

Трехмерные диаграммы существования индуцированных ангерных состояний многодоменной магнитной среды

© Г.С. Кандаурова, А.А. Русинов

Уральский государственный университет,
620083 Екатеринбург, Россия

E-mail: Gerta.Kandaurova@usu.ru

(Поступила в Редакцию 9 февраля 1998 г.)

Впервые построены и изучены области существования ангерных состояний в пленке феррита–граната в пространстве трех управляющих параметров: частота переменного поля, его амплитуда и напряженность постоянного поля смещения. Показано, что в разных областях динамические спиральные домены существенно различаются по конфигурации и своим свойствам. Для характеристики благоприятных условий формирования спиральных доменов введен количественный параметр, связанный со скоростью движения доменных стенок и ”рыхлостью” динамического массива магнитных доменов.

В работах [1,2] сообщалось о новом явлении, суть которого состоит в том, что в многодоменных магнитных пленках под действием пространственно-однородного, непрерывно действующего, низкочастотного ($f = 10^2 - 10^4$ Hz) переменного магнитного поля могут возникать устойчивые, упорядоченные динамические доменные структуры в виде спиральных или кольцевых доменов. Состояние, при котором происходит динамическая самоорганизация в хаотически движущейся системе магнитных доменов в [3] было названо ангерным состоянием (АС). В работе [2] впервые была построена амплитудно-частотная ($f - H_0$) область формирования упорядоченных структур, т. е. область существования АС. Влияние постоянного подмагничивающего поля (поля смещения H_b) на спиральные динамические домены (СДД) в АС пленок ферритов–гранатов исследовалось в [3]. Было установлено, что поле H_b , составляющее относительно небольшую часть от амплитуды H_0 переменного поля (10–20%), полностью разрушает АС. Однако в [4] показано, что более сильные подмагничивающие поля H_b способны создавать новые ангерные состояния и такие СДД, какие не наблюдаются в отсутствие поля H_b . Таким образом, постоянное магнитное поле смещения H_b , наряду с амплитудой H_0 и частотой f переменного поля, становится третьим управляющим параметром открытой термодинамической системы, какой является исследуемый образец. Отсюда следует необходимость анализа трехмерных ($f - H_0 - H_b$) диаграмм состояния динамической системы магнитных доменов. В данной работе впервые построены такие диаграммы для магнитноодноосных пленок ферритов–гранатов с перпендикулярной анизотропией. Выделены области АС и изучены свойства спиральных доменов в этих состояниях.

Образцами служили эпитаксиальные пленки с обычной лабиринтарной доменной структурой (ДС), описываемой моделью Киттеля. Переменное поле $H_{\sim} = H_0 \sin 2\pi ft$ и постоянное поле H_b ориентировались по нормали к пленкам, т. е. вдоль их оси легкого намагничивания. Управляющие параметры варьировались в пределах: $f = 0 - 140$ kHz, $H_0 = 0 - 100$ Oe, $H_b = 0 - 80$ Oe. Важной характеристикой каждого образца является ста-

тическое поле насыщения H_s . Оно определялось на опыте как поле, в котором при квазистатическом намагничивании происходит коллапс основной массы цилиндрических магнитных доменов (ЦМД).¹ Оставшиеся несколько ЦМД (”зацепившиеся” за дефекты или ”жесткие” ЦМД) не принимались во внимание. Домены выявлялись с помощью магнитооптического эффекта Фарадея и фотографировались со временем экспозиции $\tau_{ex} = 1$ ms.

Диаграммы ($f - H_0 - H_b$) строились следующим образом. Для получения однотипного исходного состояния образцы размагничивались переменным полем с $f = 50$ Hz и плавно уменьшающейся до нуля амплитудой от $H_0 > H_s$. Затем устанавливалось некоторое значение H_b и при $H_b = \text{const}$, описанным в [2] способом, определялась двумерная ($f - H_0$) область существования АС. Далее процедура повторялась при другом H_b и т. д. Величина H_b менялась с шагом 0.5 Oe.

