

# МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ДВОЙНОГО ПЕРОВСКИТА $\text{Sr}_2\text{CrNbO}_6$

Д. В. Попов <sup>a</sup>, Р. Г. Батулин <sup>b</sup>, М. А. Черосов <sup>b</sup>, И. В. Яцук <sup>a,b</sup>, Т. И. Чупахина <sup>c</sup>,  
Ю. А. Деева <sup>c</sup>, И. И. Фазлижанов <sup>a</sup>, Р. М. Еремينا <sup>a,b\*</sup>, Т. Мачти <sup>d</sup>

<sup>a</sup> Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского  
ФИЦ Казанский научный центр Российской академии наук  
420029, Казань, Россия

<sup>b</sup> Казанский (Приволжский) Федеральный университет  
420008, Казань, Россия

<sup>c</sup> Институт химии твердого тела Российской академии наук  
620990, Екатеринбург, Россия

<sup>d</sup> Департамент материаловедения и инженерии Индийского технологического института Канпур  
208016, Канпур, Индия

Поступила в редакцию 8 апреля 2023 г.,  
после переработки 28 апреля 2023 г.  
Принята к публикации 5 мая 2023 г.

Порошковое соединение типа двойной перовскит  $\text{Sr}_2\text{CrNbO}_6$  было исследовано с помощью рентгеноструктурного анализа, измерений намагниченности на постоянном и переменном токах и ЭПР. Два перехода в антиферромагнитно-упорядоченные режимы наблюдались в измерениях намагниченности при  $T = 4.7\text{ К}$  и  $2\text{ К}$  и подтверждались аппроксимацией температурной зависимости ширины линии ЭПР и данными по намагниченности при измерениях на переменном токе. Температурная зависимость магнитной восприимчивости, полученная в режиме ZFC, аппроксимировалась законом Боннера–Фишера для квазиодномерной цепочки. Аппроксимация линейной части обратной температурной зависимости магнитной восприимчивости проводилась законом Кюри–Вейсса. Из полученного значения эффективного магнитного момента  $\mu_{eff} = 3.577\mu_B$  соотношение между ионами  $\text{Cr}^{3+}$  и  $\text{Cr}^{4+}$  в образце оценивается примерно как  $0.8 : 0.2$ .

*Статья для специального выпуска ЖЭТФ, посвященного 95-летию Л. А. Прозоровой*

DOI: 10.31857/S0044451023100164  
EDN: XLRAFC

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Химическая формула перовскита —  $\text{A}\text{MeO}_3$ , где А — ион щелочноземельного металла, Me — ион переходного металла. Ионы в положении Me имеют октаэдрический кислородный каркас, а ионы кислорода формируют вокруг ионов А гексагональное (кубическое) окружение [1]. Двойные перовскиты  $\text{A}_2\text{Me}(1)\text{Me}(2)\text{O}_6$  относятся к типу перовскитов, состоящих из двух указанных выше формул. Основное их отличие от сложных одиночных перовскитов — упорядоченное расположение ионов Me; например,

ионы Me(1) и Me(2) могут образовывать чередующиеся цепочки или плоскости.

Магнитные свойства перовскита существенно зависят от его состава. Перовскит  $\text{SrCrO}_3$  имеет переход в антиферромагнитную фазу при  $T = 35\text{--}40\text{ К}$  [2], а значение эффективного магнитного момента, полученное из экспериментальных данных, составляет  $\mu_{eff} = 8.3\mu_B$  [3], что заметно выше, чем следует из теоретических оценок для  $\text{Cr}^{4+}$  ( $3d^2$ ,  $S = 1$  и  $g = 2$ )  $\mu_{eff} = 2.83\mu_B$ . В состав перовскита  $\text{SrNbO}_3$  входит тяжелый переходный металл  $\text{Nb}^{5+}$  с электронной конфигурацией  $4d^1$ . Соединение  $\text{SrNbO}_3$  нестабильно в условиях окружающей среды [4].

В литературе опубликовано несколько статей по изучению двойных перовскитов, в состав которых

