

## Температурно-полевые особенности магнитострикции в антиферромагнитной фазе легкоплоскостного антиферромагнетика $\text{CoCl}_2$

В. М. Калита, А. Ф. Лозенко, С. М. Рябченко

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

Статья поступила в редакцию 17 февраля 2000 г.

Анализируются полученные экспериментальные магнитополевые зависимости анизотропной в легкой плоскости магнитострикции антиферромагнетика  $\text{CoCl}_2$  в упорядоченной фазе при различных температурах. Показано, что полевая зависимость величины стрикции в однодоменном антиферромагнитном состоянии во всем интервале температур сохраняет пропорциональность квадрату приложенного поля, что хорошо соответствует классической (неелевской) схеме схлопывания спинов подрешеток. Температурные зависимости внутривузельного и междоузельного вкладов в магнитоупругость пропорциональны друг другу. Зависимость поля схлопывания от температуры, установленная с использованием магнитострикционных данных, совпадает с полученной ранее из наблюдений АФМР. Температурная зависимость величины спонтанной анизотропной стрикции, определенная путем экстраполяции магнитострикции в однодоменном состоянии к нулевому полю, близка к  $\mathbf{M} \sim T^4$ .

Аналізуються одержані експериментальні магнітопольові залежності анізотропної в легкій площині магнітострікції антиферромагнетика  $\text{CoCl}_2$  в упорядкованій фазі при різних температурах. Показано, що польова залежність величини стрикції в однодоменному антиферромагнітному стані в усьому інтервалі температур зберігає пропорційність квадрату прикладеного поля, що добре відповідає класичній (неєлівській) схемі схлопування спінів підґраток. Температурні залежності внутрішньопідґраткового і міжпідґраткового вкладів в магнітопружність пропорційні один одному. Залежність поля схлопування від температури, встановлена з використанням магнітострікційних даних, співпадає з отриманою раніше із спостережень АФМР. Температурна залежність величини спонтанної анізотропної стрикції, визначена шляхом екстраполяції магнітострікції в однодоменному стані до нульового поля, близька до  $\mathbf{M} \sim T^4$ .

PACS: 76.60.-k

Кристаллы  $\text{CoCl}_2$  относятся к слоистым дигалидам с симметрией  $D_{3d}^5$  и состоят из сэндвичей Cl–Co–Cl с ионно-ковалентной связью внутри сэндвичей и ван-дер-ваальсовой между ними [1]. Слои ионов  $\text{Co}^{2+}$  образуют гексагональную сетку, в которой соседние ионы  $\text{Co}^{2+}$  связаны относительно сильным ферромагнитным обменом. Обменное взаимодействие ионов  $\text{Co}^{2+}$  из соседних сэндвичей антиферромагнитно и весьма слабо. В кристалле  $\text{CoCl}_2$  при температуре  $T_N = 24,7$  К [1] устанавливается трехмерный антиферромагнитный порядок с двухподрешеточной коллинеарной магнитной структурой, для которой магнитные моменты в каждом слое-сэндвиче параллельны

друг другу и антипараллельны в прилежащих слоях.

Одноосная в направлении перпендикулярном плоскости слоя анизотропия спиновых взаимодействий в  $\text{CoCl}_2$  весьма велика, в то время как внутрислоевая пренебрежимо мала. Знак одноосной анизотропии обуславливает ориентацию магнитных моментов обеих подрешеток  $\mathbf{M}_1$  и  $\mathbf{M}_2$  в плоскости слоя. Малость внутрислоевой анизотропии приводит к вырожденности направлений вектора антиферромагнетизма  $\mathbf{L} = \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2$  в плоскости. Прикладывая магнитное поле  $\mathbf{H}_{\parallel}$  вдоль оси кристалла, можно добиться ориентации  $\mathbf{M}_1$  и  $\mathbf{M}_2$  параллельно оси. Для этого нужно преодолеть поле одноосной анизотропии, величина

на которого при  $T = 4,2$  К, по данным [2], составляет  $\sim 150$  кЭ. Для переориентации направления  $\mathbf{L}$  в слое полем  $\mathbf{H}_\perp$ , приложенным вдоль слоя-сэндвича, необходимо преодоление малой внутрислойной анизотропии. При этом векторы  $\mathbf{L}$  и  $\mathbf{H}_\perp$  взаимно перпендикулярны, однако будет происходить скос моментов  $\mathbf{M}_1$  и  $\mathbf{M}_2$  к направлению поля без выхода их из плоскости. По мере возрастания поля скос намагниченностей подрешеток в направлении  $\mathbf{H}_\perp$  увеличивается и они становятся параллельными друг другу в поле схлопывания  $H_{ff} \cong 2H_E$ , где  $H_E$  — эффективное обменное поле межслойного антиферромагнитного взаимодействия. При  $T = 4,2$  К поле схлопывания равно  $2H_E \approx 32$  кЭ [3].