Результаты, полученные после компьютерной обработки экспериментальных данных, проиллюстрируем на примере пленки $(YLuBi)_3(FeCa)_5O_{12}$, имеющей толщину $L = 9.5 \mu\text{m}$, статическое поле насыщения $H_s = 50$ Oe, намагниченность насыщения $J_s = 11$ G, после анизотропии $H_A = 13$ kOe и период полосовых доменов в исходной доменной структуре $P_0 = 33 \mu\text{m}$. Эти результаты представлены на рис. 1. Видно, что в пространстве $R(f - H_0 - H_b)$, при положительном поле смещения H_b имеются четыре объемные фигуры² — области, внутри которых существуют АС. Здесь реализуются переходы хаос/порядок, возникают СДД, ”живут” некоторое время T_g , исчезают, снова формируются и так до тех пор, пока действует поле накачки и остается постоянной температура. Эти области, обозначенные на рис. 1 как R_0, R_1, R_2, R_3 , значительно разнесены по шкале частот. В

¹ Системы ЦМД в образце создавались путем воздействия полем H_{\sim} , частота и амплитуда которого соответствовала ($f - H_0$) области существования решетки ЦМД на динамической доменной фазовой диаграмме (см. [5]). Если определять H_s по исчезновению последних полосовых доменов, концы которых оказываются, как правило, закрепленными на дефектах или краях образца, то H_s оказывается на 10% больше, чем H_s , определенное по коллапсу ЦМД.

² Для наглядности мелкие изгибы на поверхностях фигур не детализированы.

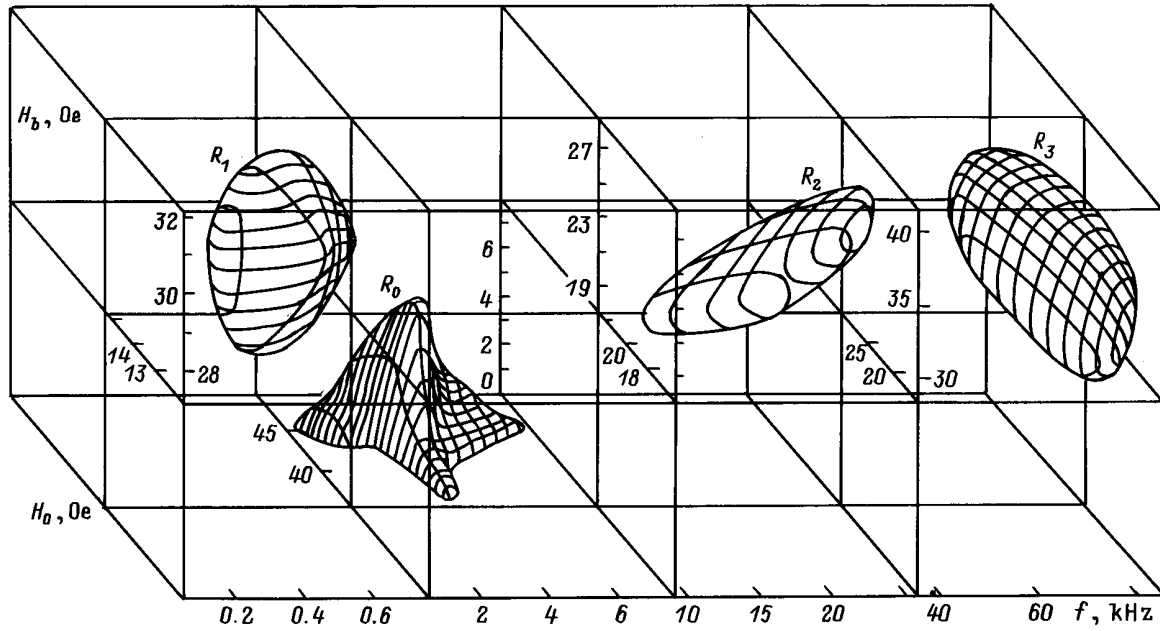


Рис. 1. Области существования спиральных динамических доменов в основном (R_0) и индуцированных полем смещения (R_1, R_2, R_3) ангерных состояниях пленки феррита-граната.

случае отрицательных полей смещения ($-H_b$) наблюдается картина подобная рис. 1, но зеркально отраженная относительно плоскости $H_b = 0$. Таким образом, с учетом обоих знаков поля H_b , имеем для данного образца семь областей АС. Только в одной из них — R_0 ангерное состояние существует в отсутствие поля смещения, в других — R_1, R_2 и R_3 — лишь в присутствии поля H_b . Поэтому первое естественно назвать основным АС, а остальные — индуцированными ангерными состояниями — АС(и).

