

УДК 538.22

© 1992

СТРУКТУРА И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ОКСИДОВ $\text{Ge}_x\text{Fe}_{3-x}\text{O}_4$

Ю. Г. Чукалкин, В. Р. Штирц, В. Г. Бич, Ю. А. Петров

Рентгенографическими, нейтронографическими и магнитными методами в интервале температур 4.2—295 К исследованы оксиды системы $\text{Ge}_x\text{Fe}_{3-x}\text{O}_4$ ($x=0, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 1.0$). Определены параметры кристаллической и магнитной структур исследованных поликристаллических образцов. Установлено, что аномалия намагниченности в районе температуры Вервея, характерная для магнетита, наблюдается практически для всех исследованных составов. На примере GeFe_2O_4 показано, что указанные аномалии могут быть обусловлены не только упорядочением разновалентных ионов железа, но и спонтанными искажениями кристаллической структуры.

Упорядочение ионов двух- и трехвалентного железа в магнетите Fe_3O_4 ниже так называемой температуры Вервея $T_V \sim 120$ К [1] привлекает внимание исследователей на протяжении многих лет, поскольку в этом явлении взаимосвязаны проблемы переноса заряда, магнетизма и симметрии кристаллической решетки в оксидах. В результате многочисленных исследований установлено, что это своеобразное упорядочение сопровождается моноклинными искажениями исходного кубического кристалла [2], скоррелированными атомными смещениями [3–5] и соответственно аномалиями многих физических свойств (см., например, обзор в [6]). Введение примесных атомов [7–9], либо вакансий [10–12] в магнетит существенно снижают температуру упорядочения T_V . Величина эффекта определяется не только концентрацией примесных атомов x , но и их характеристиками (ионный заряд, геометрические размеры, склонность к локализации в кристаллографических позициях определенной симметрии и т. д.) [7]. В этой связи несомненный интерес представляет исследование системы $\text{Ge}_x\text{Fe}_{3-x}\text{O}_4$, поскольку замещение ионов железа ионами германия Ge^{4+} , обладающими ярко выраженным предпочтением к тетраэдрическому (А) позициям в структуре шпинели [13], приводит лишь к изменению стехиометрического соотношения $\text{Fe}^{2+}/\text{Fe}^{3+}=1$ в октаэдрических (В) позициях, где, собственно, и возникает упорядочение. Более того, широкий интервал изменения концентрации ионов германия x (от 0 до 1) позволяет последовательно проследить, как изменяются параметры кристаллической и магнитной структуры оксидов при переходе от ферромагнитного Fe_3O_4 к антиферромагнитному GeFe_2O_4 [14]. Ранее, насколько нам известно, те или иные свойства оксидов этой системы исследовались лишь в работах [15–17].

1. Образцы и методики

Поликристаллические образцы оксидов системы $\text{Ge}_x\text{Fe}_{3-x}\text{O}_4$ ($x=0, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 1.0$) были синтезированы методом твердофазных металлотермических реакций. Условия синтеза и детали последующей аттестации образцов подробно описаны в [16]. Нейтронографические исследования образцов в интервале температур 4.2—295 К выполняли с помощью нейтронного дифрактометра с мульт-

гидетекторной системой регистрации и длиной волны $\lambda = 0.181$ нм. При расчетах параметров атомной и магнитной структур из нейтронографических данных использовали значения амплитуд ядерного рассеяния нейтронов и магнитного форм-фактора из работ [18, 19] соответственно. Параметры кристаллической решетки оксидов определяли рентгенографически на аппарате ДРОН-УМ1 при комнатной температуре с использованием CuK_α -излучения. Магнитные свойства измеряли на вибромагнетометре с вибрирующим образцом в интервале температур 5—300 К и в магнитных полях до $1.6 \cdot 10^6$ А/м.

2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Дифракционные картины исследованных образцов при комнатной температуре соответствовали структуре кубической шпинели. Примесей посторонних фаз в пределах экспериментальной точности ($\sim 1\%$) не обнаружено. Анализ нейтронографических данных показывает, что для всех образцов распределение катионов по тетраэдрическим и октаэдрическим позициям соответствует предполагаемому $\text{Ge}_x\text{Fe}_{1-x}[\text{Fe}_2]\text{O}_4$.