\* E-mail: REremina@yandex.ru

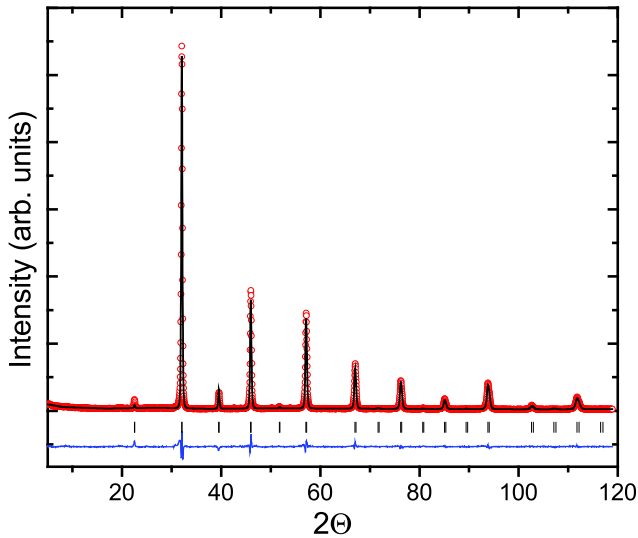


Рис. 1. Дифрактограмма  $\text{Sr}_2\text{CrNbO}_6$

входят ионы ниобия и хрома, большинство из которых связано с изучением кристаллических структур. Ранее было установлено, что двойной перовскит  $\text{Sr}_2\text{CrNbO}_6$  имеет пространственную группу  $Fm\bar{3}m$  с  $a = 7.89 \text{ \AA}$  [5, 6], и был определен эффективный магнитный момент  $\mu_{eff} = 3.63 \mu_B$  [7]. Однако большая часть предыдущих работ по соединению  $\text{Sr}_2\text{CrNbO}_6$  была сосредоточена на структуре соединения, измерении намагниченности на переменном токе, и исследования методом ЭПР не проводились.

Целью настоящей работы является экспериментальное исследование магнитных свойств двойного перовскита  $\text{Sr}_2\text{CrNbO}_6$ .

## 2. ДЕТАЛИ ЭКСПЕРИМЕНТА

Двойной перовскит  $\text{Sr}_2\text{CrNbO}_6$  получен пиролизом нитратно-органических смесей соответствующих компонентов. В качестве исходных реагентов использовались  $\text{Sr}(\text{NO}_3)_2$  (нитрат стронция),  $(\text{NH}_4)_2\text{Cr}_2\text{O}_7$  (дихромат аммония),  $\text{Nb}_2\text{O}_5$  (оксид ниобия). В качестве органического компонента был выбран  $\text{C}_5\text{H}_7(\text{OH})_5$  (пентанпентаол, ксилит), выбранный в качестве органического компонента, способствует растворению оксида ниобия в щелочной среде и одновременно обеспечивает протекание процесса пиролиза в режиме самовоспламенения раствора.

Стехиометрические количества нитрата стронция и дихромата аммония растворялись в 50 мл дистиллированной воды, подкисленной 5 мл азотной кислоты для стабилизации катионов в растворе. В полученный гомогенный раствор добавлялось стехиометрическое количество оксида ниобия, при постоянном перемешивании раствор нейтрализовался

до pH-7 аммиаком, затем pH раствора медленно доводился до 12.5. После этого при постоянном перемешивании в смесь добавлялась навеска  $\text{C}_5\text{H}_7(\text{OH})_5$  в соотношении  $\text{Nb}_2\text{O}_5\text{--C}_5\text{H}_7(\text{OH})_5$  1–5 моль. Полученный коллоидный раствор оставлялся на 9–10 ч до созревания. На следующий день добавлялось еще 4–5 г  $\text{C}_5\text{H}_7(\text{OH})_5$  в качестве органического топлива, и раствор упаривался до инициирования процесса горения. Продукт пиролиза представляет собой черный ультрадисперсный порошок, который прокаливался при температуре  $950^\circ\text{C}$  в течение 1.5–2 ч для удаления углеродной примеси. Полученный образец шихтовался, прессовался в таблетки и прокаливался при  $1100\text{--}1150^\circ\text{C}$  в течение 8 ч. Общее время синтеза составляло двое суток.

Дифракционный анализ проводился на автоматическом дифрактометре Shimadzu XRD-7000 S с экспозицией 3–5 с на точку. Аппроксимация дифрактограмм проводилась по программе FULLPROF-2018 (см. рис. 1). По данным рентгеноструктурного анализа полученное соединение представляет собой двойной перовскит  $\text{Sr}_2\text{CrNbO}_6$ . Проба однофазная, посторонних примесей не обнаружено. Синтезированное соединение имеет пространственную группу  $Pm\bar{3}m$ , которая отличается от пространственной группы  $Fm\bar{3}m$ , полученной для  $\text{Sr}_2\text{CrNbO}_6$  в [5–7]. Различие в типах решеток приводит к почти двукратному различию кристаллографических параметров: для  $Pm\bar{3}m$  и  $Fm\bar{3}m$   $a = 3.97 \text{ \AA}$ ,  $a = 7.89 \text{ \AA}$  соответственно.

На приборе PPMS-9 были выполнены измерения температурной зависимости намагниченности в режимах охлаждения без поля (ZFC) и охлаждения в поле (FC) в диапазоне температур 5–300 К и в магнитных полях 500, 1000 и 10000 Э. Результаты измерений представлены на рис. 2.

На спектрометре Bruker ELEXSYS E500-CW проводились измерения спектров ЭПР в  $X$ -диапазоне ( $\approx 9.4 \text{ ГГц}$ ) с использованием криостатов He и  $\text{N}_2$  в диапазоне температур 5–120 К и 110–340 К и напряженностью магнитного поля от 0 до 1.4 Тл.

