

УДК 538.2

В. А. Заблоцкий, Ю. А. Мамалуй, Е. Н. Сойка

МАГНИТОСТАТИЧЕСКОЕ ДАВЛЕНИЕ И  
ЕГО РОЛЬ В МЕХАНИЗМЕ ФАЗОВЫХ  
ПЕРЕХОДОВ В ЯЧЕИСТЫХ ДОМЕННЫХ  
СТРУКТУРАХ ТОНКИХ МАГНИТНЫХ  
ПЛЕНОК

Донецкий государственный университет, 340055, г. Донецк,  
ул. Университетская, 24

Статья поступила в редакцию 24 марта 1993 г.

*Экспериментально и теоретически исследованы фазовые переходы в ячеистых доменных структурах (ДС) тонких одноосных пленок ферритов-гранатов. Получены аналитические выражения для основных термодинамических потенциалов ячеистой ДС. Рассчитаны зависимости магнитостатического давления ячеистой ДС ( $P$ ) от напряженности внешнего магнитного поля и плотности доменов. Показано, что переходы в ячеистых ДС, при которых плотность доменов в структуре уменьшается на два-три порядка, осуществляются при условии  $P \leq 0$ .*

Исследования сотовых доменных структур (СДС) в тонких магнитных пленках начались достаточно давно с экспериментальной работы [1]. В [2] путем численного расчета полной энергии СДС были найдены зависимости ее параметров от напряженности поля смещения. Аналитическое выражение для магнитостатической энергии СДС получено в [3], что позволило установить зависимость между равновесными параметрами СДС и параметрами магнитной пленки, определить полевой интервал существования СДС, рассчитать поле перехода в монодоменное состояние. Позже экспериментально обнаружено, что при увеличении поля смещения [4] или температуры [5] сотовая ДС превращается в неупорядоченную ячеистую структуру, существующую в довольно широком интервале полей и температур. Новый взгляд на эту проблему изложен в работах [6-9], где показано, что индуцируемый увеличением поля смещения переход от СДС к неупорядоченной ячеистой ДС имеет характерные признаки фазового перехода 1-го рода. Кроме того, обнаружено, что эволюция СДС при изменении внешнего поля имеет много общих черт с эволюцией других ячеистых структур. Например, с ростом поликри-

сталлических зерен в процессе рекристаллизации. Отметим еще некоторые общие закономерности, наблюдаемые как в ячеистых ДС тонких пленок, так и в других системах. Прежде всего, это переходы типа порядок – беспорядок, которые могут иметь как скачкообразный, так и непрерывный характер; явление самоорганизации СДС после фазового перехода (ФП); топологические корреляции между соседними ячейками и скейлинг [9].

Таким образом, в настоящее время интерес к исследованию сотовых и ячеистых ДС обусловлен богатством тех физических явлений, которые могут быть изучены на примере эволюции этих относительно простых в наблюдении магнитных доменных структур.

Целью настоящей работы является экспериментальное и теоретическое исследование ФП в сотовых и ячеистых ДС, которые имеют место при увеличении напряженности магнитного поля и/или температуры пленки.

1. Экспериментальные исследования ФП в сотовых и ячеистых ДС. Эксперименты были выполнены на магнитооптической установке, в которой предусмотрены возможности как изменения температуры ЦМД-пленки, так и воздействия на образец магнитными полями различного направления. Объектами исследования являлись тонкие феррит-гранатовые пленки составов  $(\text{TmBi})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$  и  $(\text{YSmLuCa})_3(\text{FeGe})_5\text{O}_{12}$ , толщиной 5–8 мкм с осью легкого намагничивания, ориентированной перпендикулярно поверхности пленки.

СДС формировалась следующим образом. Сначала при нулевом поле смещения путем уменьшения планарного поля формировалась аморфная решетка ЦМД. После этого пленка подвергалась воздействию переменного магнитного поля с частотой 50 Гц и амплитудой в несколько эрстед. В результате получалась гексагональная решетка ЦМД с небольшим количеством дефектов структуры (1–2 дефекта на  $\sim 10^4$  доменов), которая при увеличении поля смещения, направленного параллельно намагниченности внутри ЦМД, превращалась в регулярную СДС. Пленка с полученной таким способом СДС подвергалась нагреванию при постоянном поле смещения. При достижении определенной температуры в СДС происходил переход к новой структуре, которая отличалась от исходной большими размерами доменов и периодом. В новой структуре домены имели вид ячеек, среднее число сторон в которых равно шести. Страйп-домены, разделяющие соседние ячейки, образуют 3- и 5-лучевые вершины. При дальнейшем увеличении температуры происходит распад 5-лучевых вершин и образуется ячеистая структура, в которой присутствуют лишь 3-лучевые вершины. Плотность ДС на этом этапе уменьшается медленно по сравнению с уменьшением плотности во время разрушения регулярной СДС. Переход от исходной СДС к новой структуре, которую будем называть СДС', происходит скачкообразно. Величина температурного интервала, в котором происходит резкое уменьшение плотности СДС, составляет  $\Delta T = 1-2$  К.