Как видно из рис. 1 (кривая 1), позиционный параметр ионов кислорода (так называемый кислородный параметр u) линейно уменьшается по мере воз-

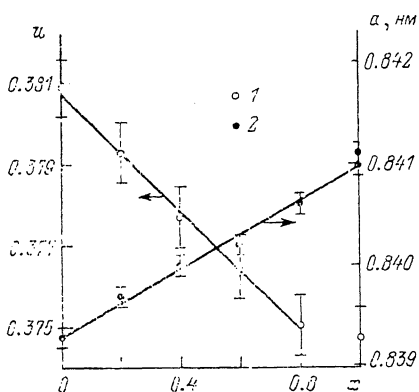


Рис. 1. Концентрационные зависимости кислородного параметра (1) и параметра решетки (2) при комнатной температуре.

растания концентрации германия до $x=0.8$. Для образцов с $x=0.8$ и 1.0 кислородный параметр в пределах экспериментальной точности (0.0007—0.0008) соответствует идеальному $u=3/8$ для структуры шпинели. Очевидно, что замещение в тетраэдрических узлах ионов железа (ионный радиус $r_{\text{Fe}^{3+}}^A = 0.067$ нм [13]) меньшими по размеру ионами Ge^{4+} ($r_{\text{Ge}^{4+}}^A = 0.044$ нм [13]) приводит к уменьшению смещения ионов кислорода вдоль пространственной диагонали, характеризуемого отклонением кислородного параметра от идеального. При увеличении x параметр решетки линейно возрастает от 0.8393 (1) нм для Fe_3O_4 до 0.8409 (1)—0.8411 (1) нм для GeFe_2O_4 , следуя закону Вегарда (рис. 1, кривая 2). Используя приведенные на рис. 1 данные, не представляет труда рассчитать все межионные расстояния и углы химических связей.

На рис. 2 приведены изотермы намагничивания исследованных образцов при 5 К. Видно, что практически для всех образцов (исключая $x=0.2$) отсутствует насыщение намагниченности в области высоких магнитных полей ($H > 7 \cdot 10^5$ А/м). Происхождение этой магнитной ненасыщаемости различно для разных диапазонов x . Если для коллинеарного ферромагнетика Fe_3O_4 причина ненасыщаемости — это значительная магнитокристаллическая анизотропия низкотемпературной фазы [20], то для образцов с большими степенями замещения вероятной причиной является появление локальных спиновых отклонений в В-подрешетке [13].

Поэтому для образцов с $x=0$ и 0.2 спонтанную намагниченность определяли путем экстраполяции линейной части зависимости $\sigma(1/H^2)$ к $1/H^2 \rightarrow 0$ [20], а для образцов с $x \geq 0.4$ — экстраполяцией на нулевое поле с помощью

графиков Белова—Аррота. На рис. 3 (кривая 4) приведена концентрационная зависимость молекулярного магнитного момента n_B , рассчитанная из определенных таким образом величин спонтанной намагниченности. Здесь же приведена зависимость $n_B(x)$, рассчитанная для ферримагнитного неелевского упорядочения с использованием значений спиновых магнитных моментов свобод-

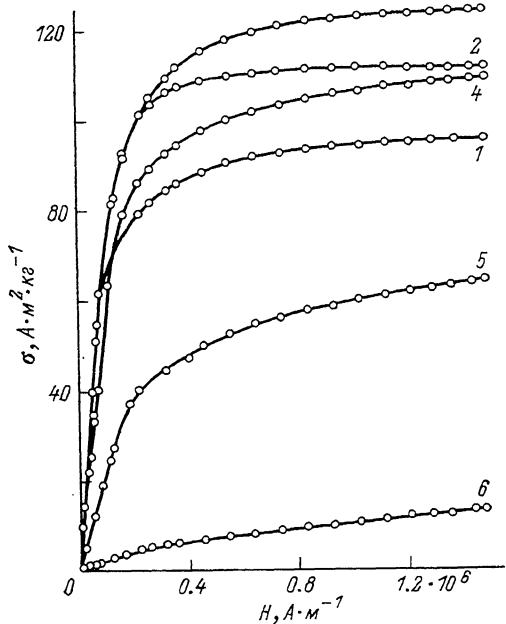


Рис. 2. Изотермы намагничивания при 5 К образцов $GexFe_{3-x}O_4$ для $x=0$ (1), 0.2 (2), 0.4 (3), 0.6 (4), 0.8 (5), 1.0 (6).