По конфигурации и динамическому поведению спиральные домены в областях R_0, R_1, R_2, R_3 весьма различны. На рис. 2, *a-d* приведены фотографии спиральных доменов, типичных для областей R_0, R_1, R_2, R_3 . Соответственно этим картинам на рис. 3, *a-d* схематично показаны соотношения между полями H_s, H_b и суммарным полем ($H = H_b + H_0 \sin 2\pi ft$), а также между временем экспозиции τ_{ex} и периодом переменного поля T . Из сравнения T и τ_{ex} следует, что рис. 2, *a, c, d* иллюстрируют усредненные по времени картины динамической ДС. В случае рис. 2, *b* (см. схему на рис. 3, *b*) интервал засветки τ_{ex} может попадать на разные участки синусоиды $H(t)$. Если τ_{ex} приходится на верхнюю (или нижнюю) часть синусоиды, то на фотографиях ДС виден эффект суммарной намагниченности — площадь "черных" (или "белых") доменов больше, чем площадь доменов другой полярности. Если τ_{ex} попадает на интервал, где H меняет знак, то становится заметным дополнительно третий — серый контраст [3]. Он связан с колебаниями границ в СДД и удлинением/сжатием концов полосовых доменов за время τ_{ex} .

В R_0 (рис. 1) многовитковые спирали имеют небольшое ядро ($D_n < 80 \mu\text{m}$) по сравнению с внешним диаме-

тром СДД (рис. 2, *a*), который может достигать 1.5 мм. Период полосовых доменов в витках $P = 1.3P_0 = 42 \mu\text{m}$. Видно, что витки СДД имеют изломы. Они похожи на многоугольники. Такие спирали подробно изучены в [6]. Эффект "изломов" связан, возможно, с тем, что при условиях опыта, соответствующих рис. 2, *a*, проявляется наложение слабой естественной кубической анизотропии на сильную наведенную перпендикулярную анизотропию. В этом случае и плотность граничной энергии [7] и коэрцитивность доменных границ могут иметь азимутальную зависимость, в большей или меньшей степени отражающую кристаллографическую симметрию пленки. Среднее время жизни данных СДД составляет 1.5 с, при этом спирали перемещаются в среднем со скоростью 2 мм/с.

В R_1 (рис. 1) формируются крупные, с гладкими витками долгоживущие (T_g достигает 2 мин) СДД с большим ядром (рис. 2, *b*). Максимальный размер ядра может быть $\sim 300 \mu\text{m}$. Внешний диаметр спиралей составляет 0.7–1.2 мм. Период витков в среднем равен $P = 1.4P_0 = 47 \mu\text{m}$. Такие СДД практически стоят на месте в течение своей жизни T_g , но при этом внутри ядра визуально наблюдается интенсивное хаотическое движение свободного конца полосового домена, включая расщепление его на несколько отростков (рис. 2, *b*). Время заметного изменения положения этого конца значительно больше τ_{ex} и периода переменного поля T , поэтому на рис. 2, *b* видна четкая картина ДС внутри ядра СДД.

Для R_2 (рис. 1) типично образование плотных систем спиральных доменов (рис. 2, *c*). Поэтому и спирали и их ядра деформированы. В то же время сжатия витков, как это наблюдалось в [1,3], здесь не заметно. Такие СДД