Наблюдения за кинетикой этого перехода показывают, что дефекты упаковки СДС служат центрами образования новой СДС'. Подобная картина переходов наблюдалась на всех исследованных образцах. Ниже будут приведены экспериментальные результаты для пленки толщиной  $h = 8$  мкм, с характеристической длиной  $l = 0,9$  мкм, намагниченностью насыщения  $4\pi M = 200$  Гс (значения для  $l$  и  $M$  указаны для комнатной температуры), температурой Нееля  $T_N = 455$  К. На рис. 1 показан процесс перехода СДС — СДС'.

На рис. 2 приведена зависимость температуры перехода СДС — СДС' от напряженности поля смещения, при котором осуществлялся нагрев пленки.

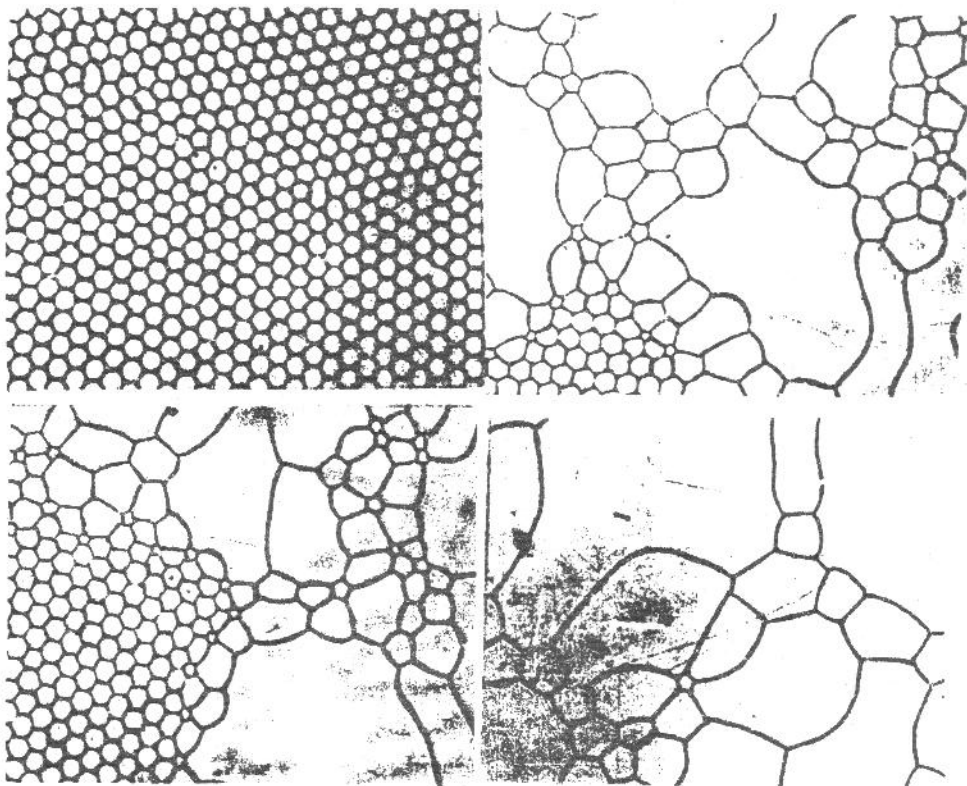


Рис. 1. Индуцируемый полем смещения переход СДС-СДС': (а) —  $H = 66$  Э; (б) — 111 Э; (с) —  $H = 117$  Э; (з) — 123 Э

Fig. 1. The shift-field induced transition CDC-CDC': (a) —  $H = 66$  Oe; (б) — 111 Oe; (с) —  $H = 117$  Oe; (з) — 123 Oe

При получении кривых 1 и 2 рис. 2 РЦД формировалась при комнатной температуре, затем поле смещения увеличивалось до образования СДС, и лишь после этого при постоянном  $H$  увеличивалась температура пленки. При этом фиксировалась температура скачкообразного перехода к СДС' (кривая 1) и температура исчезновения 5-лучевых вершин (кривая 2). После этого

