

Магнитные свойства монокристалла $\text{Nd}_{0.5}\text{Gd}_{0.5}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$

© А.В. Малаховский¹, Е.В. Ерёмин¹, Д.А. Великанов^{1,2}, А.В. Карташев¹, А.Д. Васильев¹, И.А. Гудим¹

¹ Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН,
Красноярск, Россия

² Сибирский федеральный университет,
Красноярск, Россия

E-mail: malakha@iph.krasn.ru

(Поступила в Редакцию 21 марта 2011 г.)

Исследованы магнитные свойства монокристалла $\text{Nd}_{0.5}\text{Gd}_{0.5}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ в основных кристаллографических направлениях в полях до 90 кГ и в интервале температур 2–300 К, а также измерена теплоемкость в интервале 2–300 К. Установлено, что ниже температуры Нееля $T_N = 32$ К вплоть до 2 К в нем реализуется легкоплоскостная антиферромагнитная структура. Обнаружены гистерезис при намагничивании кристалла в легкой плоскости в полях 1–3.5 кГ и сингулярность на температурной зависимости магнитной восприимчивости в легкой плоскости при температуре 11 К в поле $B < 1$ кГ. Показано, что эта сингулярность связана с появлением гистерезиса. Обсуждается происхождение магнитных свойств кристалла в области гистерезиса.

Работа была поддержана грантом РФФИ № 09-02-00171-а.

1. Введение

Изучение редкоземельных ферроборатов $R\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ ($R = \text{Y, La-Lu}$) представляет интерес в основном благодаря двум обстоятельствам. Во-первых, некоторые представители этого семейства, например $\text{GdFe}_3(\text{BO}_3)_4$, $\text{NdFe}_3(\text{BO}_3)_4$, $\text{PrFe}_3(\text{BO}_3)_4$ и $\text{HoFe}_3(\text{BO}_3)_4$, являются мультиферроиками [1–5], т. е. в них одновременно присутствуют магнитный и электрический порядок. Во-вторых, ферробораты такого типа обладают разнообразными магнитными структурами и фазовыми переходами в зависимости от выбора редкоземельного иона [6]. Естественно ожидать, что свойства изучаемого в настоящей работе кристалла $\text{Nd}_{0.5}\text{Gd}_{0.5}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ занимают промежуточное положение между свойствами кристаллов $\text{GdFe}_3(\text{BO}_3)_4$ и $\text{NdFe}_3(\text{BO}_3)_4$. Оба эти кристалла имеют структуру хантита с симметрией $R32(D_3^7)$ при комнатной температуре. Кристалл $\text{NdFe}_3(\text{BO}_3)_4$ сохраняет эту симметрию до температуры 1.6 К [7], а в кристалле $\text{GdFe}_3(\text{BO}_3)_4$ при температуре 156 К происходит структурный фазовый переход к симметрии $P3_121(D_3^4)$ [8,9].

Магнитные свойства $\text{GdFe}_3(\text{BO}_3)_4$ были исследованы в работах [10–12]. Магнитная восприимчивость в парамагнитной области следует закону Кюри–Вейсса с константой $\Theta = -115$ К [10]. При температуре Нееля $T_N = 38$ К происходит фазовый переход к антиферромагнитному состоянию типа „легкая плоскость“. С понижением температуры при $T = 9$ К кристалл спонтанно переходит из легкоплоскостного состояния в легкоосное. Магнитная структура представляет собой чередующиеся вдоль оси c плоскости, перпендикулярные этой оси и содержащие ферромагнитно упорядоченные ионы железа и гадолиния. Соседние плоскости упорядочены антиферромагнитно [11].

В $\text{NdFe}_3(\text{BO}_3)_4$ антиферромагнитный фазовый переход происходит при $T_N = 30$ К [13,14]. Кроме того, была

обнаружена аномалия при $T = 6$ К на температурной зависимости магнитной восприимчивости в плоскости ab , перпендикулярной тригональной оси c [14,15]. Авторы работ [14] и [16] объясняют эту аномалию изменением заселенности уровней основного крамерсова дублета ионов Nd^{3+} , расщепленного магнитным полем, создаваемым упорядоченной подсистемой ионов Fe^{3+} . Такое же объяснение дается и для аномалии Шоттки при $T \approx 4$ К на температурной зависимости теплоемкости [14]. В работе [17] магнитные свойства $\text{NdFe}_3(\text{BO}_3)_4$ проанализированы теоретически. Эксперименты по нейтронной дифракции показали, что магнитные моменты подрешеток Fe^{3+} и Nd^{3+} упорядочены антиферромагнитно и лежат в плоскости, перпендикулярной оси c [7]. В парамагнитной области температурные зависимости магнитной восприимчивости вдоль тригональной оси и в базисной плоскости одинаковы и дают константу Вейсса $\Theta = -110$ К [14].

