

ИНДУЦИРОВАННЫЕ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ДОМЕННЫХ ГРАНИЦАХ РОМБИЧЕСКИХ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКОВ

© А.Н.Богданов, А.И.Пузыня

Донецкий физико-технический институт Академии наук Украины,
340114 Донецк, Украина

(Поступила в Редакцию 13 июня 1995 г.

В окончательной редакции 13 декабря 1995 г.)

Проведен анализ возможных типов доменных границ (ДГ) в ромбических антиферромагнетиках и изучены условия переходов между ними. Рассчитаны температурные зависимости полей фазовых переходов в ДГ. Характерные особенности полевой зависимости магнитной восприимчивости в $(C_2H_5NH_3)_2CuCl_4$ позволили идентифицировать фазовый переход в ДГ в определенном поле H^* выше поля спин-флоп-перехода. Изучено влияние температуры и гидростатического давления на поле перехода H^* .

1. В магнетиках, разбитых на домены, формирование равновесных состояний в доменах, с одной стороны, и структуры доменных границ (ДГ), с другой стороны, обусловлено влиянием различных факторов. Равновесные спиновые конфигурации в доменах соответствуют минимуму термодинамического потенциала ^[1,2], а в ДГ реализуются неравновесные состояния, формирующиеся под действием неоднородных магнитных взаимодействий, а также взаимодействий, характеризующихся неравновесной частью термодинамического потенциала. Это приводит к тому, что изменении внешних параметров (температуры, магнитного поля, давления) возможно изменение структуры ДГ, не сопровождающееся изменением равновесных состояний магнетика, т.е. могут иметь место фазовые переходы в ДГ.

Теория доменных границ и фазовых превращений в них является одним из традиционных разделов магнитных доменов ^[1]. Подавляющее большинство работ в этой области посвящено исследованию ДГ в ферромагнетиках. Анализ ДГ в многоподрешеточных моделях проведен только для некоторых классов магнетиков ^[3]. В настоящее время, однако, область приложения теории антиферромагнитных доменных структур и ДГ в них существенно расширилась, включив в себя кроме ряда новых антиферромагнитных кристаллов также новый обширный класс искусственных материалов — металлические магнитные сверхрешетки. В этих магнетиках в зависимости от толщины немагнитной прослойки (спейсера) возникает либо ферромагнитное, либо

антиферромагнитное упорядочение магнитных слоев [4]. Более того, в образцах с клинообразным спейсером удается получить чередующиеся области с ферромагнитной и антиферромагнитной доменными структурами [5].

Исследованию фазовых переходов в ДГ многоподрешеточных магнетиков посвящены единичные работы. В [6] наблюдалась перестройка ДГ в ортоферрите DuFeO_3 при изменении температуры. Индуцированный магнитным полем фазовый переход в ДГ был обнаружен в ромбическом антиферромагнетике $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ [7]. Теоретическим и экспериментальным исследованиям спиновой переориентации в ДГ ромбического антиферромагнетика $(\text{C}_2\text{H}_5\text{NH}_3)_2\text{CuCl}_4$ посвящена работа [8]. В [9] визуально наблюдались изменения структуры ДГ ферритов-грантов в области магнитной компенсации и спиновой переориентации.

В данной работе проведен теоретический анализ различных ДГ в ромбических антиферромагнетиках и изучены условия фазовых переходов между ними. Проведен расчет температурных зависимостей полей фазовых переходов между различными типами ДГ во всей области существования упорядоченного состояния. Построены H - T -диаграммы ромбических антиферромагнетиков с учетом фазовых переходов в ДГ. Экспериментальные исследования проводились на монокристаллах $(\text{C}_2\text{H}_5\text{NH}_3)_2\text{CuCl}_4$ в диапазоне температур 2–6 К. Характерные особенности полевой зависимости магнитной восприимчивости позволили идентифицировать фазовый переход в ДГ в определенном поле H^* выше поля спин-флоп-перехода. Определена температурная зависимость поля H^* . Изучено влияние гидростатического давления (до 0.5 ГПа) на характер зависимости $H^*(T)$.

2. В рамках феноменологической теории магнетизма постановка задачи об определении условий фазового перехода в ДГ не вызывает принципиальных трудностей. Для магнетика, состояния которого определяются n независимыми величинами внутренних параметров θ_i ($i = 1, 2, \dots, n$), однородная часть плотности неравновесного термодинамического потенциала системы $w(\theta_1, \theta_2, \dots, \theta_n)$ в $(n + 1)$ -мерном пространстве $\{w, \theta_1, \theta_2, \dots, \theta_n\}$ задается гиперповерхностью размерности n . При фиксированных внешних параметрах ДГ описывается решением вариационной задачи для конфигурационных переменных θ_i , которая представляет собой линию, соединяющую на указанной гиперповерхности минимумы функции w (состояния, реализующиеся в соседних доменах). Изменение этой траектории с изменением внешних параметров описывает эволюцию ДГ. Значения внешних параметров, при которых изменяется симметрия ДГ, определяют условия фазового перехода в ДГ.