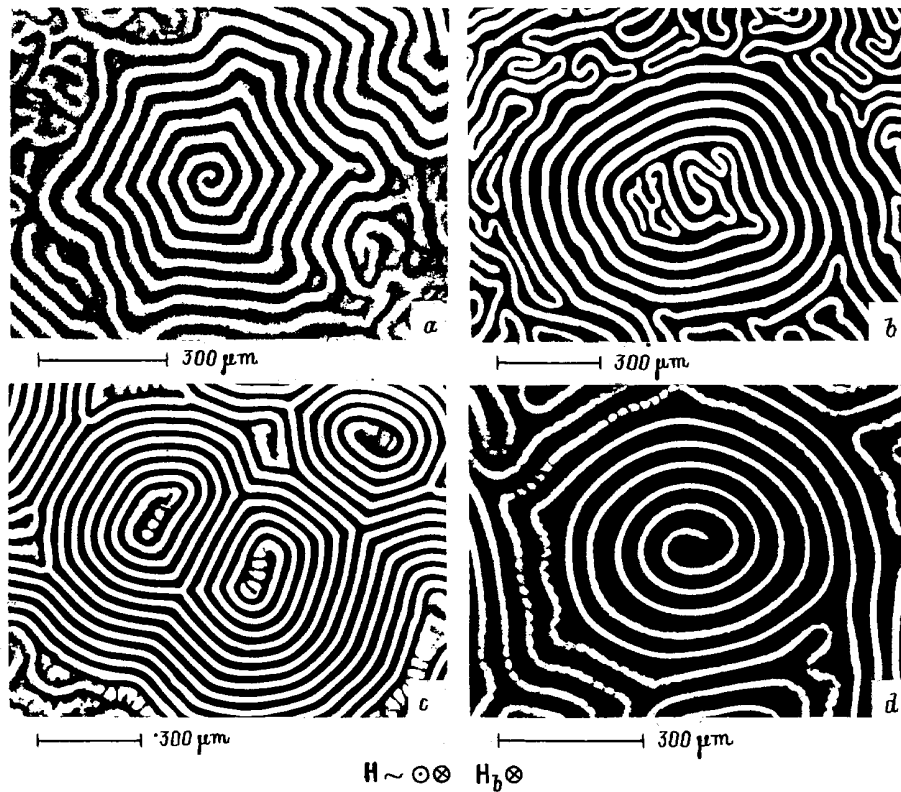


Рис. 2. Спиральные динамические домены в основном (a) и индуцированных полем смещения (b–d) ангерных состояниях при f (kHz), H_0 (Oe) и H_b (Oe), соответственно равных: a — 3, 43 и 1.5, b — 0.3, 14 и 30, c — 20, 19 и 24, d — 60, 18 и 35. Намагниченность в соседних доменах направлена "к нам" и "от нас".

имеют максимальный внешний диаметр около 0.7 mm. Размеры ядра составляют в среднем 0.2 mm. Витки СДД имеют гладкую форму, плотно упакованы, расстояние между ними $P = 1.1P_0 = 37 \mu\text{m}$. В области R_2 СДД более подвижны, чем в R_1 , меньше живут ($T_g < 2 \text{ s}$). Они хаотично перемещаются ("плавают") со скоростью порядка 1 mm/s. Внутри ядра и на периферийных витках видны периодические искажения в ширине полосового домена. Это указывает либо на неоднородное или волнообразное движение доменных границ за время экспозиции τ_{ex} , либо на образование цепочек цилиндрических доменов.

В области R_3 (рис. 2, d) также виден "эффект перетяжек". Этот эффект может быть вызван появлением более высоких гармоник в колебаниях доменных стенок или образованием блоховских линий [8]. Здесь в R_3 формируются СДД, имеющие внешний диаметр менее 0.7 mm и небольшое ядро ($D_n = 0.1 \text{ mm}$). Период доменов в витках СДД равен $P = 1.4P_0 = 47 \mu\text{m}$. Из-за большого превышения величины H_b над H_0 ($H_b = (1.5-2)H_0$, см. схему на рис. 3, d), усредненная по времени картина ДС соответствует частично намагниченному состоянию (суммарная площадь "черных" доменов явно больше площади "белых", а при $H_b < 0$ наоборот). Что касается динамики спиралей, то эти "рыхлые" СДД — наиболее подвижные структуры из всех описанных выше. Они меньше "живут" ($T_g < 1 \text{ s}$), интенсивнее перемещают-

ся, вращаются случайным образом. Средняя скорость поступательного движения СДД, как целого, составляет $\sim 1.5 \text{ mm/s}$.

Известно [3], что при $H_b = 0$ в основном АС (рис. 1, область R_0) с одинаковой вероятностью возникают СДД, закрученные по часовой стрелке (топологический заряд $+q$), или против нее (заряд $-q$). Включение поля смещения H_b приводит к преимуществу СДД с одним знаком q . Например, при $+H_b$ большая часть СДД имеет $+q$, а при $-H_b$ — наоборот. В случае индуцированных АС (рис. 1, R_1, R_2, R_3) мы не заметили значительного преимущества СДД с одним каким-то знаком q .