Настоящая работа посвящена исследованию магнитных свойств монокристалла $\text{Nd}_{0.5}\text{Gd}_{0.5}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ и сопоставлению их с магнитными свойствами родственных кристаллов $\text{GdFe}_3(\text{BO}_3)_4$ и $\text{NdFe}_3(\text{BO}_3)_4$.

2. Результаты и обсуждение

Монокристалл $\text{Nd}_{0.5}\text{Gd}_{0.5}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ выращен из раствора-расплава на основе $\text{K}_2\text{Mo}_3\text{O}_{10}$, как описано в [10]. Содержание в нем неодима и гадолиния указано по соотношению соответствующих окислов в растворе-расплаве. Структура выращенного кристалла определена с помощью рентгеновского дифрактометра SMART APEX-II с CCD-детектором. Установлено, что при комнатной температуре она идентична структуре кристаллов $\text{GdFe}_3(\text{BO}_3)_4$ и $\text{NdFe}_3(\text{BO}_3)_4$, т. е. принадлежит к пространственной группе $R32$, и имеет параметры ячейки $a = 9.557(7)$ Å, $c = 7.62(1)$ Å. Для сравнения при

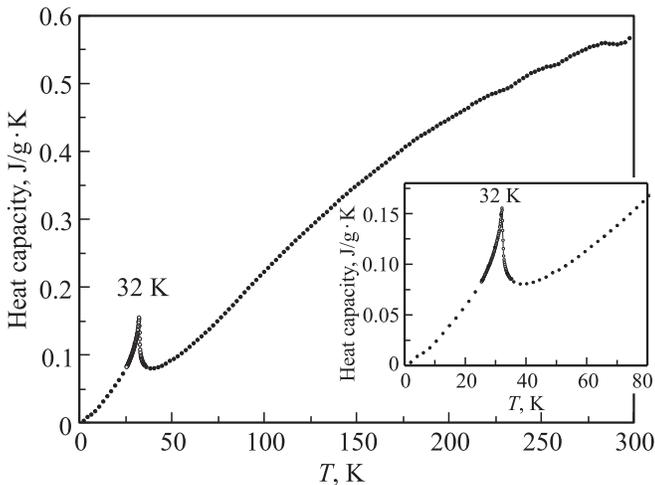


Рис. 1. Зависимости теплоемкости кристалла $\text{Nd}_{0.5}\text{Gd}_{0.5}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ от температуры.

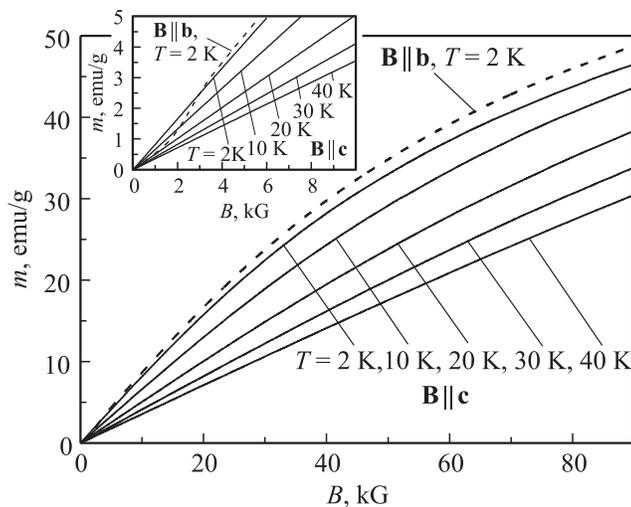


Рис. 2. Зависимости намагниченности кристалла $\text{Nd}_{0.5}\text{Gd}_{0.5}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ от магнитного поля при различных температурах.

комнатной температуре параметры ячейки $\text{GdFe}_3(\text{BO}_3)_4$: $a = 9.5203(1) \text{ \AA}$, $c = 7.5439(5) \text{ \AA}$ [9], а $\text{NdFe}_3(\text{BO}_3)_4$: $a = 9.5878(3) \text{ \AA}$, $c = 7.6103(3) \text{ \AA}$ [7]. Измерения теплоемкости и намагниченности в полях до 90 kG проводились на установке Quantum Design Physical Properties Measurement System (PPMS). Часть магнитных измерений выполнена на магнитометре Quantum Design SQUID MPMS-XL. На температурной зависимости теплоемкости (рис. 1) при температуре 32 K наблюдается сингулярность, соответствующая магнитному упорядочению. Особенности, соответствующие структурным переходам, и аномалия Шоттки не обнаружены.

