

Влияние многодоменности на полевые зависимости намагниченности и вынужденной стрикции в легкоплоскостных антиферромагнетиках

© В.М. Калита, А.Ф. Лозенко, С.М. Рябченко, П.А. Троценко, Т.М. Яткевич

Институт физики Национальной академии наук Украины,
03028 Киев, Украина

E-mail: lozenko@iop.kiev.ua

(Поступила в Редакцию 21 марта 2003 г.)

Приведены и проанализированы экспериментальные данные наблюдений вынужденной магнитострикции и намагниченности при переходе от многодоменного к однородному состоянию в легкоплоскостном двухподрешеточном антиферромагнетике NiCl_2 . Показано, что в соответствии с магнитоупругим механизмом многодоменности полевые зависимости величин вынужденной магнитострикции и намагниченности взаимосвязаны и отражают процесс перехода к однородному состоянию. Причем вид этих зависимостей определяется пропорциональностью намагниченности и стрикции среднему количеству доменов с выгодной ориентацией в поле.

Антиферромагнитная фаза многих высокосимметричных антиферромагнетиков (АФМ) с совершенной решеткой реализуется в виде многодоменного состояния [1]. Такая многодоменность оказывает значительное влияние на магнитные свойства кристаллов. В ряде случаев она оказывается обратимой в цикле перевода кристалла внешним магнитным полем в однодоменное состояние и последующего его вывода, т. е. равновесной.

В отличие от ферромагнетиков (ФМ) механизмы образования равновесного многодоменного состояния в случае АФМ изучены недостаточно. Одним из первых был предложен энтропийный механизм [2]. Его действие основано на дополнительном вкладе в энтропию за счет уменьшения степени упорядоченности кристалла в многодоменном состоянии, который понижает свободную энергию многодоменного состояния по сравнению с однородным на величину $-T\Delta S$, где ΔS — приращение энтропии за счет многодоменности. Многодоменное АФМ-состояние энтропийного происхождения ограничено температурами в окрестности T_N и наблюдается у ряда АФМ [3]. При более низких температурах реализуется однородное АФМ-состояние.

Ранее в [1] высказывалось предположение, что многодоменность в легкоплоскостных слоистых АФМ обусловлена именно энтропийным механизмом. Однако, как показано в [4], в этих АФМ домены существуют и при $T \rightarrow 0$. Следовательно, энтропийный механизм не определяет многодоменность этих кристаллов.

Первые экспериментальные данные о многодоменности слоистых легкоплоскостных АФМ были получены в работе [5] на основании исследований намагниченности порошков. При этом в [5] наблюдался ряд необычных явлений: во-первых, в областях полей ниже некоторой величины была обнаружена нелинейность намагничивания образцов при приложении магнитного поля; во-вторых, был выявлен некий гистерезис с остаточной намагниченностью и коэрцитивной силой. В [5] гистерезис намагничивания и нелинейный ход намагниченности связывались с проявлениями ФМ-включений в исследуемых образцах.

При изучении АФМ-состояния монокристаллов дигалидов группы железа методами нейтронографии [6] было установлено, что в АФМ-фазе кристалл разбивается на области (домены) с неодинаково направленным, но однородным в пределах каждой отдельной области вектором антиферромагнетизма \mathbf{L} . По данным нейтронного рассеяния поворот направлений спинов в соседних доменах составляет 120° . В [6] было показано, что при вводе магнитного поля \mathbf{H} , лежащего в легкой плоскости (ЛП), происходит увеличение доли доменов с вектором антиферромагнетизма, перпендикулярным полю, вплоть до перехода к однородному состоянию. Образование многодоменности связывалось в [6] с действием внутривекторной анизотропии, создающей в ЛП дополнительные различия между энергиями разных направлений \mathbf{L} , с тремя эквивалентными осями легчайшего намагничивания, по которым и ориентируются домены. Переход же из многодоменного состояния в однодоменное рассматривался как совокупность ориентационных переходов в этих доменах к состоянию, в котором векторы \mathbf{L} перпендикулярны \mathbf{H} . При выводе поля многодоменное состояние в значительной мере восстанавливалось, хотя и не полностью: совокупный объем доменов с \mathbf{L} , перпендикулярным полю, оставался большим, чем до ввода поля. Наличие нескольких эквивалентных осей легчайшего намагничивания, связанных с внутривекторной анизотропией, влияет на ориентации спинов, но не объясняет почти равновесного (обратимого в циклах ввода-вывода магнитного поля) многодоменного состояния. Многодоменность может возникнуть при охлаждении через точку Нееля в нулевом поле как метастабильное состояние, связанное со случайным зарождением АФМ-состояния в разных точках кристалла с \mathbf{L} , ориентированным вдоль разных легчайших осей. Но анизотропия не способна компенсировать потери энергии при образовании доменных стенок для восстановления многодоменного состояния из однодоменного при выводе \mathbf{H} . Влияние малой внутривекторной анизотропии обсуждалось также в [7], где было показано, что она оказывает влияние на формирование доменной структуры.

К образованию „равновесного“ многодоменного АФМ-состояния в легкоплоскостных кристаллах могут привести винтовые дислокации [8,9]. При этом доменная структура должна стабилизироваться внутриплоскостной кристаллической анизотропией.

В [4,7,10] было высказано предположение о магнитоупругой природе доменов в легкоплоскостных АФМ-дигалидах группы железа. Основанием для этого послужили данные измерений магнестрикции (МС) при перестройке доменной структуры в ряде кристаллов из этой группы. В этих АФМ наблюдаются большие (для CoCl_2 [4,10]), сравнимые с характерными для редкоземельных магнетиков [11] значения вынужденной МС.

С учетом магнитоупругой природы многодоменности представляется вероятным, что наблюдавшаяся еще в [5] нелинейность намагничивания слоистых АФМ-дигалидов группы железа связана не с ФМ-включениями, а с перестройкой магнитоупругого многодоменного АФМ-состояния под действием магнитного поля. Ввиду магнитоупругого механизма многодоменности в этих АФМ полевые зависимости намагниченности и МС должны быть взаимосвязаны.