Октаэдрическое кристаллическое поле, в котором находится каждый из ионов  $\text{Co}^{2+}$ , имеющий истинный спин  $3/2$ , так воздействует на них, что основным состоянием иона становится орбитальный триплет. За счет спин-орбитального взаимодействия и тригонального кристаллического поля он расщепляется [4] и нижайшим оказывается крамеров дублет, описываемый эффективным спином  $S_{\text{eff}} = 1/2$  с сильно анизотропным  $g$ -фактором ( $g_\perp = 6,0$ ,  $g_\parallel = 3,1$  [3]). Два наиболее близких к основному состоянию из более высоколежащих крамеровских дублетов имеют энергии 699 и 1653 ГГц [5]. Их заселенностью в упорядоченном состоянии пренебрегают [5,6]. Согласно [6,7], сильная одноосная магнитная анизотропия  $\text{CoCl}_2$  связана с анизотропией внутрислойных обменных взаимодействий.

Магнитные свойства  $\text{CoCl}_2$  интенсивно изучались в 60–70-е гг. Были исследованы высокочастотный (ВЧ) и низкочастотный (НЧ) антиферромагнитные резонансы (АМФР) [2,3,8,9], температурная зависимость величины поля схлопывания  $H_{ff}$  [9], при котором частота ВЧ АФМР обращается в нуль, ядерный магнитный резонанс ядер Cl во внутреннем поле магнитоупорядоченного состояния [10], нейтронное рассеяние [11].

При исследовании НЧ АФМР [9,12] установлено, что в  $\text{CoCl}_2$ , как и в других слоистых дигалидах группы железа с легкоплоскостным АФ упорядочением, происходит спонтанное понижение симметрии в легкой плоскости. Кристалл спонтанно деформируется в направлении, соответствующем направлению вектора  $\mathbf{L}$ . В спектре НЧ АФМР возникает характерная щель [9], которая отражает эффект спонтанной магнитострикции [12].

В работах [12,13] были проведены измерения вынужденной магнитострикции в  $\text{CoCl}_2$ . Наиболее примечательным результатом [12,13] оказа-

лось практически полное отсутствие спонтанной магнитострикции образца как целого без приложения внешнего поля, несмотря на стрикционную спонтанную деформацию в плоскости для каждого отдельного домена, о чем свидетельствует возникновение щели в спектре НЧ АФМР. Стрикция образца появляется только при его переводе под действием внешнего магнитного поля  $\mathbf{H}_\perp$  в однодоменное состояние. В [12,13] это объяснено тем, что в многодоменном состоянии направления  $\mathbf{L}$  и, соответственно, деформаций в различных доменах не совпадают и, как результат, деформации взаимно компенсируются для образца в целом. Установлено, что образование указанных доменов (в работе [13] они названы «магнитоупругими») является в основном обратимым при введении–выведении магнитного поля  $\mathbf{H}_\perp$ , хотя некоторая необратимая часть, соответствующая преимущественному сохранению доменов с  $\mathbf{L} \perp \mathbf{H}_\perp$ , при выключении поля также присутствует. Эта необратимая часть была зафиксирована и при нейтроннографическом обнаружении антиферромагнитных доменов в  $\text{CoCl}_2$  [11]. В работе [14] была предложена модель, рассматривающая происхождение обратимой магнитоупругой доменной структуры как следствие конечных размеров исследуемого кристалла.

Второй особенностью магнитострикции слоистых дигалидов группы железа (измерения проведены только при гелиевой температуре [12,13]) оказалось то, что относительные изменения размеров кристаллов в плоскости, связанные со спонтанной и вынужденной магнитострикцией, необычно велики ( $\Delta l/l \sim 10^{-4}$ ).

Изучение изменений с температурой параметров, характеризующих спонтанную и вынужденную магнитострикцию, и характеристических полей преодоления во внешнем магнитном поле магнитоупругой многодоменности представляется интересным как с точки зрения получения конкретной информации о данном кристалле, так и для развития общих представлений о легкоплоскостных (ЛП) антиферромагнитных системах, в которых происходит спонтанное нарушение симметрии благодаря магнитоупругому взаимодействию. В общем случае вопросы температурной зависимости механизмов вынужденной и спонтанной магнитострикции в АФ кристаллах остаются недостаточно изученными. В связи с этим в настоящей работе проведены исследования температурной зависимости магнитострикции в  $\text{CoCl}_2$  в области температур от гелиевой вплоть до температуры антиферромагнитного упорядочения этого кристалла  $T_N$ .