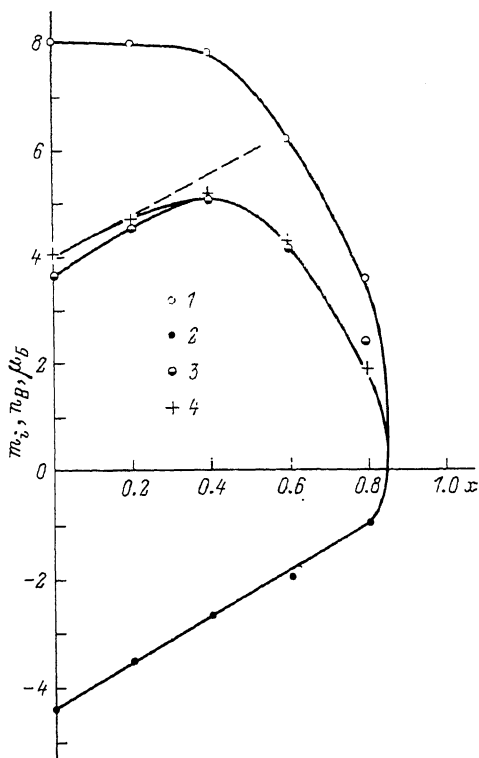


Рис. 3. Концентрационные зависимости при 4.2 К подрешеточных намагниченностей и молекулярных магнитных моментов.

1 — $2m_B$, 2 — m_A , 3 — n_B^N , 4 — n_B^m . Штрихи — расчет n_B по Неелю.

ных ионов железа для распределения катионов $Ge^{2+}Fe^{3+}_x[Fe^{3+}_{1-x}Fe^{2+}_{1+x}]O_4^{2-}$. Измеренный магнитный момент магнетита равен 4.01 (5) μ_B и близок как к расчетному ($4.00\mu_B$), так и экспериментально определенному ($4.05\mu_B$) в [20]. Из рис. 3 видно, что при небольшом содержании диамагнитных катионов Ge^{4+} ($x=0.2$) магнитный момент возрастает в соответствии с расчетом по Неелю; для состава с $x=0.4$ наблюдается заметное отклонение от расчета, а при больших значениях x резко падает, обращаясь в нуль при $x \cong 0.85$. Для $GeFe_2O_4$ спонтанная намагниченность отсутствует, хотя в отличие от [14] для наших образцов в области малых магнитных полей наблюдается небольшая нелинейность зависимости $\sigma(H)$ (рис. 2, кривая 6).

Наблюдаемое поведение магнитного момента является типичным для диамагнитно-замещаемых ферритов-шпинелей, где диамагнитные ионы локализуются преимущественно в А-позициях (см., например, [13]). Первоначальный подъем результирующего магнитного момента обусловлен уменьшением средней намагниченности А-подрешетки из-за разбавления, а последующее откло-

нение n_B от расчета и дальнейшее резкое падение объясняется возникновением и развитием по мере роста x локальных спиновых отклонений преимущественно в В-подрешетке в результате проявления внутрислоевого (В—В) отрицательного обмена.

В отличие от магнитных измерений метод дифракции нейтронов позволяет непосредственно определить средние намагниченности подрешеток в отсутствие внешнего магнитного поля. Нейтронограммы исследуемых ферромагнитных образцов при их охлаждении до 4.2 К не претерпевают заметных искажений. Дифракционные эффекты, обусловленные упорядочением и сопутствующими структурными искажениями в низкотемпературной фазе магнетита и наблюдаемые обычно в монокристаллических образцах, достаточно малы [4, 5] и практически не проявляются на дифрактограммах поликристаллических образцов [21]. Это дает формальные основания для использования кубического приближения при обработке нейтронографических данных. При расчетах мы также использовали традиционное предположение — нескомпенсированные магнитные моменты локализованы только на ионах железа. В рамках указанных приближений нами были получены следующие значения намагниченностей тетраэдрической и октаэдрической подрешеток магнетита: $m_A = 4.4$ (1) μ_B и $m_B = 4.0$ (1) μ_B , что на $(0.5 \div 0.6)$ μ_B ниже спиновых значений для свободных ионов железа. Основная причина такого расхождения — ковалентность химической связи Fe—O как в тетраэдрическом, так и октаэдрическом анионном окружении [22]. Молекулярный магнитный момент магнетита, рассчитанный из нейтронографических данных ($n_B^N = 2m_B - m_A$), равен 3.6 μ_B , что также ниже $n_B^N = 4.01$ μ_B , определенного из магнитных измерений. Это неудивительно, поскольку в оксидах вклад в намагниченность дают не только магнитные моменты, локализованные на ионах железа, но и неспаренные электроны, распределенные в пространстве между катионами и анионами, а также нескомпенсированные магнитные моменты на анионах (т. е. добавки, обусловленные эффектами ковалентности [23]).