Известно, что в ФМ магнитоупругость сильно влияет на кривые намагничивания [12]. Она влияет на движение доменных стенок и формирование доменной структуры. Например, в одноосном ФМ с доменами, ориентированными вдоль легкой оси, намагничивание полем, направленным вдоль этой же оси, происходит за счет движения 180° доменных границ и не сопровождается вынужденной МС (если пренебрегать парапроцессом) [13]. Вынужденная МС в таком ФМ будет наблюдаться при намагничивании в поле, перпендикулярном легкой оси, когда происходит скос магнитных моментов доменов к полю. Вынужденная МС в ФМ будет также наблюдаться при движении 90° доменных границ [12]. В АФМ в отличие от ФМ для любой перестройки многодоменного состояния намагничивание всегда сопровождается скосом спинов подрешеток в доменах к направлению магнитного поля; следовательно, должна присутствовать вынужденная МС.

В настоящей работе проанализированы особенности перестройки многодоменного состояния легкоплоскостного АФМ под действием внешнего магнитного поля. При этом в качестве примера использованы экспериментальные данные измерений намагниченности и вынужденной МС слоистого двухподрешеточного легкоплоскостного АФМ NiCl_2 в области существования многодоменного состояния в циклах ввода-вывода магнитного поля. Показано, что особенности полевых зависимостей намагниченности и вынужденной МС NiCl_2 являются согласованными с процессом перестройки многодоменного состояния.

1. Эксперимент

Для изменений использовались монокристаллы NiCl_2 , выращенные из расплава в запаянных кварцевых ампулах при медленном опускании ампулы через зону

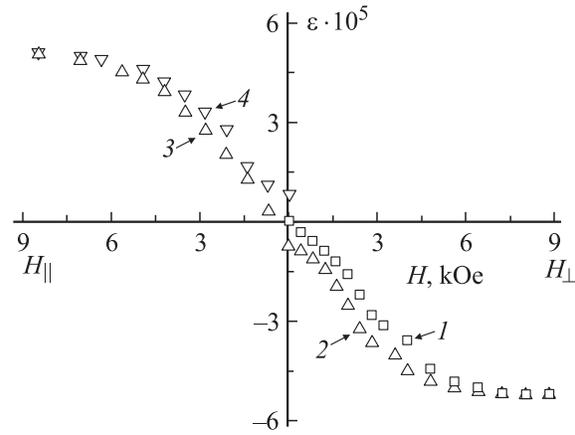


Рис. 1. Зависимости МС NiCl_2 от H при $T = 4.2$ К. 1 — при вводе поля H_\perp , перпендикулярного направлению измерения МС, 2 — при выводе H_\perp , 3 — при вводе поля H_\parallel , параллельного направлению измерения МС (вдоль направления размера кристалла, измеряемого дилатометром), 4 — при выводе H_\parallel .

с резким вертикальным градиентом температуры. От выращенной монокристаллической були откальвались пластинки по плоскости спайности. Кристалл NiCl_2 имеет симметрию D_{3d}^5 . Температура его перехода в АФМ-состояние равна $T_N = 49.6$ К [14]. Измерения проводились при $T = 4.2$ К.

МС измерялась на образцах в форме прямоугольных пластин размером $5 \times 5 \times 1$ мм. Меньшая грань отвечала направлению вдоль трудной оси (C_3). Для измерений МС использовался дилатометр с магнитной системой в виде двух скрещенных магнитов.

Намагниченность измерялась с помощью вибрационного магнитометра LDJ-9500. Образец имел ту же форму, что и при измерениях стрикции, но был тоньше (размер $5 \times 4 \times 0.2$ мм). Величина вводимого H составляла не более 10 кОе; этого, однако, было практически достаточно для достижения полей перехода от многодоменного к однородному состоянию в NiCl_2 [15]. Нужно отметить, что образцы, использованные при наблюдениях МС и намагниченности, выращены в разное время. Поскольку кристаллы NiCl_2 гигроскопичны, они хранились в обезвоженной среде. Однако ввиду ростовых различий и возможных различий в условиях хранения нет уверенности в том, что полученные кристаллы идентичны, т.е. они могут иметь разное количество дефектов, роль которых при образовании и перестройке магнитоупругого многодоменного состояния очень важна.

На рис. 1 приведены зависимости вынужденной МС монокристаллов NiCl_2 в скрещенных магнитных полях, приложенных в ЛП кристалла, в цикле ввода-вывода H . Приведенные данные показывают наличие „гистерезиса“ в зависимостях МС от величины магнитного поля, а также остаточной стрикции, знак которой определяется направлением выводимого поля. Гистерезис нестандарт-

ный: он имеет место при изменении направления вводимого поля и отсутствует при многократном вводе-выводе поля одного и того же направления.

Вид наблюдаемой зависимости $\varepsilon(H)$ (где $\varepsilon = \Delta l/l$ — относительное удлинение кристалла в поле, l — длина кристалла в направлении измерения, а Δl — ее приращение в поле) является отражением общей особенности. Вынужденная МС кристалла в многодоменном состоянии анизотропна и при изменении направления поля на поперечное меняет знак. Кристалл NiCl_2 вытягивается вдоль H , а в перпендикулярном направлении, наоборот, сжимается на ту же величину. В больших полях (≥ 10 kOe) независимо от направления H в ЛП происходит переход в однородное (однодоменное) состояние. Поведение МС NiCl_2 в однородном состоянии изучалось в [7]. Стрикция однородного состояния медленно меняется с дальнейшим ростом приложенного поля. В полях вплоть до схлопывания спинов (спин-флип) $\varepsilon(H)$ меняется пропорционально квадрату напряженности магнитного поля, что согласуется с теоретическим описанием однородного АФМ во внешнем магнитном поле [16]. Экстраполяция этой зависимости к $H = 0$ дает гипотетическую величину спонтанной МС однодоменного состояния.

