

# Магнитострикция при перестройке доменной структуры легкоплоскостного антиферромагнетика в случае магнитоупругого механизма его многодоменности

В. М. Калита, А. Ф. Лозенко

*Институт физики НАН Украины, пр. Науки, 46, г. Киев, 03650, Украина*  
E-mail: lozenko@iop.kiev.ua

Статья поступила в редакцию 5 марта 2001 г.

Изучены особенности перестройки многодоменного состояния легкоплоскостного антиферромагнетика во внешнем магнитном поле в случае магнитоупругой природы его многодоменности. Приведены экспериментальные данные полевой зависимости вынужденной стрикции легкоплоскостного двухподрешеточного антиферромагнетика  $\text{CoCl}_2$ , полученные при различных температурах. При обсуждении экспериментов и теоретическом описании использовано приближение непрерывного по ориентации распределения доменов в легкой плоскости. Показано, что ориентационное распределение доменов при введении магнитного поля зависит только от величины и направления поля и не зависит от температуры. Такие особенности распределения доменов могут быть объяснены согласованностью их равновесной магнитострикции с упругостью дефектов, когда упругость доменов компенсирует упругость дефектов.

Вивчено особливості перебудови багатодоменного стану легкоплоского антиферромагнетика в зовнішньому магнітному полі у випадку магнітопружної природи його багатодоменності. Приведено експериментальні дані польової залежності вимушеної стрикції легкоплоского двохпідградкового антиферромагнетика  $\text{CoCl}_2$ , отримані при різних температурах. При обговоренні експериментів і теоретичному описі використано наближення неперервного по орієнтації розподілу доменів у легкій площині. Показано, що орієнтаційний розподіл доменів при введенні магнітного поля залежить тільки від величини і напрямку поля і не залежить від температури. Такі особливості розподілу доменів можуть бути пояснені узгодженістю їх рівноважної магнітострикції з пружністю дефектів, коли пружність доменів компенсує пружність дефектів.

PACS: 76.60.-k

Антиферромагнитная фаза многих антиферромагнетиков (АФ) реализуется в виде многодоменного состояния, удовлетворяющего данной симметрии кристалла [1]. Вопрос термодинамической выгоды или равновесности доменной структуры является одним из основных, поскольку в АФ в отличие от ферромагнетиков [2] нет магнитостатических полей.

Равновесная многодоменность в АФ возможна из-за прироста энтропии в многодоменном состоянии. Действие энтропийного механизма температурно зависимо и реализуется в конечном интервале температур вблизи температуры Нееля  $T_N$  [1]. В то же время во многих АФ многодомен-

ность наблюдается при  $T \rightarrow 0$ , когда энтропийный механизм теряет свою эффективность.

К образованию многодоменности в АФ могут привести «металлургические» дефекты кристаллической решетки, которые, создавая локальные поля анизотропии, ориентируют вектор антиферромагнетизма  $\mathbf{L}$ . Но даже в совершенных кристаллах всегда существуют собственные дефекты. Однако действие дефектов в совершенном кристалле будет иным. Например, линейные дефекты приводят к неоднородности антиферромагнитного состояния [3]. В случае винтовой дислокации, при обходе вокруг нее, спины одной подрешетки будут переходить в спины другой подрешетки. Если учесть анизотропию [4,5], то влияние дис-

локации приведет к образованию доменов с однородным  $\mathbf{L}$ .

В образовании доменной структуры в АФ существенную роль играют магнитоупругие силы, которые, как и силы магнитной анизотропии, стремятся удерживать спины в определенных направлениях [6]. Особенно важна магнитоупругость в АФ [7,8] с очень большими значениями анизотропной магнострикции (МС). Величина анизотропной МС зависит от направления  $\mathbf{L}$ . При разных направлениях  $\mathbf{L}$  в доменах их МС также будет иметь разные направления, что может привести к механическим напряжениям между доменами. Механизм многодоменности, основанной на согласованности МС доменов, назван магнитоупругим [8].

Один из примеров согласования МС доменов рассмотрен в [9]. Можно добиться согласования напряжений между двумя доменами. В случае гексагональных АФ при схождении в точке трех лежащих в легкой плоскости доменов со  $120^\circ$ -м поворотом  $\mathbf{L}$  вблизи этой точки будет возникать область растяжения или сжатия, приводящая к возникновению локальных напряжений [9]. Эти напряжения можно скомпенсировать, размещая в этой области дефект, сжимающий или растягивающий решетку.

