

538,245

ЦИЛИНДРИЧЕСКИЕ МАГНИТНЫЕ ДОМЕНЫ**В. Г. Барьяхтар, В. В. Гани, Ю. И. Горобец,
Г. А. Смоленский, Б. Н. Филиппов****СОДЕРЖАНИЕ**

Введение	593
1. Энергия ферромагнетика. Доменные границы	595
2. Доменная структура и влияние на нее внешнего магнитного поля	599
3. Энергия и равновесные размеры цилиндрического магнитного домена	600
4. Влияние дефектов на стабильность цилиндрических магнитных доменов	604
5. Динамика изолированного цилиндрического домена	605
6. Энергия решетки цилиндрических магнитных доменов	613
7. Равновесные параметры решетки цилиндрических магнитных доменов	616
8. Решетка с фиксированной плотностью доменов	619
9. Высокочастотные свойства решетки цилиндрических магнитных доменов	620
10. Управление цилиндрическими магнитными доменами и их применения	621
Заключение	625
Приложение. Связь между подвижностью и релаксационной постоянной в уравнении движения магнитного момента	626
Цитированная литература	627

ВВЕДЕНИЕ

Исследование магнитных явлений и процессов, приводящих к намагничению вещества, своими корнями уходит в глубокую древность *). Современные научные представления физики магнетизма связаны с идеями, которые возникли после создания квантовой механики. Первая количественная теория магнетизма, основанная на представлениях о существовании «молекулярного поля», была построена Вейссом в 1907 г. ³. Природа этого поля была вскрыта лишь в 1927—1928 гг. после фундаментальных работ Гейзенберга ⁴, Дорфмана и Френкеля ^{5, 6}. В результате этих исследований было выяснено, что взаимодействие атомных магнитных моментов с молекулярным полем Вейсса является приближенным описанием (довольно хорошим) более сложного обменного взаимодействия атомов, имеющего электростатическую природу и связанного с квантовым характером движения электронов в твердом теле.

Кроме обменного взаимодействия, существенное влияние на магнитные свойства веществ оказывает энергия магнитной анизотропии, т. е. энергия, зависящая от ориентации магнитных моментов атомов относительно кристаллографических направлений. Эта энергия впервые была изучена в работах Акулова ⁷. Исследование взаимодействия колебаний магнитных моментов атомов с колебаниями решетки берет свое начало с работ Акулова ⁸ и Гейзенберга ⁹.

*) Интересные и полные исторические очерки по магнетизму можно найти в монографиях Вонсовского ¹ и Маттиса ².

Хорошо известно ¹, что магнитоупорядоченные тела конечных размеров обладают, как правило, доменной структурой. В каждом из доменов намагничение постоянно и по величине и по направлению. При переходе от одного домена к другому направление намагничения резко меняется. Представления о доменной структуре были введены Вейссом ³ для объяснения процессов намагничивания и размагничивания ферромагнетиков. Важный шаг в изучении доменов был сделан Блохом ¹⁰ и Неелем ¹¹, которые нашли закон изменения намагничения в доменной стенке, определили энергию, запасенную в границах между доменами, и показали, что изменение намагничения по направлению происходит на расстояниях, малых по сравнению с размерами доменов, но больших по сравнению с межатомными расстояниями.

В фундаментальной работе Ландау и Лифшица ¹² было показано, что возникновение доменной структуры в кристалле соответствует уменьшению общей энергии образца за счет уменьшения энергии магнитного дипольного взаимодействия. Размеры доменов определяются при этом конкуренцией энергии магнитного дипольного взаимодействия и энергии, приходящейся на доменные границы. Работа ¹² дала мощный импульс исследованиям доменной структуры. Вскоре выяснилось ^{13, 14}, что доменная структура (особенно у поверхности тела) весьма сложная и на ее конкретный вид существенное влияние оказывает не только ориентация поверхности по отношению к кристаллографическим осям, но и чистота поверхности, поверхностные деформации и т. д. Важные результаты, относящиеся к кривой намагничения, были получены в работах Акулова ¹⁵, Кондорского ¹⁵, Биттера ¹⁶, Томаса и Тиссена ¹⁸, Керстена ¹⁹, Бозорта ²⁰ и др.

В работе ¹⁵ было показано, что процесс намагничения связан с таким перемещением доменных границ, при котором увеличивается составляющая магнитного момента на направление магнитного поля (в слабых полях), и процессами вращения магнитного момента к направлению внешнего магнитного поля (в сильных полях).

В работах ^{15, 18, 17} было предложено использовать порошки для фиксации положений доменных границ и развит метод исследования доменных структур с помощью порошковых фигур (метод Акулова — Биттера).

В работах ^{16, 17} была дана теория взаимодействия доменных границ с дефектами кристалла и тем самым объяснена природа коэрцитивной силы. Под влиянием внешнего магнитного поля происходит упрощение доменной структуры за счет естественного уменьшения тех доменов, в которых намагничение направлено против внешнего магнитного поля. Было установлено, что упрощение доменной структуры достигается и за счет уменьшения толщины пленок, которые обладают значительной магнитной анизотропией. В последнее десятилетие для изучения доменных структур применяются весьма разнообразные методики (оптические, электронографические, нейтронографические и т. д.). Важный вклад в развитие этих направлений внесли советские ученые С. В. Вонсовский, Л. В. Киренский, Р. В. Телесниц, Я. С. Шур и др.

Первые систематические исследования магнитных доменов в тонких пленках, помещенных во внешнее магнитное поле, были выполнены Коем и Энцом ²⁰, а также Кацером и Гемперле ²¹. В их работах было показано, что под действием внешнего магнитного поля обычная полосовая доменная структура становится неустойчивой и полоски, в которых намагничение направлено против поля, распадаются на «капли» круговой формы. В тонких пленках этим «каплям» соответствуют прямые круговые цилиндры, прорастающие через всю пленку с намагниченностью внутри цилиндра, направленной против внешнего поля.

Замечательными особенностями этих доменов, именуемых в нашей литературе цилиндрическими магнитными доменами (ЦМД), а в зарубежной литературе «баблами», являются их высокая подвижность и малые размеры (до микрона).

Бобек²² обратил внимание на то, что эти свойства ЦМД могут быть использованы для передачи и записи информации в ЭВМ. Работа²² выполнила роль своеобразного спускового механизма для бума исследований по ЦМД как фундаментального, так и прикладного характера (последних исследований больше). В настоящее время общее число работ по ЦМД около тысячи, разбросаны они по различного рода журналам, включая весьма специальные. Вместе с тем целый ряд вопросов физики ЦМД представляет общий интерес. К таким вопросам прежде всего относятся проблема устойчивости отдельного ЦМД, зависимость размеров ЦМД от магнитного поля, динамика отдельного ЦМД, проблема взаимодействия ЦМД друг с другом и образование плоских решеток ЦМД, волны в решетках ЦМД и ряд других проблем.

Полученные в настоящее время экспериментальные и теоретические результаты находятся в неплохом соответствии и внушают уверенность, что достигнуто понимание основных закономерностей образования, существования, динамики и коллективных свойств ЦМД.

Настоящая работа представляет собой обзор основ теории и важнейших экспериментов по ЦМД. Обзор разделен на две части: в одной из них (первой) приводятся результаты исследований статических и динамических свойств изолированных ЦМД, в другой — обсуждаются свойства решеток ЦМД. Наконец, первый параграф обзора служит для напоминания читателю основных понятий физики магнитоупорядоченных кристаллов и может быть опущен теми, для кого занятия физикой магнетизма — профессия.

1. ЭНЕРГИЯ ФЕРРОМАГНЕТИКА. ДОМЕННЫЕ ГРАНИЦЫ

Для описания доменной структуры ферромагнетиков и ферритов достаточно представлений феноменологической теории магнетизма. Согласно этим представлениям (см. ¹, ²³⁻²⁵) состояние ферромагнетика характеризуется заданием локальной плотности магнитного момента (локальной намагниченностью) M (g). Плотность свободной энергии может быть представлена в виде разложения по степеням намагниченности и ее производных. Основному состоянию ферромагнетика соответствует однородное по всему телу намагничение. Поэтому, если интересоваться энергией состояний, близких к основному, то следует считать, что этим состояниям соответствуют малые неоднородности намагниченности. В силу изложенных соображений представим плотность свободной энергии магнетика w в виде

$$w = AM^{-2} \left(\frac{\partial M_i}{\partial x_i} \right)^2 + K_1 \sin^2 \theta - MH_0 + \frac{H_m^2}{8\pi}. \quad (1.1)$$

В этой формуле первое слагаемое — энергия обменного происхождения, связанная с неоднородностями намагниченности; A — обменная постоянная ($A > 0$), равная по порядку величины $A \approx ka^2 (T_C/\mu_B M) M^2$, где k — постоянная Больцмана, T_C — температура Кюри, μ_B — магнетон Бора и a — постоянная решетки.

Второе слагаемое в формуле (1.1) представляет собой энергию магнитной анизотропии, K_1 — первая константа магнитной анизотропии $K_1 > 0$, θ — угол между осью легкого намагничения и направлением намагничения.

Третье слагаемое — зеемановская энергия и последнее слагаемое — энергия поля, создаваемого магнитными моментами атомов (энергия магнитного дипольного взаимодействия). Поле H_m определяется уравнениями магнитостатики и граничными условиями на поверхности тела. Основное состояние — то состояние, которое соответствует минимуму полной энергии тела

$$W = \int_V w dV. \quad (1.2)$$

Этот минимум необходимо искать с дополнительным условием $M^2 = \text{const}$. Такое дополнительное условие отражает то обстоятельство, что намагниченность ферромагнетиков имеет спиновую природу. Атомные спины меняются по величине лишь при изменении электронной оболочки, для чего требуются энергии, значительно превышающие тепловую при температурах ниже температуры Кюри.

Рассмотрим прежде всего простейший случай, когда внешнее магнитное поле отсутствует и равно нулю также поле H_m (условия, при которых $H_m = 0$, мы обсудим ниже). Тогда в выражении (1.1) остаются только первые два слагаемых. Считая для простоты, что изменения намагничения по направлению происходят в некоторой фиксированной плоскости (например, плоскости zoy), так что $M_x = 0$, $M_y = M \sin \theta$, $M_z = M \cos \theta$, а угол θ зависит только от координаты x , перепишем выражение (1.1) в виде

$$w = A\dot{\theta}^2 + K_1 \sin^2 \theta, \quad \dot{\theta} \equiv \frac{d\theta}{dx}. \quad (1.3)$$

Варьируя это выражение по углу θ , найдем

$$z_B^2 \ddot{\theta} - \sin \theta \cdot \cos \theta = 0, \quad (1.4)$$

где

$$z_B = \sqrt{\frac{A}{K_1}}.$$

Мы видим, что у этого уравнения имеется три однородных решения:

$$\theta_1 = 0, \quad \theta_2 = \pi, \quad \theta_3 = \frac{\pi}{2}. \quad (1.5)$$

Первые два из них соответствуют двум одинаковым минимумам энергии магнитной анизотропии в соответствии с тем, что ось легкого намагничения не выделяет направления «вверх» или «вниз», а третье решение — максимуму энергии анизотропии.

Кроме однородных решений (1.5), у уравнения (1.4) существует также и неоднородное решение. Соответствующий ему первый интеграл имеет вид *):

$$z_B^2 \dot{\theta}^2 - \sin^2 \theta = \text{const}. \quad (1.6)$$

Следуя Блоку, будем рассматривать неоднородное распределение намагничения как переходное между двумя однородными решениями с $\theta_1 = 0$ и $\theta_2 = \pi$, которые занимают области в теле с $x = +\infty$ и $x = -\infty$ соответственно. Чтобы условие (1.6) описывало этот переходной слой, необходимо положить константу интегрирования равной нулю. Интегрируя

*) Этот интеграл становится особенно наглядным, если w рассматривать как функцию Лагранжа $w = L = T - U$ с кинетической энергией $T = A\dot{\theta}^2$ и потенциальной энергией $L = K \sin^2 \theta$.

полученное при этом уравнение первого порядка, найдем ¹⁰

$$\operatorname{tg} \frac{\theta}{2} = \exp \left(-\frac{x}{z_B} \right). \quad (1.7)$$

Величина z_B , очевидно, имеет смысл толщины переходного слоя, или, как принято говорить,

$$z_B = \sqrt{\frac{A}{K_1}} \quad (1.8)$$

— толщина блоховской границы между доменами (см. рис. 1). Эта толщина прямо пропорциональна корню квадратному из отношения обменной энергии и энергии анизотропии. Используя оценку для A и замечая, что

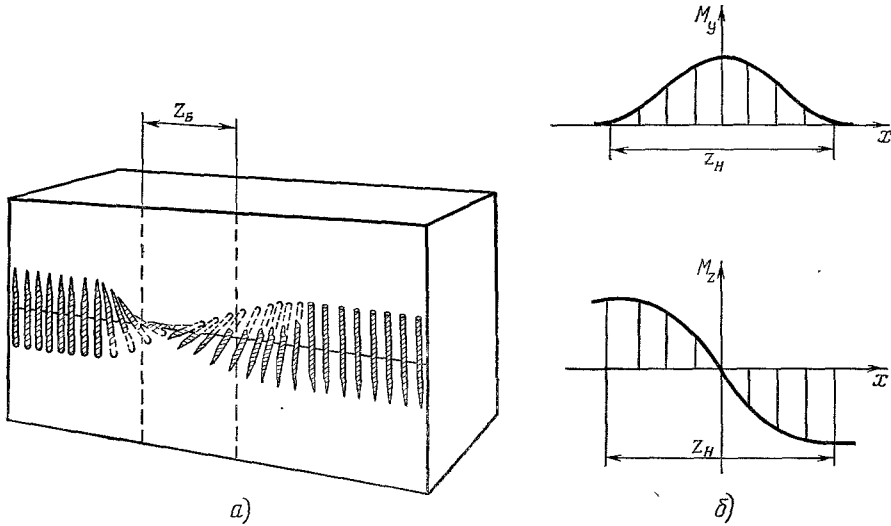


Рис. 1. а) Блоховская стенка; б) неелевская стенка.

для большинства пленок $K_1 = \beta M^2$, где $\beta \approx 10-100$, получим для z_B следующую оценку: $z_B \approx \sqrt{T_C / \beta \mu_B M a} \approx (10 \div 100)a$, т. е. толщина блоховской стенки составляет десять — сто межатомных слоев.

Обсудим теперь условия, при которых реализуется стенка Блоха. Замечая, что $M_x = 0$, $M_y = M \sin \theta$, $M_z = M \cos \theta$ и $\theta = \theta(x)$, легко убедиться, что $\operatorname{div} \mathbf{M} = 0$. Поэтому для нахождения поля \mathbf{H}_m следует исходить из уравнений $\operatorname{div} \mathbf{H}_m = 0$, $\operatorname{rot} \mathbf{H}_m = 0$. Совместно с нулевыми граничными условиями, которые реализуются, например, в пластинке с поверхностями, параллельными плоскости zoy , это дает $\mathbf{H}_m = 0$.

В общем случае распределение намагничивания в образце определяется из уравнений ¹

$$AM^{-2} \Delta \mathbf{M} + \mathbf{H}_i + K_1 M^{-2} \mathbf{n} (\mathbf{nM}) + \lambda \mathbf{M} = 0, \quad (1.9)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{H}_m = 0, \quad \operatorname{div} \mathbf{H}_m = -4\pi \operatorname{div} \mathbf{M},$$

где $\mathbf{H}_i = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_m$, и соответствующих граничных условий *)

$$\mathbf{H}_{m,t}^{(i)} = \mathbf{H}_{m,t}^{(e)}, \quad (\mathbf{H}_m + 4\pi \mathbf{M})_n^{(i)} = \mathbf{H}_n^{(e)}, \quad \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x_n} = 0, \quad (1.9')$$

индексы n и t служат для обозначения нормальной и тангенциальной к поверхности раздела составляющих, верхние индексы i и e — для обозначения полей внутри и вне тела.