## 3. НАМАГНИЧЕННОСТЬ

Температурные зависимости намагниченности в виде  $M/H$ , измеренные в магнитных полях 500, 1000 и 10000 Э, представлены на рис. 2 в диапазоне температур 5–300 К. Обратная магнитная восприимчивость вычислялась как  $H/M$  для каждого значения магнитного поля. С помощью закона Кюри – Вейсса обратная магнитная восприимчивость для температур выше 75 К в парамагнитном диапазоне была аппроксимирована выражением

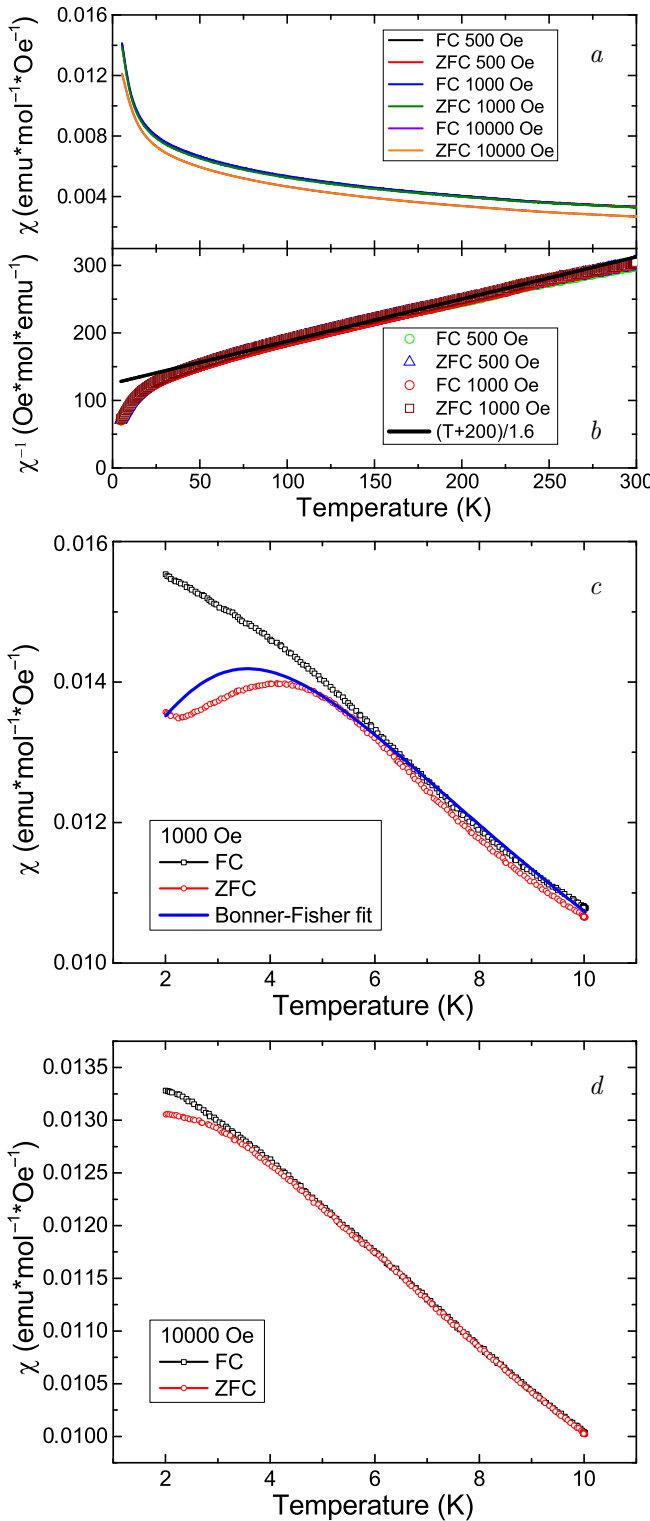


Рис. 2. а) Температурные зависимости магнитной восприимчивости Sr<sub>2</sub>CrNbO<sub>6</sub>, измеренные в магнитных полях 500, 1000 и 10000 Э при 10–300 К. б) обратная магнитная восприимчивость в температурном диапазоне 10–300 К. Температурные зависимости магнитной восприимчивости, измеренные в магнитных полях в) 1000 Э, д) 10000 Э при 2–10 К