Согласно приведенной на рис. 1 зависимости МС от H в циклах его ввода-вывода с переключением направления, спонтанная анизотропная стрикция доменов в многодоменном состоянии скомпенсирована (с точностью до величины остаточной стрикции, обсуждавшейся выше). Таким образом, в многодоменном АФМ-состоянии при $H = 0$ кристалл как целое (в пренебрежении возможной остаточной стрикцией) не деформирован. Отметим, что, как следует из данных АФМ-резонанса [17], домены в этом состоянии сохраняют спонтанную деформацию, оставаясь практически ненапряженными, что проявляется в присутствии в спектре НЧ АФМР щели, обусловленной спонтанной МС. Следовательно, модель многодоменного состояния должна сочетать отсутствие деформации кристалла как целого с отсутствием напряжений отдельных доменов.

На рис. 2 приведены зависимости МС многодоменного состояния от квадрата напряженности магнитного поля при его выводе. Они соответствуют низкополевым участкам кривых 2 и 4 на рис. 1. Разные знаки стрикции отвечают проявлению анизотропии вынужденной МС, тогда как сама стрикция на участке $H < 2.5$ kOe, как видно из рис. 2, хорошо описывается выражение

$$\varepsilon = \varepsilon_r + \varepsilon_s \frac{H^2}{H_d^2}, \quad (1)$$

где ε_r — величина остаточной стрикции, которая при выводе H обращается в нуль; ε_s — величина спонтанной стрикции однодоменного состояния; H_d — эмпирический параметр, величина которого для согласования с экспериментом должна быть $H_d = 3.6 \pm 0.3$ kOe. Поскольку значение ε_r зависит от предыстории (от последней величины и направления вводимого поля), в общем

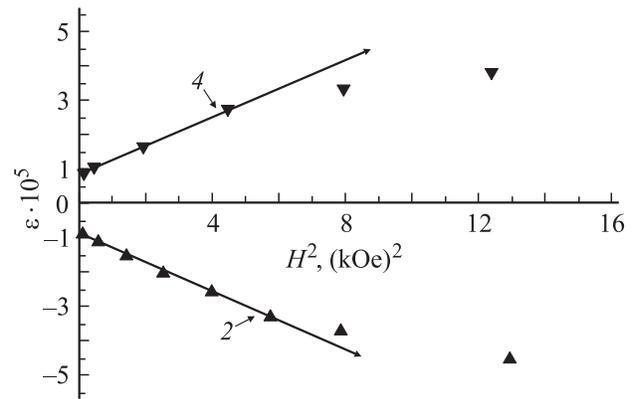


Рис. 2. Зависимости МС от квадрата напряженности магнитного поля при его выводе, соответствующие кривым 2 и 4 на рис. 1.

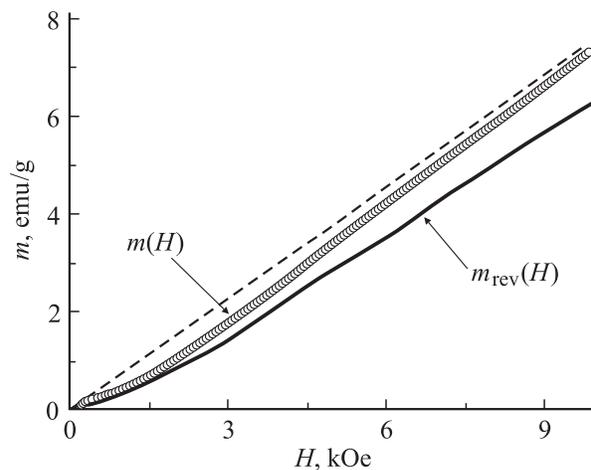


Рис. 3. Зависимость намагниченности $m(H)$ NiCl_2 при вводе поля для $T = 4.2$ K. Приведена также ее обратимая часть $m_{\text{rev}}(H)$.

случае величину ε_s следует определять как полусумму значений стрикции, полученных из асимптот зависимостей $\varepsilon(H)$ при $H \rightarrow 0$ для двух взаимно перпендикулярных ориентаций магнитного поля, при поочередном вводе поля. Для первого ввода H зависимость стрикции от магнитного поля на данном участке ($H < 2.5$ kOe) описывается выражением (1) с $\varepsilon_r = 0$ [7].

На рис. 3 представлена кривая намагничивания монокристалла NiCl_2 при вводе $H \perp C_3$. Видно, что намагниченность нелинейно зависит от H . В однородном состоянии зависимость намагниченности от магнитного поля, вводимого в ЛП, согласно теории Нееля [16], должна быть линейной. Как показано в [15], в легкоплоскостном АФМ NiCl_2 , за исключением области полей перестройки многодоменного состояния, намагниченность кристалла вплоть до поля спин-флипа растет с полем линейно с постоянной восприимчивостью. На рис. 3 приведена также гипотетическая прямая (штриховая) хода намагниченности в отсутствие многодоменности,

построенная согласно данным [15,16]. Как видно, при перестройке многодоменного состояния кривая $m(H)$ имеет вид характерного „провисания“ по отношению к прямолинейной зависимости. При этом намагниченность в области перестройки многодоменного состояния оказывается меньше ожидаемой для однородного состояния. Указанная прямая и зависимость $m(H)$ с ростом H сначала расходятся, а затем (при $H > 5$ кОе) сближаются и при $H = 10$ кОе практически смыкаются. Измеряемая намагниченность нормировалась на единицу массы образца.