На рис. 2 представлены кривые намагничивания в поле $\mathbf{B} \parallel \mathbf{c}$ (вдоль тригональной оси кристалла) при различных температурах и в поле $\mathbf{B} \parallel \mathbf{b}$ при $T = 2 \text{ K}$ (направление \mathbf{b} не является осью симметрии кристалла,

а перпендикулярно осям \mathbf{c} и \mathbf{a}). Кривые намагничивания в направлениях \mathbf{a} и \mathbf{b} совпадают в пределах погрешности. Согласно [2], намагниченность $\text{NdFe}_3(\text{BO}_3)_4$ в поле, параллельном оси \mathbf{c} , не зависит от температуры. Это связывается авторами [2] с отсутствием вклада редкоземельной подсистемы, что довольно странно, так как, согласно [16], g -фактор нижнего дублета вдоль оси \mathbf{c} не равен нулю: $g_c = 1.376$. Кроме того, намагниченность $\text{NdFe}_3(\text{BO}_3)_4$ в поле $\mathbf{B} \parallel \mathbf{c}$ при температуре 4.5 K линейна по полю до 200 kG [2]. Ничего подобного не наблюдается в кристалле $\text{Nd}_{0.5}\text{Gd}_{0.5}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ (рис. 2). Такое различие можно отнести за счет влияния подсистемы гадолиния, но данными о поведении кристалла $\text{GdFe}_3(\text{BO}_3)_4$ в легкоплоскостном состоянии в сильных полях мы не располагаем.

Зависимость магнитной восприимчивости от температуры в поле $\mathbf{B} \parallel \mathbf{c}$ показана на рис. 3. Аномалия в области магнитного упорядочения заметна только на производной восприимчивости по температуре (рис. 3). На температурных зависимостях магнитной восприимчивости, полученных в поле 1 kG, параллельном направлениям \mathbf{a} и \mathbf{b} , отчетливо наблюдаются особенности при температурах 11 и 33 K (рис. 4 и 5). Аналогичные особенности наблюдаются при 10 и 32 K на зависимости дифференциальной восприимчивости в слабом переменном поле в плоскости ab (рис. 4, вставка). (Небольшое различие в положении особенностей, по-видимому, связано с влиянием магнитного поля.) В поле 2.2 kG первая особенность сдвигается к температуре 5.8 K, а зависимости в направлениях \mathbf{a} и \mathbf{b} почти неразличимы (рис. 4). В поле 5 kG, параллельном направлениям \mathbf{a} и \mathbf{b} , особенность при 33 K наблюдается только на производной восприимчивости по температуре, а первая особенность вообще исчезает (рис. 4 и 5), и теряется различие между направлениями \mathbf{a} и \mathbf{b} .

Температурное поведение обратной магнитной восприимчивости в полях $\mathbf{B} \parallel \mathbf{b}$ и $\mathbf{B} \parallel \mathbf{c}$ показано на

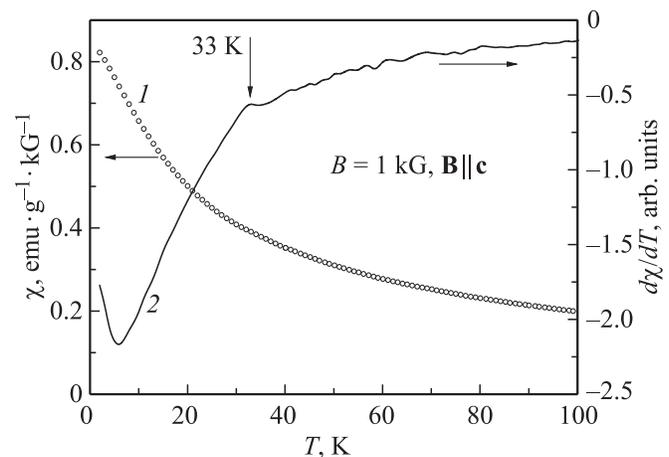


Рис. 3. Температурные зависимости магнитной восприимчивости кристалла $\text{Nd}_{0.5}\text{Gd}_{0.5}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ в магнитном поле 1 kG, параллельном тригональной оси (1), и производной восприимчивости по температуре (2).

