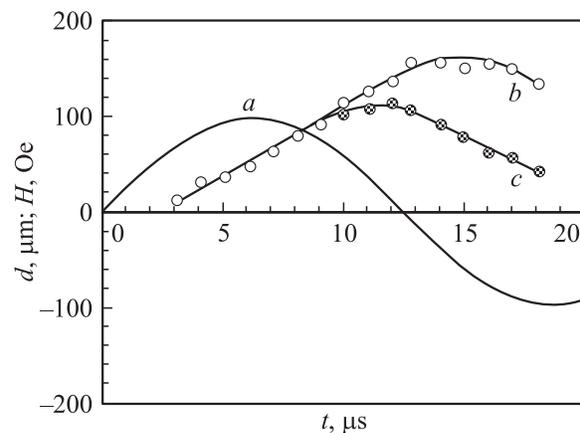


Рис. 5. Напряженность магнитного поля H (a) и изменение размеров ГДД в течение периода поля: b — внешний диаметр ГДД, c — диаметр ГДД без учета гребенчатой границы.

стабильность во времени подобных доменных структур, когда существенные изменения происходят спустя $10^5 - 10^7$ периодов магнитного поля.

Изменения, происходящие с формой и размерами ГДД от периода к периоду поля, должны приводить к размытию петли гистерезиса. Из рис. 3 видно, что размытие мало, но наблюдается некоторая нестабильность формы петли. Следовательно, наиболее существенные изменения в ГДД происходят не непрерывно, а ступенчато, через 500–1000 периодов поля (по данным рис. 3).

Переход к треугольной форме петли гистерезиса связан с задержкой образования и роста обратной магнитной фазы [17]. Достижимое при этом в течение одного из периодов поля насыщение образца делает невозможным существование устойчивых ГДД на протяжении многих периодов поля. Для области формирования ГДД, как и для области формирования двумерных доменных структур [8], характерна несимметричная петля гистерезиса. В случае ГДД ее форма имеет вид, промежуточный между треугольной и эллиптической петлями (рис. 3).

В ряде работ, посвященных изучению свойств ферритов-гранатов в гармоническом магнитном поле, исследованы колебания доменных границ интегральными методами [18–20], в основном при амплитудах полей $H_M \ll H_s$. Динамические механизмы перемагничивания в сильных гармонических полях с $H_M \geq H_s$ (зарождение доменов, движение доменных границ) практически не изучены, поэтому для выяснения количественных закономерностей формирования доменных структур необходимы дальнейшие исследования. Здесь отметим (без уточнения причин) следующие особенности перемагничивания в гармоническом поле, выявленные при выполнении настоящей работы: зарождение доменов может происходить спустя сравнительно большое время — несколько микросекунд после смены полярности поля (для сравнения в импульсном поле для зарождения домена достаточно $t \sim 0.1 \mu s$ [21,22]). На коллапсирование сблизившихся на расстояние $\sim 1 \mu m$ доменных границ требуется время $t > 2 \mu s$ (рис. 4, $g-i$), так же как и на изменение направления движения „гребня“ при смене полярности поля (рис. 5). Скорости движения доменных границ в различных условиях имеют близкие величины: при движении как сравнительно плоской границы расширяющегося домена, так и лидирующих участков „гребня“ (радиусы закругления доменных границ ~ 100 и $\sim 5 \mu m$ соответственно), а также при расширении и сжатии домена.

Таким образом, сопоставление результатов прямого исследования динамических доменных структур стробоскопическим методом и интегральных характеристик процессов перемагничивания — динамических петель гистерезиса — позволяет сделать выводы, что формирование ГДД в гармоническом магнитном поле возможно при выполнении следующих условий:

1) амплитуда поля превышает статическое поле насыщения доменной структуры образца, но из-за ограни-

чения времени воздействия часть доменов при этом не успевает коллапсировать;

2) плотность оставшихся центров зарождения/закрепления доменов и скорости доменных границ таковы, что за полупериод поля доменные границы проходят расстояние, не превышающее половины среднего расстояния между центрами доменов;

3) наличие нижней (по амплитуде поля) и верхней (по частоте) границ области формирования ГДД обусловлено невозможностью коллапсирования доменов в течение периода поля, в первом случае из-за малой амплитуды поля $H_M \leq H_s$, во втором — из-за недостатка времени на сближение в течение полупериода поля границ доменов;

4) верхняя (по амплитуде поля) и нижняя (по частоте) границы области формирования ГДД определяются практически полным подавлением зародышей доменов хотя бы в одном из полупериодов поля, что в свою очередь приводит к треугольной форме петли гистерезиса и невозможности сохранения доменной структуры в течение многих периодов поля.

Список литературы

- [1] Г.С. Кандаурова, А.А. Русинов. ДАН **340**, 5, 610 (1995).
- [2] Г.С. Кандаурова. ДАН СССР **308**, 1364 (1989).
- [3] И.Е. Дикштейн, Ф.В. Лисовский, Е.Г. Мансветова, Е.С. Чижик. ЖЭТФ **100**, 5, 1606 (1991).
- [4] М.В. Четкин, А.И. Ахуткина, Т.Б. Шабаева. Микроэлектроника **27**, 5, 396 (1998).
- [5] М.В. Логунов, М.В. Герасимов. ФТТ **44**, 9, 1627 (2002).
- [6] Ф.В. Лисовский, Е.Г. Мансветова, Е.П. Николаева, А.В. Николаев. ЖЭТФ **103**, 1, 213 (1993).
- [7] Ф.В. Лисовский, Е.Г. Мансветова, Ч.М. Пак. ЖЭТФ **108**, 9, 103 (1995).
- [8] М.В. Логунов, М.В. Герасимов. Письма в ЖЭТФ **74**, 10, 551 (2001).
- [9] G.S. Kandaurova, A.E. Sviderskiy. Physica **B176**, 213 (1992).
- [10] Г.С. Кандаурова. ФММ **79**, 1, 158 (1995).
- [11] D.J. Craik, G. Myers. Phil. Mag. **31**, 489 (1975).
- [12] G.J. Zimmer, T.M. Morris, F.B. Humphrey. IEEE Trans. Magn. **MAG-10**, 3, 651 (1974).
- [13] Л.П. Иванов, А.С. Логгинов, Г.А. Непокойчицкий, В.В. Рандошкин. ФТТ **22**, 11, 3469 (1980).
- [14] F.H. de Leew. IEEE Trans. Magn. **MAG-14**, 5, 596 (1978).
- [15] A.P. Malozemoff, J.C. Slonczewski. Magnetic Domain Walls in Bubble Materials. Acad. Press, N.Y. (1979).
- [16] В.А. Боков, В.В. Волков, В.И. Карпович. ФТТ **24**, 8, 2318 (1982).
- [17] Г.С. Кандаурова, В.Х. Осадченко. Письма в ЖТФ **21**, 20, 11 (1995).
- [18] В.Е. Argyle, J.C. Slonczewski, M.H. Kryder. IEEE Trans. Magn. **MAG-18**, 6, 1325 (1982).
- [19] Л.В. Великов, Е.П. Ляшенко, С.С. Маркианов. ЖЭТФ **84**, 2, 783 (1983).
- [20] А.Ф. Алейников, Е.Г. Рудашевский. ПТЭ **4**, 149 (1988).
- [21] V.G. Kleparsky, I. Pinter. Phys. Stat. Sol. (a) **76**, 1, K1 (1983).
- [22] V.G. Kleparsky, I. Pinter, L. Bodis. IEEE Trans. Magn. **MAG-20**, 5, 1156 (1984).