

# МОДУЛИРОВАННАЯ МАГНИТНАЯ СТРУКТУРА В КВАЗИОДНОМЕРНОМ КЛИНОПИРОКСЕНЕ $\text{NaFeGe}_2\text{O}_6$

*Т. В. Дрожина*<sup>a,b\*</sup>, *Г. А. Петраковский*<sup>a,b</sup>, *Л. Келлер*<sup>c\*\*</sup>, *Й. Шефер*<sup>c\*\*\*</sup>,  
*А. Д. Балаев*<sup>a</sup>, *А. В. Карташев*<sup>a</sup>, *Д. А. Иванов*<sup>a</sup>

<sup>a</sup> *Институт физики им. Л. В. Курицкого Сибирского отделения Российской академии наук  
660036, Красноярск, Россия*

<sup>b</sup> *Сибирский Федеральный университет  
660074, Красноярск, Россия*

<sup>c</sup> *Laboratory for Neutron Scattering, ETH Zürich and Paul Scherrer Institut  
CH-5232, Villigen PSI, Switzerland*

Поступила в редакцию 2 июня 2010 г.

Изложены результаты экспериментального изучения магнитной структуры моноклинного соединения  $\text{NaFeGe}_2\text{O}_6$ , полученные методом упругого рассеяния нейтронов. При температуре 1.6 К обнаружена несоизмеримая магнитная структура, представляющая собой антиферромагнитную спираль, сформированную из пар спинов ионов  $\text{Fe}^{3+}$  с геликоидальной модуляцией в плоскости *ac* кристаллической решетки. Определен волновой вектор магнитной структуры, исследовано его поведение при изменении температуры. Изучение температурных зависимостей теплоемкости и восприимчивости, а также изотерм полевой зависимости намагниченности позволило обнаружить существование наряду с магнитным фазовым переходом порядок–беспорядок в точке  $T_N = 13$  К дополнительного магнитного фазового перехода в точке  $T_c = 11.5$  К, который предположительно является ориентационным.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Пироксены, характеризующиеся общей формулой  $\text{ABX}_2\text{O}_6$  (A — катион одновалентного или двухвалентного металла Na, Li, Ca; B — катионы Mg, Cr, Cu, Ni, Co, Fe, Mn, Al, Ga, Ti, Sc, In, V, ... и X — катионы Ge, Si), образуют широкий класс соединений. Их исследование представляет интерес, прежде всего, с точки зрения возможностей, во-первых, формирования разнообразных магнитных структур и, во-вторых, обнаружения и изучения природы явления взаимодействия магнитной и электрической подсистем (мультиферроики — перспективные материалы спинтроники) [1–8]. Эти возможности осуществимы вследствие того, что в соединениях со структурой пироксена установлено наличие конкурирующих обменных взаимодействий [1]. В этом аспекте особый интерес представляет обнаружение и исследование модулированных магнитных струк-

тур [9, 10], в частности, из-за предполагаемой связи их природы с механизмом взаимодействия магнитной и электрической подсистем [3, 11].

Низкая магнитная размерность, проявляющаяся в пироксенах, вызывает также интерес исследователей из-за возможности обнаружения в них таких квантовых эффектов как синглетизация основного магнитного состояния, формирование энергетической щели в спектре элементарных возбуждений, квантовое сокращение спина [12, 13].

Сказанное выше определяет актуальность детального исследования свойств и магнитной структуры пироксенов различного состава.

Одним из представителей пироксенов является соединение  $\text{NaFeGe}_2\text{O}_6$ . Рентгеноструктурное исследование  $\text{NaFeGe}_2\text{O}_6$  показало, что его кристаллическая структура изотипна структуре диопсида  $\text{CaMgSi}_2\text{O}_6$  с заменой Ca, Mg и Si на Na, Fe и Ge [14]. Кристаллическая симметрия описывается моноклинной пространственной группой  $C 2/c$  [14]. В элементарной ячейке содержатся четыре формуль-