В силу сложности возникающих в данной задаче дифференциальных уравнений описанная программа не может быть реализована даже для простейших моделей. Вместо этого на основе анализа структуры основных состояний магнетика, его симметрии, а также характера магнитных взаимодействий в нем постулируются некоторые модельные распределения намагниченности в ДГ. Задача существенно упрощается для плоской уединенной ДГ, магнитные состояния которой задаются одной конфигурационной переменной $\theta(x)$ (x — пространственная

переменная, нормальная плоскости ДГ). В этом случае вариационная задача для функционала энергии ДГ

$$W = \int_{-\infty}^{\infty} \left[\alpha \left(\frac{d\theta}{dx} \right)^2 + w(\theta) \right] dx \quad (1)$$

где α — постоянная неоднородного обменного взаимодействия, $w(\theta)$ — однородная часть плотности энергии сводится к квадратурам [1]. В частности, энергия ДГ равна [1]

$$W_0 = \sqrt{\alpha} \int_{\theta^{(1)}}^{\theta^{(2)}} [w(\theta) - w_{\min}]^{1/2} dx, \quad (2)$$

где $\theta^{(1)}$ и $\theta^{(2)}$ — равновесные значения θ в соседних доменах, а $w_{\min} = w(\theta^{(1)}) = w(\theta^{(2)})$. Если имеется несколько альтернативных плоских ДГ, то выражение (2) может быть использовано для определения областей энергетической выгоды каждой из них. Можно, однако, еще более упростить задачу, используя прием, обладающий большой физической наглядностью. Пусть w_{\max} означает максимум функции $w(\theta)$ на интервале $[\theta^{(1)}, \theta^{(2)}]$, тогда интеграл в (2) можно переписать следующим образом:

$$W_0 = \xi \sqrt{\alpha(w_{\max} - w_{\min})} |\theta^{(2)} - \theta^{(1)}|, \quad (3)$$

где ξ — постоянная порядка единицы.

При исследовании условий фазовых переходов в ДГ состояния в доменах предполагаются неизменными, т.е. $\theta^{(1)}$, $\theta^{(2)}$ и w_{\min} одинаковы для различных альтернативных ДГ. Если не учитывать анизотропию неоднородного обменного взаимодействия и различие в величинах ξ , то, согласно (3), вопрос об энергетической выгоде той или иной ДГ может быть решен сравнением величин w_{\max} . Условие фазового перехода между двумя ДГ определяется равенством функций w_{\max} для них,

$$w_{\max}^{(1)} = w_{\max}^{(2)}. \quad (4)$$

Таким образом, в данном приближении задача сводится к исследованию эволюции локальных максимумов на гиперповерхности $w(\theta_1, \theta_2, \dots, \theta_n)$ при изменении внешних параметров. В следующем разделе такой анализ будет проведен для конкретной модели.

3. Для анализа возможных типов ДГ в двухподрешеточном ромбическом антиферромагнетике используем следующее стандартное выражение для его энергии во внешнем поле \mathbf{H} [10,11]:

$$W = \int w dV = \int \left[\lambda M_1 M_2 - \frac{\delta}{2} (M_1^2 + M_2^2) + \frac{\beta_y}{2} (M_{1y}^2 + M_{2y}^2) + \beta'_y M_{1y} M_{2y} + \frac{\beta_z}{2} (M_{1z}^2 + M_{2z}^2) + \beta'_z M_{1z} M_{2z} - \mathbf{H} (M_1 + M_2) \right] dV, \quad (5)$$