Таблица 1. Параметры закона Кюри–Вейсса

Параметры	Значения	Ошибка измерения
$C, K \cdot \text{emu/mol}$	1.60	0.01
$\Theta_{CW}, K$	-200	5
$\mu_{eff}, \mu_B$	3.577	0.012
$\text{Cr}^{3+} (S = 3/2)$	0.8	0.05
$\text{Cr}^{4+} (S = 1)$	0.2	0.05
$J, K$	20	2

$$\chi = \frac{C}{T - \Theta_{CW}}, \quad (1)$$

где  $\chi$  – магнитная восприимчивость,  $C$  – постоянная Кюри,  $\Theta_{CW}$  – температура Кюри–Вейсса [8]. Параметры аппроксимации приведены в табл.1. Значение  $\Theta_{CW}$  отрицательно, следовательно в образце преобладают антиферромагнитные взаимодействия между спинами ионов хрома. С использованием постоянной Кюри эффективный магнитный момент рассчитывался по соотношению

$$\mu_{eff} = \sqrt{\frac{3k_B C}{N_A}}. \quad (2)$$

Полученное значение эффективного магнитного момента  $\mu_{eff} = 3.577 \mu_B$  согласуется с величиной  $\mu_{eff} = 3.63 \mu_B$  из работы [7] для Sr<sub>2</sub>CrNbO<sub>6</sub>. В предположении того, что образец содержит ионы хрома только в трехвалентном состоянии, был рассчитан эффективный магнитный момент ( $\mu_{eff}^{theor} = 3.87 \mu_B$  для ионов Cr<sup>3+</sup> с  $3d^3$ ). Теоретическая оценка эффективного магнитного момента не совпадает с экспериментальным значением. Поэтому можно предположить, что в состав образца входят как трехвалентные с  $S = 3/2$ , так и четырехвалентные с  $S = 1$  ионы хрома, соотношение концентраций которых можно использовать как параметр аппроксимации. На основании этого предположения с использованием выражения

$$\mu_{eff}^{theor} = g \sqrt{\sum_i [N_i S_i (S_i + 1)]}, \quad (3)$$

было получено соотношение между концентрацией ионов хрома разной валентности в изучаемом соединении при условии  $\mu_{eff}^{theor} = 3.68 \mu_B$ . По этим оценкам Cr<sup>3+</sup> занимает 0.8 ионных позиций, тогда как Cr<sup>4+</sup> занимает 0.2 ионных позиций. Результаты расчета приведены в табл. 1.

Также характеристики магнитного поведения продемонстрированы на рис. 2c,d в диапазоне от 2–10 К, которые были получены в магнитных полях

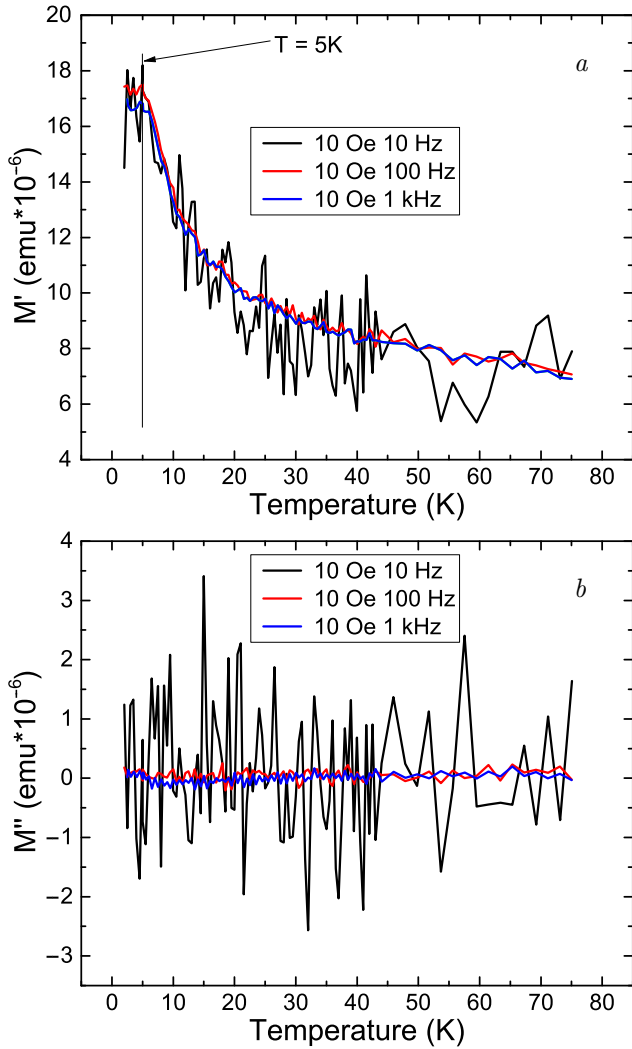


Рис. 3. Температурные зависимости АС намагниченности для  $\text{Sr}_2\text{CrNbO}_6$

1000 и 10000 Э. Температура, при которой происходит разделение кривых ZFC и FC, зависит от величины приложенного магнитного поля, как показано на рис. 2*c,d*. Температурные зависимости магнитной восприимчивости, полученные в режимах ZFC и FC, начинают расходиться при температурах 5.5 К и 3 К при измерениях в магнитном поле 1000 и 10000 Э соответственно. Очевидно, магнитное поле разрушает антиферромагнитный порядок в образце и влияет на температуру магнитного фазового перехода. Подобное поведение наблюдалось ранее в людвигитах  $\text{Cu}_2\text{GaVO}_5$  и  $\text{Cu}_2\text{AlVO}_5$  [9].