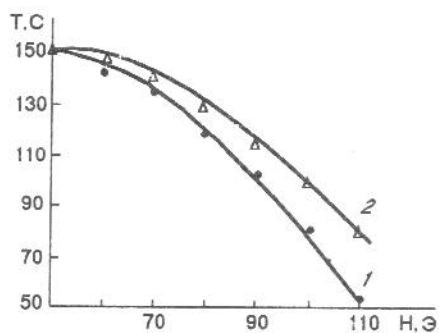


Рис. 2. График зависимости температуры перехода СДС-СДС' от напряженности поля смещения (кривая 1) и температуры исчезновения пятилучевых вершин в СДС' (кривая 2). СДС формировалась при  $T = T_{\text{комн}}$

Fig. 2. The plot of the CDC-CDC' transition temperature versus the shift-field strength (curve 1) and temperature of five-ray peaks disappearance in CDC' (curve 2). CDC was formed  $T = T_{\text{room}}$

образец охлаждался до комнатной температуры, заново формировалась решетка ЦМД при  $H = 0$ , снова прикладывалось поле смещения с напряженностью, большей, чем в предыдущем опыте, и повторялся весь процесс измерения. Из рис. 2 видно, что температура перехода к СДС' монотонно уменьшается с ростом напряженности поля смещения.

В другой серии экспериментов СДС каждый раз формировалась при различных температурах, после чего при  $T = \text{const}$  увеличивалось  $H_{\text{см}}$ . При этом измерялась зависимость поля перехода СДС — СДС' от температуры (кривая 1, рис. 3) и поля, при котором происходит исчезновение 5-лучевых вершин в СДС' (кривая 2, рис. 3). Индуцируемые увеличением поля смещения переходы происходят аналогично переходам, индуцируемым увеличением температуры. И те, и другие переходы имеют скачкообразный характер, если исходная СДС является достаточно регулярной. Характер зависимости плотности доменов от температуры (или поля) в процессе перехода СДС — СДС' имеет вид, показанный на рис. 4.

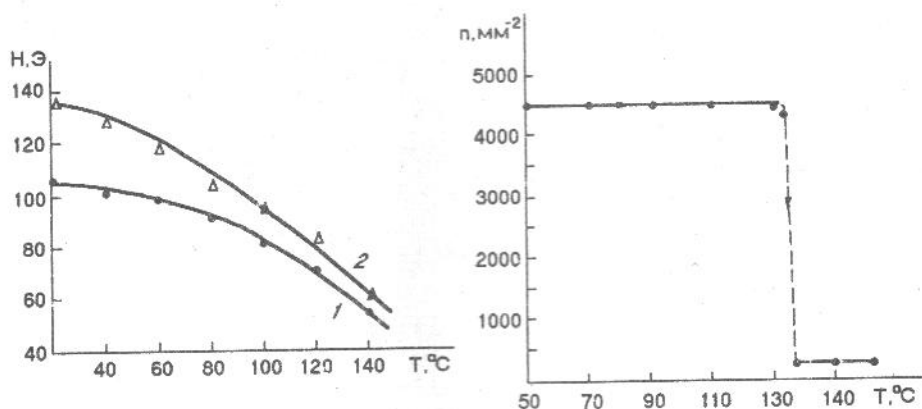


Рис. 3. Зависимость поля перехода СДС—СДС' от температуры, при которой производилось формирование СДС и увеличение  $H$ . Кривая 1 — поле перехода, кривая 2 — поле разрушения пятилучевых вершин

Fig. 3. Dependence of the CDC—CDC' transition field on temperature at which CDC was formed and  $H$  increased. Curve 1 — the transition field, curve 2 — field of five-ray peaks destruction

Рис. 4. Зависимость плотности доменов в СДС от температуры

Fig. 4. Dependence of domain density in CDC on temperature

Экспериментальные исследования ФП в СДС, индуцируемых увеличением напряженности поля смещения при комнатной температуре, были выполнены в [6–9]. В [6] приведена экспериментальная фазовая диаграмма — кривая зависимости напряженности поля перехода  $H_m$  (по терминологии авторов [6] это поле называется "melting" field — поле топологического плавления) от плотности начальной СДС. Эта зависимость имеет вид, показанный на рис. 5. Совершенная техника эксперимента позволила авторам [6–9] провести детальное исследование кинетики переходов, индуцируемых увеличением напряженности  $H$ .