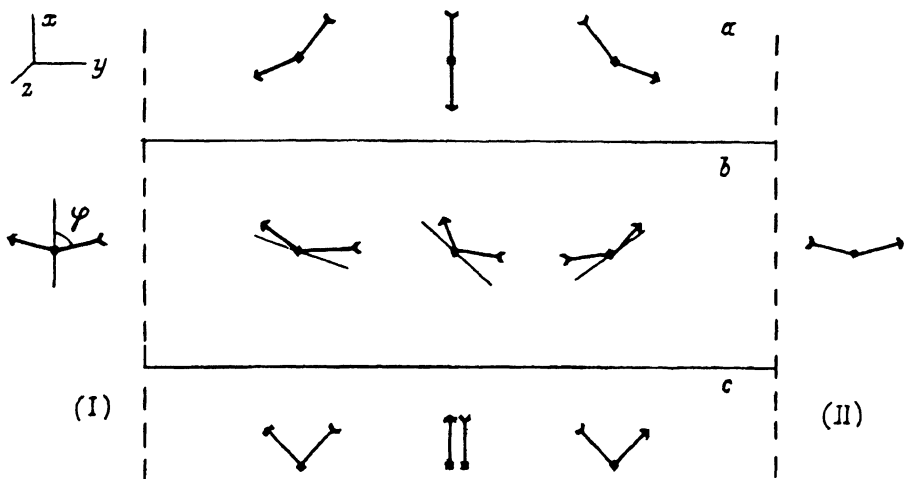


Рис. 1. Домены СФ-фазы (I) и (II), разделенные различными 180° доменными границами.

а) Намагниченности подрешеток M_1 и M_2 вращаются в плоскости XOY (ДГ I), б) вектор антиферромагнетизма $L = M_1 - M_2$ вращается в плоскости XOZ (ДГ II), в) M_1 и M_2 движутся навстречу друг другу в плоскости XOY (ДГ III).

где M_1, M_2 — намагниченности подрешеток, λ, δ — константы межподрешеточного и внутримолекулярного обменных взаимодействий, $\beta_y, \beta'_y, \beta_z, \beta'_z$ — постоянные анизотропии. Будем считать, что $B_z = \beta_z - \beta'_z > B_y = \beta_y - \beta'_y > 0$. В этом случае ось OX является осью легкого намагничивания, ось OY называют средней осью, а ось OZ , с которой связана наибольшая энергия анизотропии, — трудной осью. В области низких температур можно пренебречь парапроцессом, т.е. считать, что в магнитном поле длины векторов намагниченностей подрешеток не изменяются ($|M_1| = |M_2| = |M_0|$). Состояния такого антиферромагнетика в магнитном поле, параллельном оси легкого намагничивания, хорошо известны (см., например, [10,11]: 1) в диапазоне полей $0 < H < H_s$ реализуется коллинеарное состояние с вектором антиферромагнетизма $L = M_1 - M_2$, направленным по оси легкого намагничивания OX (антиферромагнитная (АФ) фаза); 2) при $H_s < H < H_E$ устойчива так называемая фаза спин-флоп (СФ), в которой вектор антиферромагнетизма параллелен средней оси OY , а вектор суммарной намагниченности $M = M_1 + M_2$ направлен вдоль легкой оси; в СФ-фазе намагниченности подрешеток отклонены от легкой оси к средней на одинаковый угол φ (рис. 1), который уменьшается с ростом поля: $\cos \varphi = H/H_E$; 3) при $H > H_E$ намагниченности подрешеток параллельны приложенному полю (спин-флип или парамагнитная (ПМ) фаза).

Характеристические поля H_s (поле СФ-перехода) и H_E (обменное поле) равны

$$H_s = \sqrt{B_y(2\lambda - B_y)}M_0, \quad H_E = (2\lambda - B_y)M_0. \quad (6)$$

В АФ- и СФ-фазах основное состояние двукратно вырождено: спиновые конфигурации с антипараллельными направлениями вектора антиферромагнетизма энергетически эквивалентны. Области с L и $-L$ разделены 180° доменными стенками [12].

Рассмотрим возможные типы ДГ в СФ-фазе. Одним из возможных типов доменной стенки (назовем его ДГ I) является ДГ, в которой вектор L вращается в плоскости, образованной легкой и средней осями (XOY) (рис. 1, а). В центре ДГ I реализуется спиновая конфигурация, соответствующая АФ-фазе. Этому состоянию соответствует максимальная плотность энергии w , т.е. в ДГ I $w_{\max} = w_{AF}$. В поле СФ-перехода w_{AF} соответствует одному из минимумов плотности энергии. Поэтому непосредственно выше поля H_s энергия ДГ I аномально мала. Именно такие ДГ образуются в СФ-фазе в процессе СФ-перехода [13]. В высоких полях, где намагниченность по полю имеет заметную величину, более выгодной будет ДГ, в которой L вращается в плоскости XOZ (ДГ II) (рис. 1, б). В этом случае w_{\max} соответствует состоянию с L , направленным вдоль трудной оси. Приравнивая эту плотность энергии к w_{AF} , получаем для поля перехода между ДГ I и ДГ II