## Эксперимент

Измерения магнестрикции монокристаллов  $\text{CoCl}_2$  проводили дилатометрическим методом [15]. Как показано в [12,13], вынужденная стрикция  $\text{CoCl}_2$  имеет гистерезисный характер, что связано с наличием частичной необратимости доменной структуры. Поэтому значения магнестрикции несколько различаются при вводе и выводе поля. В однодоменном состоянии, после разрушения магнитным полем многодоменности, величины стрикции не зависят от процедуры ввода—вывода поля [13], поэтому для анализа можно использовать данные, полученные, например, при вводе магнитного поля.

На рис. 1 приведены зависимости от  $\mathbf{H}_\perp$  относительной деформации ( $\epsilon = \Delta l/l$ ) кристалла  $\text{CoCl}_2$  в направлении вдоль  $\mathbf{H}_\perp$  в интервале температур от 4,2 до 24 К. Для всех температур характер зависимости  $\epsilon(H_\perp)$  качественно одинаков. С ростом  $\mathbf{H}_\perp$  от  $\mathbf{H}_\perp = 0$  происходит сначала быстрое увеличение относительной деформации вследствие монодоменизации образца, а затем, после перехода в однодоменное состояние, наблюдается вынужденная стрикция, связанная со скосом к полю намагниченностей подрешеток. В ходе этого процесса стрикция изменяет знак. В поле схлопывания  $H_{ff}$  появляется излом на кривой зависимости вынужденной магнестрикции от поля. Как видно, температурные изменения кривых проявляются как в величинах деформаций (с ростом температуры они становятся меньше), так и в значениях полей перехода в однодоменное состояние (область максимумов на кривых) и, что очевидно, полей схлопывания спинов подрешеток.

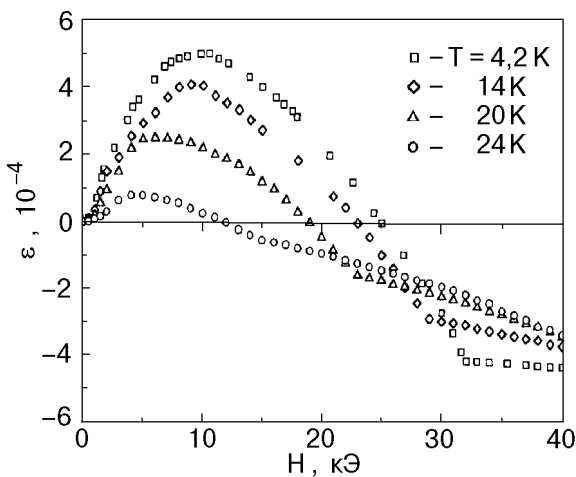


Рис. 1. Полевые зависимости относительных удлинений кристалла  $\text{CoCl}_2$ , измеренных вдоль поля, ориентированного в легкой плоскости, при разных значениях температуры (ниже  $T_N = 24,7$  К).

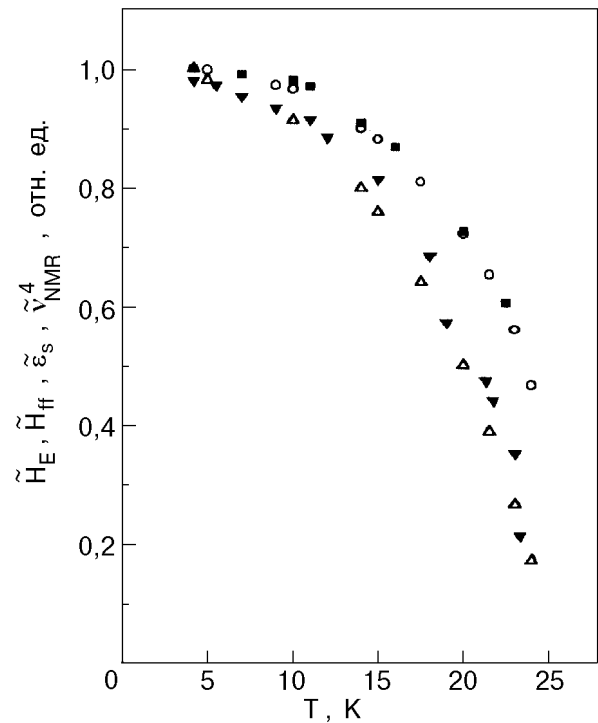


Рис. 2. Температурные зависимости относительных значений полей схлопывания  $\tilde{H}_{ff}$  (○) и  $\tilde{H}_E$  (■), спонтанной анизотропной стрикции  $\tilde{\epsilon}_s$  (△) и частоты ЯМР в четвертой степени  $\tilde{\nu}_{NMR}^4$  (▼).

Величины  $\tilde{H}_{ff}(T) = H_{ff}(T)/H_{ff}(T = 4,2 \text{ К})$  при различных температурах показаны на рис. 2. Для сравнения приведены аналогичные значения эффективных обменных полей  $\tilde{H}_E(T) = H_E(T)/H_E(T = 4,2 \text{ К})$ , определенные из АФМР по величине  $\mathbf{H}_\perp$ , при котором частота ВЧ АФМР обращается в нуль [9]. Данные разных методов о температурной зависимости поля схлопывания хорошо согласуются.