*) Множитель Лагранжа λ служит для учета условия $M^2 = \text{const}$.

Система уравнений (1.9) носит название «микромагнитных» уравнений, и в общем случае их решение — весьма сложная задача. Поэтому обычно не решают систему уравнений (1.9), а с помощью стенок Блоха подбирают различные доменные структуры и используют, следуя ¹², параметры этих структур как вариационные параметры.

Приведем еще одно решение системы (1.9) в безграничном теле, которое описывает, так же как и распределение (1.7), переходный слой между областями с $\theta_1 = 0$ и $\theta_2 = \pi$. Как и ранее, полагаем

$$M_z = M \cos \theta, \quad M_y = M \sin \theta, \quad (1.10)$$

но

$$\theta = \theta(y).$$

Уравнения магнитостатики при таком выборе зависимости намагниченности от координат принимают вид

$$\frac{dH_{m,y}}{dy} = -4\pi M \frac{d}{dy} \sin \theta, \quad \frac{dH_{m,x}}{dy} = 0, \quad \frac{dH_{m,z}}{dy} = 0. \quad (1.11)$$

Отсюда

$$H_{m,x} = H_{m,z} = 0, \quad H_{m,y} = -4\pi M \sin \theta(y). \quad (1.11')$$

Выбор решения для магнитного поля (1.11') соответствует тем граничным условиям, когда магнитное поле отсутствует вдали от доменной границы. Подставляя (1.11') в (1.1), получим

$$w = A \left(\frac{d\theta}{dy} \right)^2 + (K_1 + 2\pi M^2) \sin^2 \theta. \quad (1.12)$$

Это выражение отличается от (1.3) заменой x на y и K_1 на $K_1 + 2\pi M^2$. Поэтому

$$\operatorname{tg} \frac{\theta}{2} = \exp \left(-\frac{y}{z_H} \right), \quad (1.13)$$

где

$$z_H = \sqrt{\frac{A}{K_1 + 2\pi M^2}}. \quad (1.14)$$

Такое распределение намагниченности в переходном слое между доменами было найдено Неелем, и соответствующая ему «стенка» называется стенкой Нееля. Величина z_H имеет смысл ширины переходного слоя Нееля (см. рис. 1, б). В отличие от стенки Блоха, стенка Нееля несет на себе локальные магнитные заряды, плотность которых равна $\rho_m = \operatorname{div} \mathbf{M} = M (\sin^2 \theta) / z_H$. Легко видеть, что $\rho_m = 0$ при $y \rightarrow \pm \infty$. Поэтому с образованием неелевских стенок связано возникновение и магнитного поля H_m . Образование стенок Нееля оказывается предпочтительным в тонких пленках. Распределение (1.13), найденное Неелем, играет фундаментальную роль и в теории ЦМД. Зная распределения (1.7) и (1.13) и используя (1.3) и (1.12), легко найти энергию σ , приходящуюся на единицу поверхности доменной границы

$$\sigma = 4 \begin{cases} \sqrt{AK_1} & \text{для границы Блоха,} \\ \sqrt{A(K_1 + 2\pi M^2)} & \text{для границы Нееля.} \end{cases} \quad (1.15)$$

Большее значение поверхностной энергии для границы Нееля связано с возникновением в ней магнитного поля H_m .

Сформулируем кратко результаты данной главы. Толщина доменной границы является макроскопически малой величиной. Распределенное намагничение в стенке носит экспоненциальный характер. Эти обстоятельства позволяют рассматривать переходной слой как бесконечно тонкий с определенной поверхностной энергией.

2. ДОМЕННАЯ СТРУКТУРА И ВЛИЯНИЕ НА НЕЕ
ВНЕШНЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Как уже отмечалось во введении, доменная структура реальных образцов может быть весьма сложной. Многообразие видов доменной структуры и ее «легкая ранимость» по отношению к внешним воздействиям обусловлены тем, что формируется она благодаря слабым магнитодипольным взаимодействиям. Однако ряд общих свойств доменной структуры может быть довольно просто проанализирован. Рассмотрим прежде всего на примере плоскопараллельной пластинки вопрос о средних размерах доменов. Будем считать, что пластинка обладает достаточно большой энергией магнитной анизотропии $K_1 > 4\pi M^2$ и ось легкого намагничивания (ось z) перпендикулярна поверхности пластинки. Пусть на единицу длины вдоль оси x приходится N доменов, так что расстояние между ними d , причем, если d значительно меньше толщины пленки h , то магнитная энергия может быть представлена в виде

$$\xi = \sigma h L_y \frac{L_x}{d} + \xi M^2 d^2 L_y \frac{L_x}{d}. \tag{2.1}$$

В этом выражении $\sigma L_y h$ — энергия, приходящаяся на одну доменную границу, L_x/d — число доменных границ в образце, $\xi M^2 d^2 L_y \approx \int (\mathbf{H}_m^2/8\pi)dV$ — энергия магнитного дипольного взаимодействия, приходящаяся на один домен (поле $H_m \approx M$ сосредоточено в приповерхностных областях с размерами d^2 в плоскости zOx и проходящих вдоль доменных границ, т. е. на расстоянии L_y), ξ — численный множитель порядка единицы. Минимуму энергии (2.1) соответствуют размеры доменов порядка

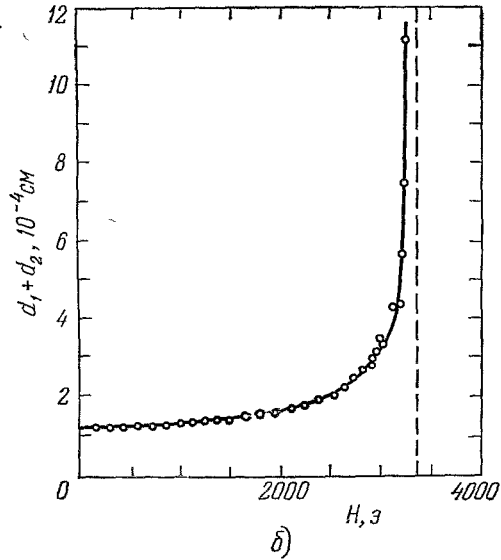
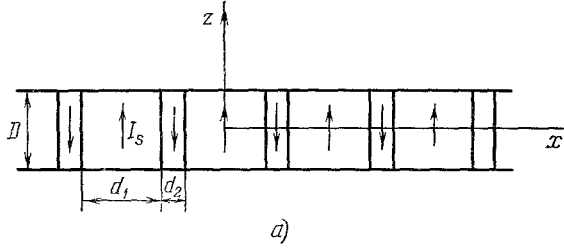


Рис. 2. а) Плоскопараллельная доменная структура в пленке (d_1 — размеры домена, в котором намагничение направлено по полю, d_2 — против поля); б) теоретическая кривая и экспериментальные точки, определяющие зависимость периода доменной структуры от магнитного поля.

$$d \approx \sqrt{\frac{\sigma}{M^2} h}. \tag{2.2}$$

Вывод о росте размеров доменов с линейными размерами образца находится в хорошем соответствии с экспериментальными данными. Соотношение (2.2) становится, однако, несправедливым как для образцов достаточно малых размеров, так и для массивных образцов. Если линейные размеры тела меньше характерной для магнитной энергии длины $l =$

$= \sigma/4\pi M^2$, то образование доменных стенок в нём становится настолько невыгодным, что домены не возникают. Образец таких размеров намагничён однородно. В образцах больших размеров начинается ветвление доменных границ у поверхности, и зависимость $d \sim h^{1/2}$ сменяется на более медленную $d \sim h^{1/3}$.

Под влиянием внешнего магнитного поля меняются не только размеры тех доменов, в которых намагничение направлено против поля, но и период доменной структуры. Изменение обеих этих величин исследовалось в работах ^{20, 21} как экспериментально, так и теоретически. Результаты приведены на рис. 2, а, б. В полях $H_0 \approx 4\pi M$, когда ширина домена, намагниченного против поля, становится достаточно малой (порядка l), возникает неустойчивость полосового домена ²⁶, и длинный полосовой домен распадается на отдельные цилиндрические домены кругового сечения. Благодаря магнитным дипольным силам отталкивания они расходятся друг от друга и более или менее равномерно распределяются по всей поверхности пластинки. Это явление наблюдалось впервые в работе ²⁰. Размеры образующихся доменов составляют десятки микрон. В работе ²¹ была открыта гексагональная решетка цилиндрических доменов. Наиболее ярко свойства ЦМД проявляют в тонких магнитных пластинках, толщины которых $h \approx l$. Размеры ЦМД в таких пленках того же порядка, что и толщина пластинки.

3. ЭНЕРГИЯ И РАВНОВЕСНЫЕ РАЗМЕРЫ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО МАГНИТНОГО ДОМЕНА

В этом разделе мы рассмотрим статические свойства отдельного ЦМД, т. е. будем считать, что расстояние между доменами значительно больше радиуса домена и их взаимодействием можно пренебречь.

Пусть в монокристаллической магнитоодноосной пластине (пленке) толщиной h и с плоскостью поверхности, перпендикулярной оси легкого намагничивания (ОЛМ), вдоль которой направлено внешнее магнитное поле напряженностью H_0 , совпадающее по направлению с осью z , имеется изолированный ЦМД (рис. 3). Найдем изменение энергии пластины, обусловленное образованием домена ^{27, 28}. Какие энергии при этом необходимо учитывать, легко понять, исходя из следующих качественных соображений. Наличие доменных стенок приводит к существованию связанной с ними положительной энергии E_W . Величина E_W пропорциональна площади доменных границ, так что домен будет стремиться уменьшить свои размеры, чтобы по возможности уменьшилась E_W . Однако уменьшение размеров ЦМД приводит к увеличению энергии E_M магнитостатического дипольного взаимодействия, что невыгодно. В отсутствие внешнего магнитного поля необходимость уменьшения E_M приведет к расплыванию и искажению ЦМД. Чтобы этого не произошло, необходимо внешнее магнитное поле, направленное в сторону, противоположную намагниченности ЦМД. Выигрыш энергии намагничивания в этом поле, очевидно, возникает при сжатии ЦМД. Таким образом, равновесные размеры ЦМД определяются конкуренцией энергии магнитостатического взаимодействия,

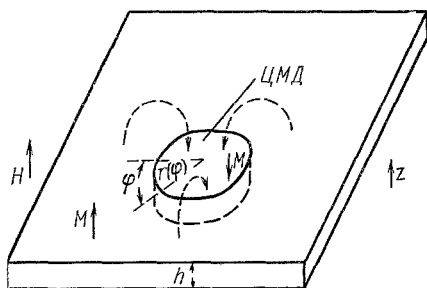


Рис. 3. Цилиндрический магнитный домен.

и энергии намагничивания. Таким образом, равновесные размеры ЦМД определяются конкуренцией энергии магнитостатического взаимодействия,

с одной стороны, и энергии доменных стенок, а также энергии намагничения во внешнем магнитном поле — с другой стороны.

Для дальнейшего рассмотрения сделаем следующие упрощающие предположения:

а) Ферромагнитная пластина является безграничной в плоскости, перпендикулярной оси z . Это позволяет считать, что все положения ЦМД в плоскости пластины эквивалентны. Иными словами, при смещении ЦМД в плоскости пластины энергия последней не меняется (трансляционная инвариантность).

б) Толщина доменной границы значительно меньше размеров доменов, и энергия σ , приходящаяся на единицу ее площади, не зависит ни от кривизны доменной стенки, ни от координат, а в монокристаллических пластинах — ни от ориентации отдельных ее участков относительно кристаллографических осей.

в) Домен имеет форму прямого цилиндра с осью, перпендикулярной поверхности пластины (искривление стенок вдоль оси отсутствует).

г) Намагничение M во всех точках пластины направлено строго вдоль оси z (или $-z$).

Впоследствии мы обсудим, к чему может привести отказ от тех или иных из этих предположений. Сейчас же, забегая несколько вперед, можно сказать, что следствия теории, основанной на таких предположениях, хорошо согласуются с экспериментальными данными. В частности, ясно, что для выполнения предположения г) необходимы вещества с достаточно большой константой анизотропии. В табл. I приведены значения полей

Таблица I

Пленки редкоземельных гранатов для ЦМД-устройств

Материал пленки	Материал подложки	Ориентация в направлении	Метод изготовления	Диаметр ЦМД, мкм	Характерная длина l , мкм	Намагниченность насыщения, эс	Поле анизотропии, э
$Tb_{2,4}Er_{0,6}Fe_5O_{12}$	$Sm_3Ga_5O_{12}$	(100)	Химическое осаждение	8	1,0	220	4000
$Y_3Ga_xFe_{5-x}O_{12}$ $0,4 \leq x \leq 1,4$	$Gd_3Ga_5O_{12}$	(110)	То же	5—10	5	500	500
$Eu_2ErGa_{0,7}Fe_{4,3}O_{12}$	То же	(111)	» »	5—10	5	500	500
	» »	(110)	Эпитаксия из жидкой фазы	6—17	0,7	173	4000
$EuEr_2Ga_{0,7}Fe_{4,3}O_{12}$	» »	(111)	То же	—	2,2	120	6500
$Gd_{3-x}Tb_xFe_5O_{12}$	Nd_3GaO_{12}	(111)	» »	—	—	—	—
$Y_{3-x}Gd_xFe_5O_{12}$	$Gd_3Ga_5O_{12}$	(111)	» »	—	—	—	—

анизотропии и намагниченностей различных веществ. Из этой таблицы видно, что существует ряд ферритов и ферромагнетиков, в которых константа анизотропии достаточно велика. Если диаметр ЦМД обозначить через d , то очевидно

$$E_W = \pi dh\sigma = (2\pi M)^2 dhl,$$

$$E_H = 2MH_0 \cdot \frac{1}{4} \pi d^2 h = \frac{1}{2} (2\pi M)^2 d^2 h \frac{H_0}{4\pi M}. \tag{3.1}$$

Вычисление энергии магнитодипольного взаимодействия — несколько более сложная задача, чем вычисление поверхностной энергии ЦМД и энергии намагничения во внешнем поле H_0 . Это связано с тем, что энергия E_M

не выражается непосредственно через форму ЦМД и намагничение, а определяется полем H_m , для нахождения которого необходимо решить соответствующую магнитостатическую задачу. Не останавливаясь на решении этой задачи, которая проводится стандартным образом¹⁴, приведем окончательное выражение для энергии E_M ²⁷:

$$E_M = - (2\pi M)^2 h^3 I(x), \quad (3.2)$$

где $x = d/h$,

$$I(x) = \frac{1}{2} x^2 - \frac{2}{3\pi} x^3 + \frac{1}{3} x^3 \int_0^\infty J_1^2(y) y^{-2} \exp\left(-\frac{2y}{x}\right) dy \quad (3.3)$$

и $J_1(y)$ — функция Бесселя первого порядка. Таким образом, с образованием ЦМД связана энергия

$$E = E_W + E_H + E_M. \quad (3.4)$$

Минимуму энергии (3.4) соответствует диаметр домена, определяемый из соотношения

$$\frac{l}{h} + \frac{xH}{4\pi M} - \frac{dI}{dx} = 0. \quad (3.5)$$

Оно было впервые получено Гилем^{27, 28}. Уравнение (3.5) определяет зависимость диаметра ЦМД от величины магнитного поля, параметров пластинки и характеристик вещества. Зависимость $d = d(H)$ приведена на рис. 4.