Внешним магнитным полем АФ можно перевести из многодоменного в однородное (однодоменное) состояние. Восстановление однородного состояния кристалла в магнитном поле сопровождается его деформацией. Следя за стрикцией кристалла в зависимости от  $\mathbf{H}$ , можно изучать процесс перестройки многодоменного состояния [6,8].

В настоящей работе анализируются результаты измерений МС, полученные при разных температурах, при перестройке многодоменного состояния двухподрешеточного легкоплоскостного АФ  $\text{CoCl}_2$ , происходящей при введении  $\mathbf{H}$  [10,11]. Величина вынужденной МС в  $\text{CoCl}_2$  составляет  $\sim 10^{-3}$ , а многодоменность имеет магнитоупругую природу [8]. Перестройка доменов и скос спинов к  $\mathbf{H}$  в однородном состоянии в  $\text{CoCl}_2$  происходят в доступных для эксперимента полях. Поле схлопывания спинов подрешеток  $H_{ff}$  равно 32 кЭ при  $T = 4,2$  К. Перестройка многодоменности и скос спинов после установления однородного состояния разделены по полю. Переход в однородное состояние при различных температурах происходит в полях  $\sim 0,3H_{ff}(T)$  [12].

Образование доменов в  $\text{CoCl}_2$  подтверждено нейтронографическими исследованиями [13]. Согласно [1,6,13–15], многодоменность в  $\text{CoCl}_2$  сле-

дует связывать с наличием в легкой плоскости кристалла двух наборов осей второго порядка, по три в каждом. Направления вдоль одного из этих наборов могут оказаться энергетически преимущественными, что обеспечит симметричную реализацию многодоменности [1,2], а переход в магнитном поле из многодоменного состояния в однородное при учете такой кристаллографической анизотропии связан с переориентацией спинов [13]. При изучении антиферромагнитного резонанса отмечалось, что внутривоскостная анизотропия в  $\text{CoCl}_2$  крайне мала и при описании полевой зависимости низкочастотной ветви антиферромагнитного резонанса ее можно не рассматривать [7]. Внутривоскостная анизотропия в  $\text{CoCl}_2$  не была обнаружена экспериментально из-за малости ее величины, что затрудняет рассмотрение перестройки многодоменного состояния за счет спин-переориентационного процесса.

В [15,16] предложен механизм влияния поверхности на образование равновесных термодинамически выгодных антиферромагнитных доменов с учетом их магнитоупругости. В [16] утверждается, что действие напряжений на поверхности из-за однородной МС АФ подобно возникновению поверхностных зарядов, как и в ферромагнетиках. Упругая энергия таких зарядов противодействует однородному деформированию АФ и тем самым приводит к образованию многодоменности. Многодоменное состояние, теоретически описанное в [15,16], получено при упругом согласовании МС всего кристалла и упругости его поверхности. В [16] получены теоретические магнитопольные зависимости МС кристалла при переходе из многодоменного в однородное состояние. О применимости поверхностного механизма многодоменности, разрабатываемого в [15,16], к  $\text{CoCl}_2$  можно судить из сходства теоретической зависимости МС и экспериментально наблюдаемой МС.

### Эксперимент и его статистический анализ

На основании данных, полученных дилатометрическим методом [17], для вынужденной МС монокристаллов  $\text{CoCl}_2$  в [8] показано, что при  $T = 4,2$  К в начале процесса перестройки многодоменного состояния зависимость относительного удлинения кристалла  $\epsilon = \Delta l/l$  прямо пропорциональна квадрату  $H$ . На рис. 1 приведены полевые зависимости продольного удлинения  $\text{CoCl}_2$  при различных температурах в зависимости от квадрата  $\mathbf{H}$  в начале процесса перестройки доменной структуры. Эту зависимость можно представить в виде

$$\epsilon(T, H) = k(T)H^2, \quad (1)$$

где  $k(T)$  — температурнозависимый коэффициент. Зависимость (1) выполняется в большом интервале величин  $\epsilon$  от 0 до  $0,25\epsilon_s$ , где  $\epsilon_s$  — спонтанная анизотропная МС однородного состояния при  $H = 0$  [12], которая определяется экстраполяцией  $\epsilon(H^2)$  однородного состояния в  $H \rightarrow 0$ .