На рис. 3 изображены зависимости величин относительной деформации кристалла от квадрата поля  $\epsilon(H_\perp^2)$  при разных температурах. Для полей, в которых магнестрикция определяется

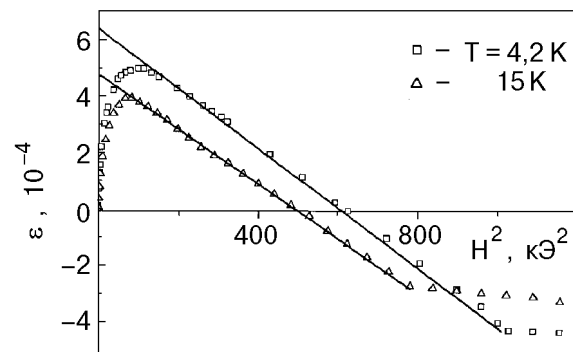


Рис. 3. Относительные значения МС кристалла как функции квадрата величины приложенного поля при разных температурах.

скосом спинов подрешеток в однодоменном состоянии, вплоть до  $H_{ff}$ , относительные деформации при всех температурах сохраняют пропорциональность квадрату поля. На рис. 3 этому процессу отвечают участки, аппроксимируемые прямыми линиями. Экстраполируя их к  $H_{\perp} = 0$ , получаем гипотетические значения спонтанной магнитострикции  $\epsilon_s$  однодоменного состояния. Они должны были бы наблюдаться, если бы в малых полях не появлялись магнитоупругие домены и суммарная спонтанная, анизотропная в легкой плоскости магнитострикция кристалла как целого не компенсировалась бы сложением деформаций в различных направлениях в каждом из них.

Представляет интерес выяснить, как изменяется с температурой коэффициент пропорциональности стрикции однодоменного состояния величине  $H_{\perp}^2$ . На рис. 4 представлены при разных температурах зависимости стрикции, нормированной на величину спонтанной анизотропной стрикции при этой температуре  $\tilde{\epsilon}(T, H) = \epsilon(T, H)/\epsilon_s(T)$ , от квадрата величины поля, нормированного на квадрат поля схлопывания при соответствующей температуре  $\tilde{H}_{\perp}^2 = H_{\perp}^2/H_{ff}^2(T)$ . Как видно, зависимости нормированной таким образом стрикции совпадают при разных температурах в пределах точности эксперимента как в однодоменном состоянии, так и на участке перехода от однодоменного состояния к многодоменному.

Совпадение данных зависимостей в однодоменной области позволяет описать магнитополевые

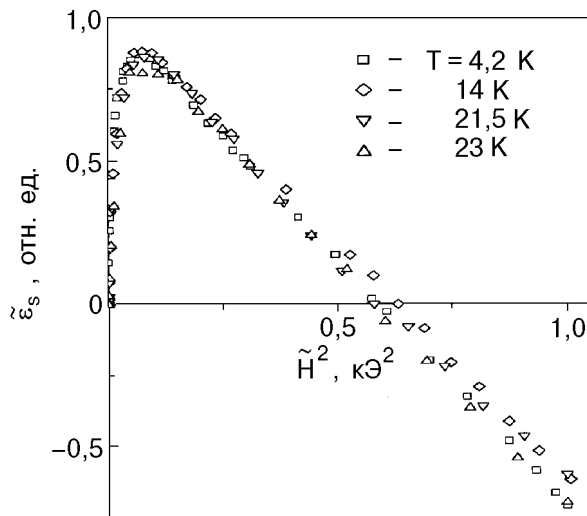


Рис. 4. Зависимости относительных величин стрикции, нормированных на значение спонтанной анизотропной стрикции при каждой температуре ( $\tilde{\epsilon}(T, H) = \epsilon(T, H)/\epsilon_s(T)$ ), от квадрата величины поля, нормированного на квадрат поля схлопывания для каждой температуры ( $\tilde{H}_{\perp}^2 = H_{\perp}^2/H_{ff}^2(T)$ ).

зависимости вынужденной однодоменной магнитострикции во всей области температур  $T < T_N$  соотношением

$$\epsilon(T, H) = \epsilon_s(T)\{1 - \xi[H_{\perp}/H_{ff}(T)]^2\}, \quad (1)$$

где  $\xi$  — постоянная, не зависящая от температуры величина (экспериментально определенная  $\xi = 1,6 \pm 0,05$ ).

В то же время совпадение зависимостей на рис. 4 на участке перехода от однодоменного состояния к многодоменному означает, что величина поля схлопывания намагниченностей подрешеток и параметры полевой перестройки доменной структуры, такие, например, как характеристическое «поле однодоменизации», аналогичным образом зависят от температуры.