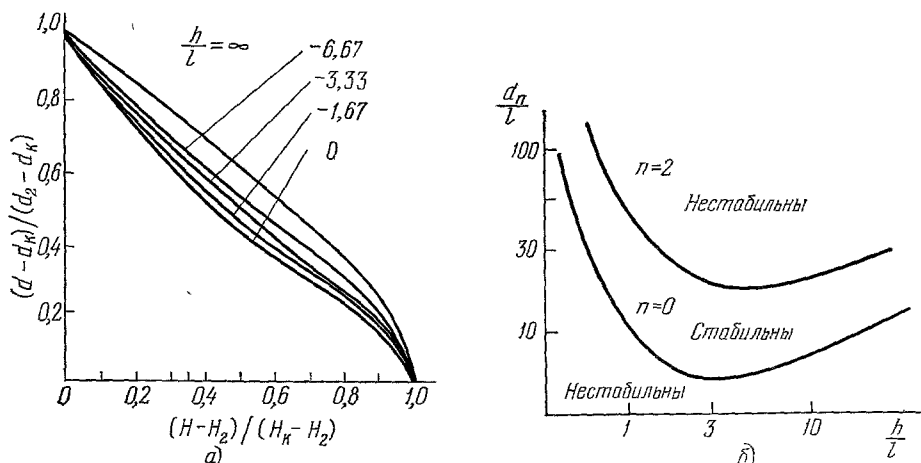


Рис. 4. а) Зависимость диаметра ЦМД от магнитного поля; б) зависимость диаметров коллапса и эллиптической неустойчивости от отношения h/l .

Так как функция $I(x)$ никаких параметров не содержит и $H \approx 4\pi M$, то из (3.5) следует, что $x \approx (l/h)\xi$ или $d \approx \xi l$ (ξ — численный параметр порядка 1—10), т. е. размеры равновесных ЦМД того же порядка, что и l (либо на порядок-два больше l). Уравнение (3.5) является необходимым, но отнюдь не достаточным условием минимума энергии ЦМД. Для выяснения достаточных условий минимума энергии ЦМД необходимо рассмотреть устойчивость ЦМД относительно малых деформаций его образующей. При этом следует ожидать по крайней мере двух вариантов возникновения неустойчивости ЦМД. Первый из них должен ограничивать область существования ЦМД по магнитным полям сверху. А именно, в достаточно сильных полях пластинка должна быть намагничена однородно, т. е. должны исчезать ЦМД. Поля, при которых происходит коллапс ЦМД,

получили название полей коллапса H_K . Второй вариант неустойчивости относится к полям, ограничивающим область существования ЦМД снизу. А именно, в достаточно слабых полях устойчивой является полосовая доменная структура. Поэтому должно существовать такое поле H_2 , при котором в ЦМД возникают деформации, стремящиеся превратить его из круга в некую вытянутую вдоль какого-либо направления фигуру, например, эллипс. Подробный анализ, проведенный Тилем ²⁷, показал, что, действительно, поле коллапса и поле, при котором круговое сечение ЦМД становится неустойчивым относительно эллиптических деформаций, являются теми полями, которые ограничивают область магнитных полей, в которых ЦМД устойчив. На рис. 4 показаны зависимости диаметров коллапса $d_K = d(H_K)$ и эллиптической неустойчивости $d_2 = d(H_2)$ от отношения l/h , а на рис. 5 — зависимость H_K и H_2 от l/h .

Важное значение в теории ЦМД играет то поле H_c , при котором энергия ЦМД обращается в нуль. На рис. 5 приведен график зависимости H_c от l/h .

В приведенном выше рассмотрении предполагалось, что толщина доменной стенки z_B мала по сравнению с размерами ЦМД. Рассмотрим условия, при которых такая аппроксимация возможна. Прежде всего из рис. 4 видно, что d_K в зависимости от толщины имеет минимум. Это минимальное значение d_K , которое мы обозначим через $d_{K, \min}$, может быть вычислено и равно примерно $4l$, что имеет место в пластинах толщиной $h = 3,3l$. Таким образом, для справедливости развитой выше теории в широкой области толщин необходимо, чтобы $d_{K, \min} \gg z_B$. Если учесть, что $z_B = \sqrt{A/K_1}$, то указанное условие примет вид

$$\frac{d_{K, \min}}{z_B} = \frac{4\sigma}{4\pi M^2 z_B} \equiv 8q \gg 1, \quad q = \frac{K_1}{2\pi M^2} \equiv \frac{H_A}{4\pi M}. \quad (3.6)$$

Отсюда видно, что указанная выше аппроксимация справедлива, если по крайней мере q больше единицы, что для большинства материалов, в которых наблюдаются ЦМД, выполнено (см., например табл. I). Значения величин H_K и d_K приведены в табл. II.

Таблица II

Состав	h , мкм	$4\pi M$, эс	l , мкм	H_K , э	d_K , мкм
$Y_{2,4}Eu_{0,6}Fe_{3,93}Ga_{1,07}O_{12}$	7,4	240	0,6	120	5
$Y_{2,5}Eu_{0,5}Fe_{4,01}Ga_{0,99}O_{12}$	9,7	290	0,6	180	5
	19	175	0,43	130	6
	7,5	156	0,63	88	6
$Y_{2,6}Eu_{0,4}Fe_{3,83}Ga_{1,17}O_{12}$	6,4	355	0,78	175	3,5

В работах ^{29, 30} представлены результаты численного расчета энергии ЦМД при учете конечной толщины доменной стенки. Они показывают, что толщина доменной стенки может оказывать определенное влияние на

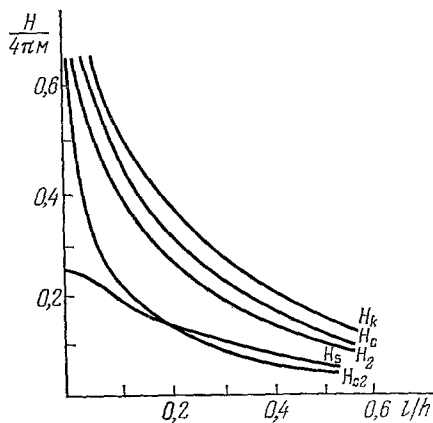


Рис. 5. Зависимости критических полей от отношения h/l .

условия стабильности ЦМД. Так, с увеличением толщины доменной стенки область стабильности ЦМД может расширяться. Это обстоятельство связано с тем, что, рассматривая стенку бесконечно тонкой, фактически завышают магнитостатическую энергию, и полная энергия образца, содержащего ЦМД, оказывается несколько выше, чем в случае ЦМД с конечной толщиной доменной стенки. Исследований фактического изменения интервала полей, в котором ЦМД стабильны, в работах ^{29, 30} не приведено, хотя возможно, что в некоторых случаях эти изменения могут оказаться существенными. Последнее связано с тем обстоятельством, что полная энергия ЦМД E существенно меньше отдельных энергетических вкладов и может оказаться чувствительной к малым изменениям этих вкладов, связанным с учетом конечности толщины доменной стенки.

В работе ³¹ было исследовано влияние малой анизотропии энергии доменных границ на статические свойства ЦМД и показано, что наличие этой анизотропии практически всегда приводит к тому, что равновесный ЦМД в сечении оказывается не круглым, а эллиптическим. Эта эллиптичность меньше всего выражена вблизи коллапса ЦМД, практически не влияя ни на поле коллапса, ни на диаметр коллапсирующего домена, и становится все более заметной при удалении от поля коллапса. Вывод о влиянии указанной эллиптичности на поле эллиптической неустойчивости в рамках приближений ²⁸ сделать нельзя. Однако экспериментальные данные на пластинках $TmFeO_3$ (см. ²⁸), у которых отношение анизотропной части энергии доменной стенки к изотропной составляет 3%, показывают, что уменьшение отношения поля коллапса к полю эллиптической неустойчивости, связанное с анизотропностью энергии доменных стенок, не превышает 1%.

Отметим, наконец, что учет взаимодействия поля ЦМД с границами пластинки может оказывать заметное влияние на область устойчивости ЦМД ³². Наиболее просто это влияние может быть оценено для диска, в центре которого находится ЦМД. Соответствующие расчеты ³² показывают, что область существования ЦМД расширяется и эллиптическая неустойчивость может не проявляться вплоть до полей $H = 0$. Таким образом, область магнитных полей существования ЦМД ограничена и определяется обменной длиной и толщиной пластинки. В сильных полях домены коллапсируют, в слабых полях превращаются в полосовые.

4. ВЛИЯНИЕ ДЕФЕКТОВ НА СТАБИЛЬНОСТЬ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ МАГНИТНЫХ ДОМЕНОВ

Дефекты (дислокации, магнитные и немагнитные включения), имеющиеся в материалах с ЦМД, могут оказать влияние на динамику ЦМД, а также на их статические свойства. Вопрос о взаимодействии доменной стенки ЦМД с дефектами является весьма важным и рассматривался еще в одной из первых работ Тилия ³¹. Под силой взаимодействия доменной границы с дефектами можно понимать то поле, которое необходимо приложить, чтобы оторвать ее от дефекта. Вообще говоря, эта величина будет функцией точки, однако, если считать, ради простоты, что в кристалле имеются дефекты одного сорта, распределенные равномерно, то указанное выше поле можно отождествлять с коэрцитивной силой $H_{\text{коэр}}$, являющейся характеристикой всего образца. Рассмотрение условий стабильности ЦМД в данном случае можно провести аналогично тому, как это делается при рассмотрении условий роста зародышей перемагничивания ²⁹.

Прежде всего заметим, что дефекты оказывают на доменные стенки влияние, аналогичное действию сил трения, поскольку тормозят как увеличение, так и уменьшение размеров доменов. В связи с этим ЦМД бу-

дет неустойчив, если сила $-dE/dr$, возникающая при изменении размеров домена, по модулю больше силы «трения», которая, согласно сделанным выше предположениям, может быть представлена в виде $2\pi rhMH_{\text{коэр}}$. Напротив, для устойчивости ЦМД необходимо ³³

$$\left| \frac{dE}{dr} \right| \leq 2\pi rhMH_{\text{коэр}},$$

здесь E определяется согласно (3.4). Используя это, находим что область устойчивых размеров ЦМД заключена между кривыми $d^{\pm}(H)$, которые могут быть построены путем численного решения уравнений

$$\frac{l}{h} + \frac{d}{h} \frac{H \pm H_{\text{коэр}}}{4\pi M} - \frac{dI}{dx} = 0. \tag{4.1}$$

При этом $d^{\pm}(H)$ являются решениями уравнения соответственно с $H + H_{\text{коэр}}$ и $H - H_{\text{коэр}}$.

На рис. 6 приведены обе кривые $d^{\pm}(H)/d$ в зависимости от $H/4\pi M$. В области $d_k < d < d_2$, где в случае $H_{\text{коэр}} = 0$ были сосредоточены диаметры равновесных ЦМД, для каждого фиксированного поля содержится теперь некоторое количество стабильных ЦМД, отличающихся по диаметру. Таким образом, даже при однородном $H_{\text{коэр}}$ будет наблюдаться разброс по диаметрам стабильных ЦМД при фиксированном H . Однако в практически используемых образцах этот разброс может оказаться небольшим, поскольку обычно $H_{\text{коэр}}$ стараются сделать как можно меньше.

Более интересным является другой факт, который прослеживается при рассмотрении рис. 6. Так, например, при $H_{\text{коэр}} = 0$ участок кривой $d(H)$ с $d < d_k$ (штриховая) соответствовал абсолютной неустойчивости ЦМД. Теперь здесь также возникает целая область значений диаметров устойчивых ЦМД, стабилизированных только наличием $H_{\text{коэр}}$. То же относится и к участку кривой выше $d = d_2$.

Таким образом, при весьма малых $H_{\text{коэр}}$, в принципе при каждом фиксированном H , должны наблюдаться ЦМД двух существенно разных размеров. В работе ³⁴ действительно наблюдалась такая ситуация.

В заключение этого пункта заметим, что описанные представления позволяют предложить весьма простой способ определения $H_{\text{коэр}}$ по визуальному наблюдению величины разброса диаметра ЦМД.

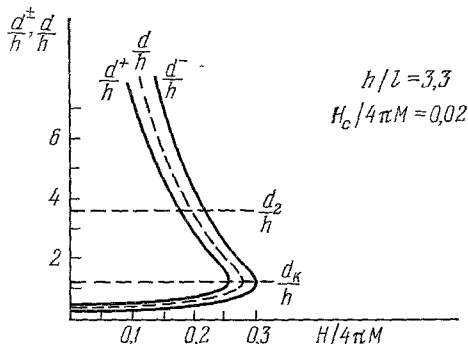


Рис. 6. Зависимость диаметра ЦМД от магнитного поля с учетом коэрцитивной силы.

5. ДИНАМИКА ИЗОЛИРОВАННОГО ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ДОМЕНА

В предыдущем параграфе были рассмотрены равновесные размеры изолированного домена и обсуждены вопросы, связанные с устойчивостью домена. Однако ясно, что форма домена и границы полей устойчивости могут зависеть от скорости его движения. Это связано с тем, что движущийся ЦМД обладает кинетической энергией, обусловленной возникновением добавочных магнитных полей. Кинетическая энергия имеет вид

$$E_{\text{кин}} = \frac{1}{2} h \oint m_{ih} v_i v_h dl, \tag{5.1}$$

где v — скорость движения домена, m_{ik} — тензор плотности эффективной массы, отнесенной к единице поверхности доменной границы³⁵, и интегрирование в (5.1) ведется по образующей домена^{36, 37}. Если доменная граница однородна (отсутствуют градиенты намагничивания, связанные с азимутальным углом), то тензор эффективных масс имеет отличную от нуля только одну составляющую, описывающую движение вдоль нормали к поверхности³⁶. Поэтому^{36, 37}

$$E_{кин} = \frac{1}{2} hm \oint (v, n)^2 dl, \quad (5.2)$$

где $n(l)$ — единичная нормаль к поверхности ЦМД в точке l (предполагается, что неоднородности скорости v вдоль z отсутствуют). Будем далее считать, что скорость движения ЦМД достаточно мала, так что возникающие за счет движения домена магнитные поля можно рассматривать как малые поправки. В качестве безразмерного малого параметра, характеризующего эти поправки, выберем отношение

$$b = \frac{mv^2}{16\pi h M^2}. \quad (5.3)$$

Учет движения домена приводит не только к изменению размеров домена, но и к изменению его формы, так что минимуму функции Лагранжа ЦМД $L = E_{кин} - E_{пот}$ ³⁸ соответствует образующая, описываемая формулой^{37, 39}

$$r(\varphi) = r_0 + \frac{1}{2} bh \left[S_0 \left(\frac{d}{h} \right) - \frac{l}{h} \right]^{-1} - 2bd \left[\frac{l}{h} - S_2 \left(\frac{d}{h} \right) \right]^{-1} \cos \varphi. \quad (5.4)$$

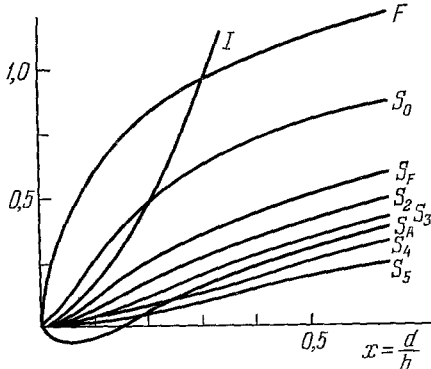


Рис. 7. Графики функций S_n , S_A , S_F , I , F .