Следует упомянуть, что во всех вышеописанных ситуациях в данном образце формируются в основном однорукавные СДД, двухрукавные СДД встречаются значительно реже. Внешние витки спиралей, как правило, переходят в полосовые домены окружающего доменного хаоса. Не обнаружено явной связи ядра СДД с видимыми микроскопическими дефектами в образце. Кроме того, отметим, что при резком выключении переменного поля спиральные домены сохраняются в постоянном поле $H = H_b$, а с изменением этого поля ведут себя как обычные статические спиральные структуры [9]. Это означает, что АС(и), так же как и исследованные подробно в [1–5] АС, хотя и относятся к состояниям автоволнового типа, но СДД не тождественны спиральным автоволнам [10].

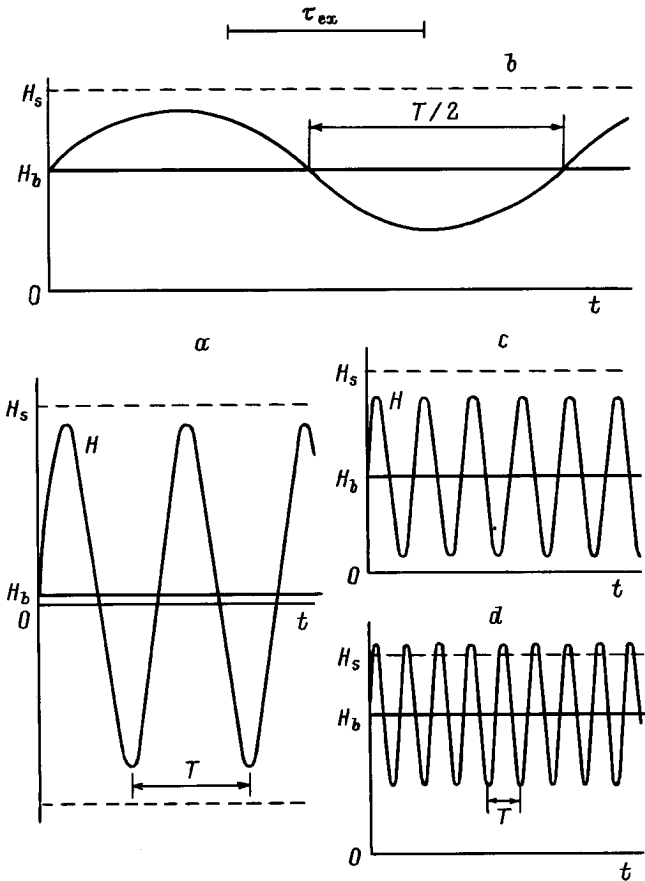


Рис. 3. Схемы, иллюстрирующие соотношение периода переменного поля T и времени экспозиции при фотографировании динамической доменной структуры τ_{ex} , напряженности постоянного поля смещения H_b и переменного поля H_s . $a-d$ соответствуют случаям, показанным на рис. 2, $a-d$.

Анализируя результаты наблюдений, можно сделать некоторые предположения об условиях формирования СДД. Из рис. 3 видно, что во всех случаях возникновения АС, АС(и) и СДД амплитудные значения H_s близки к H_s — полю насыщения. Ранее [9,11] также было показано, что СДД формируются в интервале полей между коллапсом ЦМД (при намагничивании) и полем скачкообразного зарождения и формирования массива полосовых доменов (при снижении поля). Это область треугольной части верхушек динамических петель гистерезиса [12,13]. Скорее всего, СДД образуются при переходе жестких ЦМД в полосовый домен.