Температурная зависимость относительных величин анизотропной спонтанной магнитострикции  $\tilde{\epsilon}_s(T) = \epsilon_s(T)/\epsilon_s(T = 4,2 \text{ К})$  показана на рис. 2. Целесообразно сравнить ее с  $H_{ff}(T)$  и с температурной зависимостью подрешеточной намагниченности, которая известна из данных о ЯМР ядер  $^{63}\text{Сl}$  в нулевых полях при разных температурах [10]. Частоты ЯМР  $\nu_{NMR}(T)$  пропорциональны подрешеточным намагниченностям  $M_{1,2}(T)$ . Поэтому нормированные частоты ЯМР,  $\tilde{\nu}(T) = \nu_{NMR}(T)/\nu_{NMR}(T = 4,2 \text{ К})$ , должны быть равны значениям нормированной подрешеточной намагниченности  $\tilde{m}(T) = M_{1,2}(T)/M_{1,2}(T = 4,2 \text{ К})$  [10].

Сравнение  $\tilde{\epsilon}_s(T)$  и  $\tilde{\nu}_{NMR} = \tilde{m}(T)$  показывает, что  $\tilde{\epsilon}_s(T)$  может быть представлена как величина пропорциональная  $\tilde{m}^n(T)$ . Хотя наилучшая подгонка достигается при  $n \approx 4,5$ , мы приводим на рис. 2 для сравнения зависимость  $\tilde{\nu}_{NMR}^4(T)$ . Как видим, эта зависимость близка  $\tilde{\epsilon}_s(T)$  в пределах погрешности измерения. Заметим, что  $\tilde{H}_{ff}(T) \approx \tilde{m}^2(T)$  [9]. Сравнение  $\tilde{\epsilon}_s(T)$  с  $\tilde{H}_{ff}^2(T)$  показывает, что удовлетворительно выполняется соотношение  $\tilde{\epsilon}_s(T) \approx \tilde{H}_{ff}^2(T)$ .

## Обсуждение

Сначала рассмотрим полевою зависимость стрикции в стиле, близком к анализу, проведенному в [13]. Затем обсудим температурную зависимость величины спонтанной магнитострикции.

Ограничиваясь анизотропными магнитоупругими взаимодействиями только в легкой плоскости, запишем магнитоупругую энергию с учетом гексагональной симметрии кристалла  $\text{CoCl}_2$  в виде [13]

$$E_{ME} = \sum_{\alpha\beta} \gamma_{\alpha\beta}(T)(n_{\alpha x} n_{\beta x} - n_{\alpha y} n_{\beta y})(U_{xx} - U_{yy}) +$$

$$\begin{aligned}
& + \sum_{\alpha\beta} \lambda_{\alpha\beta}(T)(n_{\alpha x} n_{\beta y} + n_{\beta x} n_{\alpha y})U_{xy} + \\
& + \sum_{\alpha\beta} \delta_{\alpha\beta}(T)(n_{\alpha x}^2 + n_{\alpha y}^2)(U_{xx} + U_{yy}), \quad (2)
\end{aligned}$$

где  $\alpha, \beta = 1, 2$  — номера подрешеток  $\alpha \geq \beta$ ;  $\gamma, \lambda, \delta$  — параметры магнитоупругих взаимодействий, зависящие от температуры;  $n_{\alpha x}, n_{\alpha y}$  и  $n_{\beta x}, n_{\beta y}$  — направляющие косинусы векторов намагниченности  $\mathbf{M}_\alpha$  и  $\mathbf{M}_\beta$ . Будем рассматривать только две из возможных ориентаций поля  $\mathbf{H}_\perp$ , когда ось  $x$  совпадает с направлением  $\mathbf{H}_\perp$  или перпендикулярна ему (оси  $x$  и  $y$  ориентированы в легкой плоскости). Первое и второе слагаемые в (2) относятся к анизотропным магнитоупругим взаимодействиям, определяемым направлениями магнитных моментов в слоях. Третье, анизотропное по отношению к трудной оси, слагаемое изотропно в слое. При  $\alpha = \beta$  параметры  $\gamma, \lambda, \delta$  задают внутрислоевую магнитоупругость, при  $\alpha \neq \beta$  речь идет о межслоевой магнитоупругости.