$$H_1 = \sqrt{B_z(2\lambda - B_z)}M_0. \quad (7)$$

Данный тип фазового перехода в доменных стенках был теоретически предсказан в [7] и обнаружен в $CuCl_2 \cdot 2H_2O$ [7, 14]. В большинстве ромбических антиферромагнетиков как одноосная B_y , так и ромбическая B_z анизотропии значительно слабее обменного взаимодействия. Поэтому указанный фазовый переход в ДГ следует ожидать в полях, значительно меньших обменного поля (например, в $CuCl_2 \cdot 2H_2O$ при $T = 1.52 K$ $H_s = 6.683 \cdot 10^{-4} T$, $H_1 = 11.662 \cdot 10^{-4} T$, $H_E = 0.15 T$ [7]. С приближением к центру ДГ II угол между намагниченностями подрешеток и магнитным полем φ уменьшается, достигая минимума при $L \parallel OZ$

$$\cos \varphi_{\min} = H / (2\lambda - B_z)M_0, \quad (8)$$

откуда следует, что в поле $\tilde{H} = (2\lambda - B_z)M_0$, меньшем обменного, в центре ДГ II $\varphi = 0$, а в диапазоне полей $\tilde{H} < H < H_E$ схлопывание подрешеток должно происходить и при L , отклоненных от трудной оси. Это означает, что в высоких полях ДГ II становится неустойчивой и должна трансформироваться в ДГ с другой структурой. Исследованию этого вопроса будет посвящена отдельная публикация. Здесь же мы отметим следующее. В некоторых классах ромбических антиферромагнетиков ромбическая анизотропия достигает значительной величины и даже может превышать величину антиферромагнитного обменного взаимодействия (как, например, в $(C_2H_5NH_3)_2CuCl_4$). Для таких магнетиков доменные стенки со структурой ДГ II могут вообще не реализоваться. Действительно, уже при $B_z = \lambda$ в поле перехода H_1 (7) в центре ДГ II достигается насыщенное состояние. Ясно, что сильная ромбическая анизотропия препятствует сильному выходу магнитных моментов из базисной плоскости XOY . Поэтому в таких системах энергетически выгодной становится ДГ, в которой проекции намагниченностей подрешеток на трудную ось малы, а изменение остальных компонент в ДГ носит пульсирующий характер (ДГ III) (рис. 1, в). В

центре ДГ реализуется насыщенная состояние (т.е. спиновая конфигурация, соответствующая ПМ-фазе). В рамках приближения, развитого в данной работе, энергия такой границы определяется значением плотности энергии w в ПМ-фазе, соответственно уравнение (4) для фазового перехода ДГ I \leftrightarrow ДГ III $w_{AF} = w_{PM}$ приводит к следующему результату:

$$H_2 = \lambda M_0. \quad (9)$$

Таким образом, в СФ-фазе ромбического антиферромагнетика непосредственно выше поля СФ-перехода реализуются 180° доменные стенки со структурой ДГ I. В достаточно высоком поле имеет место фазовый переход либо в ДГ II, либо в ДГ III в полях (7) или (9) соответственно.

Очевидно, что во всей области существования АФ-фазы наименьшей энергией обладают ДГ, в которых \mathbf{L} вращается в плоскости, образованной легкой и средней осями. Изменение констант анизотропии с температурой может привести к изменению плоскости вращения \mathbf{L} в доменных стенках, т.е. к фазовому переходу в ДГ [3,6]. Такие переходы вызваны случайными причинами: специфической зависимостью магнитных констант конкретных кристаллов от внешних параметров.

Принципиально иная ситуация имеет место в доменных стенках СФ-фазы. Здесь индуцированные полем фазовые переходы в ДГ происходят с необходимостью, поскольку в различных диапазонах полей энергетически выгодными являются ДГ с различной структурой. Поэтому описанные фазовые переходы в ДГ должны реализоваться во всех магнетиках данного класса.

Основные закономерности формирования ДГ в СФ-фазе и индуцированные внешним полем фазовые переходы в них рассмотрены в рамках простейшей модели. Среди ромбических антиферромагнетиков большую группу составляют магнетики с взаимодействием Дзялошинского-Мория [3,15]. В таких магнетиках структура основного состояния и его эволюция в магнитном поле значительно усложняются [16,17]. Поскольку все основные результаты, полученные выше, остаются в силе и для ромбических антиферромагнетиков с взаимодействием Дзялошинского-Мория, мы не будем приводить здесь соответствующие громоздкие результаты. Работа [8] может служить примером анализа ДГ в данных соединениях.

4. Влияние температуры на фазовые переходы в ДГ исследуем в приближении молекулярного поля. Для этого к плотности энергии (5) следует добавить энтропийный член в следующей форме (см., например, [11]):

$$\Delta w = T[\tilde{S}(\sigma_1) + \tilde{S}(\sigma_2)], \quad (10)$$

$\sigma_i(T) = M_i(T)/M_0$ — относительная подрешеточная намагниченность, подрешеточная энтропия определяется из уравнения

$$dS(\sigma_i)/d\sigma_i = -B_s^{-1}(\sigma_i), \quad (11)$$

где $B_s^{-1}(\sigma_i)$ — обратная функция Бриллюэна, s — спин магнитного иона.