Намагниченность тетраэдрической подрешетки уменьшается линейно в зависимости от концентрации ионов Ge^{4+} в А-узлах для всех ферромагнитных составов (рис. 3, кривая 2). Это означает, что отклонений от коллинеарности в А-подрешетке не происходит вплоть до самых больших степеней замещения ($x = 0.8$). В октаэдрической подрешетке по мере роста x увеличивается концентрация ионов двухвалентного железа, что должно приводить к небольшому, линейному по x , уменьшению m_B . На опыте m_B практически не изменяется до $x = 0.4$; при больших значениях x намагниченность В-подрешетки резко уменьшается, свидетельствуя тем самым о возникновении неколлинеарности (рис. 3, кривая 1). Интересно отметить, что разница между n_B^N и n_B^S уменьшается по мере роста концентрации диамагнитных ионов. Такой эффект может быть обусловлен небольшим уменьшением степени ковалентности химической связи в октаэдрах в результате увеличения межйонных расстояний Fe_B—O при изменении состава. Действительно, расчет с использованием данных рис. 1 показывает, что межйонное расстояние железо—кислород в октаэдрах увеличивается от 0.2050 (6) до 0.2105 (6) нм при изменении x от 0 до 1.

Из многочисленных экспериментов известно [7, 8, 20, 24–26], что электронное упорядочение в магнетите сопровождается аномалией намагниченности, измеренной в относительно небольших магнитных полях. При нагреве образца, предварительно охлажденного от комнатной температуры в размагниченном состоянии, в районе точки Вервея наблюдается резкое увеличение намагниченности, а выше T_V намагниченность изменяется достаточно слабо в зависимости от температуры. Охлаждение образца в магнитном поле или существенное увеличение поля, в котором производятся измерения, приводит к исчезновению аномалии намагниченности. Отметим, что аналогичное поведение $\sigma(T)$ на-

блюдается и для образцов, испытывающих так называемый «возвратный» переход из ферромагнитного в спин-стеклоподобное состояние при понижении температуры. В случае магнетита наблюдаемые эффекты обусловлены значительной магнитокристаллической анизотропией ($\sim 3 \cdot 10^5$ эрг/см³ [20]) низкотемпературной фазы, образование которой имеет специфический характер. Существует определенная корреляция между направлением намагниченности в кубической фазе и ориентацией оси легкого намагничивания C в низкотемпературной фазе. При охлаждении размагниченного образца ниже T_V оси C располагаются вдоль [100] осей исходной кубической фазы, ближайших к направлению

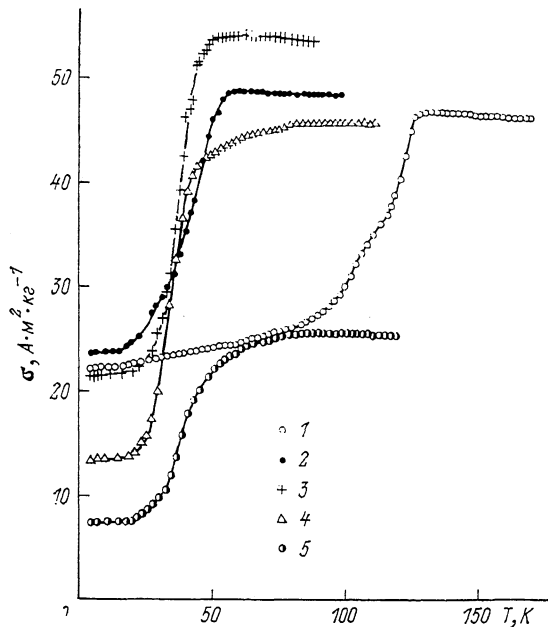


Рис. 4. Температурные зависимости намагниченности в поле $4 \cdot 10^4$ А·м⁻¹ для образцов системы $\text{Ge}_x\text{Fe}_{3-x}\text{O}_4$ для $x=0$ (1), 0.2 (2), 0.4 (3), 0.6 (4), 0.8 (5).