Упругая энергия для деформаций в плоскости имеет вид

$$\begin{aligned}
E_{\text{el}} = & \frac{1}{2} C_{11}(U_{xx}^2 + U_{yy}^2) + \\
& + C_{12}U_{xx}U_{yy} + (C_{11} - C_{12})U_{xy}^2. \quad (3)
\end{aligned}$$

Минимизируя сумму магнитоупругой и упругой энергий, определим величины деформации кристалла в зависимости от ориентации намагниченностей подрешеток. Учтем, что в однодоменном состоянии с  $\mathbf{L} \perp \mathbf{H}_\perp$  намагниченности подрешеток симметричны относительно направления магнитного поля  $\mathbf{H}_\perp$ . Поэтому если  $\mathbf{H}_\perp$  направлено вдоль осей  $x$  или  $y$ , то второе слагаемое в (2) будет равно нулю. Таким образом, получаем

$$\begin{aligned}
U_{xx} = & - \frac{\sum_{\alpha\beta} \gamma_{\alpha\beta}(T)(n_{\alpha x} n_{\beta x} - n_{\alpha y} n_{\beta y})}{C_{11} - C_{12}} - \\
& - \frac{\sum_{\alpha\beta} \delta_{\alpha\beta}(T)(n_{\alpha x} n_{\beta x} + n_{\alpha y} n_{\beta y})}{C_{11} + C_{12}}, \quad (4) \\
U_{yy} = & - U_{xx} - 2 \frac{\sum_{\alpha\beta} \delta_{\alpha\beta}(T)(n_{\alpha x} n_{\beta x} + n_{\alpha y} n_{\beta y})}{C_{11} + C_{12}}.
\end{aligned}$$

В (3) и (4) зависимость величины стрикции от температуры определяется зависимостями  $\gamma(T), \delta(T)$ . Будем полагать, что разворот к полю  $\mathbf{H}_\perp$  векторов  $\mathbf{M}_1$  и  $\mathbf{M}_2$  происходит без изменения их модулей; ориентацию определяем аналогично [16]:

$$\cos \varphi(H_\perp, T) = \frac{H_\perp}{H_{ff}(T)}, \quad (5)$$

где  $\varphi(H_\perp, T)$  — угол между  $\mathbf{H}_\perp$  и намагниченностями подрешеток при температуре  $T$ . Запишем выражение для деформации  $U_{yy}$ , когда  $\mathbf{H}_\perp$  ориентировано вдоль осей  $y$  либо  $x$ :

$$\begin{aligned}
U_{yy}(H_\perp \parallel y, x) = \\
= A_0 \mp A_{12} + [A_p(T) \pm A_{11}(T)] \left[ 1 - 2 \left( \frac{H_\perp}{H_{ff}} \right)^2 \right], \quad (6)
\end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned}
A_0 = & \frac{-2\delta_{11}}{C_{11} + C_{12}}, \quad A_p = \frac{\delta_{12}}{C_{11} + C_{12}}, \\
A_{12} = & \frac{\gamma_{12}}{C_{11} - C_{12}}, \quad A_{11}(T) = \frac{2\gamma_{11}(T)}{C_{11} - C_{12}}. \quad (7)
\end{aligned}$$

В выражении (6) верхний знак соответствует ориентации  $\mathbf{H}_\perp$  вдоль  $y$ , нижний — вдоль  $x$ . Слагаемые, включающие  $A_{12}$  и  $A_{11}$ , описывают анизотропную стрикцию, зависящую от направления  $\mathbf{H}_\perp$ . Ее знак изменяется при изменении направления поля от оси  $x$  к  $y$ .

Вклады в спонтанную стрикцию от  $A_p$  и  $A_0$  изотропны. При изменениях МС образца, который содержит эти вклады в деформацию, величина деформации кристалла при  $H_\perp = 0$  принимается за начало отсчета, т.е. данные вклады в деформацию включаются в исходный размер кристалла при температуре измерения. Поэтому для сравнения (6) с (1) необходимо «сдвинуть» значения деформации в (6) на величины  $A_p$  и  $A_0$ . В то же время вклад от  $A_p$  определяется модулем  $\mathbf{L}$ , следовательно, и модулем  $\mathbf{H}_\perp$ . Поэтому в зависящей от поля части стрикции вклад, содержащий  $A_p$ , будет присутствовать. Исходя из данных [13] о стрикции в  $\text{CoCl}_2$  в скрещенных магнитных полях было показано, что преобладающими в полевой зависимости стрикции этого кристалла будут слагаемые, содержащие  $A_{11}$  и  $A_p$ . Таким образом, вычитая изотропный вклад и пренебрегая слагаемым с  $A_{12}$ , выражение для стрикции  $\text{CoCl}_2$  в направлении вдоль поля  $\mathbf{H}_\perp$  можно представить в виде

$$\varepsilon(H_{\perp}, T) = A_{11}(T) - 2[A_{11}(T) + A_p(T)] \left( \frac{H_{\perp}}{H_{ff}} \right)^2 \quad (8)$$

или

$$\varepsilon(H_{\perp}, T) = A_{11}(T) \left[ 1 - 2 \left( 1 + \frac{A_p(T)}{A_{11}(T)} \right) \left( \frac{H_{\perp}}{H_{ff}} \right)^2 \right]. \quad (9)$$