\*E-mail: tvd@iph.krasn.ru

\*\*L. Keller

\*\*\*J. Schefer

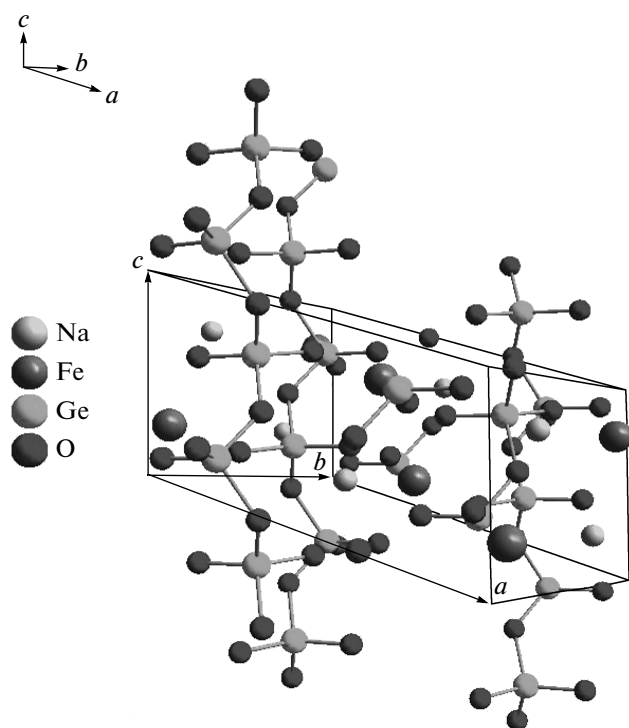


Рис. 1. Кристаллическая структура  $\text{NaFeGe}_2\text{O}_6$  в парамагнитной области

Таблица 1. Координаты базисных атомов соединения  $\text{NaFeGe}_2\text{O}_6$  при  $T = 300$  К, [14]

Атом	$x$	$y$	$z$
Ge	0.2121	0.4065	0.2689
Fe	0	0.098	0.250
Na	0	0.696	0.250
O <sub>I</sub>	0.391	0.418	0.363
O <sub>II</sub>	0.145	0.228	0.197
O <sub>III</sub>	0.141	0.492	0.513

ные единицы (рис. 1). Рентгенографическое определение параметров моноклинной ячейки  $\text{NaFeGe}_2\text{O}_6$  при комнатной температуре дает  $a = 10.0100 \text{ \AA}$ ,  $b = 8.9400 \text{ \AA}$ ,  $c = 5.5200 \text{ \AA}$ ,  $\beta = 108.0000^\circ$  [14]. Координаты ионов Na, Fe, Ge и O приведены в табл. 1.

Как показали наши исследования ядерного  $\gamma$ -резонанса, проведенные при комнатной температуре с источником  $\text{Co}^{57}(\text{Cr})$  на порошках толщиной  $5\text{--}10 \text{ мг/см}^2$  по естественному содержанию железа, ионы железа  $\text{Fe}^{3+}$  в  $\text{NaFeGe}_2\text{O}_6$  находятся в высокоспиновом состоянии ( $S = 5/2$ ) и октаэдри-

ческом кислородном окружении (изомерный сдвиг  $0.40 \text{ мм/с}$ ), полиэдры вокруг атомов Fe искажены (квадрупольное расщепление  $Q = 0.34 \text{ мм/с}$ ) [15].

В кристаллической структуре натриевого пироксена на основе железа октаэдры посредством общих ребер связаны в непрерывные зигзагообразные ленты, тянущиеся вдоль кристаллической оси  $c$ . Тетраэдры  $\text{GeO}_4$  связаны между собой вершинами и образуют также цепочки, вытянутые вдоль оси  $c$ . Два вида цепочек чередуются вдоль кристаллической оси  $b$ .

Магнитные измерения соединения  $\text{NaFeGe}_2\text{O}_6$ , выполненные при помощи СКВИД-магнитометра в магнитном поле  $100 \text{ Э}$ , показали, что при высоких температурах ( $T > 15 \text{ К}$ ) в  $\text{NaFeGe}_2\text{O}_6$  реализуется парамагнитное состояние, характеризуемое асимптотической температурой Нееля  $\theta = -135 \text{ К}$ ; обратная восприимчивость при температурах выше  $T = 100 \text{ К}$  описывается законом Кюри–Вейсса [15]. При температуре ниже  $15 \text{ К}$  образец переходит из парамагнитного состояния в состояние с дальним магнитным порядком, формирующимся преимущественно антиферромагнитным взаимодействием.

Анализ структурных особенностей показал, что в пироксене  $\text{NaFeGe}_2\text{O}_6$  возможны два вида обменных взаимодействий ближайших соседей. С одной стороны, взаимодействия, осуществляемые через связи  $\text{Fe-O-Fe}$ , а, с другой стороны, межцепочечные обменные взаимодействия  $\text{Fe-O-Ge-O-Fe}$ , принадлежащие как одному слою  $ab$ , так и межслоенные. Особенности топологии обменных взаимодействий в  $\text{NaFeGe}_2\text{O}_6$ , их конкуренция могут привести к нетривиальной магнитной структуре данного соединения.