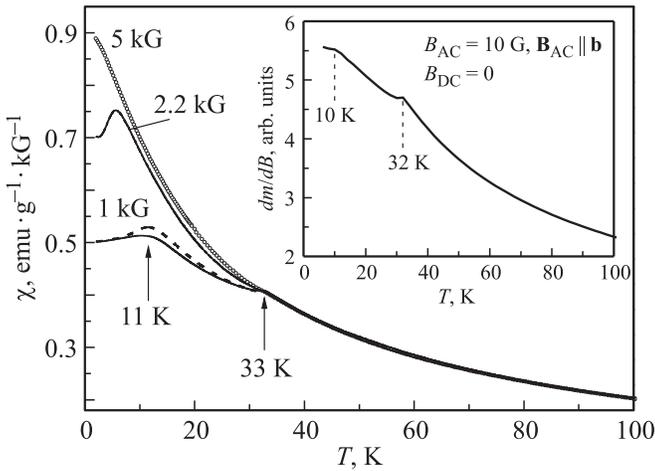


Рис. 4. Температурные зависимости магнитной восприимчивости кристалла $Nd_{0.5}Gd_{0.5}Fe_3(BO_3)_4$ в направлениях a и b (штриховая линия), полученные в различных полях. На вставке — дифференциальная восприимчивость в переменном поле.

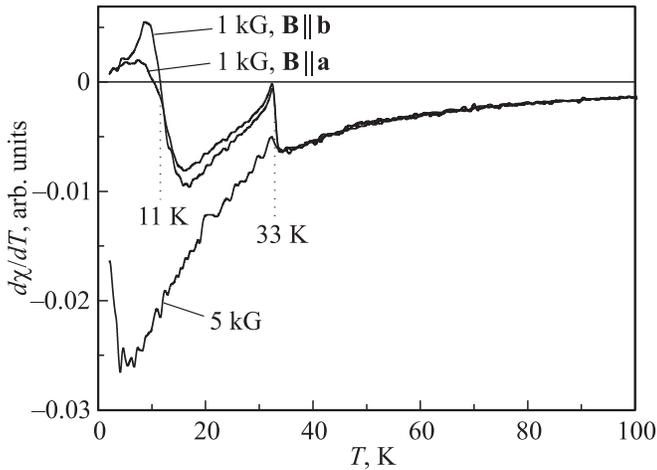


Рис. 5. Температурные зависимости производных магнитной восприимчивости кристалла $Nd_{0.5}Gd_{0.5}Fe_3(BO_3)_4$ в плоскости ab по температуре.

рис. 6. Зависимости в полях $\mathbf{B} \parallel \mathbf{a}$ и $\mathbf{B} \parallel \mathbf{b}$ практически идентичны. Полученные зависимости отклоняются от закона Кюри–Вейсса задолго до температуры магнитного упорядочения. Экстраполяция линейных участков к нулю дает параметры Вейсса для двух направлений поля: $\Theta_c = -45$ K, $\Theta_{a,b} = -70$ K. Таким образом, упорядочение носит антиферромагнитный характер, и кроме кристаллографической магнитной анизотропии присутствует анизотропия обменного взаимодействия: в плоскости ab обменное взаимодействие сильнее. В работах [10] и [14] для $GdFe_3(BO_3)_4$ и $NdFe_3(BO_3)_4$ приводится только один параметр Вейсса для всех направлений поля $\Theta = -115$ и -110 K соответственно. В $Nd_{0.5}Gd_{0.5}Fe_3(BO_3)_4$ в поле, параллельном тригональной оси c , спин-флоп переход не наблюдается в исследу-

дованной области температур (рис. 2). Это означает, что в свободном состоянии магнитные моменты лежат в плоскости ab и в отличие от $GdFe_3(BO_3)_4$ не происходит спонтанный спин-переориентационный переход.

Магнитная восприимчивость при достаточно высокой температуре в парамагнитной области описывается соотношением

$$\chi = \frac{nm_{\text{eff}}^2}{3k(T - \Theta)}. \quad (1)$$

Здесь m_{eff} — эффективный момент молекул $Nd_{0.5}Gd_{0.5}Fe_3(BO_3)_4$, n — число молекул в грамме вещества: $n = N/M$, где N — число Авогадро, а M — молекулярный вес. Теоретически полный эффективный момент определяется суммой вкладов всех магнитных ионов

$$m_{\text{eff}}^2 = 0.5m_{\text{eff}}^2(Nd^{3+}) + 0.5m_{\text{eff}}^2(Gd^{3+}) + 3m_{\text{eff}}^2(Fe^{3+}), \quad (2)$$

где $m_{\text{eff}}^2 = g^2J(J + 1)$ в магнетонах Бора. В результате находим, что $m_{\text{eff}} = 11.97$. Экспериментальное значение m_{eff} можно найти с помощью формулы (1), используя любую точку на кривых рис. 6 из области линейности и найденные значения параметров Вейсса. Для двух направлений поля получаем $m_{\text{eff}}(c) = 11.29$, $m_{\text{eff}}(ab) = 12.33$, а среднее из этих двух значений $m_{\text{eff}} = 11.81$.