Для ромбических антиферромагнетиков со слабой анизотропией уравнение (4) для перехода ДГ I \leftrightarrow ДГ II формально выражает условие

фазового равновесия между АФ-фазой и СФ-фазой с вектором \mathbf{L} , направленным по оси OZ : $w_{AF} = w_{SF}^{(z)}$. Поэтому здесь можно воспользоваться схемой расчета температурной зависимости поля СФ-перехода, проведенного в [11]. После минимизации по φ $w_{SF}^{(z)}$ сводится к следующему виду:

$$w_{SF}^{(z)}/M_0^2 = -(\lambda + \delta - B_z)\sigma - \frac{(H/M_0)^2}{2\lambda - B_z} - (\lambda + \delta)t\tilde{S}(\sigma). \quad (12)$$

Здесь введен параметр $t = T/(\lambda + \delta)$, а $\sigma(t)$ определяется из уравнения

$$\sigma + t(dS/d\sigma) = 0. \quad (13)$$

Намагниченности подрешеток в АФ-фазе выразим через линейные комбинации $M_{1x} = (l + m)M_0$, $M_{2x} = (l - m)M_0$ (остальные компоненты нулевые). После разложения энтропийных членов по малому параметру $m \ll 1$ минимизация w_{AF} по m приводит к следующему выражению:

$$w_{AF}/M_0^2 = -(\lambda + \delta)l - \frac{(H/M_0)^2}{(\lambda + \delta)[1 - t(d^2S/dl^2)]} - (\lambda + \delta)t\tilde{S}(l). \quad (14)$$

Уравнение для l в первом приближении по $B_z/(\lambda + \delta) \ll 1$ совпадает с (13). Приравнявая (12) к (14), получаем следующие выражения, задающие температурную зависимость поля перехода в ДГ:

$$H_1(T) = H_1(0) \left[1 - \frac{2\lambda}{\lambda + \delta} \Xi(t) \right] \sigma(t) = H_i(0)\Phi(t), \quad (15)$$

где $H_1(0)$ задается выражением (7), $\sigma(t)$ — уравнением (13), а функция $\Xi(t)$ равна

$$\Xi(t) = [t(d^2\tilde{S}/d\sigma^2) - 1]^{-1}. \quad (16)$$

Соотношения (11), (13) и (15) составляют замкнутую систему для определения функциональной зависимости $H_1(T)$. Температурные факторы $\Phi(t)$ для $H_1(T)$ (15) и для температурной зависимости поля СФ-перехода $H_s(T)$ [11] совпадают, поэтому можно записать

$$H_1(T)/H_s(T) = H_1(0)/H_s(0) = \sqrt{(\beta_z - \beta'_z)/(\beta_y - \beta'_y)}. \quad (17)$$

На H - T -фазовой диаграмме (рис. 2, а) линия $H_1(T)$ лежит выше $H_s(T)$ на величину, определяемую соотношением ромбической и одноосной анизотропий. Штриховыми линиями нанесены линии фазовых переходов II рода из АФ- и СФ-фаз в парамагнитное состояние. Выражение для температуры Нееля T_N , для других характеристических точек, а также уравнения для границ существования отдельных фаз приведены в [11]. Кривая $H_1(T)$ оканчивается на критической линии СФ \leftrightarrow ПМ в точке

$$T_1^* = T_N \left(1 - \frac{1}{2} \frac{\beta_z - \beta'_z}{\lambda + \sigma} \right), \quad H_1^* = 2\lambda M_0 \left[\frac{5}{3} \frac{(s+1)^2}{(s+1)^2 + s^2} \left(\frac{\beta_z - \beta'_z}{\lambda + \delta} \right) \right]^{1/2}. \quad (18)$$