Наклон линий на рис. 1 зависит от температуры. На рис. 2 приведена температурная зависимость коэффициента пропорциональности в (1), нормированного на его значение при  $T = 4,2$  К,  $\tilde{k}(T) = k(T)/[k(T=4,2 \text{ К})]$ . Для сравнения на рис. 2 приведена зависимость от  $T$  нормированной спонтанной МС  $\tilde{\epsilon}_s(T) = \epsilon_s(T)/[\epsilon_s(T=4,2 \text{ К})]$  [12].

Учитывая сходство температурных зависимостей  $\tilde{k}$  и  $\tilde{\epsilon}_s$ , относительное удлинение кристалла  $\text{CoCl}_2$  в многодоменном состоянии при введении магнитного поля можно представить в виде

$$\epsilon(T, H) = \epsilon_s(T) \frac{H^2}{H_d^2}, \quad (2)$$

где  $H_d^2$  — не зависящий (в пределах точности проводимого эксперимента) от  $T$  параметр, величина которого равна  $\approx 9,5 \text{ кЭ}^2$ .

Механизм образования многодоменного состояния, учитывающий упругость поверхности, должен приводить к температурной зависимости

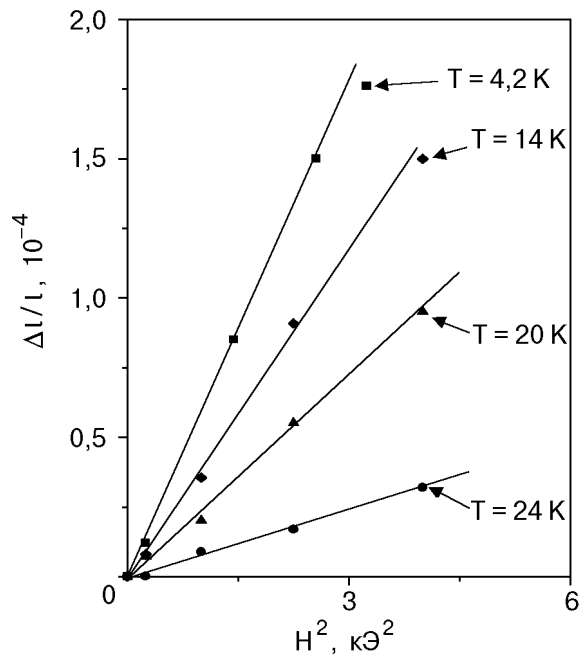


Рис. 1. Зависимости относительного продольного удлинения кристалла  $\text{CoCl}_2$  от квадрата напряженности магнитного поля при различных температурах.

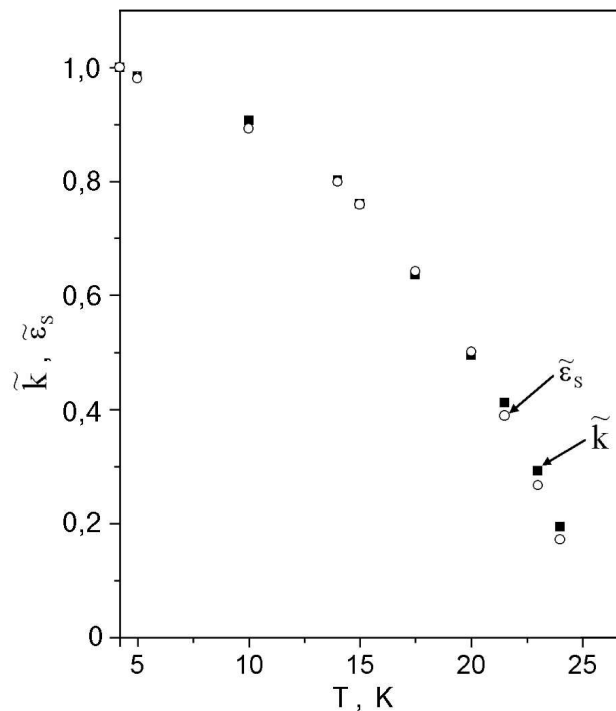


Рис. 2. Температурные зависимости нормированных на значения при  $T = 4,2$  К спонтанной стрикции  $\tilde{\epsilon}_s$  и коэффициента пропорциональности  $\tilde{k}$ .