Фазовые переходы в соединении происходят при двух температурах:  $T \approx 2.5$  К и  $T \approx 5$  К в поле 1000 Э, как показано на рис. 2*c*. Температурная зависимость магнитной восприимчивости, полученная в режиме ZFC, при низких температурах проходит через максимум для данных, полученных во внеш-

нем магнитном поле 1000 Э, что характерно для низкоразмерного магнетика, как показано на рис. 2*c*.

Интеграл обменного взаимодействия  $J_1$  для соседних атомов ( $NN$ ) можно оценить с помощью теории молекулярного поля:

$$\frac{J_1}{k_B} = \frac{\Theta_{CW}}{z(3/2)S(S+1)}, \quad (4)$$

где  $k_B$  — константа Больцмана,  $z$  и  $S$  — число магнитных ионов и спиновое квантовое число соответственно. Подставив температуру Кюри–Вейсса, мы оценили величину обменного интеграла между соседними спинами в плоскости как  $J_1 \approx 20$  К.

Ранее магнетизм магнитоэлектрических (спин ионов хрома  $S = 3/2$ ) пироксенов  $\text{LiCrSi}_2\text{O}_6$  и  $\text{LiCrGe}_2\text{O}_6$  изучался с помощью расчетов теории функционала плотности, квантового моделирования Монте-Карло, дифракции нейтронов, а также измерений намагниченности в низком и сильном магнитных полях [10], где кристаллическая структура образована цепочками октаэдрических  $\text{CrO}_6$  с общими ребрами. В  $\text{LiCrSi}_2\text{O}_6$  для двух обменных интеграла было получено, что  $J_1 \approx 9$  К вдоль структурных цепочек и  $J_2 \approx 1$  К между цепочками, которые формируют двумерную анизотропную сотовую решетку, тогда как спиновая модель  $\text{LiCrGe}_2\text{O}_6$  состоит из трех различных обменных взаимодействий. Удивительно, но между цепочками действует обменное взаимодействие  $J_2 \approx 2.3$  К, превышающее взаимодействие в цепочке  $J_1 \approx 1.2$  К примерно в два раза. Дополнительное межслойное обменное взаимодействие делает эту модель трехмерной. На низкоразмерную природу магнитных взаимодействий в изучаемом нами соединении указывает значение параметра фрустрации, равное  $|\Theta_{CW}/T_N| = 40$  для  $\text{Sr}_2\text{CrNbO}_6$ .

Температурная зависимость магнитной восприимчивости ZFC в диапазоне температур 2–10 К аппроксимировалась моделью Боннера–Фишера [11] на основе данных, полученных в поле 1000 Э:

$$\chi = \frac{C_1}{T[(1+U)/(1-U)]}, \quad (5)$$

$$U = \text{cth}(q) - \frac{1}{q}, \quad (6)$$

$$q = \frac{2JS(S+1)}{k_B T}. \quad (7)$$

Наилучшее приближение экспериментальных данных получено для значений  $J/k_B \approx 1$  К и  $C_1 \approx 0.18$  К · emu/mol.

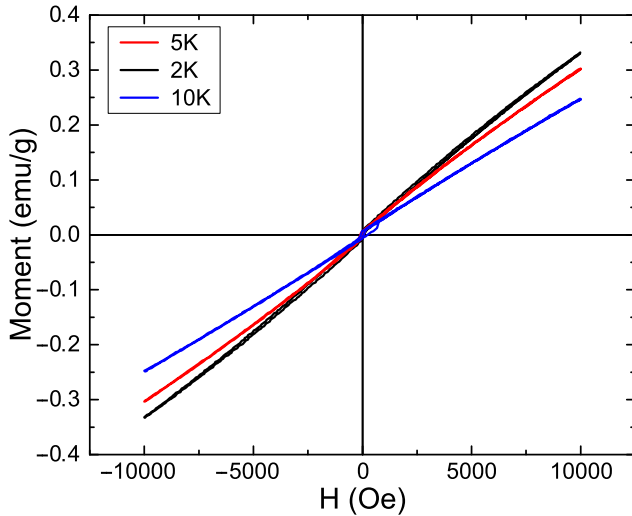


Рис. 4. Изотермы намагниченности для Sr<sub>2</sub>CrNbO<sub>6</sub>

Для определения характера магнитного фазового перехода были проведены измерения температурной зависимости намагниченности на переменном токе (АС). Измерения АС-намагниченности проводились в диапазоне частот 1–10 кГц и значениях внешнего магнитного поля 2–10 Э, полученные результаты представлены на рис. 3. Как видно на рис. 3, полученные кривые для реальной и мнимой частей магнитной восприимчивости на переменном токе различаются, что позволяет сделать вывод о природе магнитного упорядочения. Поскольку в действительной части измерений намагниченности на переменном токе (рис. 3а) при этой температуре наблюдается максимум, а в мнимой части (рис. 3б) он не виден, мы полагаем, что антиферромагнитные переходы определенно наблюдается при  $T = 4.7$  К и  $T = 2$  К [12].