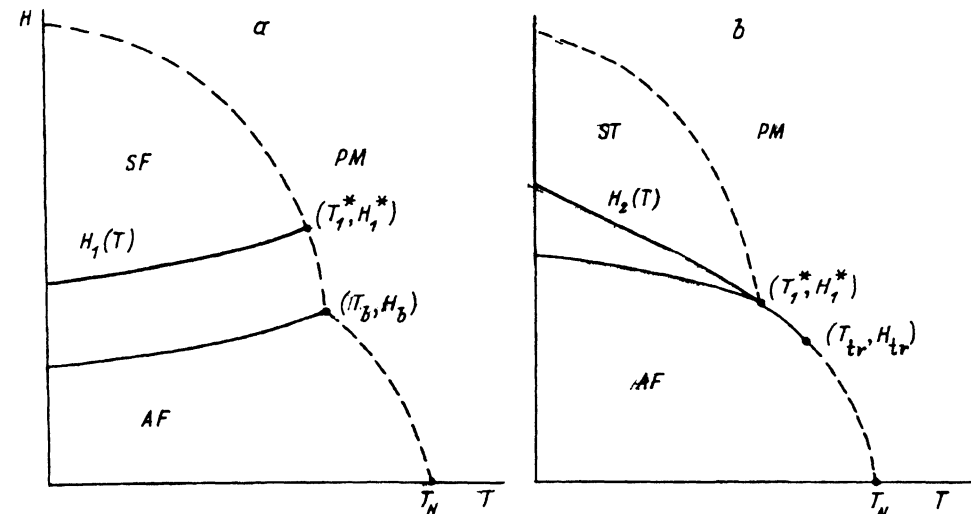


Рис. 2. H - T -фазовые диаграммы ромбических антиферромагнетиков со слабой анизотропией (а) и $(C_2H_5NH_3)_2CuCl_4$ (b).

Штриховыми линиями отмечены линии переходов II рода в парамагнитную фазу (PM), сплошной линией — линия фазового перехода I рода из антиферромагнитной (AF) в спин-флоп-фазу (SF), жирным отмечены линии фазовых переходов в доменных границах.

Отметим, что фазовая диаграмма, изображенная на рис. 2, а, была получена для $CuCl_2 \cdot 2H_2O$ в [14] еще до выяснения природы линии $H_1(T)$. В частности, для критической точки (18) в [14] были получены следующие значения: $T_1^* = 4.30$ К, $H_1^* = 14.6 \cdot 10^{-4}$ Т.

Развитая здесь теория применима в области, где перестройка структуры в ДГ имеет ярко выраженный характер фазовых переходов I рода. В окрестности фазовых переходов II рода топология гиперповерхности $w(\theta_1, \theta_2, \dots, \theta_n)$ усложняется. В этой области допустимы ДГ со сложной многокомпонентной структурой. Поэтому критическую точку (18) следует рассматривать как результат экстраполяции (15) в область высоких температур.

Рассмотрим теперь влияние температуры на поле фазового перехода типа ДГ I \leftrightarrow ДГ III в антиферромагнетиках с сильной ромбической анизотропией. Критическое поле H_2 (9) аналогично полю фазового перехода между АФ- и ПМ-фазами в метамагнетиках [18]. Для метамагнитных фазовых переходов температурная зависимость H_2 теоретически изучалась в приближении молекулярного поля [18]. В данном случае из-за отсутствия малого параметра уравнения молекулярного поля упростить не удастся, и для расчета $H_2(T)$ придется использовать численные методы. Согласно [18], в широком диапазоне изменения магнитных констант метамагнитный фазовый переход происходит как фазовый переход I рода только при низких температурах; при более высоких температурах АФ-фаза переходит в парамагнитную непрерывным изменением структуры. Однако в $(C_2H_5NH_3)_2CuCl_4$ ситуация иная. В отличие от всех известных легкоосных антиферромагнетиков в данном магнетике в определенном диапазоне температур имеет место фазовый

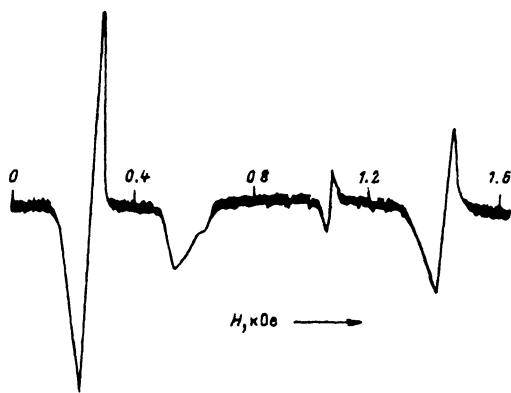


Рис. 3. Полевая зависимость магнитной восприимчивости $(\text{C}_2\text{H}_5\text{NH}_3)_2\text{CuCl}_4$ при $T = 4.2 \text{ K}$ и $\nu = 10 \text{ mHz}$.

переход I рода из АФ- в ПМ-фазу [19–21]. На $H-T$ -фазовой диаграмме для $(\text{C}_2\text{H}_5\text{NH}_3)_2\text{CuCl}_4$ (рис. 2, б) линия $H_2(T)$ является продолжением линии фазового перехода I рода АФ \leftrightarrow ПМ. Поэтому во всей области существования упорядоченного состояния $H_2(T)$ описывает переходы в ДГ.