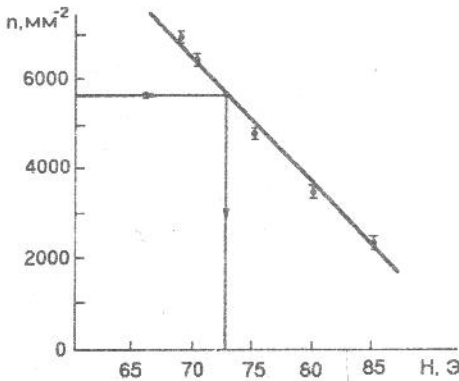


Рис. 5. Экспериментальная зависимость поля перехода СДС-СДС' от плотности начальной СДС [6]

Fig. 5. Experimental dependence of the field of CDC-CDC' transition on the density of initial CDC [6]

В частности, компьютерный анализ изображения ДС в процессе перехода позволил выявить соотношение между числом 3- и 5-лучевых вершин, распределение ячеек СДС' в зависимости от числа сторон; найти интерполирующую функцию для зависимости плотности доменов от напряженности поля в режиме перехода и т.д. Также в [7,8] было обнаружено, что внутри 5-лучевых вершин находятся ЦМД с размером в десятки раз меньшим, чем средний размер ячейки, и имеющий направление намагниченности, параллельное вектору  $M$  внутри ячейки СДС'. Эти, так называемые, пятиугольные ЦМД-ловушки (pentagonal bubble traps) обладают повышенной устойчивостью, их количество почти не изменяется во время перехода, что оказывает стабилизирующее влияние на всю СДС' в интервале полей  $H > H_m$ . При достижении некоторого значения напряженности поля  $H_s$  происходил коллапс ЦМД в ловушке и ее распад на две 3-лучевые вершины. При  $H > H_m$  структура содержала только 3-лучевые вершины, которые сохранялись почти до полей  $H \leq 4\pi M$ . Однако авторы [6,7] полагали, что влияние температуры на подобные переходы является незначительным.

Выполненные в настоящей работе экспериментальные исследования показали, что температура пленки не только существенно влияет на величину напряженности поля перехода в СДС, но и увеличение температуры ферритгранатовой пленки при  $H = \text{const}$  индуцирует в СДС подобные переходы.

Из экспериментальных результатов, приведенных в настоящем разделе, вытекает ряд проблем, которые будут теоретически рассматриваться в данной работе:

1. Термодинамический анализ возможности осуществления фазовых переходов в ячейчатых доменных структурах, выяснение механизма переходов.
2. Расчет температуры ФП в СДС в зависимости от величины поля смещения, а также расчет напряженности поля перехода в зависимости от температуры пленки.
3. Получение "фазовой диаграммы" СДС-зависимости напряженности поля перехода от плотности начальной решетки.
4. Расчет зависимости плотности доменов от напряженности поля смещения (температуры) в режиме перехода СДС — СДС'
5. Установление связи критических значений поля  $H_m$  и температуры  $T_m$  с изменением магнитных параметров пленки.

6. Исследование возможности сосуществования двух доменных фаз при переходе от одного типа ДС к другому.

Перечисленные выше вопросы будут рассматриваться в рамках разрабатываемого в [10-12] термодинамического подхода, основанного на использовании понятия химического потенциала домена в структуре.

2. Химический потенциал домена и давление ячеистой ДС. Остановимся на основных принципах последующего термодинамического описания. Химический потенциал и удельная энергия домена определяются как

$$\mu = \frac{\partial U}{\partial N} \quad (1)$$

и

$$\varepsilon = \frac{U}{N}, \quad (2)$$

где  $U$  — энергия ДС,  $N$  — число доменов [13].

Давление доменной структуры

$$P = \frac{\mu - \varepsilon}{v}, \quad (3)$$

где  $v$  — удельный объем домена. В выражении (3) опущено привычное энтропийное слагаемое, поскольку мы рассматриваем решетку неподвижных доменов, т.е. температура ДС и ее энтропия равны нулю.

Условия равновесия между двумя доменными фазами имеют вид

$$P_1 = P_2, \quad (4)$$

$$\mu_1 = \mu_2, \quad (5a)$$

$$\sum v_i \mu_i = 0. \quad (5b)$$

Уравнение (5a) справедливо в том случае, если переход между двумя ДС не сопровождается изменением полного числа доменов в пленке. Уравнение (5b) описывает равновесие в доменной структуре при взаимном превращении доменов в соответствии с "уравнением реакции":

$$\sum v_i A_i = 0, \quad (6)$$

где  $A_i$  — символы, обозначающие тип домена;  $v_i$  — стехиометрические коэффициенты. Например, если в процессе перехода от одного типа ДС к другому происходит объединение двух доменов в один, то уравнение (6) принимает вид  $2D - D' = 0$  и  $v_1 = 2, v_2 = -1$ . Заметим, что под фазой мы понимаем область пленки, заполненную доменами одинаковых размеров и формы. Понятно, что в таком подходе химический потенциал будет зависеть от размера домена, периода ДС и внешних параметров. Внешними параметрами для ДС являются поле смещения и температура пленки, которая в термодинамических потенциалах ДС будет учитываться посредством температурной зависимости характеристической длины пленки ( $l$ ) и намагниченности насыщения ( $M$ ).