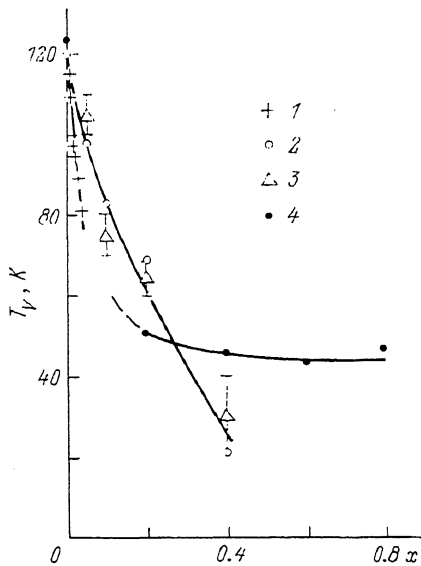


Рис. 5. Зависимость температуры Вервея от концентрации различных замещений.

1 — вакансии [11]; 2, 3 — Mg^{2+} [8] (2 — магнитные измерения, 3 — мессбауэровские данные); 4 — Ge^{4+} (наши данные).

намагниченности в отдельном домене. Распределение осей C в пределах всего образца определяется доменной структурой кубической фазы и может быть достаточно хаотическим. Естественно, что охлаждение в магнитном поле приводит к преимущественной ориентации осей C вдоль направления поля. Таким образом, аномалия намагниченности в районе T_V опосредованно, через сопутствующие структурные искажения, связана с электронным упорядочением. Можно полагать, что магнитные методы обнаружения упорядочения предпочтительны по сравнению с измерениями других макроскопических характеристик применительно к замещенным системам. Так, например, при введении в магнетит $\sim 4\%$ вакансий исчезают скачок электросопротивления и особенность теплоемкости в точке Вервея, тогда как ЯГР- и ЯМР-спектры однозначно указывают на возникающее в образцах этих составов электронное упорядочение [10, 27]. С другой стороны, магнитными методами уверенно обнаруживается упорядочение в системе $\text{Mg}_x\text{Fe}_{3-x}\text{O}_4$ даже при $x=0.4$ [8].

На рис. 4 приведены температурные зависимости намагниченности исследуе-

мых образцов, измеренные в относительном небольшом магнитном поле. Видно, что аномалия намагниченности, характерная для магнетита, отчетливо наблюдается и для других составов, хотя температура ее проявления для замещенных образцов существенно ниже. Температура Вервея, определяемая нами как точка пересечения продолжения линий наиболее резкого увеличения намагниченности и почти горизонтального высокотемпературного участка, составила 125 (2) К, что близко к значению 124.5 К, приводимому в работе [20]. Определенные аналогичным образом значения T_V для исследованных составов приведены на рис. 5 (4) совместно с литературными данными для других замещений. Как видно, введение примесей в магнетит приводит к резкому уменьшению температуры упорядочения, причем скорость убывания T_V отличается для различных типов примесей. В случае замещения ионов железа ионами Mg^{2+} , которые локализуются преимущественно в В-позициях, температура упорядочения падает до 20—30 К при $x=0.4$; при более высоких степенях замещения упорядочение, видимо, отсутствует [8]. При введении ионов Zn^{2+} в А-подрешетку упорядочения, согласно мессбуауэровским данным [9], не наблюдается даже при $x=0.2$. Принципиально отличное поведение наблюдается для исследованных нами составов. Замещение ионами Ge^{4+} до $x=0.2$ вызывает падение T_V до ~ 50 К; дальнейшее увеличение концентрации ионов германия почти не изменяет температуру упорядочения. Упорядочение, определяемое магнитным методом, существует даже для состава с $x=0.8$, где отношение $Fe^{2+}/Fe^{3+}=1.8/0.2=9$ весьма далеко от стехиометрического.