В этой формуле $r(\varphi)$ — расстояние в плоскости xOy от оси ЦМД до его образующей, φ — азимутальный угол, отсчитываемый от направления движения домена, $S_n(x)$ — специфические функции, возникающие в теории ЦМД. Их графики приведены на рис. 7. Функция S_0 определяет устойчивость ЦМД относительно коллапса,

а функция S_2 — относительно эллиптической неустойчивости, а именно для стабильности домена должны выполняться условия

$$\begin{aligned} S_0 \left(\frac{d(H)}{h} \right) - \frac{l}{h} &> 0, \\ S_2 \left(\frac{d(H)}{h} \right) - \frac{l}{h} &< 0. \end{aligned} \quad (5.5)$$

Из формулы (5.4) мы видим, что домен вытягивается поперек направления движения, а роль поправок за счет движения особо значительна вблизи границ устойчивости, т. е. полей коллапса H_K и эллиптической неустойчивости H_2 .

Нетрудно определить влияние движения домена на поле коллапса H_K и критический размер домена r_K . Соответствующие расчеты показывают, что поле коллапса под влиянием движения увеличивается, так что

$$H_K(v) = H_K(0) + \frac{\pi mv^2}{2r_K}, \quad (5.6)$$

а размеры коллапсирующих доменов уменьшаются:

$$r_{\kappa}(v) = r_{\kappa}(0) - \frac{1}{2} \frac{hb}{S'_0(d_{\kappa}/h)}. \quad (5.7)$$

Аналогичные результаты могут быть получены и для поля эллиптической неустойчивости H_2 .

Обсудим теперь свободные колебания доменных ^{36, 40, 41} стенок. Наиболее простые колебания — это колебания стенок, однородные вдоль толщины пластинки. Для их описания достаточно рассматривать только малые деформации $\Delta(\varphi)$ образующей ЦМД

$$r(\varphi) = r_0 + \Delta(\varphi) = r_0 + \sum_{n=-\infty}^{\infty} \Delta_n e^{in\varphi}. \quad (5.8)$$

Разложения потенциальной и кинетической энергий по степеням Δ_n имеют вид

$$E_{\text{пот}} = 2(2\pi M)^2 h^2 \sum_{n=-\infty}^{\infty} (n^2 - 1) \left[\frac{l}{h} - S_n\left(\frac{d}{h}\right) \right] \frac{h}{d} \left| \frac{\Delta_n}{h} \right|^2, \quad (5.9)$$

$$E_{\text{кин}} = \frac{\pi}{2} m dh \sum_{n=-\infty}^{\infty} |\dot{\Delta}_n|^2, \quad (5.10)$$

где

$$S_n(x) = \frac{x^2}{n^2 - 1} \int_0^{\infty} [J_1^2(y) - J_n^2(y)] (1 - e^{-2y/x}) dy$$

и J_n — функция Бесселя n -го порядка. Таким образом, полная энергия домена с колеблющимися стенками равна ⁴⁰

$$\Delta E = \frac{1}{2} \pi m dh \sum_{n=-\infty}^{\infty} [|\dot{\Delta}_n|^2 + \omega_n^2 |\Delta_n|^2], \quad (5.11)$$

где

$$\omega_n^2 = (4M)^2 \frac{\pi(n^2 - 1)h}{m d^2} \left[\frac{l}{h} - S_n\left(\frac{d}{h}\right) \right]. \quad (5.11')$$

Из этих формул видно, что энергия домена с колеблющимися стенками представляет собой сумму энергий осцилляторов с частотами ω_n , а функции S_n имеют простой смысл — они определяют упругие постоянные доменных границ относительно деформаций $\Delta r_n = \Delta_n e^{in\varphi} + \Delta_n^* e^{-in\varphi}$. Частота первой гармоники $\omega_1 = 0$, что является следствием трансляционной инвариантности энергии доменов. При больших значениях номера n частота колебаний возрастает почти по линейному закону $\omega_n \sim n$. Заметим, что частота ω_0 обращается в нуль при $H = H_{\kappa}$, а частота ω_2 равна нулю при $H = H_2$. Обращение в нуль частот связано с тем, что поля H_{κ} и H_2 являются границами устойчивости ЦМД. Зависимость частот ω_n от внешнего магнитного поля приведена на рис. 8 для пластинки с толщиной $h = 3l$, $K_1 = 8\pi M^2$. Рассмотренные колебания могут быть интерпретированы как волны, распространяющиеся по контуру ЦМД. Это видно из формулы, определяющей зависимость точки на контуре от координаты φ и времени t :

$$r(\varphi, t) = r_0 + \sum_{n=-\infty}^{\infty} [\Delta_n e^{-i(\omega_n t - n\varphi)} + \Delta_n^* e^{i(\omega_n t - n\varphi)}]. \quad (5.12)$$

Выше было рассмотрено движение ЦМД с постоянной скоростью и свободные колебания изолированного ЦМД. При этом остались невыясненными два важных для динамики ЦМД вопроса: каковы сила трения и внешние силы, действующие на ЦМД. Рассмотрим прежде всего вопрос о внешних силах. Для определения силы надо, как известно, продифференцировать энергию ЦМД E по координате «центра тяжести», т. е. по координате \mathbf{R} центра ЦМД:

$$\mathbf{F} = - \frac{\partial E}{\partial \mathbf{R}} = - \nabla E. \quad (5.13)$$

Энергия ЦМД была определена ранее в гл. 1. В рамках принятых там допущений равновесное положение ЦМД является безразличным по отношению к трансляциям домена в плоскости пластинки в любом направлении. Картина меняется при существовании градиента внешнего магнитного поля H или температуры T . Если эти градиенты достаточно малы, так что характерные длины изменения H и T значительно больше радиуса ЦМД, то можно считать,

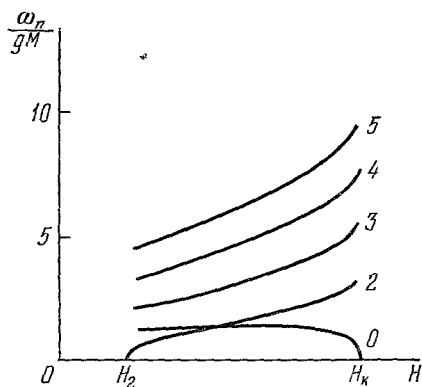


Рис. 8. Зависимость частот ω_n ($n = 0, 2, 3, 4, 5$) от магнитного поля.

тат, что энергия ЦМД по-прежнему определяется формулой (3.4), но под параметрами h , M , H и σ следует понимать их локальные значения, т. е. значения в той точке, где находится ЦМД. Поэтому

$$\nabla E = \frac{\partial E}{\partial h} \nabla h + \frac{\partial E}{\partial M} \nabla M + \frac{\partial E}{\partial H} \nabla H + \frac{\partial E}{\partial \sigma} \nabla \sigma + \frac{\partial E}{\partial r} \nabla r. \quad (5.14)$$

Так как радиус домена определяется из условия $(\partial E / \partial r) = 0$, то для силы, действующей на домен, имеем ⁴²

$$\mathbf{F} = - \frac{\partial E}{\partial h} \nabla h - \frac{\partial E}{\partial M} \nabla M - \frac{\partial E}{\partial H} \nabla H - \frac{\partial E}{\partial \sigma} \nabla \sigma \quad (5.15)$$

(напомним, что h — толщина пластинки, H — внешнее магнитное поле, M — намагниченность и σ — плотность поверхностной энергии доменной границы) Эта формула и определяет силу, действующую на ЦМД.

Обсудим более подробно действие градиента внешнего магнитного поля. Пусть $\nabla h = \nabla M = \nabla \sigma = 0$. Тогда

$$\mathbf{F} = - \frac{\partial E}{\partial H} \nabla H. \quad (5.16)$$

В этой формуле производная по магнитному полю от энергии берется при фиксированных значениях остальных параметров ЦМД (h , M , σ , r), т. е. дифференцированию подлежит только зеемановская часть полной энергии ЦМД⁴

$$\frac{\partial E}{\partial H} = \frac{\partial E_{\text{З}}}{\partial H} = 2\pi r^2 h M$$

и

$$\mathbf{F} = -2\pi r^2 h M \nabla H. \quad (5.17)$$

Таким образом, мы видим, что сила \mathbf{F} направлена против ∇H и под действием этой силы ЦМД смещается в область слабых полей, а величина магнитного поля $H(\mathbf{R})$ играет для ЦМД ту же роль, что потенциальная энергия $U(\mathbf{R})$ для материальной точки.

Если в теле имеется градиент температуры, то он вызывает градиенты M , σ , h , и в этом случае

$$\mathbf{F} = - \left(\frac{\partial E}{\partial h} \frac{\partial h}{\partial T} + \frac{\partial E}{\partial M} \frac{\partial M}{\partial T} + \frac{\partial E}{\partial \sigma} \frac{\partial \sigma}{\partial T} \right) \nabla T. \quad (5.18)$$

Слагаемые, входящие в эту формулу, могут иметь различные знаки, и общий знак зависит от свойств конкретных веществ. Так, например, в ортоферрите $\text{Sm}_{0,55}\text{Tb}_{0,45}\text{FeO}_3$ ⁴² общий знак слагаемых в скобках положительный, и домены движутся против градиента температуры, т. е. от теплых к холодным участкам тела. В гранате $\text{Gd}_{1,3}\text{Tb}_{0,7}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ общий знак слагаемых отрицательный, и сила \mathbf{F} направлена по градиенту температуры, т. е. под действием этой силы домены движутся от холодных к теплым участкам. Свойство ЦМД перемещаться от теплых участков к холодным или наоборот может быть использовано для управления движением ЦМД с помощью лазерного луча.

Перейдем теперь к рассмотрению силы трения, действующей на ЦМД. Она может быть представлена в виде суммы двух сил — силы «трения покоя», которая при некоторых предположениях может быть отождествлена с коэрцитивной силой, и силы вязкого трения, пропорциональной скорости ЦМД.

Сила «трения покоя» может быть представлена в виде

$$\mathbf{f}_{\text{тр}}^n = -\pi dh F_{\text{коэр}} \frac{\mathbf{v}}{v}. \quad (5.19)$$

Если для простоты считать, что дефекты в пластинке распределены равномерно и природа $f_{\text{тр}}^n$ обусловлена преодолением барьеров в направлении, нормальном к поверхности ЦМД, то $F_{\text{коэр}} = (4/\pi)MH_{\text{коэр}}$. Что же касается силы, пропорциональной скорости, то при написании выражения для нее необходимо помнить, что речь идет о силе трения в магнитополяризованной среде, характеризующейся намагничением M . Поэтому при получении формулы для такой силы обратимся к общим соотношениям термодинамики необратимых процессов.

Обозначим искомую силу трения через \mathbf{f}_v . Тогда диссипативная функция $\dot{Q} = T\dot{s}$, очевидно, равна

$$\dot{Q} = T\dot{s} = \mathbf{f}_v \mathbf{v}. \quad (5.20)$$

Если в качестве обобщенных потоков выбрать компоненты вектора скорости, которые и характеризуют отклонения от состояния термодинамического равновесия, то компоненты силы трения будут с точностью до множителя T^{-1} компонентами соответствующих обобщенных сил *). Поэтому

$$v_i = \Gamma_{ik} f_{v, k}, \quad f_{v, k} = -\gamma_{ki} v_i \pi dh. \quad (5.21)$$

Кинетические коэффициенты Γ и γ удовлетворяют соотношениям симметрии Онсагера $\Gamma_{ik}(\mathbf{B}) = \Gamma_{ki}(-\mathbf{B})$; $\gamma_{ik}(\mathbf{B}) = \gamma_{ki}(-\mathbf{B})$, \mathbf{B} — магнитная индукция. Выделяя симметричные и антисимметричные части γ_{ik} так же, как это сделано в книге⁴³, представим $\gamma_{ik}(\mathbf{B})$ в виде

$$\gamma_{ik}(B) = \left(\gamma_0 \varepsilon_{ikl} B_l + \frac{1}{\eta} \delta_{ik} \right), \quad (5.22)$$

* Напомним, что согласно Онсагеру $\dot{s} = \dot{x}_i X_i$, где $X_i = -\partial s / \partial x_i$, и $\dot{x}_i = \gamma_{ik} X_k$, причем кинетические коэффициенты γ удовлетворяют принципу симметрии; s — здесь энтропия.

где γ_0 и η являются четными функциями V . Поэтому

$$f_v = - \left(\gamma_0 [v, V] + \frac{1}{\eta} v \right) \pi dh. \quad (5.23)$$

Добавляя к этому выражению слагаемое (5.19), определяющее силу «сухого» трения, получим

$$F_{тр} = -\pi dh \left(F_{корр} \frac{v}{v} + \gamma_0 [vV] + \frac{1}{\eta} v \right). \quad (5.24)$$

Величина V , входящая в эту формулу, имеет смысл средней магнитной индукции в той области магнетика, где находится особенность в распределении намагничивания. В случае доменных стенок, т. е. образца с доменной структурой, среднее значение магнитного поля H внутри образца либо равно нулю (для толстых образцов), либо пропорционально M (для тонких пленок). Поэтому можно считать, что $V \sim M$, и формулу (5.24) представить в виде ^{31, 44-46}

$$F_{тр} = -\pi dh \left(F_{корр} \frac{v}{v} + \gamma_1 [vM] + \frac{1}{\eta} v \right). \quad (5.25)$$

Эта формула определяет структуру силы трения, действующей на распространяющиеся со скоростью v особенности распределения намагничивания в магнитополяризованной среде.

Коэффициенты γ_1 и η при проведенном здесь рассмотрении являются некоторыми феноменологическими параметрами. Микромагнитные уравнения позволяют связать их с числом так называемых блоховских линий, обменной постоянной, постоянной анизотропии и релаксационной постоянной в уравнении движения магнитного момента. Отметим, наконец, что формула (5.25) описывает силу трения в случае достаточно малых скоростей v . Домены, у которых распределение намагничивания в стенках таково, что $\gamma_1 = 0$, называются простыми или обычными ЦМД. Если же $\gamma_1 \neq 0$, то домены с таким распределением намагничивания в стенке называются жесткими ЦМД ⁴⁵.

Изучая пульсации ЦМД, можно экспериментально определить по подвижности доменных стенок коэффициент η . Бобеком ⁴⁶ был предложен и использован для определения η у обычных ЦМД эксперимент по наблюдению коллапса. Идея этого эксперимента такова. Пусть имеется ЦМД с равновесным радиусом r_i , соответствующим внешнему полю H_i . Затем поле внезапно увеличивается по значения H_f , которое превышает поле коллапса. Это поле поддерживается постоянным в течение времени t , а затем резко уменьшается до исходного значения H_i . Очевидно, что существует такое время τ , что при $t > \tau$ ЦМД успевает попасть в область неустойчивости (r становится меньше r_k) и домен коллапсирует. Если $t < \tau$, то домен не успевает коллапсировать и возвращается в исходное состояние r_i . Время τ определяется подвижностью ЦМД, а также значениями исходного поля H_i и поля H_f . Экспериментально изучая зависимость τ от величин H_i и H_f , можно найти подвижность μ (см. табл. III).