Полевая зависимость $m(H)$, показанная на рис. 3, при $H \rightarrow 0$ хорошо аппроксимируется выражением

$$m = \chi_d H \left(1 + \frac{H^2}{H_m^2} \right), \quad (2)$$

где χ_d — магнитная восприимчивость многодоменного состояния при $H \rightarrow 0$ ($\chi_d = 0.44$ emu/g · кОе), H_m — эмпирический параметр. Его величина, выбранная при наилучшей подгонке к эксперименту, составляет $H_m = 4.3 \pm 0.6$ кОе. Такая аппроксимация нечетными степенями по H согласуется с экспериментально получаемой антисимметричностью зависимости $m(H)$ при смене знака вводимого поля. Естественно, что этим выражением можно пользоваться в полях $H < H_m$. Тщательные измерения в циклах ввода-вывода магнитного поля (без изменения его направления) показали, что остаточная намагниченность и гистерезис намагниченности отсутствуют. Это согласуется с данными [15]. К сожалению, не было проведено измерений типа ввод-вывод поля с последующим вводом-выводом поля, повернутого в плоскости по отношению к первому полю на 90° , когда можно ожидать своеобразного „гистерезиса“, но также без остаточной намагниченности.

Интегрируя зависимость $m(H)$ по H , можно определить работу, выполняемую магнитным полем при намагничивании кристалла при переходе к однородному состоянию. Для единичного объема образца она равна

$$A = \frac{1}{\rho} \int_0^{H_0} m(H) dH, \quad (3)$$

где ρ — плотность кристалла, так как намагниченность $m(H)$ определена на единицу массы; H_0 — верхний предел интегрирования, отвечающий полю внутри однородного состояния (для него использовалось значение $H_0 = 10$ кОе). Если бы не было многодоменности и кристалл находился в однородном состоянии, то с учетом линейного хода намагниченности работа поля по намагничиванию единичного объема образца была бы равна

$$A_0 = \frac{1}{2\rho} \chi_e H_0^2, \quad (4)$$

где χ_e — магнитная восприимчивость однородного состояния.

Энергию E рассматриваемого АФМ в магнитном поле (в расчете на единицу объема) можно представить суммой обменной энергии e_1 (ограничиваясь только ее межподрешеточными взаимодействиями), зе-

мановского слагаемого e_2 , энергии потерь на доменной стенке e_3 и энергии e_4 упругого согласования спонтанной МС доменов с локальными упругими полями дефектов [7], сопровождающегося образованием триад доменов [18]: $E = e_1 + e_2 + e_3 + e_4$. Потери обменной энергии на стенках кристаллу невыгодны, тогда как упругое согласование спонтанной МС доменов с дефектами способствует образованию многодоменности, поэтому e_4 можно назвать энергией „источника“ многодоменности. Реальная структура доменов, их ориентация, количество и форма будут определяться минимизацией суммы этих взаимосвязанных через конфигурацию доменов вкладов. Равновесному многодоменному состоянию отвечает минимум энергии E . Для обеспечения такого минимума приращение энергий e_3 и e_4 при образовании многодоменного состояния должны иметь противоположные знаки. В подтверждение этого рассмотрим разность энергий E кристалла в состояниях до ввода поля и при приложении поля H_0 ; она равна $\Delta E = \Delta e_1 + \Delta e_2 + \Delta e_3 + \Delta e_4$. Поскольку $\Delta E = A$, а $\Delta e_1 + \Delta e_2 = A_0$, получим соотношение $A_0 - A = (e_3(H=0) + \Delta e_4)$, в котором учтено, что при $H = H_0$ состояние кристалла почти однородно: $e_3(H = H_0) = 0$ и $\Delta e_3 = e_3(H=0) - e_3(H = H_0) = e_3(H=0) = e_3$. Как следует из (3) и (4) с учетом данных рис. 3, $A_0 - A > 0$. Образование стенок невыгодно для обменных взаимодействий, поэтому $e_3 > 0$. Таким образом, получаем, что изменение энергии источника многодоменности отрицательно ($\Delta e_4 < 0$), причем $|\Delta e_4| > e_3$. Поскольку $\Delta e_4 = e_4(H=0) - e_4(H_0)$, получаем $e_4(H=0) < e_4(H_0)$. Эта особенность энергии источника многодоменности e_4 является необходимым условием образования равновесного магнитоупругого многодоменного АФМ-состояния.

Таким образом, разность работ (4) и (3) позволяет провести энергетические оценки двух процессов: потерь энергии на стенках и противоположного процесса, обеспечивающего многодоменность и связанного с источником многодоменности. Видно, что разность работ A_0 и A равна разности этих двух энергий и определяет энергетический выигрыш многодоменного состояния при $H = 0$. Геометрически разность работ может быть определена как площадь фигуры, заключенной между прямой однородного намагничивания и кривой зависимости $m(H)$ на рис. 3. Было получено, что отношение величины такого выигрыша к обменной энергии межподрешеточных взаимодействий равно $5.7 \cdot 10^{-4}$, при этом значение величины обменной энергии определялось из того условия, что поле схлопывания подрешеток в NiCl_2 при $T = 4.2$ К равно $H_{\text{ff}} = 129$ кОе [19].

Далее покажем, что нелинейность намагниченности и гистерезис стрикции являются проявлениями магнитоупругого механизма многодоменности АФМ-состояния с существенным магнитоупругим взаимодействием (в том числе и в NiCl_2). Установлена взаимосвязь между стрикцией и намагничиванием (взаимосвязь зависимостей $m(H)$ и $\varepsilon(H)$), отражающая перестройку многодоменного состояния.