Энергия ДС состоит из зеемановской энергии, энергии доменных границ и магнитостатической энергии. Выражение для объемной плотности энергии границ и зеемановской энергии имеет вид



$$U = 4\pi M^2 \left[ \frac{8lR}{a^2} + \frac{H}{2\pi M} \left( 1 - 4 \frac{R^2}{a^2} \right) \right], \quad (7)$$

где  $R$  — радиус окружности, вписанной в основание призматического домена. Магнитостатическая энергия СДС была представлена в [2] в виде рядов, которые, однако, не удобны для аналитического расчета. В [3] было предложено аналитическое выражение для магнитостатической энергии СДС, полученное путем ее разложения по малому параметру, которым является величина  $\delta = (a - 2R)/a$ . Ограничиваясь квадратичными членами разложения по  $\delta$ , плотность полной энергии СДС (отсчитываемой от энергии однородно намагниченной пластины) можно записать в виде

$$U_n = 4\pi M^2 \left[ \frac{8lR}{a^2} + \frac{H}{2\pi M} \left( 1 - 4 \frac{R^2}{a^2} \right) + c_1 \delta + c_2 \delta^2 \right], \quad (8)$$

где в соответствии с результатами расчета [3]  $c_1 = 4$ ,  $c_2 = 10$ .

Используя (8), из (1) и (2) легко получить

$$\mu = 4\pi M^2 \sqrt{3} h \left[ 4lR - \tilde{H} \cdot 4R^2 - \frac{Ra}{2} (c_1 + 2c_2) + 2c_2 R^2 \right]; \quad (9)$$

$$\varepsilon = 4\pi M^2 \frac{\sqrt{3} h}{2} \left[ (c_1 + c_2 + 2\tilde{H})a^2 - (c_1 + 2c_2)Ra + R(8l + 4c_2R - 8R\tilde{H}) \right], \quad (10)$$

где  $\tilde{H} = H/4\pi M$ . При выводе (9), (10) было использовано то, что  $N = 2/a^2 h \sqrt{3}$  и  $\nu = 1/N = \frac{a^2 h \sqrt{3}}{2}$ .

Рассмотрим, как изменяется химический потенциал домена в СДС при изменении напряженности поля смещения и температуры пленки. Для нахождения зависимости  $\mu(H)$  необходимо знать функцию  $R(H)$ , т.е. зависимость размера сотового домена от напряженности поля смещения. Минимизируя полную энергию СДС (8) при условии  $a = \text{const}$  (решетка постоянной плотности), находим

$$R(\tilde{H}) = \frac{a(c_1 + 2c_2) - 4l}{4c_2 - 8\tilde{H}}. \quad (11)$$

График зависимости  $R(H)$  схематически показан на рис. 6.

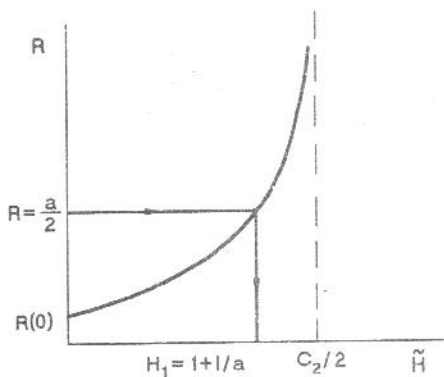


Рис. 6. Зависимость размера сотового домена от напряженности поля смещения в СДС постоянной плотности

Fig. 6. Dependence of honeycomb domain size in the strength of the shifting field in CDC of constant density

После подстановки (11) в (9) имеем

$$\mu(\tilde{H}) = \frac{4\pi M^2 \sqrt{3} h l [a(c_1 + 2c_2) - 4l]}{c_2 - 2\tilde{H}} \quad (12)$$

На рис. 7 показана зависимость  $\mu(H)$  при  $a = \text{const}$ , из которой следует, что с возрастанием поля смещения степень метастабильности возрастает. Поскольку всегда  $\mu(\tilde{H}) > 0$ , то при возрастании  $H$  в СДС должен происходить переход, сопровождающийся уменьшением полного числа доменов в образце [11]. Экспериментальные результаты, представленные выше, свидетельствуют о том, что в СДС при увеличении внешнего поля  $H$  происходит переход к структуре, характеризующейся меньшей плотностью доменов.