На движущуюся со скоростью V "головку" этого домена действует гиротропная сила F_g , перпендикулярная скорости. Следуя [14], для случая не слишком больших скоростей представим F_g в виде

$$F_g = J_s[\mathbf{G} \cdot \mathbf{V}]/\gamma, \quad (1)$$

где γ — гиромангнитное отношение, \mathbf{G} — результирующий гиротропный вектор, равный $\mathbf{G} = \int \mathbf{g} \cdot \mathbf{V}$. Здесь $\mathbf{g} = -\sin \theta [\nabla \theta \cdot \nabla \varphi]$ — плотность гиротропного вектора, $\nabla \theta$ и $\nabla \varphi$ — градиенты, соответственно, полярного и

азимутального углов, определяющих ориентацию векторов \mathbf{J}_s в движущейся магнитной неоднородности — доменной стенке. Равенство нулю любого из этих градиентов приводит к $F_g = 0$. И наоборот, чем больше значение \mathbf{G} , тем больше F_g . Величина \mathbf{G} зависит от скрученности стенки, от количества и знака блоховских линий (БЛ) и блоховских точек в ней. Для замкнутого домена произвольной формы имеется прямая связь между \mathbf{G} (а значит, и F_g) и эффективным числом полных оборотов J_s в стенке домена.

У нас нет информации о внутренней структуре доменных границ в исследуемых СДД. То, что доменные стенки в пленках ферритов-гранатов в переменном магнитном поле могут содержать БЛ разного типа, следует из многих экспериментальных и теоретических работ (см., например, [8]). Можно предположить, что СДД формируются именно из жестких ЦМД со сложной внутренней структурой доменных стенок и с большим значением вектора \mathbf{G} . Такой домен находится в метастабильном состоянии и при снижении поля начинает переходить в полосовый домен раньше, чем обычные "мягкие" ЦМД. Возможно симметричное распределение БЛ и симметричное "растягивание" ЦМД в полосовый домен с образованием двухрукавного СДД. Но более вероятно несимметричное искажение, вытягивание ЦМД и образование однорукавных СДД.

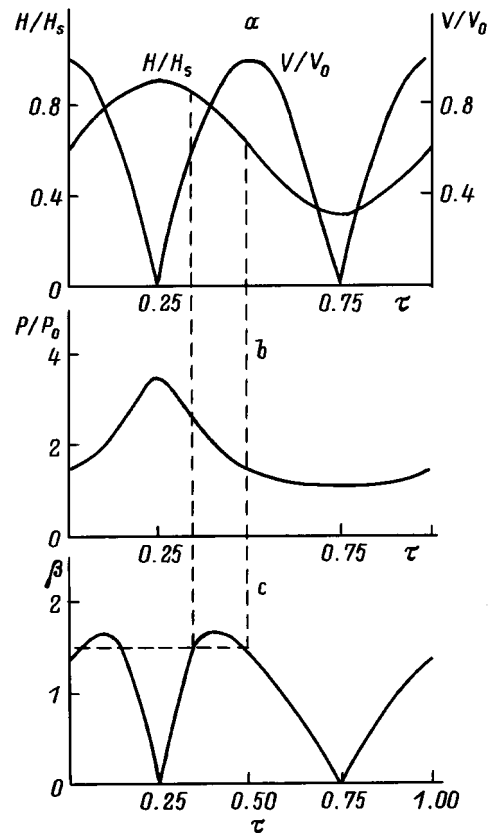


Рис. 4. Изменение относительных величин H/H_s , V/V_0 (a), P/P_0 (b) и параметра β (c) со временем τ за один период T переменного поля H_s .