В этой связи в настоящей работе авторы поставили перед собой задачу изучить магнитную структуру пироксена  $\text{NaFeGe}_2\text{O}_6$ .

## 2. ПРИГОТОВЛЕНИЕ ОБРАЗЦА И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Поликристаллический  $\text{NaFeGe}_2\text{O}_6$  синтезирован методом твердотельной реакции с отжигами при температурах  $800^\circ\text{--}900^\circ\text{C}$  на воздухе в четыре этапа, каждый длительностью по  $24 \text{ ч}$ . Использовались реагенты  $16\% \text{ Na}_2\text{CO}_3$ ,  $23\% \text{ Fe}_2\text{O}_3$ ,  $61\% \text{ GeO}_2$ . Параметры решетки, определенные методом рентгеноструктурного анализа, составляют  $a = 10.008 \text{ \AA}$ ,  $b = 8.948 \text{ \AA}$ ,  $c = 5.523 \text{ \AA}$ ,  $\beta = 107.59^\circ$ , что находится в согласии с данными [14]. На рентгенограмме присутствовали следы немагнитной примесной фазы  $\text{Na}_4\text{Ge}_9\text{O}_{20}$ .

Для выполнения работы в качестве основного метода исследования выбран метод упругого рассеяния нейтронов. Эксперименты по рассеянию нейтронов с длиной волны  $\lambda = 2.4576 \text{ \AA}$  были выполнены в области температур 1.6–100 К на дифрактометре DMC (SINQ, Швейцария) [16, 17]. Образец в цилиндрическом ванадиевом контейнере помещался в гелиевый криостат. Данные обрабатывались с использованием пакета программ FULLPROF [18]. Для определения магнитной структуры необходимо выделить магнитную составляющую из ядерной осуществлялось вычитанием из картины нейтронной дифракции при  $T = 1.6 \text{ К}$  картины при температуре 30 К, при которой в образце реализуется парамагнитное состояние.

Магнитные измерения осуществлены на автоматизированном вибрационном магнитометре со сверхпроводящим соленоидом в полях до 8 Тл и температурах 4.2–300 К (Институт физики им. Л. В. Киренского, Красноярск).

Калориметрические исследования выполнены на установке Quantum Design PPMS 6000 Центра коллективного пользования Красноярского научного центра в интервале температур 2.0–300 К в магнитных полях до 9 Тл.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Нейтроннографическое исследование магнитной структуры поликристалла  $\text{NaFeGe}_2\text{O}_6$  показало, что нейтронограмма при температуре ниже 13 К, соответствующей переходу образца в антиферромагнитное состояние, содержит большое число магнитных пиков, обусловленных дальним магнитным порядком. На рис. 2 приведена температурная зависимость высоты наиболее интенсивного магнитного пика  $(0, 1, 0) \pm \mathbf{k}$  на нейтронограмме  $\text{NaFeGe}_2\text{O}_6$ , показывающая установление дальнего магнитного порядка при температуре  $T = 13 \text{ К}$ . Этот результат находится в соответствии с магнитными измерениями, проведенными на СКВИД-магнитометре [15]. Интегральная интенсивность магнитной составляющей рассеяния нейтронов с ростом температуры уменьшается. При наименьшей температуре  $T = 1.6 \text{ К}$  насыщение не достигается.

Анализ расположения магнитных рефлексов позволяет заключить, что в исследуемом веществе  $\text{NaFeGe}_2\text{O}_6$  существует несоизмеримая магнитная структура. При температуре  $T = 1.6 \text{ К}$  волновой вектор структуры  $\mathbf{k} = (0.3357(4), 0, 0.0814(3))$ .

С целью определения ориентации магнитных моментов атомов относительно друг друга в магнитной

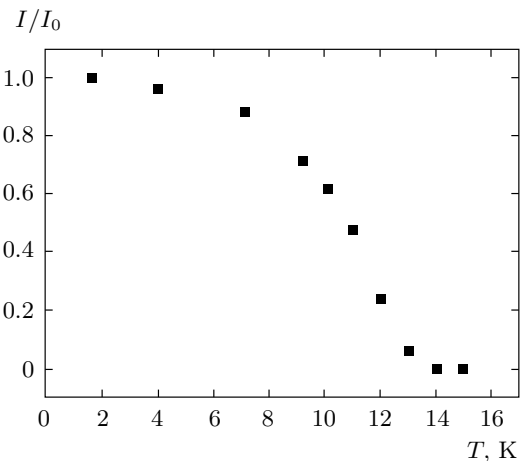


Рис. 2. Температурная зависимость относительной интегральной интенсивности брэгговского магнитного пика  $(0, 1, 0) \pm \mathbf{k}$  на нейтронограмме соединения  $\text{NaFeGe}_2\text{O}_6$ . Температура Нееля  $T_N \approx 13 \text{ К}$ .  $I_0$  — интенсивность при  $T = 1.6 \text{ К}$