2. Обсуждение результатов

Обсудим результаты исходя из предположения [4,7], что домены ориентированы в ЛП и распределение по их ориентациям непрерывно. Ориентацию доменов в ЛП будем задавать углом φ между вектором магнитного момента домена $\mathbf{M} = \mathbf{s}_1 + \mathbf{s}_2$ и вектором магнитного поля \mathbf{H} , где \mathbf{s}_1 и \mathbf{s}_2 — магнитные моменты подрешеток, при этом моменты \mathbf{s}_1 и \mathbf{s}_2 , а также вектор \mathbf{M} лежат в ЛП (рис. 4).¹ В соответствии со смыслом задачи домены можно рассматривать как двумерные. Функцию распределения доменов $p(\varphi)$ введем как отношение объема доменов с ориентацией φ к объему кристалла. Для определенности будем считать, что магнитное поле направлено вдоль оси x , лежащей в ЛП (рис. 4). Вектор антиферромагнетизма, который также лежит в ЛП, зададим стандартно в виде разности $\mathbf{L} = \mathbf{s}_1 - \mathbf{s}_2$. Таким образом, угол φ , характеризующий ориентацию доменов, задан в ЛП. Плотность распределения доменов нормирована:

$$\frac{1}{\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} p(\varphi) d\varphi = 1.$$

Как показано в [4], МС однородного легкоплоскостного АФМ-кристалла анизотропна в ЛП: перпендикулярно \mathbf{L} она равна ε_s , а вдоль \mathbf{L} она изменяет знак и равна $-\varepsilon_s$. В этом случае величина стрикции многодоменного кристалла в направлении поля будет равной

$$\begin{aligned} \varepsilon &= \frac{1}{\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \varepsilon_s (\cos^2 \varphi - \sin^2 \varphi) p(\varphi) d\varphi \\ &= \frac{\varepsilon_s}{\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} 2 \left(\cos^2 \varphi - \frac{1}{2} \right) p(\varphi) d\varphi. \end{aligned} \quad (5)$$

Будем считать, что модули векторов \mathbf{s}_1 и \mathbf{s}_2 одинаковы: $|\mathbf{s}_1| = |\mathbf{s}_2| = s$. Домен с ориентацией $\mathbf{L} \perp \mathbf{H} (\varphi = 0)$ приобретает магнитный момент $\mathbf{M} = \chi_e \mathbf{H}$. Когда домен ориентирован произвольно ($\varphi \neq 0$), вектор \mathbf{M} не параллелен \mathbf{H} и его величина равна $M = \chi_e H \cos \varphi$. При этом намагниченность кристалла, возникающая вдоль поля, равна

$$m \frac{1}{\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \chi_e H \cos^2 \varphi p(\varphi) d\varphi. \quad (6)$$

Вынося $\chi_e H$ из-под интеграла (6), с учетом выражения (5) можно получить соотношение общего вида,

¹ Для $H = 0$ угол φ следует рассматривать как угол между единичным вектором, совпадающим по направлению с $\lim_{H \rightarrow 0} \mathbf{M}$, и направлением поля \mathbf{H} .

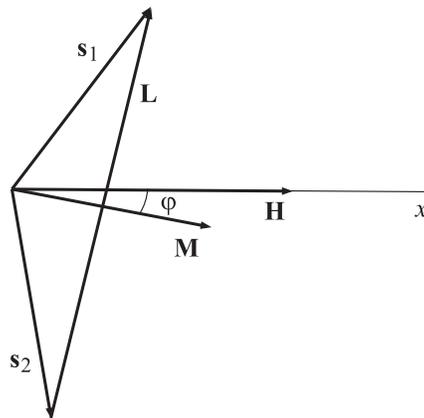


Рис. 4. Ориентация спинов подрешеток \mathbf{s}_1 и \mathbf{s}_2 , векторов магнитного момента \mathbf{M} и антиферромагнетизма \mathbf{L} относительно магнитного поля \mathbf{H} .

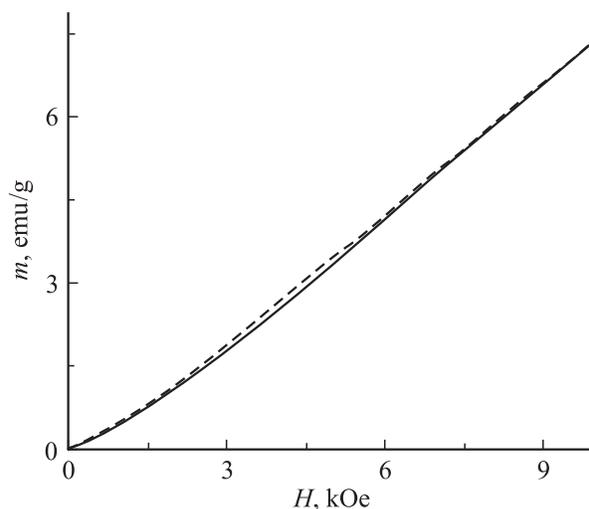


Рис. 5. Зависимости $m(H)$, построенные на основе данных по стрикции для случая ввода и вывода поля вдоль направления измерения МС в соответствии с кривыми 3 и 4 на рис. 1. Сплошная кривая отвечает вводу поля, штриховая — его выводу.

связывающее намагниченность и стрикцию,

$$m = \frac{1}{2} \chi_e H \left(1 + \frac{\varepsilon}{\varepsilon_s} \right). \quad (7)$$

Это соотношение пригодно для экспериментальной проверки.

Прежде всего с его помощью можно получить ожидаемую зависимость намагниченности, используя экспериментальные данные по стрикции. На рис. 5 приведены ожидаемые зависимости $m(H)$, построенные с использованием (7) на основе данных $\varepsilon(H)$. Используются кривая 3 на рис. 1 для ввода поля и кривая 4 для вывода поля. Полученная зависимость для $m(H)$ нелинейна и имеет вид „провисания“. Заметим, что обрабатывались данные стрикции после изменения ориентации вводимого поля (первый ввод-вывод поля

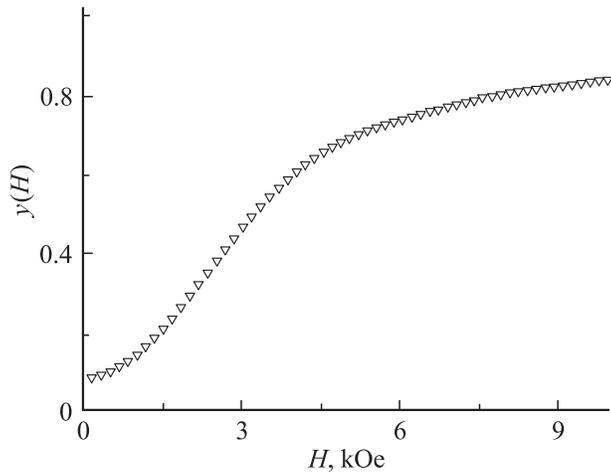


Рис. 6. Зависимость для стрикции, построенная на основе данных по намагниченности.