5. Экспериментальные исследования проводились на монокристаллических образцах тетрахлоркупрат этиламмония $(\text{C}_2\text{H}_5\text{NH}_3)_2\text{CuCl}_4$. Данный кристалл относится к ромбической сингонии (пространственная группа D_{2h}^{15} [22]). Ниже $T_N = 10.2 \text{ K}$ кристалл является коллинеарным антиферромагнетиком. Магнитная структура представляет собой ферромагнитно-упорядоченные слои со сравнительно слабым антиферромагнитным взаимодействием между ними ($H_E = 830 \text{ Oe}$, а величина ромбической анизотропии $H_{Az} = B_z M_0 = 1560 \text{ Oe}$) [22, 23].

Магнитная ось легкого намагничивания в данном кристалле совпадает с кристаллографическим направлением a , средняя ось с кристаллографической осью b . Образцы вырезались в форме эллипсоидов или круглых пластин. Толщина пластин 0.5 mm , диаметр — 4 mm ; эллипсоиды, вырезанные вдоль осей a и b , имели следующие размеры: $a_x = a_y = 5 \text{ mm}$, $a_z = 1.8 \text{ mm}$ (образец № 1) и $a_x = a_y = a_z = 3 \text{ mm}$ (образец № 2). Качество изготовления образцов и ориентации контролировались по измерению компонент магнитной восприимчивости [16]. В настоящей работе применялся индукционный метод, который позволяет непосредственно измерять магнитную восприимчивость. Методика измерений, принципиальная схема установки для измерения магнитной восприимчивости, а также камера высокого давления для магнитных исследований подробно описаны в [24, 25].

На рис. 3 представлен спектр линий поглощения на частоте $\nu = 10 \text{ MHz}$ в магнитном поле, параллельном легкой оси ($T = 4.2 \text{ K}$). Сигнал поглощения в районе 600 Oe резко отличается по форме и интенсивности от сигнала в окрестности СФ-перехода (при $T = 4.2 \text{ K}$ и нулевом гидростатическом давлении интенсивность этого сигнала примерно в 50 раз меньше интенсивности сигнала при СФ-переходе). Данный сигнал наблюдался в широком диапазоне частот ($5\text{--}15 \text{ MHz}$), а также при отклонении магнитного поля от оси легкого намагничи-

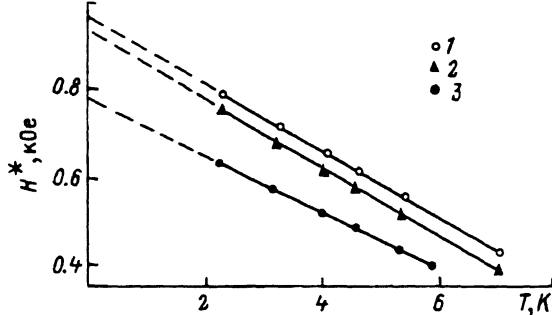


Рис. 4. Температурные зависимости поля H^* при различных гидростатических давлениях.
 P (GPa): 1 — 0, 2 — 0.25, 3 — 0.5.

вания. Анализ полученных данных однозначно указывает на то, что природа обнаруженного сигнала не обусловлена ни антиферромагнитным резонансом, ни резонансом от ядер. Данный сигнал находится в диапазоне полей, где, согласно оценкам, должен происходить фазовый переход в ДГ типа ДГ I \leftrightarrow ДГ III. В этом же диапазоне полей наблюдались ранее особенности в полевых зависимостях вращательных моментов, которые также связывались с изменением структуры 180° ДГ СФ-фазы [23]. Следует также отметить, что особенности обнаруженного в работе сигнала восприимчивости во многом аналогичны особенностям сигнала, исследованного в $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$, который также был связан с фазовым переходом в ДГ [7].

На рис. 4 приведены температурные зависимости поля H^* , соответствующего максимальной амплитуде сигнала. Измерения сделаны для ряда гидростатических давлений. С повышением температуры имеет место монотонное уменьшение H^* . Сигналы, соответствующие полям H^* и полю СФ-перехода, сближаются, и при $T = 7$ К наблюдается их перекрытие. Экстраполяция зависимости $H^*(T)$ в область высоких температур показывает, что линия $H^*(T)$ оканчивается в точке пересечения линии СФ-перехода и линии фазового перехода АФ \leftrightarrow ПМ, т.е. реализуется фазовая диаграмма, изображенная на рис. 3, б.