структуре и по отношению к кристаллографическим осям проведена обработка экспериментальных данных при  $T = 1.6 \text{ К}$  согласно работе [18]. Результаты моделирования показали, что для исследуемого образца возможно существование двух моделей, способных описать как положение, так и интенсивности брэгговских магнитных пиков на зависимости интенсивности рассеяния нейтронов от угла  $\theta$  магнитного рассеяния. Обе модели предполагают, что в несоизмеримой структуре  $\text{NaFeGe}_2\text{O}_6$  магнитные моменты ионов железа образуют антиферромагнитно связанные пары с модуляцией вдоль вектора распространения  $\mathbf{k}$ . Одна модель описывает синусоидальную модуляцию магнитных моментов, а другая — геликоидальную модуляцию. В табл. 2 показаны результаты обработки данных нейтронографического исследования магнитной структуры в  $\text{NaFeGe}_2\text{O}_6$ , соответствующие синусоидальной и геликоидальной модуляциям спинов. Модель, соответствующая геликоидальной модуляции спинов, дает лучшее согласие с экспериментальными данными.

Результаты обработки нейтронограммы при  $T = 1.6 \text{ К}$  с учетом вычета данных при  $T = 30 \text{ К}$  для геликоидальной модуляции магнитных моментов представлены на рис. 3. На нем содержатся рефлексы, обусловленные только магнитным упорядочением образца. На рис. 3 видно, что модель магнитной структуры с геликоидальной модуляцией хорошо совпадает с экспериментальными данными, содержащими большое число магнитных пиков, для всего диапазона углов магнитного

Таблица 2. Нейтронографические данные для магнитной структуры в  $\text{NaFeGe}_2\text{O}_6$  при  $T = 1.6$  К

Магнитная структура кристалла	Несоизмеримая структура с геликоидальной модуляцией антиферромагнитно-связанных пар	Несоизмеримая структура с синусоидальной модуляцией антиферромагнитно-связанных пар
Вектор распространения магнитной структуры	$\mathbf{k} = (0.3357(4), 0, 0.0814(3))$	$\mathbf{k} = (0.3357(4), 0, 0.0814(3))$
Магнитный момент иона $\text{Fe}^{3+}$	$M = 2.55(1)\mu_B$	$M = 2.53(2)\mu_B$
Ориентация магнитных моментов	в плоскости $ac$ (малая компонента вдоль оси $b$ )	в плоскости $ac$ (компонента вдоль оси $b$ отсутствует)
Достоверность факторов обработки результатов	$R_p = 4.5, \chi^2 = 4.43$	$R_p = 6.5, \chi^2 = 13.2$

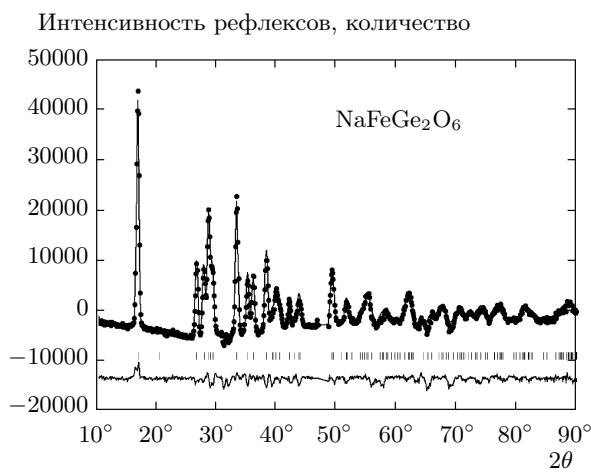
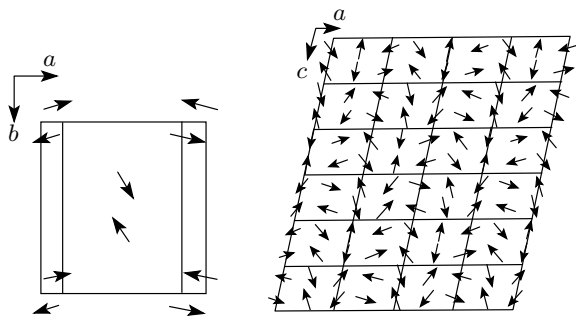