Такой вывод согласуется с поведением изотерм намагниченности. При значениях поля  $\pm 1$  Тл измерялась зависимость намагниченности от внешнего магнитного поля при  $T = 2, 5$  и  $10$  К. Зависимости намагниченности от магнитного поля были линейными во всем температурном и магнитном диапазонах. При указанных температурах петли гистерезиса не наблюдались (рис. 4).

#### 4. МАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС

В спектре магнитного резонанса в диапазоне температур от 5 до 300 К наблюдается одна линия ЭПР (см. рис. 5). Форма линии ЭПР аппроксимировалась выражением

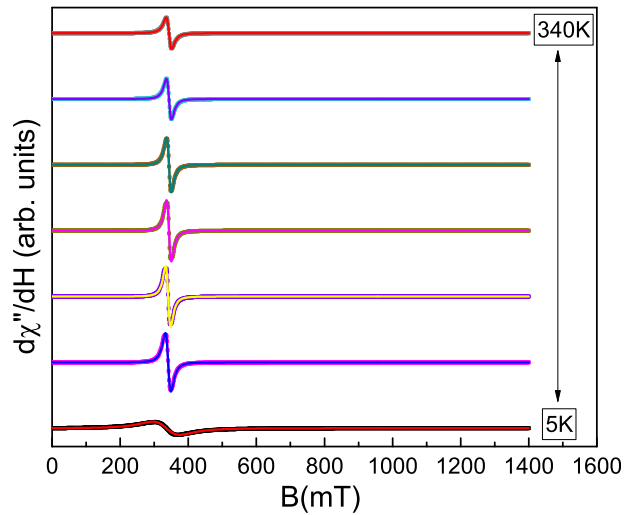


Рис. 5. Линии ЭПР в Sr<sub>2</sub>CrNbO<sub>6</sub> и их аппроксимация

$$\frac{dP}{dH} = \frac{d}{dH} \left( \frac{\Delta H + \alpha(H - H_{res})}{(H - H_{res})^2 + \Delta H^2} + \frac{\Delta H - \alpha(H + H_{res})}{(H + H_{res})^2 + \Delta H^2} \right), \quad (8)$$

где  $H_{res}$  — резонансное магнитное поле,  $\Delta H$  — ширина линии и  $\alpha$  — параметр асимметрии линии ЭПР, для фитирования линии ЭПР использовалось значение  $\alpha = 0$  для Sr<sub>2</sub>CrNbO<sub>6</sub>. Экспериментальные линии ЭПР, а также их аппроксимация представлены на рис. 5.

Температурные зависимости интегральной интенсивности, ширины линии и  $g_{eff}$ -фактора представлены на рис. 6.  $g_{eff}$ -фактор рассчитывался по формуле

$$g_{eff} = \frac{h\nu}{\mu_B H_{res}}, \quad (9)$$

где  $\nu$  — частота. При понижении температуры вблизи температуры фазового перехода формируется антиферромагнитный ближний порядок. Антиферромагнитные корреляции приводят к уширению линии магнитного резонанса и смещению эффективного  $g$ -фактора. Аппроксимация температурной зависимости ширины линии ЭПР может быть использована для оценки размерности антиферромагнитного упорядочения [13].

В этом случае температурную зависимость ширины линии  $\Delta H$  можно аппроксимировать формулой

$$\Delta H = \Delta H_0 + A \left[ \frac{T_N^{ESR}}{T - T_N^{ESR}} \right]^\beta, \quad (10)$$

где  $\Delta H_0$  — остаточная ширина линии,  $A$  — множитель,  $T_N^{ESR}$  — температура фазового перехода,  $\beta$  —