На полевой зависимости магнитной восприимчивости $(\text{C}_2\text{H}_5\text{NH}_3)_2\text{CuCl}_4$ (рис. 3) в более высоком поле ($H = 950$ Oe при $T = 4.2$ K) имеется еще одна особенность нерезонансного происхождения с интенсивностью, примерно в 20 раз меньшей, чем интенсивность исследуемого сигнала. В [8] было показано, что положение этого сигнала соответствует области фазового перехода в ДГ типа ДГ I \leftrightarrow ДГ II. Как следует из вышесказанного, в $(\text{C}_2\text{H}_5\text{NH}_3)_2\text{CuCl}_4$ из-за сильной ромбической анизотропии доменные стенки, в которых L вращается в плоскости YOZ (ДГ II), неустойчивы, а фазовый переход типа ДГ I \leftrightarrow ДГ III должен происходить в более низких полях. Таким образом, вопрос о природе исследованных в [8] аномалий остается открытым.

В свою очередь исследованные в работе особенности полевых зависимостей магнитной восприимчивости в $(\text{C}_2\text{H}_5\text{NH}_3)_2\text{CuCl}_4$ сами по себе не могут служить в качестве исчерпывающего доказательства фазового перехода в ДГ. Однако авторы надеются, что приведенные здесь теоретические соображения совместно с экспериментальными даны-

ии дают достаточно последовательную картину эволюции структуры ДГ в ромбических антиферромагнетиках.

Авторы благодарят А.В. Журавлева за обсуждение работы и полезные замечания.

Один из авторов (А.Б.) благодарит Фонд Александра фон Гумбольдта за частичную финансовую поддержку.

Список литературы

- [1] Хуберт А. Теория доменных стенок в упорядоченных средах. М. (1977). 306 с.
- [2] Барьяхтар В.Г., Богданов А.Н., Яблонский Д.А. УФН **156**, 1, 47 (1988).
- [3] Фарзтдинов М.М. Физика магнитных доменов в антиферромагнетиках и ферритах. М. (1981). 156 с.
- [4] Fert A., Grünberg P., Burthelemy A. J. Magn. Mater. **140-144**, 1 (1995).
- [5] Rührig M., Schäfer R., Hubert A. Mosler, Wolf J.A., Demokritov S., Grünberg P. Phys. Stat. Sol. (a) **125**, 635 (1991).
- [6] Залесский А.В., Саввинов А.М., Желудев И.С., Иващенко А.Н. ЖЭТФ **68**, 4, 1449 (1975).
- [7] Богданов А.Н., Галушко В.А., Телпа В.Т., Яблонский Д.А. Письма в ЖЭТФ **40**, 11, 453 (1984).
- [8] Богданов А.Н., Телпа В.Т., Шатский П.П. ЖЭТФ **90**, 3, 1738 (1986).
- [9] Кандаурова Г.С., Памятных Л.А. ФТТ **31**, 8, 132 (1989).
- [10] Ахиезер А.И., Барьяхтар В.Г., Пелетминский С.В. Спиновые волны. М. (1967). 308 с.
- [11] Барьяхтар В.Г., Галкин А.А., Богданов А.Н., Галушко В.А., Телпа В.Т. ЖЭТФ **83**, 5, 1879 (1982).
- [12] Tanner V.K. Cotemp. Phys. **20**, 187 (1979).
- [13] Барьяхтар В.Г., Богданов А.Н., Телпа В.Т., Яблонский Д.А. ФТТ **26**, 2, 389 (1984).
- [14] Богданов А.Н., Галушко В.А., Телпа В.Т. XV Всесоюз. конф. по физике магнитных явлений. Тез. докл. Пермь (1981). Ч. 4. С. 99, 100.
- [15] Белов К.П., Звездин А.К., Кадомцева А.М., Левитин Р.З. Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках. М. (1979). 320 с.
- [16] Богданов А.Н., Журавлев А.В., Телпа В.Т. ФНТ **10**, 6, 635 (1984).
- [17] Богданов А.Н., Журавлев А.В., Пузыня А.И. ФНТ **15**, 2, 181 (1989).
- [18] Stryjewski E., Giordano N. Adv. Phys. **26**, 5, 487 (1977).
- [19] Богданов А.Н., Журавлев А.В., Телпа В.Т. ФТТ **26**, 2, 291 (1984).
- [20] Long J.R., Haines D.N., Drumheller J. J. Appl. Phys. **63**, 8, 3031 (1988).
- [21] Богданов А.Н., Журавлев А.В., Пузыня А.И. ФТТ **32**, 4, 1236 (1990).
- [22] De Jongh L., van Amstel W.D., Miedema A.P. Physica **58**, 2, 277 (1972).
- [23] Blombergen P., Bukhout P.J., France J.J.M. Int. J. Magn. **3**, 219 (1973).
- [24] Пузыня А.И. Канд. дис. Донецк (1992). 127 с.
- [25] Богданов А.Н., Журавлев А.В. Препринт ДонФТИ. Донецк (1990). 50 с.