В малых полях ($0-3.5$ kG) в плоскости ab при $T < T_N$ намагниченность m — нелинейная функция поля. При температуре $T < 11$ K эта функция обладает гистерезисом (рис. 7). Ширина петли гистерезиса при 2 K равна ≈ 0.25 kG. В то же время в малых полях в областях $B < 1$ kG и $B > 3.5$ kG $m(B)$ — приблизительно линейные функции, т.е. дифференциальная восприимчивость dm/dB — константа, которая, однако, различна в указанных областях (рис. 8). Кроме того, функции $m(B)$ в областях $B < 1$ kG и $B > 3.5$ kG одинаковы при прямом и обратном изменении поля. Это

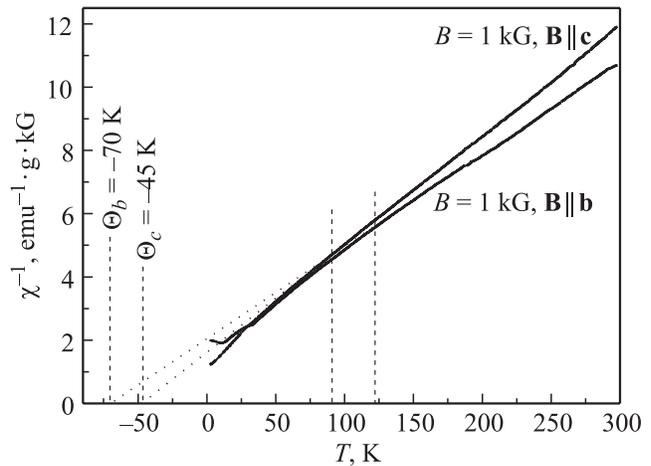


Рис. 6. Зависимости обратных магнитных восприимчивостей кристалла $Nd_{0.5}Gd_{0.5}Fe_3(BO_3)_4$ в направлениях b и c от температуры.

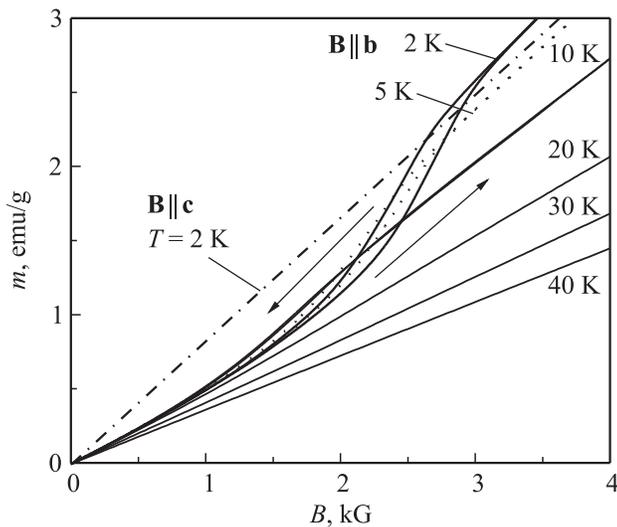


Рис. 7. Полевые зависимости намагниченности кристалла $\text{Nd}_{0.5}\text{Gd}_{0.5}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ в направлениях b и c при разных температурах.

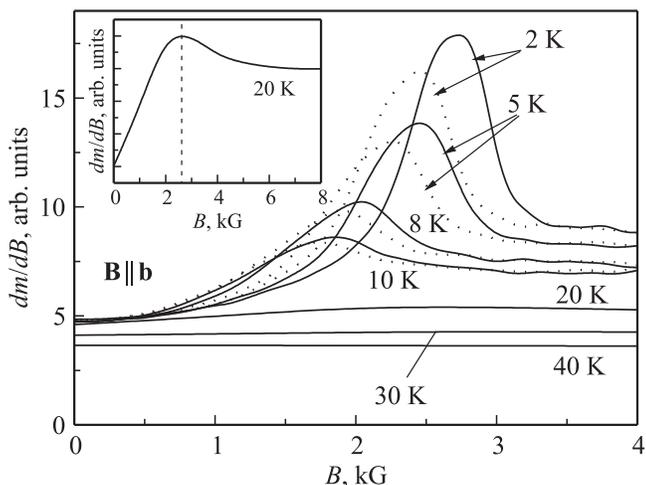


Рис. 8. Полевые зависимости дифференциальной восприимчивости кристалла $\text{Nd}_{0.5}\text{Gd}_{0.5}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ в направлении b при различных температурах. Сплошные линии соответствуют увеличению поля, пунктирные — уменьшению.