Рис. 3. Нейтронограмма магнитного рассеяния нейтронов от поликристаллического образца  $\text{NaFeGe}_2\text{O}_6$  при  $T = 1.6$  К, полученная с учетом вычета данных при 30 К (●). Линии соответствуют модельному вычислению интенсивности рефлексов для геликоидальной модуляции магнитных моментов и отклонению экспериментальных данных от расчетных (нижняя кривая)

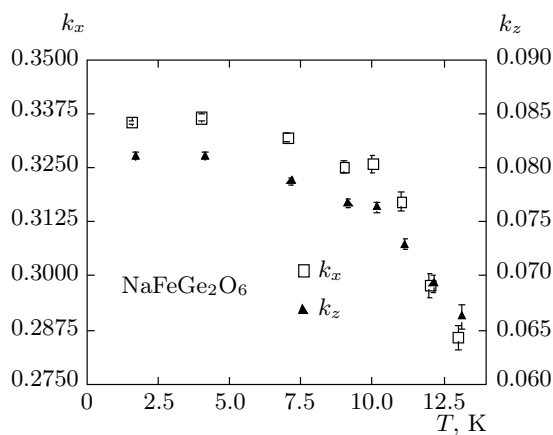
рассеяния. Поэтому можно сделать вывод, что в  $\text{NaFeGe}_2\text{O}_6$  при  $T = 1.6$  К реализуется несоизмеримая магнитная структура с геликоидальной модуляцией магнитных моментов железа вдоль вектора распространения  $\mathbf{k}$ . При  $T = 1.6$  К магнитный момент иона  $\text{Fe}^{3+}$  составляет  $2.55(1)\mu_B$ .

Расположение магнитных моментов в элементарной химической ячейке образца показано на рис. 4а. Магнитные моменты модулированной структуры располагаются, главным образом, в плоскости  $ac$ , и имеется только небольшая составляющая вдоль оси  $b$ . Магнитную структуру можно представить как длинноволновую модуляцию антиферромагнитной структуры (рис. 4б).

Микроскопические механизмы, ответственные за модуляцию магнитных структур, в основном известны [9]. По-видимому, геликоидальная магнитная структура в метагерманате  $\text{NaFeGe}_2\text{O}_6$  реализуется в результате «конкуренции» обменных взаимодействий между различными атомными соседями в цепочках магнитоактивных ионов и между ними. Из-за «конкуренции» обменных взаимодействий магнитные моменты  $\text{Fe}^{3+}$  через плоскость поворачиваются на некоторый угол  $\alpha$  (в соседних плоскостях моменты антипараллельны), образуя несоизме-



**Рис. 4.** Магнитная структура в  $\text{NaFeGe}_2\text{O}_6$  ( $T = 1.6$  К): *a* — расположение магнитных моментов железа в кристаллической ячейке (вид вдоль оси *c* в плоскости *ab*); *b* — расположение магнитных моментов железа в ряде кристаллических ячеек (плоскость *ac*). Магнитная структура в  $\text{NaFeGe}_2\text{O}_6$  образована антиферромагнитно связанными парамаионов  $\text{Fe}^{3+}$

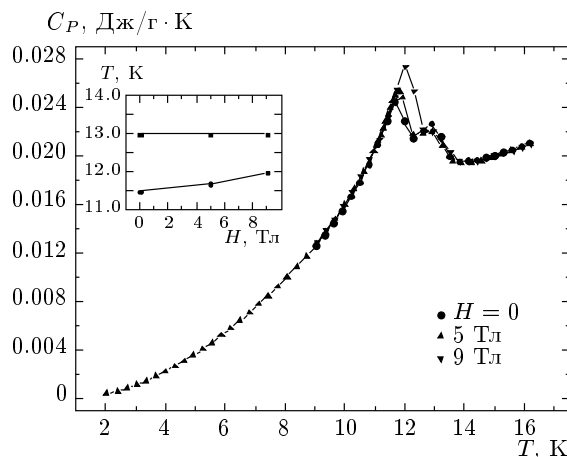


**Рис. 5.** Температурная зависимость волнового вектора магнитной структуры для  $\text{NaFeGe}_2\text{O}_6$ . Вертикальные отрезки у точек показывают погрешность измерений

римумую геликоидальную магнитную структуру.