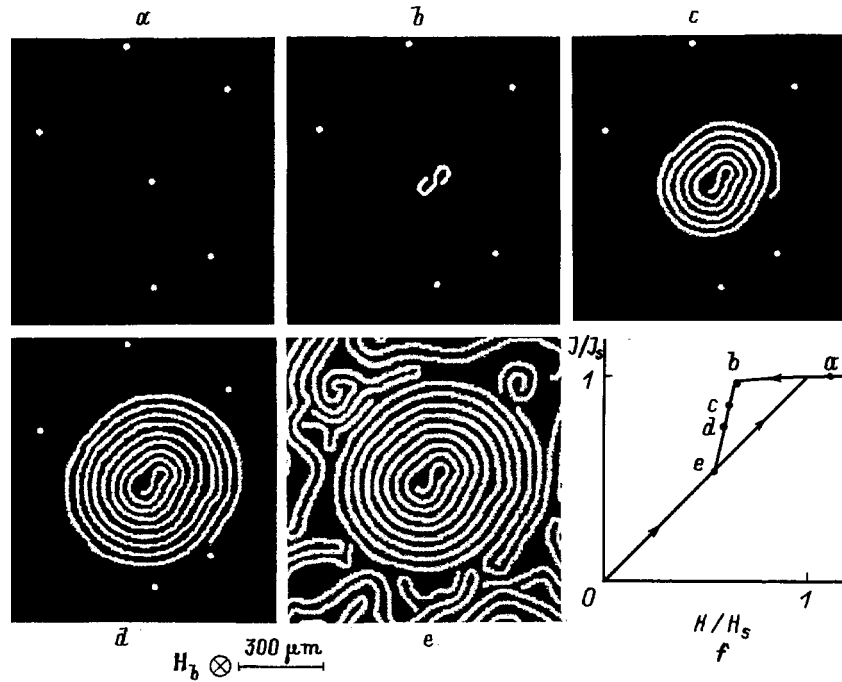


Рис. 5. Процесс образования спирального домена при уменьшении постоянного поля H_b (Oe): $a - 55, b - 32, c - 31, d - 30, e - 28$. Точки на схеме f соответствуют картинам доменной структуры.

Рассмотрим теперь роль второго сомножителя в выражении (1) для F_g — скорости движения домена и его стенки V . Если частота f поля не слишком велика (рис. 1 области R_0, R_1, R_2 , рис. 2, a, b, c), то разумно предположить, что изменение положения доменной стенки отслеживает изменение магнитного поля dH/dt . Отсюда $V = V_0 \cos 2\pi ft$. В моменты, когда поле H_{\sim} достигает амплитудного значения, скорость V становится равной нулю (а значит, и $F_g = 0$) и меняет знак. Максимальные скорости $V = V_0$, а значит, и максимальные гиротропные силы соответствуют моментам прохождения напряженности поля через нуль. Однако для формирования СДД это самая неблагоприятная ситуация, т. к. в этот момент в образце находится плотный массив магнитных доменов. Таким образом, для формирования многовиткового СДД необходимы достаточно большая скорость V и достаточно разреженное, "рыхлое" доменное окружение.

В качестве первого приближения возьмем для количественной характеристики разреженности динамической доменной структуры — ее эффективный период P . Будем полагать, что при изменении H_{\sim} от нуля до H_0 (на четверти периода поля $H_{\sim} = H_0 \sin 2\pi ft$) величина P динамической ДС изменяется так же, как при квазистатическом намагничивании, а кривая $P(H_{\sim})$ совпадает с теоретической зависимостью $P(H)$, рассчитанной в [15]. Далее введем в качестве параметра, благоприятствующего формированию СДД, величину

$$\beta(H/H_0) = [P(H)/P_0] [V(H)/V_0], \quad (2)$$

где P_0 — период ДС при $H = 0$, V_0 — амплитудное значение скорости.

Изменения величины V/V_0 и суммарного поля $H = H_0 + H_{\sim}$, отнесенного к H_s со временем $\tau = t/T$, приведены на рис. 4, a . На рис. 4, b показана кривая $P_0(\tau)$, построенная в соответствии с зависимостью $P(H)$ из работы [15]. Максимальное значение $\beta_{\max} = 1.7$, указывающее на наиболее благоприятные условия для формирования СДД, имеет место при относительной напряженности переменного поля $H_{\sim}/H_0 = 0.9$. Считаем, что эти условия сохраняются и в окрестности β_{\max} , например при $\beta = 1.5-1.7$ (рис. 4, c). Отсюда следует, что СДД скорее всего образуются в моменты уменьшения величины переменного поля от $0.85H_s$ до $0.60H_s$ (рис. 4, a). При этом в интервале $\Delta H_{\sim} = (0.85-0.60)H_s$ период доменной структуры меняется от $2.5P_0$ до $1.5P_0$ (рис. 4, b). Если $P < 1.5P_0$, то в результате увеличения плотности доменного массива в образце условия для формирования СДД становятся неблагоприятными.