Как уже отмечалось, дифракционными методами практически невозможно установить наличие предполагаемого упорядочения в исследуемых поликристаллических образцах. Поэтому возникает естественный вопрос: а не могут ли быть наблюдаемые аномалии намагниченности в замещенных образцах обусловлены другими физическими причинами? Выше было показано, что начиная с $x=0.4$ и далее можно ожидать возникновения локальных спиновых отклонений в В-подрешетке. Замораживание неколлинеарных спиновых конфигураций при понижении температуры должно вызывать резкое уменьшение намагниченности аналогично «возвратному» переходу в спин-стекольное состояние. Действительно, мы наблюдали такие эффекты для составов с $x \geq 0.4$. Учитывая, что местоположение аномалии намагниченности при «возвратном» переходе сильно зависит от величины магнитного поля, тогда как аналогичный эффект вблизи T_V практически не зависит, нам удалось, как мы полагаем, разделить эти два эффекта. Тем не менее категоричные утверждения о возникновении упорядочения в составах с $x=0.4, 0.6, 0.8$, на наш взгляд, преждевременны.

Основание для скептицизма дает исследование $GeFe_2O_4$. В октаэдрических позициях ортогерманата железа стехиометрического состава локализованы только ионы двухвалентного железа и, естественно, электронное упорядочение, подобное наблюдаемому в магнетите, должно отсутствовать. Тем не менее для этого состава мы наблюдали аномалию намагниченности (рис. 6, кривая 3), аналогичную приведенной на рис. 4 для частично замещенных образцов. Получив такой, на первый взгляд, парадоксальный результат, мы предприняли анализ условий изготовления $GeFe_2O_4$, имея в виду возможную нестехиометрию образца. Согласно [16], при синтезе возможно образование некоторого количества летучего монооксида германия GeO . В этом случае образующийся в результате недостатка германия нестехиометрический ортогерманат железа будет содержать ионы трехвалентного железа [16]. Поэтому нами было синтезировано несколько партий ортогерманата железа, отличающихся содержанием германия в исходной шихте. Синтезированные образцы различались параметрами решетки (от 0.8409 (1) до 0.8411 (1)) и величиной магнитной восприимчивости при гелиевых температурах. Наиболее подробно был исследован образец с параметрами, близкими к приведенным в [14, 28] ($a=0.8411$ нм), и,

согласно мессбауэровским исследованиям, не содержащий ионов трехвалентного железа.¹ Данные на рис. 2, 6 приведены именно для этого образца.

Установлено [14, 28], что стехиометрический GeFe_2O_4 является антиферромагнетиком с температурой Нееля ~ 10 К. Однако конкретный тип магнитного упорядочения, насколько нам известно, окончательно не установлен [29]. Наши

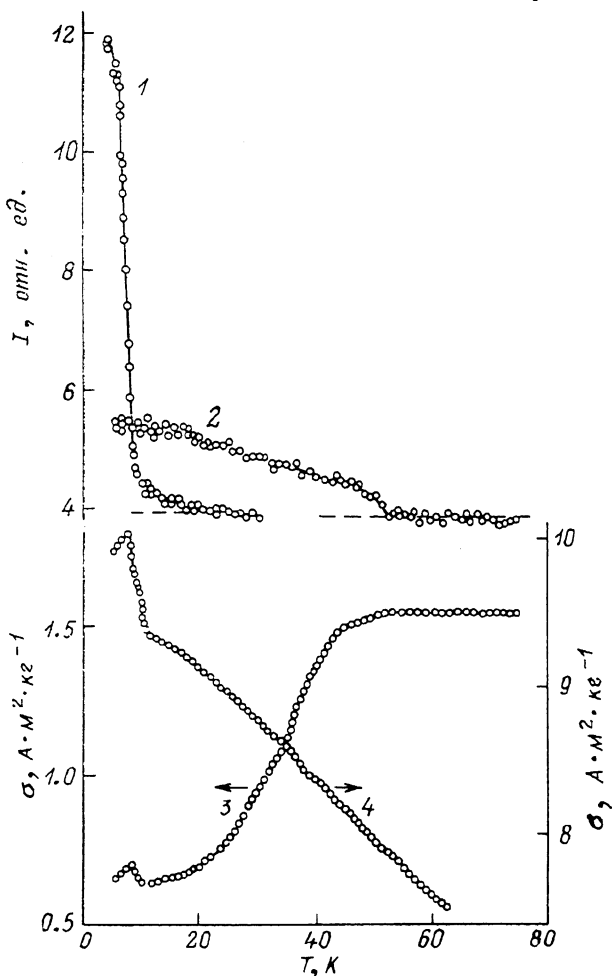


Рис. 6. Температурные зависимости для GeFe_2O_4 .