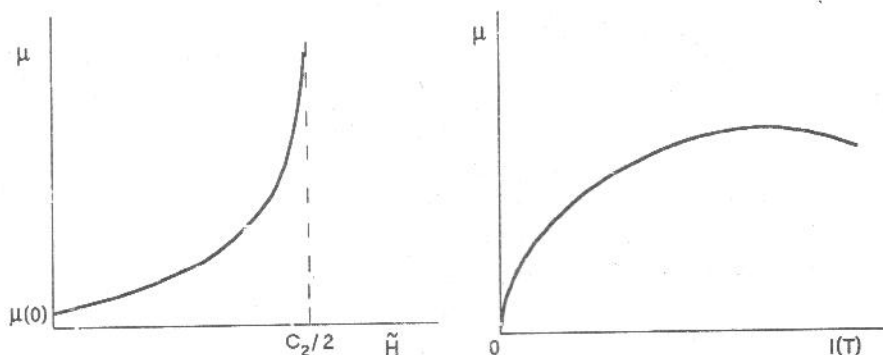


Рис. 7. Зависимость химического потенциала домена в СДС от напряженности поля смещения при  $a = \text{const}$

Fig. 7. Dependence of the chemical potential of domain in CDC on the shift-field strength at  $a = \text{const}$

Рис. 8. Зависимость химического потенциала домена в СДС от характеристической длины (температуры)

Fig. 8. Dependence of the chemical potential of domain in CDC on the characteristic length (temperature)

Температурная зависимость химического потенциала домена в СДС обусловлена зависимостями параметров пленки:  $M(T)$  и  $l(T)$ . Если температура пленки изменяется в таком интервале температур, где изменение  $M(T)$  происходит значительно медленнее, чем изменение  $l(T)$ , то температурная зависимость химического потенциала (9) практически определяется только функцией  $l(T)$ . Температурные зависимости основных магнитных параметров для феррит-гранатовых пленок различных составов представлены в [14]. На рис. 8 показан график зависимости химического потенциала домена от характеристической длины (температуры). Так как для большинства феррит-гранатовых пленок характерно уменьшение  $l$  с ростом  $T$ , то в соответствии с (12) химический потенциал домена в СДС уменьшается при увеличении темпера-



туры пленки (рис. 8). Это означает, что степень метастабильности СДС при увеличении температуры пленки уменьшается. Следовательно, в СДС невозможны температурно-индуцируемые переходы к другому типу ДС, если они обусловлены уменьшением характеристической длины  $l$ . Заметим, что в решетках ЦМД именно изменение  $l$  с температурой играет решающую роль в осуществлении перехода к двухфазной структуре при нагревании пленки [13] или при переходе к новой решетке при охлаждении [11]. Температурная зависимость химического потенциала (9) в интервале температур, близких к температуре Нееля, в значительной степени определяется изменением намагниченности насыщения. Уменьшение  $M$  с ростом  $T$  эквивалентно увеличению эффективного поля смещения  $\tilde{H} = H/4\pi M(T)$  в (9). Поэтому зависимость  $\mu/4\pi M^2$  от температуры, обусловленная изменением намагниченности насыщения, имеет вид, аналогичный кривой на рис. 7.

Таким образом, анализ изменения химического потенциала домена в СДС при изменении поля смещения или температуры показывает, что при увеличении поля смещения и/или температуры пленки существующая в ней СДС становится все более неравновесной относительно другой СДС', обладающей меньшим числом доменов. Переход от СДС к СДС' происходит при некотором значении напряженности поля  $H_m$ , зависящем от плотности доменов в исходной структуре [6], или при некоторой температуре  $T_m$ , которая является функцией поля смещения (см. экспериментальные результаты разд. 1). Для нахождения зависимостей  $H(T)$  и  $T_n(H)$  рассмотрим, как изменяется давление в исходной СДС при увеличении поля смещения или температуры.

Давление в СДС можно найти из (3), используя выражения (9) и (10)

$$P = 4\pi M^2 \left[ (c_1 + 2c_2) \frac{R}{a} - 2\tilde{H} - (c_1 + c_2) \right]. \quad (13)$$

Заметим, что давление (13), будучи умноженным на  $\hbar$ , дает силу, действующую на единицу длины контура, охватывающего некоторый массив доменов. Происхождение этой силы связано со взаимодействием доменов между собой. Давление считается положительным, если сила стремится увеличить площадь, ограниченную контуром.

Если рассматривать СДС постоянной плотности ( $a = \text{const}$ ), то размер домена зависит от напряженности поля смещения в соответствии с (11). Подставляя (11) в (13), находим

$$P(\tilde{H}) = 8\pi M^2 \left[ \frac{4(4a - l)}{(5 - \tilde{H})a} - \tilde{H} - 3 \right], \quad (14)$$

поскольку число доменов, приходящихся на единицу площади пленки, связано с периодом СДС простым соотношением  $n = 2/a^2\sqrt{3}$ , то (14) можно представить в виде

$$P(\tilde{H}) = 8\pi M^2 \left[ \frac{4(4 - b\sqrt{n})}{5 - \tilde{H}} - \tilde{H} - 3 \right], \quad (15)$$