параметра  $H_d^2$  в (2), подобной температурной зависимости четвертой степени намагниченности подрешетки. Если бы такая температурная зависимость выполнялась в интервале температур, приведенном на рис. 1, то при  $T \approx 24$  К параметр  $H_d^2$  уменьшился бы более чем на порядок по отношению к его значению при 4,2 К. Таким образом, исходя из температурно-полевых зависимостей стрикции в многодоменной области, можно сделать вывод, что многодоменность в  $\text{CoCl}_2$  имеет природу, отличную от предложенной в [15,16].

Используя приведенные экспериментальные результаты, обсудим особенности распределения доменов в  $\text{CoCl}_2$ . При анализе экспериментальных данных по исследованию МС в  $\text{CoCl}_2$  будем исходить из вырожденности направлений спинов подрешеток в легкой плоскости. Будем также считать, что домены с разными ориентациями  $\mathbf{L}$  в легкой плоскости эквивалентны и распределение доменов в зависимости от направления  $\mathbf{L}$  непрерывно.

В [13] показано, что удлинение  $\text{CoCl}_2$  вдоль поля  $\mathbf{H}$  в однодоменной области, когда многодоменное состояние разрушено магнитным полем и вектор  $\mathbf{L}$  во всей области кристалла перпендикулярен магнитному полю ( $\mathbf{L} \perp \mathbf{H}$ ), описывается зависимостью

$$\varepsilon(T, H) = \varepsilon_s(T) \left( 1 - \xi \frac{H^2}{H_{ff}^2(T)} \right), \quad (3)$$

где  $\xi$  — не зависящий от поля и температуры экспериментально определенный в [13] параметр. Относительное продольное удлинение  $\varepsilon$  домена с  $\mathbf{L}$ , не перпендикулярным  $\mathbf{H}$ , определенное в многодоменном состоянии, равно

$$\varepsilon = \varepsilon_s(T) \left( 1 - \xi \frac{H^2 \cos^2 \varphi}{H_{ff}^2} \right) (\cos^2 \varphi - \sin^2 \varphi), \quad (4)$$

где  $\varphi$  — угол между перпендикуляром к направлению, задаваемому вектором  $\mathbf{L}$ , и вектором  $\mathbf{H}$ . Усредняя (4) по всем ориентациям доменов, определяем МС многодоменного кристалла

$$\bar{\varepsilon} = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \varepsilon_s(T) \left( 1 - \xi \frac{H^2 \cos^2 \varphi}{H_{ff}^2} \right) \times (\cos^2 \varphi - \sin^2 \varphi) p(\varphi) d\varphi, \quad (5)$$

где  $p(\varphi)$  — плотность вероятности распределения доменов в зависимости от  $\varphi$  для заданного направления  $\mathbf{H}$ .

При  $H = 0$  все направления ориентаций доменов равновероятны и плотность вероятности равна константе, не зависящей от  $\varphi$ . При введении поля  $\mathbf{H}$  равновероятность распределения нарушается. С учетом симметрии распределения по  $\varphi$  при малых изменениях плотности вероятности ее можно представить в виде

$$p(\varphi) = 1 + \alpha (\cos^2 \varphi - 1/2), \quad (6)$$

где  $\alpha$  — малый параметр. Подставив (6) в (5), рассчитав значение  $\bar{\varepsilon}$  и сравнив (5) с (2), получим, что для соответствия (4)–(6) эксперименту нужно, чтобы  $p(\varphi)$  имело вид

$$p(\varphi) = 1 + 4 \frac{H^2}{H_d^2} \left( \cos^2 \varphi - \frac{1}{2} \right). \quad (7)$$

Таким образом, для удовлетворительного согласования с экспериментом необходимо, чтобы распределение ориентаций доменов в  $\mathbf{H}$  было не зависимым от температуры.

### Обсуждение

Распределение (7) введено феноменологически, удовлетворяет симметрии и эксперименталь-

ной зависимости  $\varepsilon(H)$  в области перестройки многодоменного состояния. Определим теоретически ожидаемый вид этого распределения в случае действия энтропийного [1,6,18] и магнитоупругого механизмов [8,9].

Анализ перестройки многодоменного состояния под действием магнитного поля проведем в соответствии с разработанным в [2] принципом минимальности свободной энергии кристалла, когда равновесное распределение доменов должно отвечать минимуму свободной энергии кристалла. Определим выражение для свободной энергии с учетом непрерывного распределения ориентации доменов.