При  $H_{\perp} = 0$  из (9) получаем, что  $\varepsilon(H_{\perp} = 0, T) = A_{11}(T)$ . Сравнение (1) с (9) позволяет сделать вывод, что  $A_{11}(T)$  отвечает экспериментальной спонтанной стрикции  $\varepsilon_s(T)$ . Коэффициент при квадрате поля в (9), определяющийся отношением  $A_p(T)/A_{11}(T)$ , исходя из (1) для  $\text{CoCl}_2$ , оказался не зависящим от температуры. Это возможно, если параметры  $A_p$  и  $A_{11}$  изменяются с температурой одинаковым образом. Заметим, что  $A_p$  зависит от междодрешеточного вклада в магнитоупругость, в то время как  $A_{11}$  — от внутридрешеточного вклада. Количественный вклад в стрикцию этих слагаемых различен. Сравнивая с экспериментом, получаем, что  $A_{11} > 0$ , а отношение  $A_p/A_{11} = -0,2$ , т.е.  $A_p < 0$  и  $|A_p| < A_{11}$ .

При описании температурной зависимости спонтанной магнитоэлектрической стрикции однодоменного состояния  $\varepsilon_s(T)$  учтем, что она, согласно сравнению стрикции в направлении  $\mathbf{H}_{\perp}$  и перпендикулярно ему, проведенному при  $T = 4,2$  К в [13], в основном связана только с внутридрешеточной магнитоупругостью. Для этого в отличие от магнитоупругой энергии (2) представим ее как функционал от направляющих косинусов подрешеточных намагниченностей и рассмотрим магнитоупругую энергию в виде разложения по подрешеточной намагниченности, ограничиваясь четвертыми степенями:

$$\begin{aligned} E_{ME} = & \sum_{\alpha} \gamma_{\alpha\alpha}^{(1)} (U_{xx} - U_{yy}) (M_{\alpha x}^2 - M_{\alpha y}^2) + \\ & + \sum_{\alpha} \gamma_{\alpha\alpha}^{(2)} (U_{xx} - U_{yy}) (M_{\alpha x}^4 - M_{\alpha y}^4) + \\ & + \sum_{\alpha} \lambda_{\alpha\alpha}^{(1)} U_{xy} M_{\alpha x} M_{\alpha y} + \sum_{\alpha} \lambda_{\alpha\alpha}^{(2)} U_{xy} M_{\alpha x} M_{\alpha y} (M_{\alpha x}^2 + M_{\alpha y}^2), \end{aligned} \quad (10)$$

где в отличие от (2)  $\gamma_{\alpha\alpha}^{(1)}$ ,  $\gamma_{\alpha\alpha}^{(2)}$ ,  $\lambda_{\alpha\alpha}^{(1)}$ ,  $\lambda_{\alpha\alpha}^{(2)}$  — параметры, не зависящие от температуры. В (10)

учтены только анизотропные внутривоскостные взаимодействия и записанные в виде ряда, включающего вторые и четвертые степени проекций намагниченностей подрешетки, удовлетворяя симметрии кристалла. Из (10) следует, что параметры  $\gamma_{\alpha\alpha}(T)$ ,  $\lambda_{\alpha\alpha}(T)$  в (2) можно представить через  $\gamma_{\alpha\alpha}^{(1)}$ ,  $\gamma_{\alpha\alpha}^{(2)}$ ,  $\lambda_{\alpha\alpha}^{(1)}$ ,  $\lambda_{\alpha\alpha}^{(2)}$  в (10). При этом

$$\gamma_{\alpha\alpha}(T) = \gamma_{\alpha\alpha}^{(1)} M^2(T) + \gamma_{\alpha\alpha}^{(2)} M^4(T). \quad (11)$$

Аналогичные соотношения справедливы и для  $\lambda_{\alpha\alpha}$ . Таким образом, получим выражение для температурной зависимости спонтанной магнитоэлектрической стрикции  $\text{CoCl}_2$ , используя четвертую и вторую степени намагниченности подрешеток:

$$\varepsilon_s(T) = 2 \frac{\gamma_{11}^{(1)} M^2 + \gamma_{11}^{(2)} M^4}{C_{11} - C_{12}}. \quad (12)$$

Учитывая, что температурная зависимость относительной деформации  $\varepsilon_s$  близка к температурной зависимости подрешеточной намагниченности в четвертой степени (рис. 2), следует сделать вывод о преобладающем вкладе в (10) магнитоупругой энергии, описываемой намагниченностями подрешеток в четвертой степени.