где  $b = (\sqrt{3}/2)^{1/2} \approx 0,93$ . Прежде чем анализировать зависимость  $P(\tilde{H})$ , заметим, что выражения (7)–(15) являются неточными в области малых полей  $\tilde{H} \rightarrow 0$ . Это связано с тем, что при  $H = 0$  в пленке существует не СДС, а решетка ЦМД, которая с увеличением поля  $H_{cm}$  превращается в СДС при  $\tilde{H} = 0,3...0,4$ . Именно так на эксперименте и получают СДС. Для того чтобы

проследить за изменением давления во всем интервале полей смещения, найдем давление решетки ЦМД, используя выражение для химического потенциала и удельной энергии ЦМД в решетке [13]:

$$\mu_{\text{РЦД}} = (4\pi M)^2 \frac{h^3}{4} \left[ x \frac{l}{h} - I(x) + x^2 \frac{H}{8\pi M} + 5k(p)x^4 z^{-3} \right]; \quad (16)$$

$$\epsilon_{\text{РЦД}} = (4\pi M)^2 \frac{h^3}{4} \left[ x \frac{l}{h} - I(x) + x^2 \frac{H}{8\pi M} + 2k(p)x^4 z^{-3} \right], \quad (17)$$

где  $x = d/h$ ,  $z = a/h$ ,  $a$  — период РПД,  $k(p) = 0,172$ ,  $p = \sqrt{3}$  для гексагональной решетки,  $d$  — диаметр ЦМД,  $I(x)$  — энергетическая функция [15]. Используя (16) и (17), из (3) получаем давление решетки ЦМД

$$P_{\text{РЦД}} = 6(2\pi M)^2 k(p) p^{-1} h d^4 a^{-5}. \quad (18)$$

Выражение (18), полученное из (3), совпадает с выражением для давления решетки ЦМД, полученным в [16] путем дифференцирования полной энергии РЦД по объему, занимаемому решеткой.

Пусть гексагональная решетка ЦМД сформирована при  $H = 0$ . При увеличении поля смещения, направленного параллельно  $M$  внутри ЦМД, происходит увеличение диаметров доменов. При  $a = \text{const}$ , в соответствии с (18), давление в ДС возрастает пропорционально  $d^4$ . Когда домены, оказывая давление друг на друга, деформируются и превращаются в шестигранные призмы, то давление в такой ДС определяется зависимостью (15). Из (15) следует, что в полях  $\tilde{H} \leq 1$  давление СДС монотонно убывает с ростом напряженности поля смещения. Схематически график зависимости давления от  $\tilde{H}$  в структуре РЦД–СДС показан на рис. 9. Таким образом, при увеличении  $H$  вначале происходит рост давления ДС, а затем — его уменьшение. Расчет давления СДС (15) в зависимости от  $H$  при различных значениях плотности доменов дает кривые, показанные на рис. 10. Зависимости 1–4 рис. 10 показывают, что для каждой СДС существует определенное значение  $H_m$ , при котором давление структуры обращается в ноль и далее становится отрицательным. Этот на первый взгляд парадоксальный результат имеет достаточно простое объяснение. Дело в том, что, как это следует из (13) и (8), давление СДС обусловлено энергией взаимодействия  $M$  с внешним полем  $H$  и магнитостатической энергией. Если первая стремится расширить домены и увеличить период ДС, т.е. создает положительное давление, то вторая, наоборот, стремится уменьшить размер домена и период структуры, т.е. создает отрицательное давление.

Таким образом при  $H > H_m$  давление СДС становится отрицательным, т.е. СДС стремится сжаться. Если в СДС имеется область решетки с периодом, большим, чем средний период СДС, т.е. некоторый дефект упаковки, характеризующийся большим размером ячейки и соответственно большим локальным периодом, то при достижении поля  $H \geq H_m$  давление решетки становится отрицательным, а давление этого дефекта еще остается больше нуля. (Последнее видно из кривых 1–4 рис. 10, поскольку  $n_d > n_{\text{СДС}}$ ). В этом случае размер области, занимаемой более крупными доменами, будет увеличиваться за счет уменьшения площади, занимаемой исходной фазой СДС. Именно такая кинетика перехода от СДС большой плотности к СДС меньшей плотности наблюдалось экспериментально в [6,7] при увеличении поля смещения (при  $T = \text{const}$ ). Наши эксперименты показали, что аналогично происходит этот