Энергию изотропного АФ в магнитном поле  $\mathbf{H}$  можно определить с помощью гамильтониана

$$\hat{H} = \frac{1}{2} \sum_{\alpha\beta ij} I_{\alpha\beta} \mathbf{s}_{\alpha i} \mathbf{s}_{\beta j} - \mathbf{H} \sum_{\alpha i} \mathbf{s}_{\alpha i}, \quad (8)$$

где индексы  $\alpha, \beta = 1, 2$  нумеруют подрешетки, а  $i, j$  нумеруют позиции ионов в них. В расчете на одну ячейку энергия АФ в зависимости от  $\mathbf{H}$ , когда  $\mathbf{L} \perp \mathbf{H}$ , равна

$$e = -z I_{12} s^2 - \frac{H^2}{2z I_{12}}, \quad (9)$$

где  $z$  — число ближайших соседей;  $s$  — средний спин иона;  $I_{12}$  — параметр межподрешеточного обмена. Слагаемое в (9) не зависящее от  $\mathbf{H}$  в дальнейшем рассматривать не будем.

При малости внутривоскостной анизотропии будем считать, что домены могут быть ориентированными в плоскости произвольно. Под действием  $\mathbf{H}$  энергетически выгодными будут домены с  $\mathbf{L} \perp \mathbf{H}$ . В соответствии с введенным углом  $\varphi$  между перпендикуляром к  $\mathbf{L}$  и  $\mathbf{H}$  обменная энергия в домене, в котором  $\varphi \neq 0$ , при скосе спинов в нем к  $\mathbf{H}$  в расчете на ячейку будет равна

$$e = - \frac{H^2 \cos^2 \varphi}{2z I_{12}}. \quad (10)$$

Обменная энергия АФ в многодоменном состоянии равна сумме

$$E = - \frac{V}{V_0} \sum_i P_i \frac{H^2 \cos^2 \varphi_i}{2z I_{12}}, \quad (11)$$

где  $V, V_0$  — объемы кристалла и элементарной ячейки;  $\varphi_i$  — угол ориентации доменов с вероятностью  $P_i$ , причем  $P_i = V_i/V$ , где  $V_i$  — объем таких доменов. Сумму (11) для обменной энергии

многодоменного  $A\Phi$  можно записать в виде интеграла по  $\Phi$

$$E = -\frac{1}{\pi} \frac{V}{V_0} \int_0^\pi p(\Phi) \frac{H^2 \cos^2 \Phi}{2zI_{12}} d\Phi. \quad (12)$$

В свободной энергии многодоменного состояния при образовании одинаковых доменов необходимо учитывать их перестановки, что приведет к дополнительному вкладу в свободную энергию:

$$\Delta F = T \sum_i \ln N_i(\Phi_i, V_i)!, \quad (13)$$

где  $N_i(\Phi_i, V_i)$  — число одинаковых доменов объемом  $V_i$  и углом ориентации  $\Phi_i$ . Если домены с различными  $\Phi_i$  имеют одинаковую форму и объем, то выполняется равенство  $V_i/V = N_i/N$ , где  $N$  — общее число доменов, равное  $V/V_d$ , а  $V_d$  — объем отдельного домена при  $H=0$ . В таком приближении энтропийный вклад в свободную энергию может быть записан в виде интеграла

$$\Delta F = \frac{T}{\pi} \frac{V}{V_d} \int_0^\pi p(\Phi) \ln p(\Phi) d\Phi. \quad (14)$$

При одновременном учете вкладов в свободную энергию кристалла от обменной энергии (12) и от энтропийной добавки (14) равновесное состояние при введении поля  $\mathbf{H}$  определится из минимума свободной энергии, которую запишем в виде

$$F_1 = E + \Delta F = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \left[ -\frac{V}{V_0} p(\Phi) \frac{H^2 \cos^2 \Phi}{2zI_{12}} + T \frac{V}{V_d} p(\Phi) \ln p(\Phi) \right] d\Phi. \quad (15)$$

Минимизируя  $F_1$  в случае малых  $\mathbf{H}$ , найдем выражение для  $p(\Phi)$  в виде

$$p(\Phi) = 1 + \frac{1}{2} \frac{V_d}{V_0} \frac{1}{T} \frac{H^2}{I_{12} z} \left( \cos^2 \Phi - \frac{1}{2} \right). \quad (16)$$