Примечательно, что нормированный на $4\pi J_s$ интервал полей, благоприятный для формирования СДД, практически совпадает с теоретически вычисленным в [11] интервалом стабильности статических спиральных доменов (СД). На опыте мы определили интервал ΔH_0 существования статических СД путем непосредственного наблюдения возникновения и роста таких доменов из сохранившихся в полях выше H_s "жестких" ЦМД (рис. 5). Оказалось, что $\Delta H_b = (0.77-0.62)H_s$. Верхняя граница в ΔH_b несколько ниже таковой в ΔH_{\sim} (вероятно, из-за гистерезисных эффектов), тогда как нижние границы в ΔH_b и ΔH_{\sim} почти совпадают.

Указанные соответствия, по-видимому, свидетельствуют о том, что квазистатическое приближение при вве-

дении параметра β приемлемо до частот ~ 20 kHz. При больших частотах может проявляться отставание в изменении скорости движения доменных границ от изменения поля. Не исключено, что именно с этим связано наблюдаемое превышение максимальных амплитудных значений переменного поля над величиной H_s (рис. 3, *d*) при частоте 60 kHz.

В заключение подчеркнем, что теория АС, а тем более теория индуцированных АС в настоящее время отсутствуют. Разработана теория статических спиральных доменов [11], но нет теории спиральных динамических доменов (СДД). В первой [16] и пока единственной попытке теоретически оправдать СДД расчет проведен лишь для малых отклонений векторов намагниченности от однородного состояния, т.е. фактически показана возможность существования устойчивых спиральных малоамплитудных волн намагниченности (спиральных солитонов). На опыте же, судя по наблюдаемому сильному контрасту таких картин, как на рис. 2, векторы намагниченности в соседних доменах антипараллельны и направлены перпендикулярно к плоскости пленки. В реальной ситуации на формирование и "жизнь" СДД может оказывать влияние множество факторов — скорость движения, внутренняя структура и коэрцитивность доменных границ; плотность динамического доменного массива и вид устойчивых динамических доменных структур (относительно разнообразия этих структур см., например, полную динамическую доменную фазовую диаграмму в [5]); взаимодействие упорядоченных и хаотических структур; время релаксации магнитных моментов к равновесному состоянию и т.д. Корректный учет этих факторов в теории спиральных динамических доменов и ангерного состояния многодоменной магнитной среды представляется сложной задачей.

Список литературы

- [1] Г.С. Кандаурова, А.Э. Свидерский. Письма в ЖЭТФ **47**, 8, 410 (1988).
- [2] Г.С. Кандаурова, А.Э. Свидерский. Письма в ЖЭТФ **14**, 9, 777 (1988).
- [3] Г.С. Кандаурова, А.Э. Свидерский. ЖЭТФ **97**, 4, 1218 (1990).
- [4] Г.С. Кандаурова, А.А. Русинов. Письма в ЖЭТФ **65**, 1, 60 (1987).
- [5] Г.С. Кандаурова, А.А. Русинов. ДАН **340**, 5, 610 (1995).
- [6] Г.С. Кандаурова, В.Х. Осадченко, А.А. Русинов, Е.А. Русинова. Письма в ЖЭТФ **63**, 6, 453 (1996).
- [7] Г.С. Кандаурова, Л.А. Памятных, М.А. Шамсутдинов, Б.Н. Филиппов. ФММ **78**, 4, 26 (1994).
- [8] В.А. Боков, В.В. Волков. ФТТ **39**, 4, 5660 (1997).
- [9] Ю.А. Гобов, Г.А. Шматов. ФММ **78**, 1, 39 (1994).
- [10] А.Ю. Лоскутов, А.С. Михайлов. Введение в синергетику. Наука, М. (1990).
- [11] А.Б. Борисов, Ю.И. Ялышев. ФММ **79**, 5, 18 (1995).
- [12] И.Е. Дикштейн, Ф.В. Лисовский, Е.Г. Мансветова, Е.С. Чижик. ЖЭТФ **100**, 5, 1606 (1991).
- [13] Г.С. Кандаурова, В.Х. Осадченко. Письма в ЖЭТФ **21**, 20, 11 (1995).
- [14] А. Малозёмов, Дж. Слозуски. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими доменами. Мир, М. (1982).
- [15] С. Кооу, У. Энз. Philips Res. Rep. **15**, 7 (1960).
- [16] А.Б. Борисов, В.А. Фейгин, Б.Н. Филиппов. ФТТ **33**, 8, 2316 (1991).