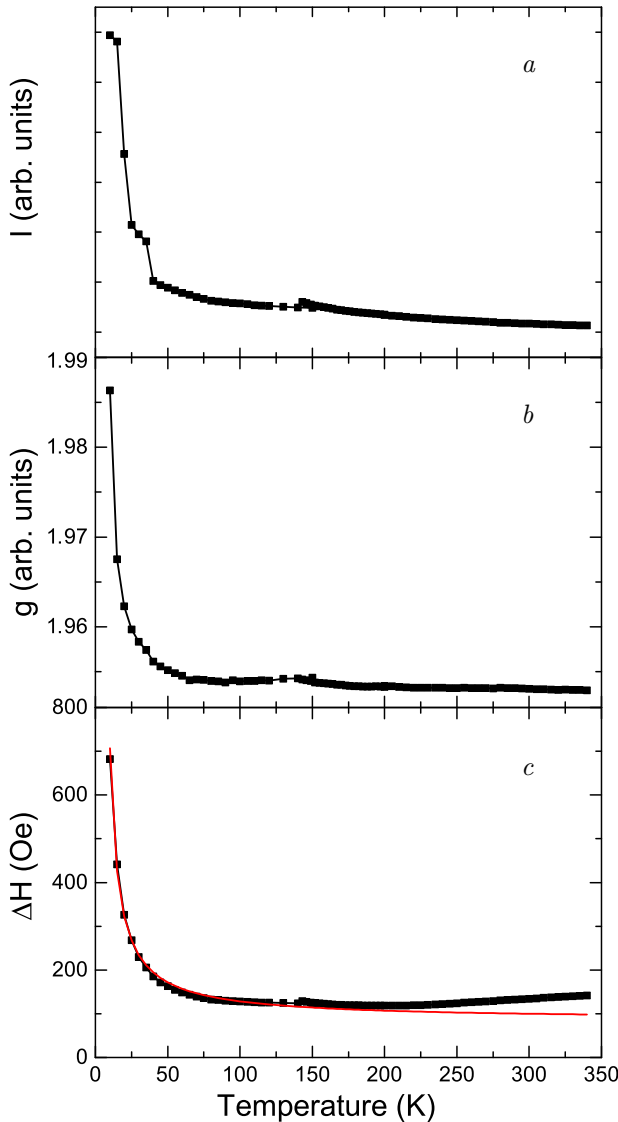


Рис. 6. Температурные зависимости а) интенсивности, б)  $g$ -фактора и в) ширины линии ЭПР для  $\text{Sr}_2\text{CrNbO}_6$ . Сплошная линия — аппроксимация по формуле (10)

критический показатель [14]. Наилучшее приближение теоретического описание к экспериментальным значениям получено при следующих значениях параметров:  $\Delta H_0 \approx 85 \text{ Э}$ ,  $A \approx 780 \text{ Э}$ ,  $T_N^{ESR} \approx 4.4 \text{ К}$  и  $\beta \approx 0.94$ . Теоретическое описание зависимости ширины линии от температуры показано на рис. 6. Поэтому мы предполагаем, что фазовый переход при  $T_N^{ESR} = 4.5 \text{ К}$ , установленный ранее при измерениях намагниченности на постоянном и переменном токах, на самом деле является переходом в антиферромагнитную 2D-фазу [15]. Очевидно, что  $T_N^{ESR}$  хорошо согласуется с  $T_N$ . Для трехмерных антиферромагнетиков в модели Гейзенберга  $\beta$  равно  $1/3$ . Таким образом, значение  $\beta \approx 0.94$ , получен-

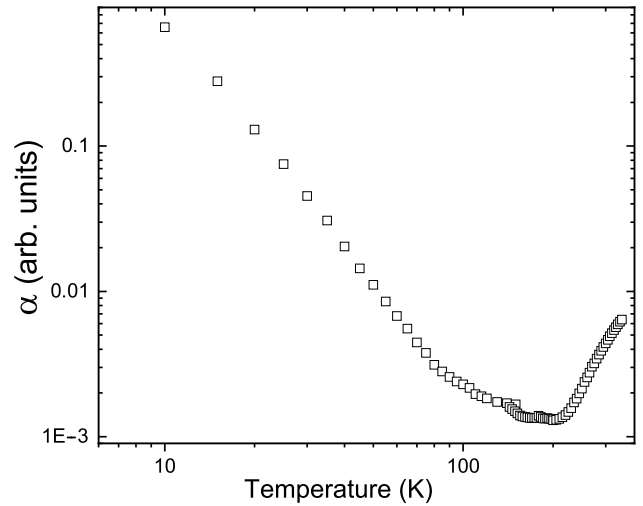


Рис. 7. Температурная зависимость параметра в теории Демишева для  $\text{Sr}_2\text{CrNbO}_6$

ное для  $\text{Sr}_2\text{CrNbO}_6$ , заметно выше  $1/3$ , но все же ниже значения, ожидаемого для чистых 2D-антиферромагнетиков  $\beta \approx 3/2$ , но вполне сопоставимо с  $\beta$  для других родственных квазидвумерных антиферромагнитных соединений [15]. Поскольку антиферромагнитные корреляции дают вклад как в уширение, так и в сдвиг линии, можно оценить универсальный параметр в теории Демишева [16]. Расчеты по теории Демишева проводились по формуле

$$\alpha = \frac{(\Delta H_{res}/H_{res})^2}{\Delta g/g}, \quad (11)$$

где  $\Delta H_{res}$  — разница между шириной линии ЭПР и значением  $\Delta H_0 = 100 \text{ Э}$ ,  $\Delta g$  — разница между остаточным значением  $g$ -фактора и  $g = 1.9$  [16]. Полученные результаты представлены на рис. 7 в логарифмическом масштабе. Как видно на рис. 7, вклад в ширину линии ЭПР от различных взаимодействий зависит от диапазона температур. Выше  $110 \text{ К}$  ширина линии ЭПР начинает увеличиваться при практически неизменном  $g$ -факторе. Мы полагаем, что увеличение ширины линии связано с присутствием в решетке ян-теллеровского иона  $\text{Cr}^{4+}$ .