означает, что кристалл в этих областях полей находится в разных, но обратимых магнитных состояниях. Рис. 8 наглядно демонстрирует трансформацию петель гистерезиса с температурой. Температура появления гистерезиса совпадает с положением особенности на температурной зависимости восприимчивости (рис. 4), измеренной в поле $B = 1$ kG (обратимая часть петли гистерезиса), и на температурной зависимости дифференциальной восприимчивости в переменном поле 10 G, 100 Hz (рис. 4, вставка). Таким образом, особенность на температурной зависимости восприимчивости при $T = 11$ K связана с появлением гистерезиса. Ранее в [18]

наблюдался гистерезис электрической поляризации при перемагничивании $\text{Nd}_{0.5}\text{Gd}_{0.5}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$.

Из симметричных соображений в плоскости ab должны существовать домены с тремя эквивалентными направлениями магнитных моментов (как железа, так и редкоземельных ионов). Указать эти направления, исходя из одних только магнитных измерений, невозможно. Действительно, в работе [12] с помощью эффекта Мёссбауэра показано, что в $\text{GdFe}_3(\text{BO}_3)_4$ в легкоосном состоянии моменты железа отклоняются от тригональной оси кристалла, а в легкоплоскостном состоянии отклоняются от базисной плоскости. Эксперименты по нейтронному рассеянию показали, что в $\text{NdFe}_3(\text{BO}_3)_4$ магнитные моменты подрешеток железа и неодима не коллинеарны, и угол между ними изменяется с температурой [7]. Три направления магнитных моментов энергетически эквивалентны, но между соответствующими доменами существует потенциальный барьер, величина которого характеризуется температурой $T = 11$ K возникновения петель гистерезиса (рис. 4, 7, 8). (Возможно, правильнее взять температуру 10 K из зависимости дифференциальной восприимчивости в слабом переменном поле.) При $B > 1$ kG начинается движение доменных стенок. В то же время при обратном уменьшении поля до $B < 1$ kG энергии магнитной анизотропии оказывается достаточно, чтобы вернуть кристалл к исходному состоянию равновероятного распределения доменов с тремя направлениями моментов. В противном случае начальный участок кривой намагничивания не воспроизводился бы при обратном ходе поля. При $B < 1$ kG доменные стенки не двигаются, а магнитные моменты в разных доменах вращаются по-разному вследствие разной взаимной ориентации магнитных моментов и магнитного поля, и эта взаимная ориентация зависит также от направления поля $\mathbf{B} \parallel \mathbf{a}$ или $\mathbf{B} \parallel \mathbf{b}$. В то же время петли гистерезиса в пределах погрешности измерения не зависят от направления поля вдоль a или b , а также кривые $\chi(T)$ слабо зависят от направления поля по осям a или b (рис. 4 и 5). Таким образом, магнитная анизотропия в базисной плоскости невелика. В области полей $1 < B < 3.5$ kG происходят три процесса.

1) Двигаются доменные стенки, пока не образуется один энергетически выгодный домен.

2) Вектор антиферромагнетизма поворачивается перпендикулярно магнитному полю (спин-флоп-переход), причем это происходит во всех доменах (и доменных стенках), а не только при совпадении направления поля и вектора антиферромагнетизма, но с разными скоростями. Поэтому, по-видимому, спин-флоп-переход оказывается размытым.

3) Магнитные моменты подрешеток вращаются в направлении поля.

Величины поля спин-флоп-перехода при разных температурах можно оценить из рис. 8 как среднее из положений максимумов дифференциальной восприимчивости при прямом и обратном ходе поля; в частности, при 2 K имеем ~ 2.5 kG. Величина этого поля монотонно