проводился в перпендикулярном направлении), когда в самом начале ввода поля кристалл имел остаточную деформацию противоположного знака от предыдущего ввода поля. Кривые намагниченности при вводе и выводе поля образуют петлю (к сожалению, она не очень выразительна в масштабе рис. 5), замыкающуюся в точке $H = 0$ и в области больших полей $H > 8$ кОе. Это и есть тот „гистерезис“ без остаточной намагниченности, о котором упоминалось выше. Нижней кривой (сплошная линия) отвечает ввод поля, а верхней (штриховая) — его вывод.

Приведенные результаты восстановления зависимости $m(H)$ хорошо согласуются с принятым предположением, что процесс перестройки многодоменного состояния связан с относительным увеличением объема доменов с ориентацией $\mathbf{L} \perp \mathbf{H}$. Необратимость процесса перестройки многодоменного состояния, сопровождающаяся образованием остаточной стрикции и гистерезисом стрикции, в данных по намагниченности выражена слабо: разность значений намагниченности для кривых ввода и вывода незначительна и проявляется только в полях, близких к середине участка многодоменности, т. е. при $H = 3-5$ кОе.

Кроме того, используя экспериментальную зависимость $m(H)$, в соответствии с выражением (7) мы можем решить обратную задачу: построить ожидаемый ход для стрикции $\varepsilon(H)$ на основании данных по намагниченности. Для этого по экспериментальным данным зависимости намагниченности от поля построим график

$$y(H) = \frac{m(H)}{(1/2)\chi_e H} - 1, \quad (8)$$

в котором $y(H)$ равно отношению стрикции к ее значению для однодоменного состояния: $y(H) = \varepsilon/\varepsilon_s$. График зависимости $y(H)$ приведен на рис. 6. Зависимость $y(H)$ качественно и количественно согласуется с зависимостями $\varepsilon(H)$, приведенными на рис. 1. При этом нужно

отметить, что эта зависимость построена на основе данных $m(H)$ после того, как поле данной ориентации вводили несколько раз. Поэтому восстановленная зависимость $y(H)$ при $H \rightarrow 0$ не обращается в нуль, а, также как $\varepsilon(H)$ при выводе поля, обнаруживает остаточную стрикцию (рис. 1).

Таким образом, показано, что ход намагниченности, воспроизведенный на основе данных по стрикции с использованием зависимости (7), хорошо согласуется с экспериментальной зависимостью $m(H)$, приведенной на рис. 3, а поведение МС, полученное с использованием этого же выражения (7), соответствует ее экспериментально определенному ходу. Следовательно, зависимости $m(H)$ и $\varepsilon(H)$ в области многодоменного АФМ-состояния взаимосогласованы и воспроизводят процесс перестройки многодоменного состояния под действием магнитного поля.

Используя соотношения (1) и (7), получим зависимость $m(H)$ при $H \rightarrow 0$, которая для первого ввода поля ($\varepsilon_r = 0$) выражается следующим образом:

$$m = \frac{1}{2} \chi_e H \left(1 + \frac{H^2}{H_d^2} \right). \quad (9)$$

Выражение (9) имеет тот же вид, что и экспериментально установленная зависимость (2). При этом магнитная восприимчивость в самом начале процесса перестройки доменной структуры при H , стартующем от нуля, должна быть в 2 раза меньше восприимчивости однородного состояния $\chi_d = \chi_e/2$. Полученная экспериментально величина χ_d несколько больше. Сравнивая выражения (9) и (2) видим также, что должно выполняться равенство параметров $H_d = H_m$. Отличие в экспериментальных значениях H_d и H_m составляет 15%.

Вообще говоря, распределение доменов (из-за влияния малой внутривекторной анизотропии) анизотропно. Однако, как показано в [7], несмотря на анизотропию плотности распределения доменов, ход стрикции в ЛП остается изотропным. Чтобы не усложнять дальнейшие расчеты учетом внутривекторной анизотропии, будем ею пренебрегать, а при определении вида плотности вероятности распределения доменов исходить из предположения, что до первого ввода H домены распределены по всем ориентациям φ равновероятно.

Возникновение остаточной стрикции сопровождается изменением распределения доменов, имеющим анизотропный характер. Такая анизотропия связана с направлением выводимого H . В случае малых отклонений от равновероятного распределения выражение для $p(\varphi)$ [4] можно записать в виде

$$p(\varphi) = 1 + \alpha \left(\cos^2 \varphi - \frac{1}{2} \right), \quad (10)$$

где α — параметр, зависящий от H и величины остаточной стрикции. Рассчитав с помощью (10) величину средней деформации кристалла и сравнив ее с экспериментально наблюдаемой (см. (1)), получим, что

распределение доменов в области малых полей при выводе поля имеет вид

$$p(\varphi) = 1 + 4 \left(\frac{\varepsilon_r}{\varepsilon_s} + \frac{H^2}{H_d^2} \right) \left(\cos^2 \varphi - \frac{1}{2} \right). \quad (11)$$

Теперь с учетом (6) и (11) получим полевую зависимость намагниченности кристалла в малых полях при выводе поля или при его повторном вводе в том же направлении

$$m = \frac{1}{2} \chi_e H \left(1 + \frac{\varepsilon_r}{\varepsilon_s} + \frac{H^2}{H_d^2} \right). \quad (12)$$