1 — интенсивность сателлита 111 (—); 2 — интенсивность рефлекса $(1/2 1/2 1/2)$; 3, 4 — намагниченность, $H=4 \cdot 10^4$ (3) и $8 \cdot 10^5 \text{ A} \cdot \text{M}^{-1}$ (4).

нейтронографические исследования показали, что в GeFe_2O_4 при 4.2 К магнитные моменты ионов железа упорядочены в виде плоской спирали с вектором распространения по [110] и его модулем $k_0/2\pi = 1.12$ (1) nm^{-1} .² Температурные исследования показали, что обнаруженная спираль типа SS разрушается при 8.5 К, при этом наблюдается, как показали магнитные измерения, отчетливо выраженный пик магнитной восприимчивости, измеренной в различных полях. На рис. 6 в качестве примера приведены температурные зависимости

¹ Мессбауэровские исследования были выполнены В. А. Цуриным.

² Подробные результаты нейтронографических исследований будут опубликованы позднее.

интенсивности магнитного сателлита $111(-2)$ (кривая 1) и намагниченности, измеренной в двух магнитных полях (кривые 3, 4).

На нейтронограмме исследуемого поликристаллического образца при 4.2 К наряду с сателлитами магнитного происхождения, характерными для спирального упорядочения, наблюдается уширенный и относительно небольшой по интенсивности одиночный рефлекс с индексами $(1/2\ 1/2\ 1/2)$, исчезающий при 52 К (рис. 6, кривая 2). В районе этой температуры наблюдается и аномалия намагниченности, измеренной в относительно небольших магнитных полях (кривая 3). Увеличение магнитного поля, как и в случае магнетита, приводит к исчезновению указанной аномалии (кривая 4). Появление серии рефлексов типа $(1/2\ 1/2\ 1/2)$ свидетельствует обычно о возникновении сверхструктуры, связанной с удвоением элементарной ячейки по трем направлениям. В нашем случае, поскольку рефлекс $(1/2\ 1/2\ 1/2)$ значительно уширен, а другие рефлексы этой серии в пределах экспериментальной точности отсутствуют, более разумно говорить об искажениях, видимо, структурного типа, носящих характер ближнего порядка. Совпадение температур возникновения магнитной аномалии и появления сверхструктурного рефлекса дает основание предположить, что наблюдаемый эффект в GeFe_2O_4 (рис. 6, кривая 3) обусловлен возникающими структурными искажениями. Отметим, что аналогичные магнитные и дифракционные эффекты мы наблюдали и в, видимо, нестехиометрическом ортогерманате железа, исследованном ранее в работе [16].

Известно [30], что основное магнитное состояние в кубических шпинелях, содержащих магнитные ионы только в октаэдрических позициях, топологически вырождено и поэтому образование дальнего магнитного порядка затруднено. Возможные механизмы снятия вырождения обсуждаются, например, в [31]. В случае GeFe_2O_4 , имеющего идеальную кубическую решетку при комнатной температуре, вырождение снимается, видимо, путем предшествующего структурного перехода, обладающего дискуссионный характер.

Авторы благодарят В. А. Цурина за мессбауэровские исследования GeFe_2O_4 , а также Ю. А. Дорофеева и А. Е. Теплых за помощь в нейтронографическом эксперименте.