Таблица III

Подвижности цилиндрических доменов

Материал	Подвижность доменов, см·сек ⁻¹ ·г ⁻¹	Материал	Подвижность доменов, см·сек ⁻¹ ·г ⁻¹
Sm _x Tb _{1-x} FeO ₃ $x = 0,55$	970	EuFeO ₃	300
DyFeO ₃	370	HoFeO ₃	230

На рис. 9 приведены данные по изучению коллапса⁴⁷. Существуют и другие методы определения подвижности доменных стенок^{48, 49}. Приравнявая силу трения силе (5.17), действующей со стороны градиента магнитного поля, найдем скорость равномерного движения ЦМД

$$v = \begin{cases} \frac{1}{2} \mu \left(\delta H - \frac{8}{\pi} H_{\text{коэр}} \right), & \text{если } \delta H > \frac{8}{\pi} H_{\text{коэр}}, \\ 0, & \text{если } \delta H < \frac{8}{\pi} H_{\text{коэр}}, \end{cases} \quad (5.26)$$

где введены обозначения $\mu = \eta M$, $\delta H = (dH/dR)d$.

Величина коэрцитивной силы определяется взаимодействием доменной стенки с дефектами кристалла. Что же касается вязкости, то она

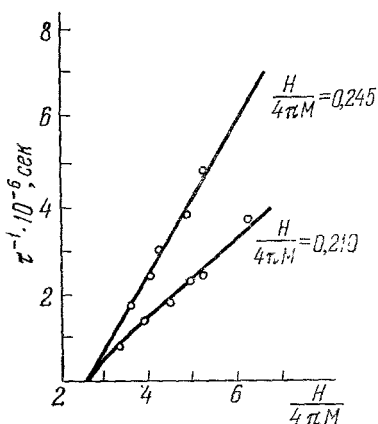


Рис. 9.

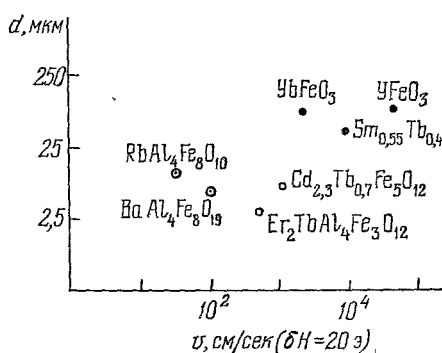


Рис. 10.

определяется передачей энергии спиновым волнам и фононам. Мы приведем выражения для подвижности, которые получаются из уравнения движения магнитного момента

$$\dot{M} = \gamma [M, H_e] + \frac{\alpha}{M} [\dot{M}, M], \quad (5.27)$$

где α — релаксационная постоянная. Для стенки Блоха *)

$$\mu = \frac{\gamma}{\alpha} \sqrt{\frac{A}{K_1}}, \quad (5.28)$$

для стенки Нееля *)

$$\mu = \frac{\gamma}{\alpha} \sqrt{\frac{A}{K_1} + 2\pi M^2}. \quad (5.29)$$

Эти две формулы можно объединить в одну, если использовать выражения (1.8), (1.14) для толщины доменных стенок Блоха и Нееля:

$$\mu = \frac{\gamma z_0}{\alpha}, \quad z_0 = \{z_B, z_H\}. \quad (5.30)$$

Из формулы (5.30) видно, что для увеличения скорости движения ЦМД (при прочих равных условиях)^{47, 50, 51} необходимо уменьшать релаксационную постоянную α . В табл. III приведены значения подвижности для ряда веществ. На рис. 10 показаны скорости и одновременно диаметры ЦМД в различных веществах при $\delta H = 20$ э⁶⁷.

*) См. приложение.

Обсудим теперь движение жесткого ЦМД в неоднородном внешнем магнитном поле. Суммарная сила, действующая на ЦМД, имеет вид

$$F_{\text{полн}} = -\frac{\partial E}{\partial H} \nabla H - \pi dh \left(F_{\text{Лоренц}} \frac{\mathbf{v}}{v} + \gamma_1 [\mathbf{vM}] + \frac{1}{\eta} \mathbf{v} \right). \quad (5.31)$$

Сумма первых двух слагаемых аналогична силе Лоренца, действующей на заряженную частицу со стороны внешних электрического и магнитного полей. Поэтому движение жесткого ЦМД должно напоминать движение заряженной частички во внешнем магнитном и электрических полях с учетом сил трения, т. е. скорость домена будет иметь не только продольную, но и поперечную составляющие относительно ∇H . В действительности эти особенности движения ЦМД были вначале обнаружены экспериментально⁴⁵ в 1970 г. при наблюдении движения доменов на монокристаллической пластинке $\text{Gd}_{2,3}\text{Tb}_{0,7}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, а не теоретически. Разные домены вели себя по-разному. Одни ЦМД двигались влево от градиента поля, а другие вправо. Поперечные составляющие скорости движения этих доменов достигали весьма больших значений и превышали значения продольных составляющих. Наибольшее значение отношения скоростей составляло 10 : 1. Эти домены обладали еще и той особенностью, что они были более устойчивы относительно коллапса. Диаметр их менялся от зарождения до коллапса в 10 раз. Впоследствии ЦМД с такими же свойствами были обнаружены в высококачественных эпитаксиальных пленках.

Рядом экспериментов было показано, что это свойство жестких ЦМД обусловлено структурой их доменных стенок. До обнаружения жестких доменов предполагалось, что доменные границы ЦМД — простые блоховские границы, т. е. все спины в них лежат в плоскостях, параллельных плоскости стенки. Однако просвечивание с помощью электронной микроскопии тонких пластинок кобальта показало, что в доменных границах существуют переходные области, разделяющие два соседних участка, блоховского типа с противоположными направлениями вращений спинов в стенке. Такие переходные области получили название линий Блоха (или сегментов Нееля). Кинетический коэффициент γ_1 в формуле (5.25) простым образом выражается через число блоховских линий n ⁴⁴

$$\gamma_1 = \frac{n+2}{\gamma r}, \quad (5.32)$$

где γ — гиромагнитное отношение. Что же касается соотношения между коэффициентом $1/\eta$ в выражении для силы трения (5.25) и релаксационной постоянной в уравнении движения намагниченности, то оно остается для жестких ЦМД с точностью до поправки порядка (z_0/r) таким же, как и для обычных ЦМД⁴⁴.

В заключение этого раздела обсудим поведение ЦМД в тех условиях, когда сила трения достаточно мала, так что длина свободного пробега ЦМД $\lambda = vt$ (t — время торможения ЦМД, определяемое релаксационной постоянной α) много больше как размера ЦМД, так и «ларморовского радиуса» домена. Замечая, что масса ЦМД равна

$$\mathfrak{M} = 2\pi r h m = 2\pi^2 r h \gamma^{-2} \sqrt{\frac{K_1}{A}}, \quad (5.33)$$

и используя выражение для силы, действующей на ЦМД, найдем, что «ларморовский радиус»

$$R_L = \frac{v \mathfrak{M}}{\pi dh \gamma_1 M} = \sqrt{\frac{K_1}{A}} \frac{\pi v r}{(n+2) \gamma M}, \quad (5.34)$$

а длина свободного пробега

$$\lambda = \frac{\pi v}{\alpha \gamma M}. \quad (5.35)$$

Таким образом, если выполняется условие

$$\lambda > R_L, \quad (5.36)$$

то в отсутствие ∇H жесткий ЦМД вращается по окружности радиуса R_L с частотой

$$\omega_L = \frac{v}{R_L} = \frac{\pi dh \gamma_1 M}{\mathfrak{M}}. \quad (5.37)$$

Если жесткий ЦМД движется в пленке при наличии ∇H , то его траекторией, как и траекторией заряженной частички, будет трахоида. Скорость дрейфа при этом определяется формулой

$$v_{др} = \frac{(\partial E / \partial H) | \nabla H |}{\pi dh \gamma_1 M} = \frac{1}{2} \frac{\delta H}{\gamma_1 M}. \quad (5.38)$$

Из формулы (5.38) видно, что знак скорости дрейфа зависит от знака γ_1 . Остановимся также на поведении коллектива ЦМД, движущихся в пластинке конечных размеров. Если при этом в результате генерации ЦМД на одном из концов и поглощения на другом поддерживается постоянный поток ЦМД, то в направлении к потоку возникает градиент магнитного поля, величина которого определяется параметрами ЦМД и величиной δH . Измерение этого поля может дать важную информацию о характеристиках ЦМД. Этот эффект аналогичен эффекту Холла в обычных металлах и полупроводниках, где имеется два типа носителей *).

Наконец, приведем оценки «ларморовского радиуса» и длины свободного пробега.

Полагая $r = 10^{-4}$ см, $z_0 = 10^{-6}$ см, $\gamma M = 10^9$ сек $^{-1}$, $\alpha \approx 10^{-3}$, $n \approx 1$, $\delta H = 10^{-4}$ э и $v = 10^4$ см/сек, получим $R_L \approx 10^{-3}$ см, $\lambda = 10^{-2}$ см, $v_{др} = 10^{-1}$ см/сек.

Из этих оценок мы видим, что условие $R_L < \lambda$ может быть выполнено при соответствующем подборе параметров ферромагнетика.

Таким образом, динамика нормального ЦМД аналогична динамике обычной частички в вязкой среде, если параметры ЦМД значительно меньше тех расстояний, на которых значительно меняется его энергия. Динамика жесткого ЦМД в аналогичных условиях напоминает динамику заряженной частицы в скрещенных электрическом и магнитном полях.

6. ЭНЕРГИЯ РЕШЕТКИ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ МАГНИТНЫХ ДОМЕНОВ

В предыдущем разделе мы рассмотрели свойства отдельного ЦМД. Довольно часто, однако, возникает не отдельный ЦМД, а система цилиндрических доменов^{20, 21}. Так, например, возникновение системы ЦМД наблюдается экспериментально^{20, 21} при увеличении магнитного поля, приложенного нормально к поверхности образца, разбитого первоначально на плоскопараллельные домены (рис. 11). С увеличением магнитного поля домены, в которых намагниченность ориентирована против поля, уменьшаются (см. рис. 11) и в конце концов разваливаются на отдельные цилиндрические домены, которые затем «расталкиваются» друг от друга и заполняют равномерно поверхность пластинки. Образование системы ЦМД

*) Это обстоятельство может быть использовано при создании устройств для сортировки ЦМД по знаку и величине γ_1 .

может иметь и другое происхождение, например, в результате искусственного дробления страйп-структуры, либо работы источника зарождения ЦМД, каковыми могут являться дефекты в пластинке или ее края.

Совокупность ЦМД благодаря дипольным силам отталкивания (рис. 12) может образовывать упорядоченную систему, т. е. двухмерную решетку.

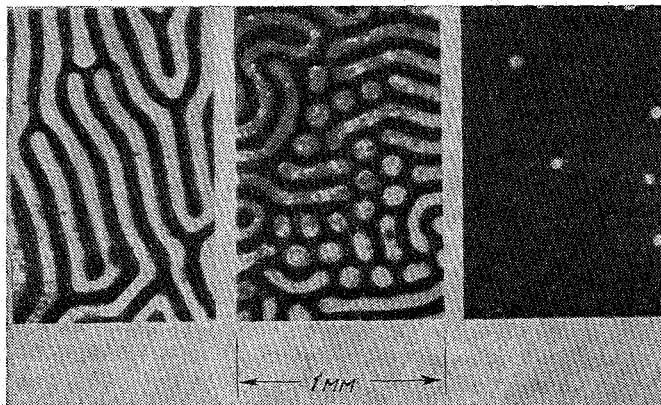


Рис. 11. Дробление полосовой структуры на ЦМД при увеличении внешнего магнитного поля от 0 до 70 э.

Далее мы покажем, что силы, удерживающие отдельные ЦМД в этой решетке, весьма малы, и поэтому небольшие случайные воздействия могут приводить к нарушению порядка, т. е. возникновению неупорядоченной структуры *).

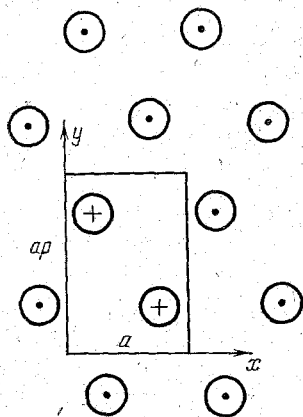


Рис. 12. Решетка ЦМД. Координаты ЦМД внутри элементарной ячейки $\left(\frac{3}{4}a, \frac{1}{4}ap\right)$ и $\left(\frac{1}{4}a, \frac{3}{4}ap\right)$.

Система ЦМД как упорядоченная, так и неупорядоченная, обладает рядом новых свойств по сравнению с отдельными ЦМД, например, в такой системе могут распространяться особые типы спиновых волн, связанные со смещением ЦМД из положения равновесия либо колебаниями границ отдельных ЦМД. Эти волны проявляют себя в магнитной восприимчивости, влияют на распространение звука в кристалле и другие его свойства.

Изучим прежде всего статические свойства решетки ЦМД.

Рассмотрим безграничную в направлениях x и y пластинку толщины h , помещенную в магнитное поле H , направленное по оси легчайшего намагничивания (ось z). В этих условиях, как уже отмечалось, возможно возникновение доменной структуры, которая представляет собой решетку цилиндрических магнитных доменов диаметра d , намагниченных против направления внешнего магнитного поля (рис. 12). Остальная часть пластинки при этом намагничена по полю.

Выберем элементарную прямоугольную ячейку с периодами a и ap вдоль осей x и y соответственно, где p — численный параметр, принимающий значение $p = \sqrt{3}$

*) Заметим, что большая подвижность ЦМД даже в решетке делает систему ЦМД удобной моделью для изучения свойств неупорядоченных систем.

для гексагональной решетки и $p = 1$ — для квадратной решетки цилиндрических доменов. Выражение для плотности полной энергии решетки можно представить в том же виде (3.4), что и для изолированного домена. Так, для энергии намагниченности во внешнем магнитном поле и энергии доменных стенок, отнесенных к единице объема образца, имеем

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_H &= -MH + (2\pi M)^2 \left(\frac{d}{a}\right)^2 \frac{H}{4\pi p M}, \\ \mathcal{E}_W &= 8\pi^2 M^2 \frac{ld}{a^2 p}. \end{aligned} \quad (6.1)$$

Магнитостатическая же энергия решетки цилиндрических магнитных доменов вычислена в работах ^{52, 53}:

$$\mathcal{E}_M = 2\pi M^2 - (2\pi M)^2 \frac{d^2}{a^2 p} + 4\pi^3 M^2 \left(\frac{d}{a}\right)^4 \frac{d}{ph} \sum_{k, m} \Phi\left(\frac{\pi d}{a} \sqrt{k^2 + p^2 m^2}\right), \quad (6.2)$$

где

$$\Phi(x) = J_1^2(x) x^{-3} \left[1 - \exp\left(\frac{-2xh}{d}\right)\right],$$

здесь суммирование по k и m производится от $-\infty$ до ∞ при условии, что $k + m$ — четное число, J_1 — функция Бесселя. $\Phi(0)$ понимается в смысле

$$\Phi(0) = \lim_{k \rightarrow 0, m \rightarrow 0} \Phi\left(\frac{\pi d}{a} \sqrt{k^2 + p^2 m^2}\right).$$

В практически наиболее важном случае $a \gg d$ и $d \gg h$ можно получить простое разложение магнитостатической энергии \mathcal{E}_M по степеням плотности цилиндрических доменов ⁵⁴. В этом случае выражение для \mathcal{E}_M принимает вид

$$\mathcal{E}_M = 2\pi M^2 - 8\pi^2 M^2 p^{-1} \left(\frac{h}{a}\right)^2 I\left(\frac{d}{h}\right) + (4\pi M)^2 p^{-1} R(p) \left(\frac{d}{a}\right)^4 \frac{h}{a}, \quad (6.3)$$

где $I(x)$ определяется формулой (3.3) и

$$\begin{aligned} R(p) &= \frac{\zeta(3)}{32} + \frac{\pi^3}{24p^2} + \frac{\pi^2}{2p^2} \sum_{n=1}^{\infty} \int_{np}^{\infty} \frac{\sqrt{t^2 - p^2 n^2} dt}{(-1)^n e^{\pi t} - 1}, \\ R(\sqrt{3}) &\approx 0,1735. \end{aligned} \quad (6.4)$$

Используя формулы (6.1) и (6.3), представим плотность полной энергии решетки в следующем виде:

$$\mathcal{E} = 2\pi M^2 - MH - 8\pi^2 M^2 p^{-1} \left(\frac{h}{a}\right)^2 V\left(\frac{d}{h}\right) + (4\pi M)^2 p^{-1} R(p) \left(\frac{d}{a}\right)^4 \frac{h}{a}, \quad (6.5)$$

где

$$V\left(\frac{d}{h}\right) = I\left(\frac{d}{h}\right) - \frac{l}{h} \frac{d}{h} - \frac{H}{8\pi M} \left(\frac{d}{h}\right)^2. \quad (6.5')$$

Первое слагаемое в выражении (6.5) отвечает плотности энергии однородно намагниченной пластинки, второе — взаимодействию однородно намагниченной пластинки с внешним магнитным полем, третье слагаемое соответствует плотности собственной энергии цилиндрического домена, а последнее слагаемое описывает взаимодействие между доменами в дипольном приближении. Отметим, что, как это видно из формул (6.5) и (6.5'), энергия, приходящаяся на один домен в решетке цилиндрических доменов, больше энергии изолированного домена того же диаметра.