Исследовано поведение волнового вектора магнитной структуры при изменении температуры. Результаты представлены на рис. 5. Волновой вектор в основном монотонно изменяется в зависимости от температуры, принимая несоизмеримые с периодом кристаллической решетки значения. С ростом температуры волновой вектор уменьшается. При достижении значений  $k_x \approx 0.0325$  и  $k_z \approx 0.0775$  в области  $9.5 \text{ К} < T < 10.5 \text{ К}$  его снижение замедляется, что, видимо, соответствует эффекту записания (lock in) [9].

Поведение температурной зависимости вектора распространения позволяет предположить, что в об-



**Рис. 6.** Температурная зависимость теплоемкости поликристаллического соединения  $\text{NaFeGe}_2\text{O}_6$  в отсутствие поля и в магнитных полях  $H = 5, 9$  Тл. На вставке показана зависимость температуры Нееля  $T_N$  (■) и температуры спиновой переориентации  $T_c$  (●) от магнитного поля

ласти температур замедления изменения волнового вектора геликоидальная модулированная магнитная структура изменяется.

С целью дальнейшего исследования магнитных фазовых переходов проведено измерение теплоемкости  $C_P$  соединения  $\text{NaFeGe}_2\text{O}_6$  в интервалах температур 2.0–300 К и магнитных полей 0–9 Тл. На рис. 6 показан температурный ход  $C_P$  вблизи точки Нееля. В отсутствие внешнего магнитного поля ( $H = 0$ ) на зависимости теплоемкости от температуры наблюдаются два максимума: первый при  $T_1 = 11.5$  К и второй при  $T_2 = 13$  К. Отметим, что положение первого максимума на кривой зависимости  $C_P(T)$  в отличие от второго зависит от величины магнитного поля. Максимальный его сдвиг в поле  $H = 9$  Тл составляет примерно 0.5 К.

Особенности поведения температурной зависимости намагниченности при уменьшении температуры в  $\text{NaFeGe}_2\text{O}_6$  [15] позволяют однозначно интерпретировать максимум при  $T_2$  на температурной зависимости теплоемкости как фазовый переход порядок–беспорядок ( $T_2 = T_N = 13$  К). Этот вывод подтверждается также нейтронографическими исследованиями (рис. 2). Природа аномалии на кривой  $C_P(T)$  при  $T_1 = 11.5$  К не столь очевидна. Так как изменений кристаллической структуры в соединении  $\text{NaFeGe}_2\text{O}_6$  в низкотемпературной области не наблюдается, то фазовый переход при  $T_1 \equiv T_c = 11.5$  К, скорее всего, соответствует изменению макроскопического состояния магнитной

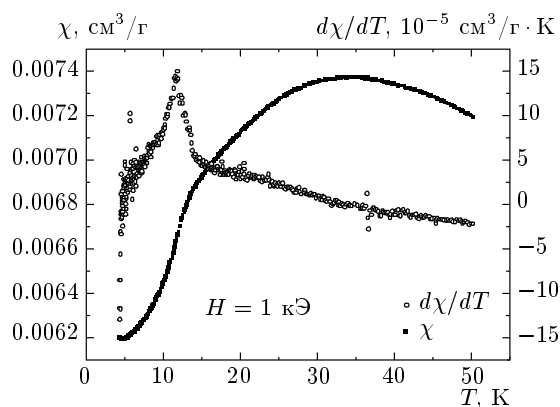


Рис. 7. Температурные зависимости магнитной восприимчивости  $\chi$  и ее производной  $d\chi/dT$  в  $\text{NaFeGe}_2\text{O}_6$  (максимальное значение  $d\chi/dT$  достигается при температуре  $T = 11.5$  К)

подсистемы образца ( $T_c$  — температура переориентации магнитной подсистемы). Это предположение подтверждается фактами влияния магнитного поля на положение низкотемпературного пика теплоемкости (рис. 6), существования явления прищипливания волнового вектора при близком к данному значению температуры (рис. 5), а также аномалией на кривой температурной зависимости восприимчивости  $\chi(T)$  (рис. 7). На вставке к рис. 6 приведены зависимости температуры Нееля и температуры предполагаемого спин-переориентационного перехода от внешнего магнитного поля.

Измерение полевых зависимостей восприимчивости  $\chi(H)$  и намагниченности поликристалла  $\text{NaFeGe}_2\text{O}_6$  при различных температурах показало, что в области магнитного упорядочения при каждой температуре существует критическое поле  $H_c$ , при котором происходит изменение наклона кривой  $\chi(H)$ , что может быть обусловлено переориентацией магнитных моментов. Вблизи критической точки  $H_c(T)$  наблюдается аномалия зависимости восприимчивости  $\chi(H) = d\sigma/dH$  (рис. 8). Она исчезает при нагреве образца до температуры  $T = 12$  К.