Сравнивая (16) и (7), получаем, что параметр  $H_d^2$  прямо пропорционален  $T$ :

$$H_d^2 = 8 \frac{V_0}{V_d} I_{12} z T. \quad (17)$$

Величина  $H_d$  в (17) уменьшается с увеличением объема доменов  $V_d$  и увеличивается с ростом величины антиферромагнитного обмена  $I_{12}$ . Температурную независимость  $H_d^2$  для  $\text{CoCl}_2$  можно было бы объяснить, полагая, что объем доменов  $V_d$  прямо пропорционален  $T$ . Однако такое предположение некорректно, поскольку из него следует, что объем домена при  $T \rightarrow 0$  также должен был бы обращаться в нуль. Таким образом, можно утверждать, что многодоменность в  $\text{CoCl}_2$  имеет не энтропийную природу.

Определим распределение доменов в случае действия магнитоупругого механизма [8]. Согласно [9], при сжатии трех доменов, лежащих в легкой плоскости, с разными направлениями  $\mathbf{L}$  возникают локальные упругие напряжения типа растяжения или сжатия, тогда как в остальных доменах почти ненапряжены. Компенсировать такие локальные напряжения можно с помощью локально расширяющих или сжимающих решетку дефектов. В [9] показано, что компенсация деформаций при сжатии доменов с различной ориентацией  $\mathbf{L}$  деформациями дефекта приводит к локализации упругих деформаций дефекта. Деформации решетки, создаваемые дефектом, становятся как бы экранированными равновесными деформациями доменов. При этом необходимо различать взаимодействие дефекта с окружающими его доменами и взаимодействие между дефектами [19] с учетом окружающих их доменов. Взаимодействие дефекта и окружающих его доменов энергетически выгодно, но оно температурно зависимо [9]. Температурная зависимость энергии выигрыша определяется зависимостью величины вектора антиферромагнетизма  $L$  от  $T$ .

При локализации доменами упругости дефектов междефектные взаимодействия будут отсутствовать. В однородном состоянии энергия взаимодействия между дефектами будет почти такой же, как и в парамагнитной фазе. Учитывая, что в парамагнитной фазе взаимодействие между дефектами повышает энергию кристалла, а в многодоменном состоянии при экранировке упругости дефектов доменами междефектные взаимодействия отсутствуют, получим, что многодоменность будет выигрышной на величину энергии взаимодействия между дефектами в парамагнитном состоянии. Температурная зависимость такого выигрыша не связана с зависимостью  $L(T)$ . Считая, что при образовании многодоменного состояния этот выигрыш является определяющим и не зави-

сит от  $T$ , перестройку многодоменного состояния в магнитном поле  $\mathbf{H}$  опишем, минимизируя функционал

$$F_2 = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \left\{ -p(\varphi) \frac{H^2 \cos^2 \varphi}{2zI_{12}} + f(p(\varphi)) \right\} d\varphi, \quad (18)$$

где  $f$  задаёт вклад в свободную энергию за счет действия механизма многодоменности, связанного с локализацией упругости дефектов окружающими их доменами. В малых полях, рассматривая второе слагаемое в (6) как малое отклонение в распределении, которое обозначим  $\Delta p(\varphi)$ , функционал (18) запишем в виде

$$F_2 = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \left\{ -\Delta p(\varphi) \frac{H^2 \cos^2 \varphi}{2zI_{12}} + \frac{1}{2} \eta (\Delta p(\varphi))^2 \right\} d\varphi, \quad (19)$$

где  $\eta$  — температурно независимый положительный параметр, равный второй производной  $\eta = d^2 f / dp^2$ , определенной при  $p = 1$ . Минимизируя  $F_2$ , найдем выражение для плотности распределения в виде

$$p(\varphi) = 1 + \frac{H^2}{2\eta I_{12} z} \left( \cos^2 \varphi - \frac{1}{2} \right). \quad (20)$$

Из (20) и (7) получим, как того требует эксперимент, что параметр  $H_d^2$  не зависит от  $T$  и равен

$$H_d^2 = 8\eta I_{12} z. \quad (21)$$

Зависимости МС в  $\text{CoCl}_2$  при перестройке многодоменного состояния в магнитном поле  $\mathbf{H}$  могут быть объяснены действием температурно независимого источника его многодоменности, требующего согласования упругости между доменами и между доменами и дефектами.