7. РАВНОВЕСНЫЕ ПАРАМЕТРЫ РЕШЕТКИ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ МАГНИТНЫХ ДОМЕНОВ

Термодинамически устойчивое состояние решетки цилиндрических доменов соответствует минимуму полной энергии по переменным a , d , p :

$$\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial a} = 0, \quad \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial d} = 0, \quad \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial p} = 0. \quad (7.1)$$

Первые два уравнения системы (7.1) можно представить в следующем виде, используя выражение (6.5) для полной энергии решетки цилиндрических доменов ⁵⁴:

$$\frac{l}{h} + \frac{H}{4\pi M} \frac{d}{h} - F\left(\frac{d}{h}\right) = -8R(p) \left(\frac{d}{a}\right)^3, \quad (7.2)$$

$$\left(\frac{a}{d}\right)^3 = \frac{5R(p)d}{V(d/h)h},$$

где

$$F(x) = \frac{dI}{dx}.$$

Если положить формально $a = \infty$ в уравнении (7.2), то это уравнение переходит в известное уравнение (3.5), полученное ранее для определения диаметра изолированного домена. Уравнения (7.2) можно также записать в следующем виде:

$$\frac{l}{h} - \frac{1}{3} \frac{d}{h} \frac{H}{4\pi M} = S_A \left(\frac{d}{h}\right), \quad (7.3)$$

$$\frac{a}{d} = \sqrt[3]{\frac{2R(p)}{S_E(d/h) - (l/h)}}.$$

На рис. 7 представлены графики функций S_A , S_F :

$$S_A = \frac{8}{3} \frac{I(x)}{x} - \frac{5}{3} F(x), \quad S_E = \frac{2}{x} I(x) - F(x).$$

Анализируя уравнения (7.3), легко заметить, что поле H_c является критическим полем для решетки магнитных доменов, так как при приближении $H \rightarrow H_c$ со стороны меньших полей собственная энергия цилиндрических магнитных доменов стремится к нулю (это следует из самого определения поля H_c), а период решетки a при этом стремится к бесконечности *). Таким образом, поле H_c есть поле, при котором решетка цилиндрических магнитных доменов превращается в один или несколько изолированных цилиндрических доменов. В точке $H = H_c$ энергии решетки и изолированного домена сравниваются. В полях $H > H_c$ решетка становится энергетически невыгодной.

Рассмотрим более подробно свойства решетки цилиндрических доменов вблизи критической точки $H = H_c$.

Считая $H_c - H \ll 4\pi M$, получим следующие приближенные решения системы уравнений (7.3):

$$x = x_c \left(1 + \kappa \frac{H_c - H}{4\pi M}\right), \quad (7.4)$$

$$\frac{a}{d} = \sqrt[3]{\frac{10R(p)}{x_c} \frac{4\pi M}{H_c - H}},$$

где $\kappa = [5S'_F(x_c)]^{-1} = x_c/5(S_0 - S_E)$, $x_c = d_c/h \equiv d(H_c)/h$.

*) При $H = H_c$ выполняется условие $S_E(d/h) = l/h$.

Из выражения (7.4) следует, что диаметр домена линейно уменьшается с ростом внешнего магнитного поля, причем коэффициент пропорциональности κ в состоянии решетки доменов в пять раз меньше, чем для изолированного домена. Более слабая зависимость диаметра цилиндрического домена, входящего в состав решетки от внешнего магнитного поля H , является выражением того обстоятельства, что намагниченность пластинки с решеткой цилиндрических магнитных доменов изменяется не только за счет изменения диаметра домена, но и путем уменьшения плотности доменов в решетке. Зависимость же периода решетки от внешнего поля H , как это следует из формулы (7.4), определяется степенным законом $(H_c - H)^{-1/3}$.

Используя формулы (7.4), легко вычислить зависимость средней намагниченности \bar{M} от величины магнитного поля

$$\bar{M} = M \left[1 - 6\pi\chi_0 \left(\frac{H_c - H}{4\pi} \right)^{2/3} \right], \tag{7.5}$$

где

$$\chi_0 = \frac{1}{6p} \left[\frac{x_c}{10R(p)} \right]^{2/3}.$$

Вычислим также статическую магнитную восприимчивость вблизи критической точки H_c

$$\chi = \chi_0 \left(\frac{4\pi M}{H_c - H} \right)^{1/3}. \tag{7.6}$$

Как видно из выражения (7.6), статическая магнитная восприимчивость в критической точке имеет особенность — обращается в бесконечность по закону $(H_c - H)^{-1/3}$.

Используя зависимости (7.4), можно получить выражение для изменения плотности энергии, связанного с образованием решетки:

$$\Delta \mathcal{E} = -\frac{12\pi^2}{5} \frac{x_c}{10N(p)} \left(\frac{H_c - H}{4\pi M} \right)^{5/3} M^2, \tag{7.7}$$

где

$$N(p) = p^{3/2} R(p).$$

В полученных выше формулах содержится неизвестный параметр p . Для нахождения значения этого параметра достаточно исследовать на минимум функцию $\Delta \mathcal{E}(p)$. Величины x_c , H_c не зависят от p ⁵⁴, поэтому функциональная зависимость $\Delta \mathcal{E}(p)$ полностью определяется видом функции $N(p)$, график которой приведен на рис. 13. Из рис. 13 и формулы (7.7) следует, что функция $\Delta \mathcal{E}(p)$ имеет два одинаковых минимума в точках $p = \sqrt{3}$ и $p = 3/\sqrt{3}$ и максимум в точке $p = 1$. Таким образом, минимальное значение плотности энергии соответствует гексагональной решетке (значения $p = \sqrt{3}$ и $p = 1/\sqrt{3}$ отвечают двум эквивалентным гексагональным решеткам, повернутым на 90° одна относительно другой). Очевидно, значения $p = 1$, $p = 3/\sqrt{3}$ и $p = \sqrt{3}$ составляют полный набор решений третьего уравнения системы (7.1).

Отметим, что различие между значениями $\Delta \mathcal{E}$ для гексагональной решетки и квадратной составляют $\approx 1\%$ от всей величины $\Delta \mathcal{E}$. Поэтому малые неоднородности толщины или других параметров пластинки, а также неоднородности температуры пластинки или внешнего магнитного поля могут существенно исказить структуру решетки и привести к сколь угодно

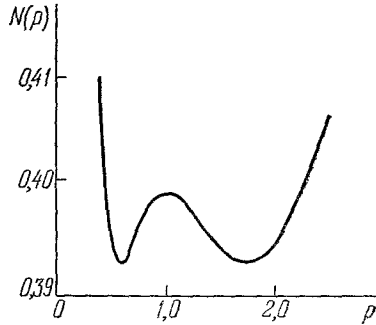


Рис. 13.

сложному распределению доменов на поверхности образца. Вообще говоря, по картине распределения доменов на поверхности пластинки можно судить о распределении неоднородностей в образце или о распределении градиентов температуры и деформационных напряжений.

Проанализируем теперь область применимости полученных выражений (7.4) — (7.7). Для этого необходимо оценить следующий член в разложении полной энергии \mathcal{E} по малому параметру d/a и сравнить его с энергией дипольного взаимодействия. Нетрудно получить величину относительной погрешности, с которой выписана формула

$$\varepsilon = 0,2 \left(\frac{d}{a}\right)^2 \left[1 - \frac{4}{3} \left(\frac{h}{d}\right)^2\right]. \quad (7.8)$$

Как видно из формулы (7.8), величина d/a является фактически параметром разложения в выражении (6.5) лишь в случае $(d/h) \geq 1$. В противном случае естественным параметром разложения будет отношение h/a .

Таблица IV

 $l/h = 0,25, H/4\pi M = 0,12$

	$\frac{d}{h}$	$\frac{a}{d}$
Теория	2,9	1,6
Численные результаты	2,8	1,7

Из рис. 5 видно, что неравенство $(d/h) \geq 1$ безусловно выполняется в наиболее интересном случае тонких пленок, для которых $(l/h) \approx 0,1$. Наличие в выражении (7.8) малого численного параметра 0,2, который определяется геометрией распределения намагниченности в пластинке, указывает на то, что формулы (7.4) — (7.7) справедливы для достаточно тонких пленок во всей области существования решетки.

В случае же толстых пластинок $(l/h) \geq 0,1$, выражения (7.4) — (7.7) справедливы лишь в узком интервале полей $0 \leq (H_c - H)/4\pi M \leq l/h$. Эти условия легко получить, воспользовавшись формулами (7.2) и (7.8). Структура решетки цилиндрических доменов в полях $(H_c - H)/4\pi M > l/h$ исследована в работе ⁵⁵.

Интересно сравнить зависимости, определяемые формулами (7.4) — (7.7), с результатами работы ⁵³, в которой путем численной минимизации полной энергии решетки были получены зависимости d , a и $\Delta\mathcal{E}$ от величины внешнего магнитного поля для значения параметра $l/h = 0,25$. Такое сравнение проведено в табл. IV.

На рис. 14 приведена кривая зависимости плотности энергии решетки от величины магнитного поля, полученная по формуле (7.7). На этом же рисунке точками изображены соответствующие численные значения из работы ⁵³.

Сравнение, проведенное в табл. IV и на рис. 14, показывает, что

область применимости развитой теории охватывает практически всю область стабильности решетки цилиндрических магнитных доменов в тонких пленках. Отметим также, что в работе ⁵⁶ было проведено сравнение численных результатов с экспериментальными данными по параметрам

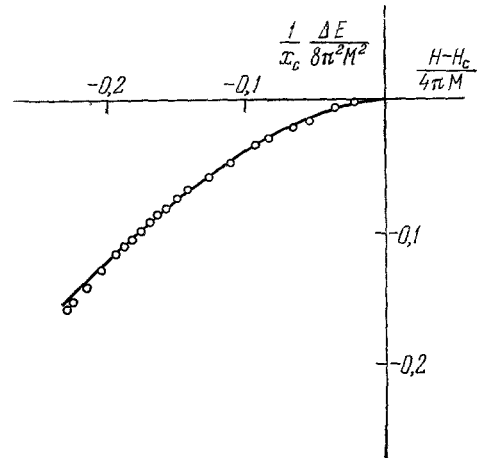


Рис. 14.

решетки и обнаружено хорошее согласие расчетов с экспериментом (табл. V).

Чтобы получить полное описание свойств решетки цилиндрических доменов, необходимо исследовать вопрос об устойчивости доменной структуры как по отношению к изменениям параметров решетки от их равновесных значений, так и по отношению к малым произвольным изменениям

Таблица V

Материал	Наблюдаемый эффект, см		Расчетный эффект, см	
BaFe ₁₂ O ₁₉	0,5—1,0·10 ⁻⁴	7,0·10 ⁻⁴ см	1·10 ⁻⁴	6,7·10 ⁻⁴
TmFeO ₃	1,3·10 ⁻²	4,3·10 ⁻² см	1,26·10 ⁻²	4,3·10 ⁻²
GdIG	4,5·10 ⁻³	6,0·10 ⁻³ см	4,5·10 ⁻³	6,1·10 ⁻³

формы цилиндрических магнитных доменов. Такое исследование было проведено в работе ⁵⁴. При этом оказалось, что верхняя граница существования гексагональной решетки ЦМД определяется возникновением неустойчивости по отношению к росту параметра решетки a и совпадает с тем магнитным полем H_c , при котором энергия, обусловленная образованием ЦМД, обращается в нуль. Что же касается нижней границы, то она определяется возникновением эллиптической неустойчивости ЦМД решетки. Величина поля эллиптической неустойчивости в решетке ЦМД ниже, чем для отдельного изолированного ЦМД. Это обстоятельство связано с тем, что в решетке соседние домены создают некое эффективное магнитное поле, которое стабилизирует отдельные домены, и, в принципе, делает возможным существование решетки ЦМД и в нулевом поле. На рис. 14 представлены поля H_c и H_s , ограничивающие область магнитных полей, в которых решетка ЦМД является стабильной, как функции толщины пластинки ⁵⁴. Видно, что эта область превосходит область устойчивости изолированного ЦМД.

8. РЕШЕТКА С ФИКСИРОВАННОЙ ПЛОТНОСТЬЮ ДОМЕНОВ

Как видно из рис. 5, в тонкой пленке в зависимости от величины внешнего магнитного поля могут реализоваться следующие типы доменной структуры. В области полей $H > H_k$ домены отсутствуют. При полях $H_c \leq H \leq H_k$ могут существовать метастабильные изолированные цилиндрические домены, разрушению которых препятствует наличие энергетического барьера. В интервале полей $H_2 \leq H \leq H_c$ образование изолированного домена становится энергетически выгодным, однако минимуму полной энергии в этом случае соответствует решетка цилиндрических доменов. Это состояние реализуется в интервале полей $H_s < H < H_c$. При полях $H < H_s$ энергетически более выгодной является страйп-структура ⁵⁶.

Зарождение или уничтожение цилиндрического домена обычно связано с преодолением энергетического барьера, поэтому для получения термодинамически равновесной решетки доменов необходимо принимать специальные меры.