Заметим, что выражение (12) можно получить также, подставляя (1) в (7). Дифференцируя (12), получим, что (как того и требует зависимость (2)) магнитная восприимчивость вблизи $H \rightarrow 0$ изменяется с полем. Причем добавка будет пропорциональной квадрату напряженности магнитного поля

$$\chi = \frac{1}{2} \chi_e \left(1 + \frac{\varepsilon_r}{\varepsilon_s} + 3 \frac{H^2}{H_d^2} \right). \quad (13)$$

Как видно из (12), (13) (и согласуется с (7)), величина магнитной восприимчивости многодоменного состояния при выводе H уже не в 2 раза меньше χ_e , а имеет несколько большее значение

$$\chi_d = \frac{1}{2} \chi_e \left(1 + \frac{\varepsilon_r}{\varepsilon_s} \right). \quad (14)$$

Таким образом, необратимость перестройки многодоменного состояния приводит к изменению величины магнитной восприимчивости при выводе магнитного поля или при его повторном вводе при $H \rightarrow 0$.

Согласно (11), распределение доменов при выводе магнитного поля содержит две независимые (входящие в $p(\varphi)$ аддитивно) составляющие: одну обратимую, зависящую от поля, а вторую, наоборот, необратимую, не зависящую от поля, дающую остаточную стрикцию и изменяющую величину восприимчивости многодоменного состояния при $H \rightarrow 0$. Исходя из этого, результирующие для всего образца величины стрикции и намагниченности можно представить в виде двух слагаемых

$$\varepsilon(H) = \varepsilon_{\text{rev}}(H) + \varepsilon_{\text{unr}}(H), \quad (15)$$

$$m(H) = m_{\text{rev}}(H) + m_{\text{unr}}(H), \quad (16)$$

$\varepsilon_{\text{rev}}(H)$ и $m_{\text{rev}}(H)$ будем называть обратимыми вкладами в результирующие стрикцию и намагниченность, так как они относятся к обратимой части перестройки многодоменного состояния, а $\varepsilon_{\text{unr}}(H)$ и $m_{\text{unr}}(H)$ назовем соответственно необратимыми вкладами. Все составляющие выражений (15) и (16) в общем случае зависят от поля. Однако при выводе магнитного поля необратимая часть стрикции во всем интервале полей существования многодоменного состояния остается постоянной, ее ве-

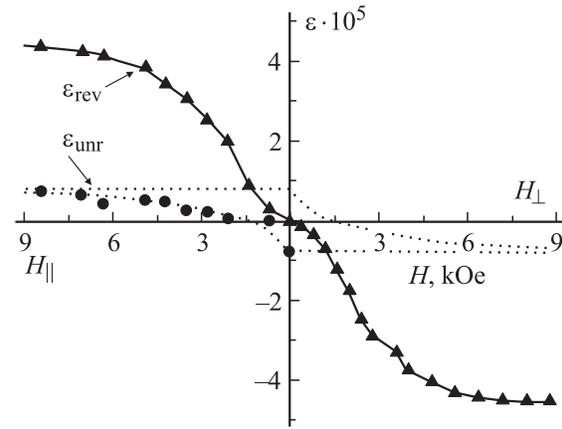


Рис. 7. Зависимости от H обратимого ε_{rev} и необратимого ε_{unr} вкладов в стрикцию при перестройке многодоменного АФМ-состояния. Пунктиром обозначена петля для $\varepsilon_{\text{unr}}(H)$ в круговом цикле ввода-вывода взаимоперпендикулярных полей H_{\perp} и H_{\parallel} .

личина равна остаточной МС, т.е. $\varepsilon_{\text{unr}}(H) = \varepsilon_r = \text{const}$. Это позволяет определить полевые зависимости вкладов в стрикцию $\varepsilon_{\text{rev}}(H)$ и $\varepsilon_{\text{unr}}(H)$ при вводе поля другого направления. Согласно наблюдаемой антисимметричности стрикции NiCl_2 , отмеченной еще при анализе экспериментальных данных, оба вклада (15) в результирующую стрикцию также должны быть антисимметричными при изменении ориентации поля с поперечной на продольную (и наоборот). Графики $\varepsilon_{\text{rev}}(H)$ для продольной и поперечной ориентации поля приведены на рис. 7. На этом же рисунке показана зависимость от поля для $\varepsilon_{\text{unr}}(H)$, но уже в другом цикле, содержащем вывод поперечного поля и последующий ввод продольного поля, а затем вывод продольного поля и ввод исходного поперечного поля. Замыкающий участок петли зависимости $\varepsilon_{\text{unr}}(H)$ в наших экспериментах, к сожалению, не определялся. На графике он воспроизведен исходя из вышеотмеченной антисимметричности.

Величина необратимого вклада в стрикцию ξ составляет $\xi = \varepsilon_{\text{unr}}/\varepsilon_s = 0.16$ от полной стрикции однородного состояния. Следует полагать, что объем доменов, вносящих вклад в необратимую стрикцию, составляет $\delta_{\text{unr}} = 0.16$ от объема образца. Необратимый вклад в стрикцию, наблюдаемый при выводе поля, может быть описан изменением распределения доменов (по отношению к равновесному) за счет возрастания (пропорционально ε_r) доли доменов с ориентацией $\mathbf{L} \perp \mathbf{H}$. Можно предположить, что эта часть доменов при выводе поля или повторном его вводе в том же направлении будет намагничиваться с восприимчивостью однородного (с $\mathbf{L} \perp \mathbf{H}$) состояния χ_e . Действительно, из сравнения экспериментального значения для магнитной восприимчивости многодоменного состояния χ_d и его ожидаемого значения $\chi_e/2$ получим величину ξ , близкую к ее значению, определенному на основании данных по стрикции: $\xi = 2\chi_d/\chi_e - 1 = 0.14$.