### Заключение

При включении магнитного поля  $\mathbf{H}$  в начале процесса разрушения многодоменного состояния в  $\text{CoCl}_2$  для всех значений температур МС пропорциональна квадрату  $\mathbf{H}$  с температурной зависимостью коэффициента пропорциональности подобной температурной зависимости спонтанной МС однородного состояния. Из анализа МС получено, что распределение доменов определяется их ориентацией в магнитном поле  $\mathbf{H}$ , зависит от его величины и не зависит от температуры.

Из теоретически определенных зависимостей МС от  $\mathbf{H}$  получено, что в  $\text{CoCl}_2$  формирование многодоменности осуществляется за счет действия магнитоупругого механизма. Независимость действия этого механизма от температуры связана с компенсацией упругости дефектов упругостью окружающих их доменов. Согласованность напряжений между доменами оставляет домены в равновесном состоянии и приводит к экранировке взаимодействий между дефектами.

Авторы выражают благодарность профессору С. М. Рябченко за высказанные замечания при обсуждении работы.

1. М. М. Фарздинов, *УФН* **84**, 611 (1964).
2. В. Г. Барьяхтар, А. Н. Богданов, Д. А. Яблонский, *УФН* **156**, 47 (1988).
3. Б. А. Иванов, В. Е. Киреев, В. П. Воронов, *ФНТ* **23**, 845 (1997).
4. А. С. Ковалев, А. М. Косевич, *ФНТ* **3**, 259 (1977).
5. И. Е. Дзялошинский, *Письма в ЖЭТФ* **25**, 110 (1977).
6. М. М. Фарздинов, *Физика магнитных доменов в антиферромагнетиках и ферритах*, Наука, Москва (1981).
7. А. Ф. Лозенко, П. Е. Пархомчук, С. М. Рябченко, П. А. Троценко, *ФНТ* **14**, 941 (1988).
8. В. М. Калита, А. Ф. Лозенко, С. М. Рябченко, П. А. Троценко, *УФЖ* **43**, 1469 (1998).
9. В. М. Калита, А. Ф. Лозенко, *ФНТ* **27**, 489 (2001).
10. J. W. Leech and A. J. Manuel, *Proc. Phys. Soc.* **B59**, 210 (1956).
11. M. E. Lines, *Phys. Rev.* **131**, 546 (1963).
12. В. М. Калита, А. Ф. Лозенко, С. М. Рябченко, *ФНТ* **26**, 671 (2000).
13. M. K. Wilkinson, J. W. Cable, E. O. Wollan, and W. C. Koehler, *Phys. Rev.* **113**, 497 (1959).
14. А. Н. Богданов, И. Е. Драгунов, *ФНТ* **24**, 1136 (1998).
15. E. V. Gomonay and V. M. Loktev, *Fiz. Nizk. Temp.* **25**, 699 (1999).
16. E. V. Gomonay and V. M. Loktev, *Cond-mat/0010258* (2000).
17. З. А. Казей, М. В. Леванидов, В. И. Соколов, *ПТЭ* № 2, 196 (1981).
18. Y. Y. Li, *Phys. Rev.* **101**, 1450 (1956).
19. А. М. Косевич, *Теория кристаллической решетки*. Вища школа, Харьков (1988).

### Magnetostrictions at the transformation of a domain structure of the easy-plane antiferromagnet in the case of magnetoelastic mechanism of polydomains

V. M. Kalita and A. F. Lozenko

The peculiarities of the transformation of a polydomain structure of the easy-plane antiferromagnet in external magnetic field are investigated in the case where the polydomain state originates due to the magnetoelastic mechanism. The analysis is based on the experimental data on the magnetic field de-

pendence of the forced magnetostriction of the easy-plane two-sublattice antiferromagnet  $\text{CoCl}_2$  obtained at different temperatures. The experiments and the theoretical description are discussed by using the approaching of orientation continuous distribution of domains in the easy plane. It is shown that the orientation distribution of domains on introducing the magnetic field depends solely on field on value

and direction is independent of temperature. Such peculiarities of domain distribution may be explained by conformity of their equilibrium magnetostriction with the elasticity of defects, when elasticity of domains compensate elasticity of defects.