В феноменологическом подходе, оправдывающем запись выражения (10), открытым остается вопрос о происхождении параметров  $\gamma_{\alpha\alpha}^{(1)}$ ,  $\gamma_{\alpha\alpha}^{(2)}$ ,  $\lambda_{\alpha\alpha}^{(1)}$ ,  $\lambda_{\alpha\alpha}^{(2)}$ . Если речь идет о традиционном рассмотрении магнитоупругих взаимодействий, то вклады в магнитоупругие взаимодействия, содержащие 4-е степени проекций намагниченности в (10), могут быть рассчитаны в предположении, что между спинами в кристалле  $\text{CoCl}_2$  реализуются взаимодействия четвертого порядка по спину [9]. Такие взаимодействия в принципе могут присутствовать в анизотропной части негеизенберговского обменного взаимодействия. Феноменологическое представление для магнитоэлектрической стрикции, обусловленной таким типом взаимодействий, должно иметь вид, предложенный в [17], который соответствует (10). Преобладание вклада в МС от этих взаимодействий по отношению к содержащим вторые степени намагниченности подрешеток, вообще говоря, нетипично и поэтому требует дополнительного рассмотрения.

В заключение отметим, что в кристалле  $\text{CoCl}_2$  величины вынужденной стрикции при схлопывании спинов подрешеток во всем интервале температур существования антиферромагнитной фазы пропорциональны квадрату величины прикладываемого в плоскости магнитного поля. Эта квадратичность в однодоменной области хорошо

согласуется с предположением о вращении намагниченностей подрешеток при их схлопывании без изменения величин магнитных моментов. Температурная зависимость спонтанной анизотропной стрикции кристалла  $\text{CoCl}_2$  может быть феноменологически объяснена преобладающей магнитоупругостью, пропорциональной намагниченностям подрешеток в четвертой степени.

Эта работа частично финансировалась Фондом фундаментальных исследований Украины по проекту 2.4/734.

1. J. W. Leech and A. J. Manuel, *Proc. Phys. Soc.* **B59**, 210 (1956).
2. J. Magarino, J. Tuchendler, A. R. Fert, and J. Gelard, *Solid State Commun.* **23**, 175 (1977).
3. I. S. Jacobs, S. Roberts, and S. D. Silverstein, *J. Appl. Phys.* **39**, 816 (1968).
4. С. А. Альшутлер, Б. М. Козырев, *Электронный парамагнитный резонанс*, Наука, Москва (1972).
5. K. R. A. Ziebeck, C. Escribe, J. P. Redoules, and J. Gelard, *Solid State Commun.* **23**, 857 (1977).
6. M. E. Lines, *Phys. Rev.* **131**, 546 (1963).
7. A. Yoshimori, *Phys. Rev.* **130**, 1312 (1963).
8. I. S. Jacobs, S. Roberts, and P. S. Lawrence, *J. Appl. Phys.* **36**, 1197 (1965).
9. А. Ф. Лозенко, С. М. Рябченко, *ЖЭТФ* **65**, 1085 (1973).
10. Ф. В. Брагин, С. М. Рябченко, *ФТТ* **15**, 1050 (1973).
11. H. Wilkinson, J. W. Cable, E. O. Wollan, and W. C. Koehler, *Phys. Rev.* **113**, 497 (1959).
12. А. Ф. Лозенко, П. Е. Пархомчук, С. М. Рябченко, П. А. Троценко, *ФНТ* **14**, 941 (1988).
- 13 В. М. Калита, А. Ф. Лозенко, С. М. Рябченко, П. А. Троценко, *УФЖ* **43**, 1469 (1998).
14. E. V. Gomonaj and V. M. Loktev, *ФНТ* **25**, 699 (1999).
15. З. А. Казей, М. В. Леванидов, В. И. Соколов, *ПТЭ* № 2, 196 (1981).
16. Л. Неель, *Известия АН СССР, Сер. физ.* **21**, 890 (1957).
17. Е. А. Туров, *Физические свойства магнитоупорядоченных кристаллов*, Изд.-во АН СССР, Москва (1963).

### Temperature–field dependences of magnetostriction in the antiferromagnetic phase of easy-plane antiferromagnet $\text{CoCl}_2$

V. M. Kalita, A. F. Lozenko, and S. M. Ryabchenko

Anisotropic magnetostriction of easy-plane antiferromagnet  $\text{CoCl}_2$  is measured and analyzed for different temperatures in the magnetically ordered phase of this crystal. It is shown that the field dependence of magnetostriction value in the monodomain antiferromagnetic state is quadratic in field in the temperature range studied. The temperature dependences of intra- and inter-sublattice contributions into magnetoelastic interaction are shown to be proportional to each other. The temperature dependence of the spin-flip field, determined from the magnetostriction data is consistent with the dependence obtained from the measurement of AFMR. The temperature dependence of the value of spontaneous anisotropic magnetostriction is obtained by extrapolating the field dependence of the monodomain state striction to zero field. It is shown to be proportional to the 4th power of the temperature dependence of sublattice magnetization.