Определим также полевую зависимость вклада в результирующую намагниченность образца от части доменов кристалла, перестройка которых происходит обратимо. Их относительный объем должен составлять $\delta_{rev} = 1 - \delta_{unr}$. График зависимости $m_{rev}(H)$ приведен на рис. 3 (величины m_{rev} рассчитаны на единицу массы образца). Заметим, что магнитная восприимчивость этой части доменов равна половине от ее значения в случае, когда эти домены находятся в однородном состоянии. Кроме того, значение H_m , определяемое из зависимости $m_{rev}(H)$, гораздо лучше удовлетворяет равенству $H_d = H_m$.

Разделение результирующих для всего образца стрикции и намагниченности на две составляющие (15), (16) формально осуществлено для того, чтобы удовлетворить фактам наличия остаточной стрикции и неравенства магнитной восприимчивости многодоменного состояния половине ее значения для однородного состояния. Однако в рассматриваемом случае такое разделение является принципиальным и связано с особенностью магнитоупругого механизма образования многодоменного АФМ-состояния. Обратимые вклады в стрикцию и намагниченность следует связывать с „источником“ многодоменности. Как уже отмечалось, действие такого источника связано с упругим согласованием спонтанной МС доменов и локальных упругих полей дефектов [7,18]. В [18] теоретически рассматривалась ситуация, когда вокруг дефектов образуются триады доменов, в которых векторы \mathbf{L} повернуты на 120° . Триады, окружающие дефекты, должны быть также упругосогласованными между собой. Такая доменная структура энергетически выгодна и должна быть обратимой при вводе-выводе поля. Необратимость же, по-видимому, связана с застреванием части доменных границ на дефектах, не участвующих в образовании триад.

Наблюдения вынужденной стрикции и намагниченности при переходе от многодоменного к однородному состоянию во внешнем магнитном поле показывают, что в кристалле NiCl_2 реализуется многодоменное АФМ-состояние, в котором при отсутствующем магнитном поле суммарная для всего кристалла стрикция почти скомпенсирована, а магнитная восприимчивость уменьшается почти в 2 раза. Под действием поля кристалл переходит из многодоменного состояния в однородное, при этом восстанавливается однородная во всем кристалле спонтанная стрикция.

При переходе к однородному состоянию намагниченность и МС имеют нелинейные зависимости от поля. Из полученных экспериментально данных по вынужденной стрикции и намагниченности следует, что их полевые зависимости отражают процесс перестройки многодоменного состояния в магнитном поле. Ход этих зависимостей определяется их принципиальной особенностью: обе величины (и намагниченность, и стрикция) оказываются пропорциональными среднему числу доменов с выгодной в поле ориентацией доменов с $\mathbf{L} \perp \mathbf{H}$.

Процесс перестройки многодоменного состояния при циклах ввода-вывода магнитного поля сопровождается гистерезисом стрикции, тогда как для намагниченности таковой отсутствует. Причиной возникновения гистерезиса МС является частичная необратимость перестройки доменной структуры. Это приводит к увеличению доли объема доменов, ориентированных оптимально по отношению к направлению выводимого магнитного поля. Поэтому остаточная МС при выводе H ведет к возникновению анизотропии распределения доменов.

Таким образом, проведенное исследование многодоменного АФМ-состояния позволяет объяснить нелинейность намагниченности и МС при перестройке многодоменного состояния, гистерезис МС и его отсутствие в случае намагниченности.

Список литературы

- [1] М.М. Фарзтдинов. УФН **84**, 4, 611 (1964).
- [2] Y.Y. Li. Phys. Rev. **101**, 5, 1450 (1956).
- [3] М.М. Фарзтдинов. Физика магнитных доменов в антиферромагнетиках и ферритах. Наука, М. (1981).
- [4] В.М. Калита, А.Ф. Лозенко. ФНТ **27**, 8, 872 (2001).
- [5] W.J. De Haas, B.H. Schultz, J. Koolhaas. Physica **7**, 1, 57 (1940).
- [6] M.K. Wilkinson, J.W. Cable, E.O. Wollan, W.C. Koehler. Phys. Rev. **113**, 497 (1959).
- [7] В.М. Калита, А.Ф. Лозенко. ФНТ **28**, 4, 378 (2002).
- [8] А.С. Ковалев, А.М. Косевич. ФНТ **3**, 2, 259 (1977).
- [9] И.Е. Дзялошинский. Письма в ЖЭТФ **25**, 2, 110 (1977).
- [10] В.М. Калита, А.Ф. Лозенко, С.М. Рябченко, П.А. Троценко. УФЖ **43**, 1, 1469 (1998).
- [11] А.К. Звездин, В.М. Матвеев, А.А. Мухин, А.И. Попов. Редкоземельные ионы в магнитоупорядоченных кристаллах. Наука, М. (1985).
- [12] С.В. Вонсовский. Магнетизм. Наука, М. (1971).
- [13] В.Г. Барьяхтар, А.Н. Богданов, Д.А. Яблонский. УФН **156**, 1 47 (1988).
- [14] P.A. Lingard, R.J. Birgenau, J. Als-Nierlsen, N.J. Guggenheim. J. Phys. C **8**, 7, 1059 (1975).
- [15] D. Billerey, C. Terrier, A.J. Pointon, J.P. Redoules. J. Magn. Magn. Mater. **21**, 187 (1980).
- [16] Л. Неель. Изв. Ан СССР. Сер. физ. **21**, 6, 890 (1957).
- [17] А.Ф. Лозенко, П.Е. Пархомчук, С.М. Рябченко, П.А. Троценко. ФНТ **14**, 9, 941 (1988).
- [18] В.М. Калита, А.Ф. Лозенко. ФНТ **27**, 5, 489 (2001).
- [19] J. Gunzbourg, S. Papassimacopoulos, A. Mieden-Gros, A. Allain. J. Phys. **32**, C1, 125 (1971).