### 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Перовскит  $\text{Sr}_2\text{CrNbO}_6$  был синтезирован методом горения растворов прекурсоров в виде поликристаллического порошка. Дифракционный анализ показал, что образец однофазный и не содержит примесей. Измерены температурные зависимости намагниченности соединения  $\text{Sr}_2\text{CrNbO}_6$  для диапазона температур  $5\text{--}300 \text{ К}$  и магнитных полей  $10, 500, 1000$  и  $10000 \text{ Э}$  в двух режимах — охлаждение

в нулевом магнитном поле и охлаждение в магнитном поле. По данным намагниченности перовскит  $\text{Sr}_2\text{CrNbO}_6$  демонстрировал два фазовых перехода — в антиферромагнитную фазу при  $T_N \approx 5\text{ К}$  и в фазу трехмерного антиферромагнитного упорядочения при  $T_{Ph} \approx 2\text{ К}$ . Наличие фазовых переходов при этих температурах подтверждается данными по температурной зависимости АС-намагниченности. Аппроксимация температурной зависимости магнитной восприимчивости по закону Боннера – Фишера при внешнем магнитном поле  $H = 1000\text{ Э}$  показала значение обменного интеграла  $J/k_B \approx 1\text{ К}$ . Магнитное упорядочение разрушается при наложении внешнего магнитного поля  $10000\text{ Э}$ . Эффективный магнитный момент, полученный из экспериментальных данных, равен  $\mu_{eff} = 3.577\mu_B$ . Из согласования рассчитанного эффективного магнитного момента с экспериментальным значением соотношение ионов Cr должно быть

$$\text{Cr}^{3+} : \text{Cr}^{4+} = 0.8 : 0.2.$$

**Финансирование.** Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (проект 22-42-02014) и проекта DST (DST/INT/RUS/RSF/P-55/2021).

## ЛИТЕРАТУРА

1. A. Bhalla, R. Guo, and R. Roy, *Mater. Res. Innovat.* **4**, 3 (2000).
2. L. Ortega-San-Martin, A. J. Williams, J. Rodgers, J. P. Attfield, G. Heymann, and H. Huppertz, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 255701 (2007).
3. J. S. Zhou, C. Q. Jin, Y. W. Long, L. X. Yang, and J. B. Goodenough, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 046408 (2006).
4. H. Okuma, Y. Katayama, and K. Ueno, arXiv: 2209.09730, 2022.
5. M. Lv, S. Ni, Z. Wang, T. Cao, and X. Xu, *Intern. J. Hydr. Energy* **41**, 1550 (2016).
6. A. A. Selyutin, A. Yu. Shirkin, I. A. Kasatkin, and N. P. Bobrysheva, *Russian J. General Chem.* **85**, 756 (2015).
7. J. H. Choy, S. T. Hong, and K. S. Choi, *J. Chem. Soc., Faraday Transactions* **92**, 1051 (1996).
8. C. Kittel, P. McEuen, and P. McEuen, *Introduction to Solid State Physics*, Wiley, New York, Vol. 9, (1996), p. 105.
9. A. A. Kulbakov, R. Sarkar, O. Janson, S. Dengre, T. Weinhold, E. M. Moshkina, P. Y. Portnichenko, H. Luetkens, F. Yokaichiya, A. S. Sukhanov, R. M. Eremina, Ph. Schlender, A. Schneidewind, H.-H. Klauss, and D. S. Inosov, *Phys. Rev. B* **103**, 024447 (2021).
10. O. Janson, G. Nenert, M. Isobe, Y. Skourski, Y. Ueda, H. Rosner, and A. A. Tsirlin, *Phys. Rev. B* **90**, 214424 (2014).
11. C. Venkatesh, B. Bandyopadhyay, A. Midya, K. Mahalingam, V. Ganesan and P. Mandal, *Phys. Rev. B* **101**(18), 184429 (2020).
12. M. Balanda, *Acta Physica Polonica A* **124**(6), 964–976 (2013).
13. I. Yatsyk, R. Eremina, T. Chupakhina, and Yu. Deeva, *Magn. Reson. Solids* **21**, 22202 (2022).
14. D. V. Popov, I. V. Yatsyk, R. G. Batulin, M. A. Cherosov, I. R. Vakhitov, I. A. Faizrakhmanov, R. V. Yusupov, T. I. Chupakhina, Yu. A. Deeva, I. I. Fazlizhanov, T. Maiti, and R. M. Eremina, *Appl. Magn. Res.* **54**, 420 (2023).
15. T. Vasilchikova, A. Vasiliev, M. Evstigneeva, V. Nalbandyan, J. S. Lee, H. J. Koo, and M. H. Whangbo, *Materials* **15**, 2563 (2022).
16. S. V. Demishev, *Doklady Physics* **66**, 187 (2021).