Общее число доменов в образце определяется его предисторией и в течение времени не меняется. Между доменами устанавливается локальное упорядочение, так что можно говорить о ближнем порядке. Что же касается упорядочения во всей пластинке, то оно может и не реализоваться из-за

наличия дефектов и неоднородностей, так что совокупность ЦМД как бы представляет собой или поликристалл или двумерную жидкость, которые удобно характеризовать плотностью ЦМД ρ . Поля, ограничивающие область существования такой решетки, — это поле коллапса отдельного домена и поле эллиптической неустойчивости отдельного домена. Значения этих полей, естественно, отличаются от соответствующих полей для изолированного ЦМД. Учет взаимодействия доменов друг с другом приводит к эффекту стабилизации, а именно, интервал между полем коллапса и полем эллиптической неустойчивости в неупорядоченном ансамбле доменов с плотностью ρ больше, чем для изолированного ЦМД⁵⁴. Вблизи поля коллапса магнитная восприимчивость имеет корневую особенность

$$\chi \sim (H_k - H)^{-1/2}.$$

9. ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ СВОЙСТВА РЕШЕТКИ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ МАГНИТНЫХ ДОМЕНОВ

Перейдем теперь к рассмотрению высокочастотных свойств решетки ЦМД⁵⁷⁻⁶¹. В такой решетке, как и в обычной кристаллической решетке, могут распространяться продольные и поперечные колебания, обусловленные смещением ЦМД из положения равновесия. Кроме этих волн, в решетке магнитных доменов могут возбуждаться волны, связанные с изменением формы ЦМД.

Чтобы описать высокочастотные свойства решетки доменов, будем исходить из следующего выражения для энергии:

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 + \sum_i \varepsilon_i + \frac{1}{2} \sum_{i,k} V_{ik}, \quad (9.1)$$

где \mathcal{E}_0 — энергия однородно намагниченной пластинки, ε_i — собственная энергия домена, который находится в i -м узле решетки с координатой \mathbf{R}_i , и V_{ik} — энергия взаимодействия двух доменов с координатами центров соответственно \mathbf{R}_i и \mathbf{R}_k . Так как обычно в тонких пленках постоянная решетки a больше как диаметра ЦМД, так и толщины пластинки, то энергия взаимодействия двух ЦМД может быть представлена как энергия диполь-дипольного взаимодействия*)

$$V_{ik} = [m_i m_k \mathbf{R}_{ik}^2 - 3(m_i \mathbf{R}_{ik})(m_k \mathbf{R}_{ik})] \mathbf{R}_{ik}^{-5}. \quad (9.2)$$

Заметим, что вектор $\mathbf{R}_{ik} = \mathbf{R}_i - \mathbf{R}_k$ лежит в плоскости пластинки, т. е. m_i ортогонально \mathbf{R}_{ik} . Поэтому в (9.2) можно пренебречь вторым слагаемым по сравнению с первым. Используя связь между моментами m_i и площадью ЦМД S_i , представим энергию взаимодействия доменов в виде

$$V_{ik} = (2hM)^2 S_i S_k R_{ik}^{-1}. \quad (9.3)$$

Используя далее стандартную процедуру рассмотрения малых колебаний, нетрудно найти скорости продольных c_l и поперечных c_t волн смещения ЦМД:

$$c_{l,t}^2 = s_{l,t}^2 \left(\frac{d}{a}\right)^3 \frac{h}{m} M^2, \quad 1292$$

где $s_{l,t}^2$ — численный параметр порядка десяти для продольных волн и единицы для поперечных волн. Как и в обычной решетке, скорости звука в решетке ЦМД обратно пропорциональны корню квадратному из массы; множитель $(d/a)^3$ отражает то обстоятельство, что взаимодействием, форми-

*) Если это условие нарушается, то для вычисления энергии взаимодействия необходимо проведение численных расчетов.

рующим волны в решетке ЦМД, является магнитное дипольное взаимодействие (a — параметр решетки, d — диаметр ЦМД). С этими волнами, а также волнами пульсаций ЦМД связано появление полюсов у тензора высокочастотной магнитной восприимчивости решетки ЦМД⁶¹.

10. УПРАВЛЕНИЕ ЦИЛИНДРИЧЕСКИМИ МАГНИТНЫМИ ДОМЕНАМИ И ИХ ПРИМЕНЕНИЯ

Предыдущие разделы были посвящены физическим свойствам ЦМД. Как уже упоминалось во введении, к настоящему времени выполнено значительное число работ, посвященное техническому применению этих доменов и использованию устройств на ЦМД в ЭВМ. В этом параграфе мы изложим кратко отдельные методы генерации, управления и регистрации ЦМД, используемые в настоящее время. Подробное освещение этих вопросов можно найти в обзорах^{62, 63}, а также в монографиях^{64, 68}.

В основе схем управления ЦМД лежит идея создания в пленке серии потенциальных ям для доменов и способов перемещения этих потенциальных ям, либо доменов из одной потенциальной ямы в другую. Как ясно из предыдущего (см. гл. 3, 5, 6), этого можно добиться путем изменения неоднородного внешнего магнитного поля, температуры, толщины пластинки, анизотропии и других параметров магнитной пленки.

В настоящее время имеются разработки использования фактически каждой из этих возможностей. Так, например, разрабатываются системы управления с помощью лазерного луча, основанные на локальном разогреве пленки, изменения поверхностной анизотропии с помощью имплантации ионов, создания магнитных неоднородностей с помощью магнитных аппликаций и проводников с током.

Наиболее широко в настоящее время используются методы магнитных аппликаций.

По конфигурации магнитных аппликаций различают схемы управления T, Y, X и других типов. На рис. 15 показан пример управляющей структуры T-типа. Структура состоит из T-образных и полосовых элементов, в качестве материала для которых используется магнитомягкий пермаллой (~80% Ni и 20% Fe) с малым значением коэрцитивного поля. Толщина этих элементов составляет около 5000 Å, отношение длины к ширине полосок равно 5, а расстояние между полосками и их ширина равны примерно половине диаметра доменов. Относительно большая толщина выбирается из тех соображений, чтобы избежать намагничивания элементов до насыщения полями рассеяния самих доменов. При соотношении сторон элементов 5 : 1 возникает достаточно заметная анизотропия формы

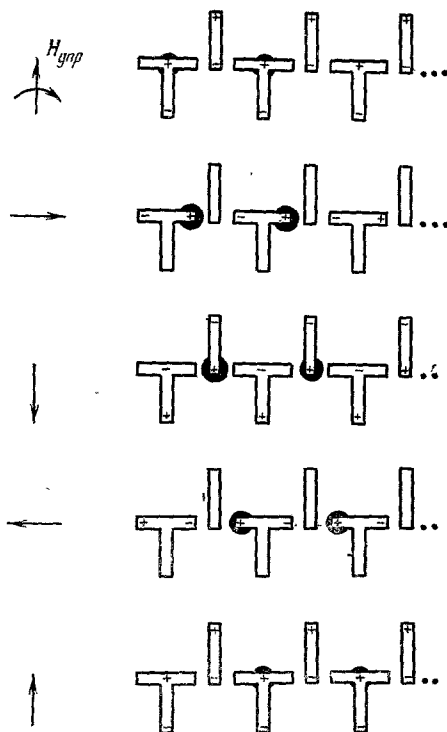


Рис. 15.

(поле размагничивания вдоль полоски значительно меньше, чем поперек), в результате которой внешнее магнитное поле, параллельное длине полоски, намагничивает элемент до насыщения, а перпендикулярное поле той же величины не действует на намагниченность. Для намагничивания элементов до насыщения достаточно поля примерно в 10—20 э. Периодическое движение градиентов поля вдоль элементов структуры, необходимое для перемещения доменов на большие расстояния, создается с помощью внешнего магнитного поля, вращающегося в плоскости пленки. Действие изображенной на рис. 15 Т-структуры можно рассматривать как результат взаимодействия доменов, представляющих собой магнитные диполи, с магнитными полюсами, наводимыми в пермалловых элементах вращающимся полем. Как видно из рисунка, за один период изменения вращающегося управляющего поля домены смещаются на один пространственный период Т-структуры. Изменение знака вращения поля приводит к изменению направления движения ЦМД на противоположное. Вращающееся

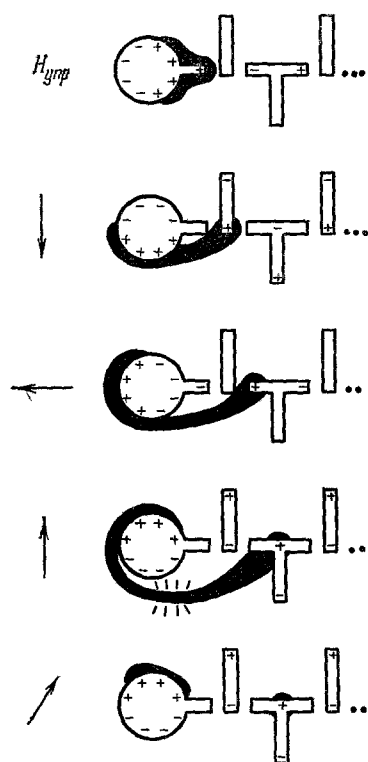


Рис. 16.

поле может быть создано парой взаимно перпендикулярных катушек Гельмгольца, которые питаются переменным током, сдвинутым по фазе на 90° . Достоинством схем управления рассмотренного типа являются отсутствие электрических соединений с элементами управляющей структуры и возможность управления движением ЦМД во многих каналах с помощью одного вращающегося поля.

Аналогичные принципы — взаимодействие доменов с неоднородным магнитным полем — лежат в основе действия генераторов ЦМД. Такие генераторы могут быть выполнены в виде мозаики из пермалловых элементов, которые расположены так, что под действием вращающегося поля они вызывают растяжение зародышевого домена. Растянутый зародышевый домен расщепляется затем на два домена пропусканием импульса тока через специальный проводник — расщепитель. Один из вновь созданных доменов под действием вращающегося поля вводится в канал распространения, а другой остается в генераторе в качестве зародышевого домена.

Широкое распространение получила другая схема генератора на пермалловых элементах, которая создает один домен за один период изменения вращающегося поля без участия проводников с током. Схема такого генератора изображена на рис. 16. Зародышевый домен находится под пермалловым элементом в форме диска. Как видно из рисунка, под действием вращающегося управляющего поля происходит растяжение зародышевого домена, и от него отщепляется новый домен, который вводится в канал распространения.

Представляются очевидными и способы уничтожения цилиндрических доменов. Простейший способ заключается в повышении магнитного поля H , перпендикулярного плоскости пленки, до величины, равной или большей поля коллапса. При необходимости уничтожения домена в данном участке

пленки требуется увеличение только локального магнитного поля, что может быть сделано с помощью плоского контура с током.

Наиболее распространенные схемы детектирования ЦМД основаны на воздействии магнитного поля рассеяния домена на детектор⁶⁵. Такой детектор может представлять собой контур из пленочного проводника, в котором наводится э. д. с. за счет изменения магнитного потока при прохождении под контуром цилиндрического домена. Величина сигнала зависит от диаметра домена и скорости его прохождения под контуром. При диаметре домена около 100 мкм и при скорости движения, соответствующей рабочим частотам около 1 Мгц, выходной сигнал может составлять до 100 мкв. Этот сигнал можно увеличить, если перед детектированием увеличить площадь домена путем его растяжения.

Практическое применение, однако, нашли другие, более удобные методы детектирования, использующие эффект Холла и эффект магнитосопротивления, в которых сигнал возникает не непосредственно под действием магнитного поля ЦМД, а путем модуляции этим полем электрической мощности, поставляемой внешним источником.

Тонкопленочные холловские микродатчики имеют активную площадь порядка площади домена. Осевая компонента магнитного поля домена,

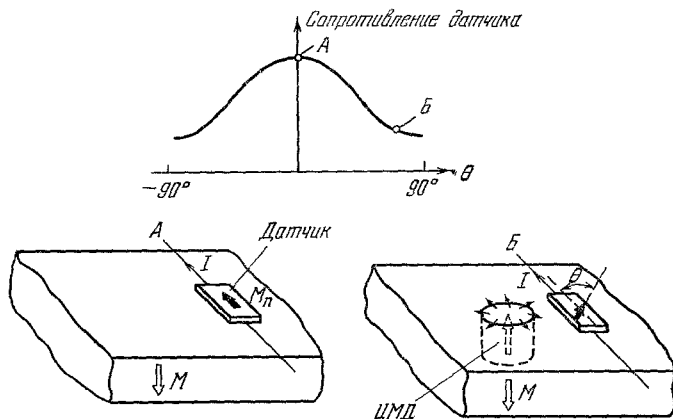


Рис. 17.

действуя на датчик, приводит к появлению холловской разности потенциалов в направлении, перпендикулярном направлению поля и тока. Используются датчики из кремния и из InSb, который благодаря большей подвижности носителей обладает лучшей чувствительностью. При диаметре домена около 100 мкм выходной сигнал кремниевого датчика составляет 0,5 мв при входном напряжении 9 в, а в случае датчика из InSb можно получить сигнал около 1 мв, при входном напряжении 0,3 в.

Холловский датчик является четырехполюсным устройством, что усложняет схему его включения. Магниторезистивные пермаллоевые датчики, действие которых основано на изменении сопротивления под влиянием магнитного поля, изготавливаются в виде двухполюсников. Пермаллоевый магниторезистор представляет собой прямоугольную пленку толщиной 200—300 Å с размером, примерно равным размеру домена, через которую пропускается электрический ток от внешнего источника (рис. 17). Благодаря эффекту магнитосопротивления при намагниченности пленки, перпендикулярной направлению тока, пленка имеет сопротивление на несколько процентов меньше, чем при намагниченности, параллельной

направлению тока. Кристаллографическая анизотропия пленки совместно с анизотропией формы приводит к тому, что в отсутствие домена вблизи датчика намагниченность его направлена вдоль длинной стороны, т. е. вдоль направления тока. Если вблизи датчика появляется домен, то под действием радиальной компоненты поля рассеяния домена происходит поворот намагниченности пленки в сторону оси трудного намагничивания, т. е. в направлении увеличения угла θ (рис. 17). Эффективное поле анизотропии пленки для поворота намагниченности на угол $\theta = 90^\circ$ складывается из поля магнитокристаллографической анизотропии и размагничивающего поля (последнее пропорционально толщине пленки) и для пленки толщиной 200—300 Å составляет величину порядка 10 э. Радиальная компонента магнитного поля цилиндрического домена составляет 0,1—0,3 от его намагниченности $4\pi M$, и поэтому поле домена приводит к значительному изменению угла θ , а следовательно, и к заметному изменению сопротивления магниторезистора. Наибольшее изменение угла θ и наибольший выходной сигнал датчика наблюдается, когда край домена находится под центром магниторезистора. Выходной сигнал типичного магниторезистивного датчика при диаметре доменов 100 мкм составляет около 2 мВ при входном напряжении на датчике около 0,3 в.

Использование ЦМД в вычислительной технике. Из приведенных выше данных следует, что на основе использования ЦМД могут быть построены запоминающие устройства (ЗУ), которые по ряду параметров выгодно отличаются от ЗУ, обычно применяемых. При диаметре доменов около 5 мкм (ферриты-гранаты) ЗУ на ЦМД обеспечивают плотность записи информации, равную примерно $5 \cdot 10^9$ бит/см², т. е. более высокую, чем другие виды магнитных ЗУ⁴⁶. Такие плотности записи уже достигнуты в настоящее время. При выборе материала с диаметром доменов около 2 мкм можно будет получить плотность записи до 10^7 бит/см². При столь высокой плотности записи для создания схем управления и считывания, характерные размеры которых составляют величину порядка размеров доменов, необходимо использовать методы электронно-лучевой литографии, поскольку фотолитография в этом случае уже не может обеспечить нужных размеров элементов схем. Устройства с плотностью записи около 10^7 бит/см² будут созданы, по-видимому, в ближайшие годы. ЗУ и ЦМД собираются из набора ферритовых пластин или ферритовых пленок на подложках площадью 1—10 см² и занимают относительно малый физический объем. Сейчас уже имеются ЗУ с емкостью около 10^6 бит, вполне реальным представляется реализация в ближайшее время ЗУ с емкостью до 10^9 бит в физическом объеме около 1000 см³ (значительную часть объема занимают магниты, создающие поля смещения и управления).