Список литературы

- [1] Verwey E. J. W., Haayman P. W. // *Physica*. 1941. V. 8. P. 979—987.
- [2] Yoshida J., Iida S. // *J. Phys. Soc. Jap.* 1977. V. 42. N 1. P. 230—237.
- [3] Samuelsen E. J., Bleeker E. J., Dobrzynski L., Riste T. // *J. Appl. Phys.* 1968. V. 39. N 2. P. 1114—1115.
- [4] Fujii Y., Shirane G., Yamada Y. // *Phys. Rev. B*. 1975. V. 11. N 5. P. 2036—2041.
- [5] Shirane G., Chikazumi S., Akimitsu J., Chiba K., Matsui M., Fujii Y. // *J. Phys. Soc. Jap.* 1975. V. 39. N 4. P. 949—957.
- [6] Walz F., Duesch H., Kronmüller H. // *Phys. St. Sol. (a)*. 1979. V 53. N 2. P. 519—528.
- [7] Miyahara Y. // *J. Phys. Soc. Jap.* 1972. V. 32. N 3. P. 629—634.
- [8] Merceron T., Dormann J. L. // *JMMM*. 1980. V. 15—18. Pt III. P. 1435—1436.
- [9] Dickol P. A., Schurer P. J., Morrish A. H. // *Phys. Rev. B*. 1980. V. 22. N 1. P. 115—127.
- [10] Сухаревский Б. Я., Алапина А. В., Душечкин Ю. А. // *Изв. АН СССР, сер. физ.* 1971. Т. 35. № 6. С. 1148—1153.
- [11] Aragon R., Shepherd J. P., Koenitzer J. W. et al. // *J. Appl. Phys.* 1985. V. 57. N 1. P. 3221—3222.
- [12] Aragon R., Buttrey D. J. et al. // *Phys. Rev. B*. 1985. V. 31. N 1. P. 430—436.
- [13] Крупичка С. Физика ферритов и родственных им магнитных окислов. Т. 1. М.: Мир, 1976. 353 с.
- [14] Blasse G., Fast J. F. // *Philips Res. Repts*. 1963. V. 18. N 5. P. 393—399.
- [15] Durif-Varamben A., Bertaut E. P., Pauthenet R. // *Ann. de Chim.* 1956. V. 1. P. 525—544.
- [16] Бич Г. В., Мень А. Н., Петров Ю. А. // *ФТТ*. 1988. Т. 30. № 6. С. 2924—2928.
- [17] Bich G. V., Kamyshev V. M., Men A. N., Petrov Yu. A. // *Phys. St. Sol. (a)*. 1989. V. 111. N 2. P. K171—K174.
- [18] Дорнер Б., Комес Р. // Динамические свойства твердых тел и жидкостей. Исследования методом рассеяния нейтронов: Пер. с англ. М.: Мир, 1980. С. 162—257.

- [19] Rakhecha V. C., Chakravarthy R., Satya Murthy N. S. // Proc. of the Conference on Neutron Scattering. Catlinburg, Tennessee, USA/ Ed. R. M. Moon. 1976. V. II. P. 690—696.
- [20] Matsui M., Todo S., Chikazumi S. // J. Phys. Soc. Jap. 1977. V. 43. N 1. P. 47—52.
- [21] Kelber J., Shirane G., Evans B. J., Westram E. F. // Solid St. Comm. 1977. V. 21. N 6. P. 551—554.
- [22] Rakhecha V. C., Satya Murthy N. S. // J. Phys. C.: Solid State Phys. 1978. V. 11. N 21. P. 4389—4404.
- [23] Чукалкин Ю. Г., Штирц В. П. // ФТТ. 1990. Т. 32. № 11. С. 3306—3313.
- [24] Domenicali C. A. // Phys. Rev. 1950. V. 78. N 4. P. 458—467.
- [25] Williams H. J., Bozorth R. M. // Rev. Mod. Phys. 1953. V. 25. N 1. P. 79—80.
- [26] Rigo M. O., Mareche J. F., Brabers V. A. M. // Phil. Mag. B. 1983. V. 48. N 5. P. 421—430.
- [27] Ковтун Н. М., Шемяков А. А. // ФТТ. 1975. Т. 17. № 5. С. 1522—1524.
- [28] Landolt-Börnstein. Numerical Data and Functional Relationship in Science and Technology. Group III. V. 4. Pt B. Springer—Verlag, 1970. 666 p.
- [29] Plumier R. // Compt. Rend. 1966. V. B173. N 2. P. 153—155.
- [30] Anderson P. W. // Phys. Rev. 1956. V. 102. N 4. P. 1008—1013.
- [31] Вологин В. Г. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 8. С. 2323—2332.

Институт физики металлов ОРАН
Екатеринбург

Поступило в Редакцию
7 августа 1991 г.