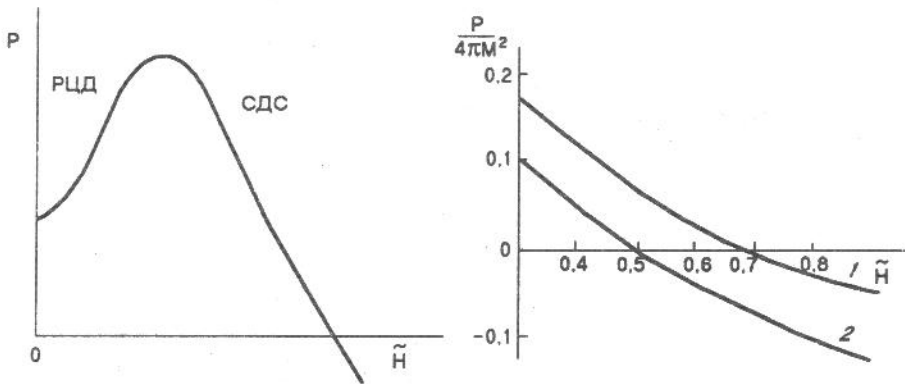


Рис. 9. График зависимости давления РЦД-СДС от величины напряженности  $H_{cm}$

Fig. 9. The plot of PUD-CDC pressure versus strength value  $H_{cm}$

Рис. 10. Зависимость давления СДС от  $\tilde{H} = H/4\pi M$  для решеток различной плотности: 1 —  $n = 1000 \text{ мм}^{-2}$ , 2 —  $n = 7000 \text{ мм}^{-2}$ . Расчет выполнен в соответствии с (15) при  $l = 0,81 \cdot 10^{-3} \text{ мм}$

Fig. 10. Dependence of CDC pressure on  $\tilde{H} = H/4\pi M$  for lattices of various density 1 —  $n = 1000 \text{ мм}^{-2}$ ; 2 —  $n = 7000 \text{ мм}^{-2}$ . The calculation has been performed according to (15) at  $l = 0.81 \cdot 10^{-3} \text{ мм}$

переход и при нагревании пленки в случае  $H = \text{const}$ . Характер перехода — непрерывный или скачкообразный — определяется числом дефектов в исходной СДС. Если начальная структура не идеальна, т.е. в ней присутствуют ячейки различных размеров, то осуществляется переход непрерывного типа с шириной переходной области по полю смещения до нескольких эрстед. Если же исходная СДС регулярна, то фазовый переход к новой СДС происходит путем продвижения фронта новой фазы и носит скачкообразный характер.

V. A. Zablotskii, Yu. A. Mamalui and E. N. Soika

## MAGNETOSTATIC PRESSURE AND MECHANISM OF PHASE TRANSITIONS IN CELLULAR DOMAIN STRUCTURES OF THIN MAGNETIC FILMS

Phase transitions in cellular domain structures (DS) of thin ferrite - garnet films has been studied. We have found the analytical expressions of the main thermodynamical potentials for a cellular domain structures. The dependences of pressure on external magnetic field and domain density was calculated. It is shown that the transition from a cellular DS to a structure with smaller domain density occurs when the pressure becomes negative.

1. J. Kaczer, R. Gemperle, Czech. J. Phys. 11, 510 (1961).
2. W. F. Druyvesteyn, J. W. F. Dorleyn, Phys. Rev. Repts. 26, 11 (1961).
3. В. С. Герасимчук, Ю. И. Горобец, ФММ 45, 660 (1978).
4. R. Gemperle, L. Murtinova, J. Kaczer, Acta Phys. Slov. 35, 216 (1985).

5. В. А. Заблоцкий, Ю. А. Мамалуй, Ю. А. Сирюк, УФЖ 33, 403 (1988).
6. K. L. Babcock, R. M. Westervelt, Phys. Rev. Lett. 63, 15 (1989).
7. K. L. Babcock and R. M. Westervelt, Phys. Rev. A 40, 2022 (1989).
8. K. L. Babcock, R. Seshadri and R. M. Westervelt, Phys. Rev. A 41, 1952 (1990).
9. K. L. Babcock and R. M. Westervelt, Phys. Rev. Lett. 64, 2168 (1990).
10. E. A. Zavadskii and V. A. Zablotskii, Phys. Stat. Sol. (a) 112, 145 (1989).
11. V. A. Zablotskii, Yu. A. Mamalui and Yu. A. Siryuk, J. Phys.: Condens. Mater. 4, 2623 (1992).
12. V. A. Zablotskii, Yu. A. Mamalui and K. V. Lamonova, Phys. Stat. Sol. (b) 170, 309 (1992).
13. В. А. Заблоцкий, Ю. А. Мамалуй, УФЖ 35, 425 (1990).
14. Р. В. Телесин, В. Н. Дудоров, А. Г. Морченко, В. В. Радошкин, Микроэлектроника 1, 79 (1979).
15. А. Эшенфельд, Физика и техника цилиндрических магнитных доменов. — М.: Мир, 1983. — 496 с.
16. В. Г. Барьяхтар, Ю. И. Горобец, Цилиндрические магнитные домены и их решетки. — Киев, Наук. думка, 1988. — 168 с.