Как всегда, очень важным параметром запоминающего устройства является время выборки информации. Оно существенным образом зависит от способа организации памяти на ЦМД. Наиболее выгодна следующая организация. Основной структурной единицей ЗУ является ферритовая пластинка (пленка), на которой размещены схемы обслуживания. Такая пластинка называется чипом. Информация в чипе хранится в кольцевых накопительных регистрах, т. е. замкнутых на себя каналах движения ЦМД с определенной разрядностью n . Обычно $n = 10^2 - 10^4$ бит. Доступ к отдельным разрядам при записи и считывании происходит внутри каждого регистра по мере продвижения по нему доменов. За один такт, равный периоду вращения управляющего магнитного поля, домены смещаются на один разряд. Для упрощения схем обслуживания совокупность большого числа накопительных регистров одного чипа объединяется путем

использования регистра связи с одной общей схемой ввода, стирания и считывания информации. Регистры хранения подключаются к регистру связи через переключающие устройства. Такая организация памяти обеспечивает циклический доступ к информации, причем размещение и циркуляция доменов в сдвиговых регистрах эквивалентны отдельным дорожкам записи на магнитных барабанах или дисках. Время выборки при данной организации составляет половину времени полного сдвига в регистре, т. е. $\tau = n/(2\nu)$, где ν — тактовая частота. Это время соответствует времени ожидания поворота в случае диска или барабана. При тактовой частоте около 1 МГц и $n = 10^2 - 10^4 \text{ бит}$ время выборки будет составлять от 10 мксек до 1 мсек . При организации ЗУ с побочным доступом, когда в данном регистре хранится информация только одного блока, время, эквивалентное времени ожидания поворота, исключается, и время выборки может сократиться до $1-0,1 \text{ мксек}$. Таким образом, по своей емкости и быстродействию ЗУ на цилиндрических доменах значительно превосходит ЗУ на магнитных дисках и барабанах. Отсутствие механических движений в устройствах на ЦМД (движется только сама информация относительно неподвижной информационной среды) делает работу этих устройств очень надежной. Кроме того, ЗУ на ЦМД выгодно отличается низкой приведенной стоимостью в расчете на 1 бит (эта стоимость по порядку величины соответствует стоимости ЗУ на магнитной ленте) и малым энергопотреблением, сравнимым с ЗУ на ферритовых сердечниках. При соответствующей организации на цилиндрических доменах могут быть созданы и устройства памяти с произвольной (а также с ассоциативной) выборкой и параметрами, удовлетворяющими требованиям к оперативным устройствам памяти; однако наиболее широко ЗУ на ЦМД будут, по-видимому, использоваться в качестве внешних и буферных ЗУ большой и средней емкости с циклическим доступом. Такие ЗУ способны заполнить тот большой разрыв по быстродействию между ВЗУ и ОЗУ, который существует в традиционной иерархии памяти ЭВМ. Существуют прогнозы, что в ближайшие несколько лет ЗУ на ЦМД полностью вытеснят ЗУ на магнитных дисках.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, видно, что цилиндрические магнитные домены обладают рядом интересных физических свойств, которые проявляются как у отдельных цилиндрических доменов, так и у совокупности ЦМД. Наиболее интересными свойствами обладают жесткие ЦМД, динамика этих доменов в слабонеоднородных внешних магнитных полях столь же разнообразна, как и динамика заряженных частиц во внешних электрических и магнитных полях.

ЦМД могут выстраиваться в решетки, в которых существуют специфические волны и которые могут моделировать как упорядоченные, так и неупорядоченные двумерные кристаллы.

Все это разнообразие свойств представляет в настоящее время не только научный интерес, но и находит практическое применение в целом ряде запоминающих и радиотехнических устройств.

Необходимо отметить, что имеется ряд актуальных для физики ЦМД вопросов, которые все еще не нашли достаточно полного решения. К числу этих проблем относится динамика ЦМД при больших скоростях, исследование распределения намагниченности в стенке ЦМД и влияние движения на структуру стенки, изучение разновидностей ЦМД, ЦМД в резко анизотропных средах, динамические свойства решеток жестких ЦМД.

ПРИЛОЖЕНИЕ

СВЯЗЬ МЕЖДУ ПОДВИЖНОСТЬЮ И РЕЛАКСАЦИОННОЙ ПОСТОЯННОЙ
В УРАВНЕНИИ ДВИЖЕНИЯ МАГНИТНОГО МОМЕНТА

Будем исходить из следующего выражения для вариации энергии ферромагнетика:

$$\delta E = - \int \mathbf{H}_e \delta \mathbf{M} dV, \quad (\text{П.1})$$

где $\mathbf{H}_e = -\delta E/\delta \mathbf{M}$ — эффективное магнитное поле, действующее на намагничение. Отсюда

$$\dot{E} = - \int \mathbf{H}_e \dot{\mathbf{M}} dV. \quad (\text{П.2})$$

Используя уравнение

$$\dot{\mathbf{M}} = \gamma [\mathbf{M}, \mathbf{H}_e] - \alpha M^{-1} [\mathbf{M} \dot{\mathbf{M}}], \quad (\text{П.3})$$

получим

$$\dot{E} = \frac{\alpha}{M} \int (\mathbf{H}_e [\mathbf{M} \dot{\mathbf{M}}]) dV. \quad (\text{П.4})$$

Учитывая малость затухания, имеем

$$\dot{E} = - \frac{\alpha}{\gamma M} \int \left(\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \right)^2 dV. \quad (\text{П.5})$$

Для доменной стенки, движущейся со скоростью v ,

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x_i} \frac{\partial x_i}{\partial t} = (v \nabla) \mathbf{M}. \quad (\text{П.6})$$

Поэтому

$$\dot{E} = - \frac{\alpha}{\gamma M} v_i v_k \int \frac{\partial M_l}{\partial x_i} \frac{\partial M_l}{\partial x_k} dV. \quad (\text{П.7})$$

Если стенка плоская, то

$$\dot{E} = - \frac{\alpha S}{\gamma M} v^2 \int \left(\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x} \right)^2 dx, \quad (\text{П.8})$$

где S — площадь доменной стенки и ось x выбрана вдоль нормали к стенке.

С другой стороны, если на единицу поверхности действует сила вязкого трения $\mathbf{F} = -\frac{1}{\eta} \mathbf{v}$, то диссипация энергии при движении доменной стенки определяется следующим выражением:

$$\dot{E} = S \mathbf{F} \mathbf{v} = -S v^2 / \eta. \quad (\text{П.9})$$

Поэтому

$$\frac{1}{\eta} = \frac{\alpha}{\gamma M} \int \left(\frac{d\mathbf{M}}{dx} \right)^2 dx = \frac{\alpha M}{\gamma} \int \left(\frac{d\theta}{dx} \right)^2 dx, \quad (\text{П.10})$$

где θ — угол, определяющий распределения намагничения в блоховской либо неелевской стенке. Эта формула и определяет связь коэффициента подвижности η с релаксационной постоянной α , а также параметрами распределения намагниченности в доменной стенке. Используя конкретный вид зависимости θ от координаты x , легко найти

$$\frac{1}{\eta} = \frac{2\alpha M}{\gamma} \begin{cases} \sqrt{K_1 A^{-1}} & \text{для стенки Блоха,} \\ \sqrt{(K_1 + 2\pi M^2) A^{-1}} & \text{для стенки Нееля} \end{cases} \quad (\text{П.11})$$

и

$$\mu = \frac{\gamma}{\alpha} \begin{cases} \sqrt{A/K_1}, \\ \sqrt{A(K_1 + 2\pi M^2)^{-1}}. \end{cases} \quad (\text{П.12})$$

Донецкий Физико-технический институт АН УССР
Физико-технический институт
АН УССР, Харьков
Донецкий государственный университет
Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе
АН СССР, Ленинград
Институт физики металлов
Уральского научного центра АН СССР,
Свердловск

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. С. В. Вонсовский, Магнетизм, М., «Наука», 1971.
2. а) Д. Маттис, Теория магнетизма, М., «Мир», 1971.
б) Р. Бозорт, Ферромагнетизм, М., ИЛ, 1956.
3. P. Weiss, J. Phys. et Radium 6, 661 (1907).
4. W. Heisenberg, Zs. Phys. 49, 619 (1928).
5. Ja. Dorfman, Nature 119, 353 (1927).
Я. Дорфман, Г. И. Янус, ЖРФХО 60, 519 (1928).
6. Ja. Frenkel, Zs. Phys. 49, 31 (1928).
7. N. S. Akulow, ibid. 54, 582 (1929).
8. N. S. Akulow, ibid. 52, 389.
9. W. Heisenberg, ibid. 69, 287 (1931).
10. F. Bloch, ibid. 74, 295 (1932).
11. L. Neel, Cahiers de Phys., Nr. 25, 1 (1944).
12. L. D. Landau, E. M. Lifshiz, Sov. Phys. 8, 153 (1935); то же: Л. Д. Ландау, Собрание трудов, т. 1, М., «Наука», 1972, с. 254.
13. Е. М. Лифшиц, ЖЭТФ 15, 97 (1945).
14. Ч. Киттель, в кн. Физика ферромагнитных областей, под ред. С. В. Вонсовского, М., ИЛ, 1951.
15. N. S. Akulow, Zs. Phys. 69, 78, 822 (1931).
16. E. I. Kondorskii, Sov. Phys. 11, 597 (1937).
17. F. Bittes, Phys. Rev. 38, 1903 (1931).
18. L. Namos, P. A. Tissen, Zs. Phys. 71, 442 (1931); 75, 562 (1932).
19. M. Kersten, Zs. Phys. 44 63 (1943).
20. С. Кооу, V. Enz, Phillips Res. Rept. 15, 7 (1960).
21. J. Kaszner, R. G. Gemperle, Czech. J. Phys. B10, 614 (1960); B11, 510 (1961).
22. А. Н. Вобек, Bell Syst. Tech. J. 46, 1901 (1967).
23. Л. Ландау, Е. Лифшиц, Электродинамика сплошных сред, М., Гостехиздат, 1959.
24. А. Ахиезер, В. Барьяхтар, С. Пелетминский, Спиновые волны, М., «Наука», 1967.
А. Ахиезер, В. Барьяхтар, М. Каганов, УФН 71, 533; 72, 3 (1960).
25. Е. А. Туров, М., Физические свойства магнитоупорядоченных кристаллов, Изд-во АН СССР, 1965.
26. F. Hagedorn, J. Appl. Phys. 41, 1161 (1970).
27. А. А. Thiele, Bell Syst. Tech. J. 48, 3228 (1969).
28. А. А. Thiele, J. Appl. Phys. 41, 1139 (1970).
29. Y. O. Tu, ibid. 42, 5704 (1971).
30. Y. S. Lin, Y. O. Tu, Appl. Phys. Lett. 18, 247 (1971).
31. А. А. Thiele, Bell Syst. Techn. J. 50, 725 (1971).
32. R. A. Szymczak, R. S. Wadas, IEEE Trans. Magnet. Mag-7, 361 (1971).
33. Б. Н. Филиппов, Ю. Г. Лебедев, ФММ 36, 933 (1973); Цилиндрические магнитные домены. Препринт ИФМ АН СССР, Свердловск, 1971.
34. R. C. Sherwood, J. P. Remeka, H. T. Williams, J. Appl. Phys. 30, 217 (1959).
35. W. Döring, Zs. Naturforsch. 3a, 373 (1948).
36. G. R. Ненгу, J. Appl. Phys. 42, 3150 (1971).
37. Ю. И. Горобец, ФТТ 16, 3128 (1974).
38. J. A. Саре, W. F. Hall, G. W. Lehman, J. Appl. Phys. 45, 3572 (1974).
39. Ю. П. Мухортов, ФТТ 18, 1351 (1976).
40. В. В. Ганц, Ю. И. Горобец, ФТТ 16, 2147 (1974).
41. J. Kaszner, I. Tomáš, Phys. Stat. Sol. a10, 619 (1972).
42. А. А. Thiele, А. Н. Вобек, E. Della Torre, V. F. Gianola, Bell Syst. Techn. J. 5, 711 (1971).
43. Л. Ландау, Е. Лифшиц, Статическая физика, М., «Наука», 1963.
44. J. C. Slonczewski, J. Appl. Phys. 45, 6 (1974).
45. С. P. Vella-Coleiro, A. Rosenwaig, W. J. Tabor, Phys. Rev. Lett. 29, 949 (1972).
W. J. Tabor, A. H. Vobek, C. P. Vella-Coleiro, A. Rosenwaig, Bell Syst. Techn. J. 51, 1421 (1972).
46. А. P. Malozemoff, J. C. Slonczewski, Phys. Rev. Lett. 29, 952 (1972).
А. Н. Вобек, Bell Syst. Techn. J. 46, 1901 (1967).
47. H. Gallen, R. M. Joseph, J. Appl. Phys. 42, 1977 (1971).
48. J. A. Seitchik, W. D. Doyle, G. K. Goldberg, ibid., p. 1272.
49. L. Neel, Cahiers de Phys., Nr. 25, 21 (1944).

50. F. S. Rossol, Phys. Rev. Lett. 24, 1021 (1970).
51. A. H. Vobeck, R. F. Fisher, A. J. Perneski, J. P. Remeika, L. G. Van Viter, IEEE Trans. Magnet. Mag-5, 554 (1969).
52. J. A. Sare, G. W. Lehman, Sol. State Comm. 8, 1303 (1970).
53. W. F. Druyvesteyn, J. W. F. Dorlein, Philips Res. Rept. 26, 11 (1971).
54. В. Г. Барьяхтар, В. В. Гани, Ю. И. Горобец, ЖТФ 45, 386 (1975).
55. В. Г. Барьяхтар, В. В. Гани, Ю. И. Горобец, Препринт ИФТ-66-Р, Киев, 1974.
В. Г. Барьяхтар, Ю. И. Горобец, УФЖ 19, 6 (1974).
56. J. A. Sare, A. W. Lehman, Bull. Am. Phys. Soc. 15, 318 (1970).
57. M. H. N. Höfelt, J. Appl. Phys. 44, 414 (1973).
58. I. Tomáš, Phys. Stat. Sol. 21, 329 (1974).
59. В. В. Гани, Ю. И. Горобец, ФТТ 17, 7 (1975).
60. M. M. Sokolovskiy, T. Tanaka, J. Appl. Phys. 45, 3091 (1974).
61. В. Г. Барьяхтар, Ю. И. Горобец, Ю. В. Мелихов, ФТТ 17, 5 (1975).
62. Г. А. Смоленский, М. А. Боярченко, Ф. В. Лисовский, В. К. Раев, Микроэлектроника 1, 26, 99 (1972).
63. W. F. Druyvesteyn, A. W. M. Eenden, F. A. Kuipers, E. de Niet, A. G. H. Verhulst, Inst. Phys. Conf., ser. No. 25, 37 (1975).
64. A. H. Vobeck, E. Della Torre, Magnetic Bubbles, Amsterdam, N.Y., North-Holland, 1975.
65. G. S. Almasi, Proc. IEEE 61, 438 (1973).
66. Г. А. Смоленский, В. В. Леманов, Ферриты и их техническое применение, Л., «Наука», ЛО, 1975.
67. A. H. Vobeck, IEEE Trans. Magnet. Mag-6, 445 (1971).
68. Магнитные доменные логические и запоминающие устройства, под ред. М. А. Боярченко, М., «Энергия», 1974.