уменьшается с увеличением температуры (рис. 8), как это происходит при спин-флоп-переходе в $GdFe_3(BO_3)_4$ в легкоосном состоянии [10]. В кристалле $TbFe_3(BO_3)_4$ с сильной одноосной анизотропией поле спин-флоп-перехода изменяется с температурой в противоположном направлении [19]. В работе [2] величина поля спин-флопа в легкой плоскости кристалла $NdFe_3(BO_3)_4$ была оценена в 10 kG, а в [14] — ~ 8 kG. При $T > 11$ K потенциальный барьер между доменами разрушается тепловым движением, и монотонное движение максимума дифференциальной восприимчивости нарушается (рис. 8 и вставка): вместо дальнейшего уменьшения поля максимума оно увеличивается. При $B > 3.5$ kG завершается как движение доменных стенок (однодоменное состояние), так и спин-флоп-переход. Одновременно пропадает особенность на температурной зависимости магнитной восприимчивости в базисной плоскости, связанная с возникновением доменной структуры (рис. 4 и 5), и температурные зависимости в полях $\mathbf{B} \parallel \mathbf{a}$ и $\mathbf{B} \parallel \mathbf{b}$ становятся полностью идентичными. Эта зависимость близка к температурной зависимости восприимчивости в поле $\mathbf{B} \parallel \mathbf{c}$ (рис. 3). При температуре $T > 11$ K, когда тепловая энергия превосходит потенциальный барьер между тремя эквивалентными направлениями магнитных моментов, в каждой точке кристалла в любой момент времени три направления равновероятны и система туннелирует по этим состояниям подобно ситуации в динамическом эффекте Яна-Теллера. Но состояние кристалла при $T < 11$ K отличается от состояния при $T > 11$ K не только тем, что возникают стационарные домены. Возникают также новые объекты — доменные стенки — с другими магнитными свойствами. В частности, ориентация магнитных моментов и анизотропия в доменных стенках и в доменах наверняка различаются. Вероятно, с доменными стенками связано различное температурное поведение динамической восприимчивости в слабых полях ($B < 1$ kG), когда доменные стенки еще не двигаются, и при $B > 3.5$ kG, когда кристалл переходит в однодоменное состояние: в слабых полях динамическая восприимчивость не изменяется по крайней мере до 11 K, а при $B > 3.5$ kG она уменьшается с ростом температуры (рис. 8). Вызывают вопросы два факта: 1) возможность наблюдать гистерезис, несмотря на слабую магнитную анизотропию в плоскости, т.е. несмотря на магнитную идентичность доменов; 2) совпадение области полей существования гистерезиса и области полей спин-флоп-перехода. Вероятно, эти и другие факты связаны со свойствами доменных стенок, отличными от свойств доменов. В частности, в слабых полях ($B < 1$ kG), когда нет движения доменных стенок, возникновение доменных стенок при $T = 11$ K совпадает со скачком скорости изменения магнитной восприимчивости с температурой (рис. 4, 5). Уменьшение температуры скачка (рис. 4) при увеличении поля можно объяснить уменьшением количества доменных стенок и уменьшением их вклада в магнитные свойства кристалла.

3. Заключение

Измерена теплоемкость в интервале 2–300 K. Исследованы магнитные свойства в основных кристаллографических направлениях в полях до 90 kG и в интервале температур 2–300 K. При температуре 32 K обнаружен переход в антиферромагнитное легкоплоскостное состояние, которое сохраняется до $T = 2$ K. Из температурных зависимостей магнитной восприимчивости в парамагнитной области определены различные параметры Вейсса $\Theta_c = -45$ и $\Theta_{ab} = -70$ в поле, параллельном и перпендикулярном оси третьего порядка, и соответствующие эффективные магнитные моменты: $m_{\text{eff}}(c) = 11.29$, $m_{\text{eff}}(ab) = 12.33$. Обнаружен гистерезис при намагничивании кристалла в легкой плоскости, перпендикулярной оси третьего порядка кристалла, в интервале полей 1–3.5 kG и спин-флоп-переход, который при температуре 2 K происходит в поле ~ 2.5 kG. При температуре 11 K в поле $B < 1$ kG наблюдается особенность на температурной зависимости магнитной восприимчивости в легкой плоскости. При этой же температуре появляется упомянутый выше гистерезис, т.е. при более высокой температуре тепловая энергия достаточна для преодоления потенциального барьера между доменами с тремя энергетически эквивалентными направлениями магнитных моментов, и кристалл в каждой точке туннелирует между этими состояниями. В поле $B > 3.5$ kG кристалл переходит в однодоменное состояние, и особенность на температурной зависимости восприимчивости исчезает. Таким образом, эта особенность связана с появлением стационарных доменов, а значит, и стационарных доменных стенок. Именно наличие стационарных доменных стенок отличает состояние кристалла при $T < 11$ K от состояния при $T > 11$ K. Поведение намагниченности в полях 1–3.5 kG определяется движением доменных стенок, а также спин-флоп-переходами и вращением магнитных моментов в направлении магнитного поля не только в доменах, но и в доменных стенках. Магнитные свойства кристалла $Nd_{0.5}Gd_{0.5}Fe_3(BO_3)_4$ существенно отличаются от магнитных свойств как $NdFe_3(BO_3)_4$, так и $GdFe_3(BO_3)_4$.