По результатам измерений намагниченности и теплоемкости в магнитном поле построена фазовая диаграмма магнитного состояния образца  $\text{NaFeGe}_2\text{O}_6$  (рис. 9). В области IV образец парамагнитен. Из данных исследования намагничивания следует, что при увеличении магнитного поля низкотемпературная геликоидальная несоизмеримая структура, обнаруженная нейтронографическими исследованиями в отсутствие магнитного поля реализуется, по-видимому, во всей области II. В

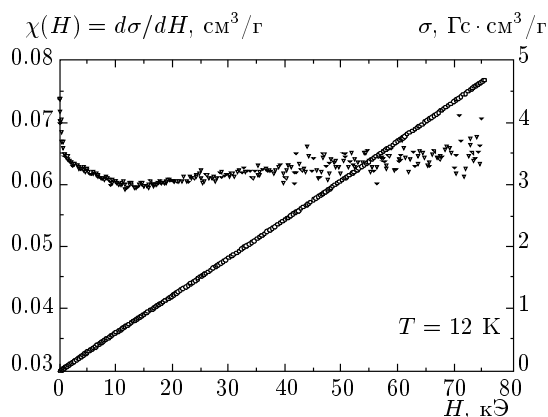
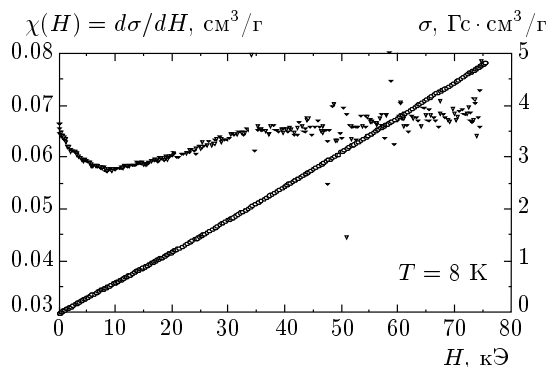
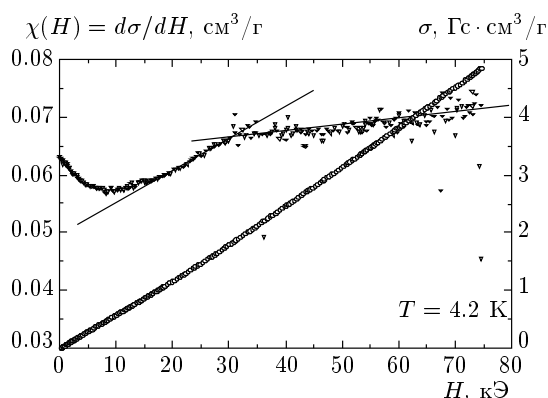
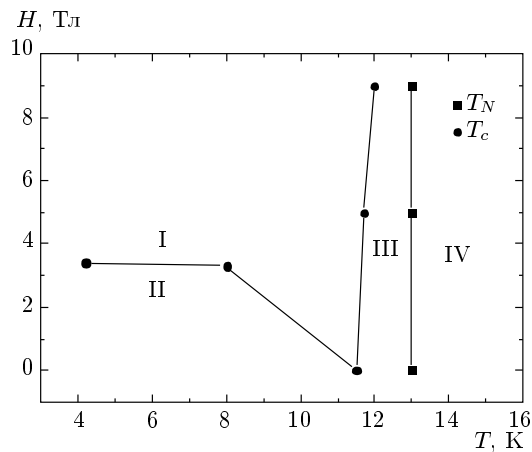


Рис. 8. Полевые зависимости восприимчивости ( $\nabla$ ) и намагниченности ( $\circ$ ) поликристалла  $\text{NaFeGe}_2\text{O}_6$  при различных температурах:  $T = 4.2$  К (критическое поле перестройки магнитной подсистемы образца  $H_c = 32$  кЭ),  $T = 8$  К ( $H_c = 33$  кЭ),  $T = 12$  К (аномалия отсутствует)

магнитном поле  $H = H_c$  происходит ее изменение. При  $H > H_c$  устанавливается иная магнитная структура (область I). Особенности поведения температурной зависимости теплоемкости в магнитном поле (рис. 6) позволяют предположить, что при температурах выше  $T_c = 11.5$  К ( $H = 0$ ) до температуры перехода порядок–беспорядок также имеет место спиновая переориентация в