Список литературы

- [1] А.К. Звездин, С.С. Кротов, А.М. Кадомцева, Г.П. Воробьев, Ю.Ф. Попов, А.П. Рятаков, Л.Н. Безматерных. Письма в ЖЭТФ **81**, 335 (2005).
- [2] А.К. Звездин, Г.П. Воробьев, А.М. Кадомцева, Ю.Ф. Попов, А.П. Рятаков, Л.Н. Безматерных. Письма в ЖЭТФ **83**, 600 (2006).
- [3] F. Yen, B. Lorenz, Y.Y. Sun, C.W. Chu, L.N. Bezmaternykh, A.N. Vasiliev. Phys. Rev. B **73**, 054435 (2006).
- [4] А.М. Кадомцева, Ю.Ф. Попов, Г.П. Воробьев, А.А. Мухин, В.Ю. Иванов, А.М. Кузьменко, Л.Н. Безматерных. Письма в ЖЭТФ **87**, 45 (2008).
- [5] R.P. Chaudhury, F. Yen, B. Lorenz, Y.Y. Sun, L.N. Bezmaternykh, V.L. Temerov, C.W. Chu. Phys. Rev. B **80**, 104424 (2009).

- [6] А.Н. Васильев, Е.А. Попова. ФНТ **32**, 968 (2006).
- [7] P. Fischer, V. Pomjakushin, D. Sheptyakov, L. Keller, M. Janoschek, B. Roessli, J. Schefer, G. Petrakovskii, L. Bezmaternikh, V. Temerov, D. Velikanov. *J. Phys.: Cond. Matter* **18**, 7975 (2006).
- [8] R.Z. Levitin, E.A. Popova, R.M. Chtshebrov, A.N. Vasiliev, M.N. Popova, E.P. Chukalina, S.A. Klimin, P.H.M. van Loosdrecht, D. Fausti, L.N. Bezmaternykh. *Письма в ЖЭТФ* **79**, 531 (2004).
- [9] S.A. Klimin, D. Fausti, A. Meetsma, L.N. Bezmaternykh, P.H.M. van Loosdrecht, T.T.M. Palstra. *Acta Cryst. B* **61**, 481 (2005).
- [10] A.D. Balaev, L.N. Bezmaternykh, I.A. Gudim, V.L. Temerov, S.G. Ovchinnikov, S.A. Kharlamova. *J. Magn. Magn. Mater.* **258–259**, 532 (2003).
- [11] А.И. Панкрац, Г.А. Петраковский, Л.Н. Безматерных, О.А. Баяков. *ЖЭТФ* **126**, 887 (2004).
- [12] S.A. Kharlamova, S.G. Ovchinnikov, A.D. Balaev, M.F. Tomas, I.S. Lyubutin, A.G. Gavriilyuk. *ЖЭТФ* **128**, 1252 (2005).
- [13] N. Tristan, R. Klingeler, C. Hess, B. Büchner, E. Popova, I.A. Gudim, L.N. Bezmaternykh. *J. Magn. Magn. Mater.* **316**, e621 (2007).
- [14] Е.А. Попова, Н. Тристан, Х. Хесс, Р. Клингелер, Б. Бюхнер, Л.Н. Безматерных, В.Л. Темеров, А.Н. Васильев. *ЖЭТФ* **132**, 121 (2007).
- [15] J.A. Campá, C. Cascales, E. Gutiérrez-Puebla, M.A. Monge, I. Rasines, C. Ruíz-Valero. *Chem. Mater.* **9**, 237 (1997).
- [16] M.N. Popova, E.P. Chukalina, T.N. Stanislavchuk, B.Z. Malkin, A.R. Zakirov, E. Antic-Fidancev, E.A. Popova, L.N. Bezmaternykh, V.L. Temerov. *Phys. Rev. B* **75**, 224 435 (2007).
- [17] Д.В. Волков, А.А. Демидов, Н.Р. Колмакова. *ЖЭТФ* **131**, 1030 (2007).
- [18] А.М. Кадомцева, Ю.Ф. Попов, Г.П. Воробьёв, А.А. Мухин, В.Ю. Иванов, А.М. Кузьменко, А.С. Прохоров, Л.Н. Безматерных, В.Л. Темеров, И.А. Гудим. Сб. тр. XXI Междунар. конф. „Новое в магнетизме и магнитных материалах“. М. (2009). С. 316.
- [19] C. Ritter, A. Balaev, A. Vorotynov, G. Petrakovskii, D. Velikanov, V. Temerov, I. Gudim. *J. Phys.: Cond. Matter* **19**, 196 227 (2007).