**Рис. 9.** Фазовая диаграмма магнитного состояния поликристалла  $\text{NaFeGe}_2\text{O}_6$  (построена по результатам измерений намагниченности и теплоемкости в магнитном поле): области I, III — магнитная структура неизвестна, область II — несоизмеримая геликоидальная магнитная структура, область IV — парамагнетик

метагерманате  $\text{NaFeGe}_2\text{O}_6$  (область III). Уточнение картины магнитного порядка в областях I, III, а также природы низкотемпературного магнитного фазового перехода при  $T_c$  требует дополнительных нейтронографических исследований.

#### 4. ВЫВОДЫ

Методом магнитной нейтронографии, калориметрических и магнитных измерений изучена магнитная структура и обнаружены магнитные фазовые переходы в соединении  $\text{NaFeGe}_2\text{O}_6$ .

Нейтронограмма поликристаллического Na, Fe-метагерманата при температурах ниже  $T_N = 13$  К содержит дополнительные (магнитные) пики среди основных (ядерных) рефлексов. На основе анализа магнитных пиков в картине нейтронной дифракции установлено, что в  $\text{NaFeGe}_2\text{O}_6$  при температуре  $T = 1.6$  К реализуется магнитная структура, образованная антиферромагнитно связанными парами ионов  $\text{Fe}^{3+}$  с геликоидальной модуляцией в плоскости ( $ac$ ) и незначительной составляющей по оси  $b$ . Эта структура характеризуется периодом модуляции, имеющим несоизмеримое с периодом кристаллической решетки значение, в частности, при  $T = 1.6$  К волновой вектор  $\mathbf{k} = (0.3357(4), 0, 0.0814(3))$ . С ростом температуры волновой вектор структуры монотонно уменьшается, в области  $9.5 \text{ К} < T < 10.5 \text{ К}$  монотонность нарушается и наблюдается эффект записания.

Из анализа результатов измерений температурных зависимостей теплоемкости и восприимчивости, изотерм полевой зависимости намагниченности следует существование наряду с магнитным фазовым переходом порядок–беспорядок в точке  $T_N = 13$  К дополнительного магнитного фазового перехода в  $T_c = 11.5$  К, который предположительно является ориентационным.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. S. V. Streltsov and D. I. Khomskii, Phys. Rev. B **77**, 064405 (2008).
2. А. А. Катанин, В. Ю. Ирхин, УФН **177**, 639 (2007).
3. S. Jodlauk, P. Becker, J. A. Mydosh et al., J. Phys.: Cond. Matter **19**, 432201 (2007).
4. S. V. Streltsov, J. McLeod, A. Moewes et al., Phys. Rev. B **81**, 45118 (2010).
5. P. J. Baker, H. J. Lewtas, S. J. Blundell et al., Phys. Rev. B **81**, 214403 (2010).
6. G. Nenert, I. Kim, M. Isobe et al., Phys. Rev. B **81**, 184408 (2010).
7. A. N. Vasiliev, O. L. Ignatchik, A. N. Sokolov et al., Phys. Rev. B **72**, 012412 (2005).
8. M. Isobe, E. Ninomiya, A. N. Vasiliev et al., J. Phys. Soc. Jpn. **71**, 1423 (2002).
9. Ю. А. Изюмов, Дифракция нейтронов на длиннопериодических структурах, Энергоатомиздат, Москва (1987).
10. L. E. Svistov, L. A. Prozorova, A. A. Bush et al., J. Phys.: Conf. Ser. **200**, 022062 (2010).
11. E. Golovenchits and V. Sanina, J. Phys.: Cond. Matter **16**, 4325 (2004).
12. В. В. Вальков, С. Г. Овчинников, ТМФ **50**, 466 (1982).
13. Z. S. Popović, Ž. V. Šljivančanin, and F. R. Vukajlović, Phys. Rev. Lett. **93**, 036401 (2004).
14. Л. П. Соловьева, В. В. Бакакин, Кристаллография **12**, 591 (1967).
15. Т. В. Дрокина, О. А. Баюков, Г. А. Петраковский и др., ФТТ **50**, 2050 (2008).
16. P. Fischer, L. Keller, J. Schefer et al., Neutron News **11**, 19 (2000).
17. W. E. Fischer, Physica B **234–236**, 1202 (1997).
18. J. Rodriguez-Cravaljal, Physica B **192**, 55 (1993).