

УДК 538.22 : 541.571

© 1990

ЭФФЕКТЫ КОВАЛЕНТНОСТИ В ДЕФЕКТНОМ  $Y_3Fe_5O_{12}$ 

Ю. Г. Чукалкин, В. Р. Штирц

Нейтроннографическими, рентгеновскими и магнитными методами исследовали поликристаллические образцы иттриевого феррограната, находящиеся в дефектном (промежуточном между кристаллическим и аморфным) состоянии. Дефектное состояние получали путем облучения образцов быстрыми нейтронами. На основе экспериментальных данных установлено, что введение дефектов приводит к значительному увеличению степени ковалентности химической связи Fe—O в октаэдрах, тогда как в тетраэдрах изменений практически не наблюдается.

Принято считать, что в ферримагнитных оксидах со структурой шпинели, магнетоплюмбита и граната магнитные моменты локализованы на катионах  $3d$ -переходных металлов и близки к чисто спиновым значениям свободных ионов соответствующей валентности [1-3]. Такие предположения основываются, как правило, на хорошем совпадении величин намагниченностей, измеренных при  $T \rightarrow 0$ , и на соответствующих расчетных значениях для коллинеарных ферримагнетиков с использованием спиновых значений магнитных моментов катионов. Поскольку  $3d$ -электроны ответственные как за магнетизм, так и химическую связь, то тем самым предполагается, что химическая связь в этих соединениях близка к чисто ионной. С другой стороны, косвенное обменное взаимодействие между магнитными ионами через промежуточный анион, приводящее к возникновению магнитного упорядочения в оксидах, непосредственно связано с ковалентностью химической связи.

В отличие от магнитных измерений метод нейтронной дифракции позволяет в принципе определить как величины магнитных моментов катионов, так и пространственное распределение нескомпенсированной спиновой плотности. Уже в первых нейтроннографических исследованиях оксидов было установлено, что наблюдаемые интенсивности магнитного рассеяния нейтронов заметно ниже расчетных величин для свободных ионов (см., например, обзор [4]). В теоретической работе Хаббарда и Маршалла показано [5], что наблюдаемые эффекты могут быть объяснены частичной ковалентностью химической связи. Согласно [5], смешивание волновых функций магнитных катионов и номинально немагнитных анионов может приводить к следующим эффектам для магнитных оксидов и солей: уменьшению магнитного момента катиона, появлению нескомпенсированной спиновой плотности в пространстве между катионами и анионами, возникновению нескомпенсированного магнитного момента на анионе. Последний эффект может проявляться для ферро(ферри)магнетиков, а также антиферромагнетиков с низкосимметричным окружением аниона катионами. К настоящему моменту времени те или иные проявления ковалентности наблюдали нейтроннографически для ряда оксидных соединений со структурой хлористого натрия, перовскита, шпинели и граната [4, 6-13].

Интересующий нас иттриевый феррогранат (ИЖГ)  $Y_3Fe_5O_{12}$  наиболее подробно был исследован Боннетом и др. [12, 13] с помощью поляризованных и неполяризованных нейтронов при 295 и 4.2 К. На основе большого количества измеренных магнитных структурных факторов с помощью

Фурье-техники восстановлена карта распределения плотности намагниченности в реальном пространстве. Анализ данных [<sup>13</sup>] указывает на отчетливое проявление эффектов ковалентности: величины магнитных моментов ионов железа заметно ниже (на 15—20 % в зависимости от координации ионов) спиновых значений для свободного иона Fe<sup>3+</sup>; нескомпенсированный магнитный момент на кислороде ориентирован параллельно намагниченности тетраэдрической подрешетки и составляет 0.032 (5)  $\mu_B$ ; заметная спиновая плотность распределена в пространстве между ионами железа в тетраэдрических позициях и анионами. Таким образом, эксперимент показывает, что, строго говоря, магнитные моменты в ИЖГ не являются полностью локализованными на ионах железа.

Аморфизация Y<sub>3</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub> при облучении быстрыми нейтронами приводит к уменьшению магнитного момента иона железа до (2.2—2.3)  $\mu_B$ , что указывает, по-видимому, на значительное усиление ковалентности химической связи при аморфизации [<sup>14</sup>, <sup>15</sup>]. В этой связи несомненный интерес представляют исследования ИЖГ в дефектном состоянии, которое можно рассматривать как промежуточное между кристаллическим и аморфным состояниями.

## 1. Образцы и методики

Исследовали поликристаллические образцы ИЖГ той же партии, что и в наших предыдущих работах [<sup>14</sup>—<sup>16</sup>]. Дефектное состояние получали путем облучения порошковых образцов быстрыми ( $E_n \geq 1$  МэВ) нейтронами во внутренней полости тепловыделяющей сборки ядерного реактора при температуре не выше 350 К. Рентгеновские исследования образцов выполняли на аппарате ДРОН-УМ1 при комнатной температуре с использованием  $CuK_{\alpha}$ -излучения, нейтронографические исследования при 4.2 и 295 К — с помощью нейтронного дифрактометра с мультidetекторной системой регистрации и длиной волны  $\lambda = 0.181$  нм. Монохроматический пучок тепловых нейтронов получали путем отражения от плоскости (111) деформированного монокристалла германия. Структурные параметры образцов рассчитывали на ЭВМ ЕС-1033 по программе «Поликристалл» (ссылка в работе [<sup>16</sup>]), используя как рентгеновские, так и нейтронографические данные, полученные при комнатной температуре. В последнем случае для расчетов брались только рефлексы, содержащие небольшие (< 10 %) магнитные вклады, после вычитания соответствующего магнитного рассеяния. При расчетах использовали значения амплитуд рассеяния нейтронов и рентгеновских атомных факторов рассеяния из работ [<sup>17</sup>, <sup>18</sup>]. Параметры магнитной структуры рассчитывали из интенсивностей магнитного рассеяния при 4.2 К. Магнитный вклад в рефлексы определяли путем вычитания расчетных ядерных интенсивностей (уточненных для конкретного образца) из измеренных суммарных интенсивностей.

Намагниченность образцов измеряли при 5 К на магнетометре с вибрирующим образцом в магнитных полях до  $1.6 \cdot 10^6$  А/м.

## 2. Результаты и их обсуждение

1) Структурные изменения. На дифрактограммах облученных образцов наряду с брэгговскими рефлексами появляется диффузное гало, характерное для аморфной фазы. Концентрация аморфной фазы возрастает по мере увеличения флюенса  $\Phi$ , и после облучения  $\Phi = 3 \cdot 10^{24}$  м<sup>-2</sup> образец переходит полностью в аморфное состояние. Будем характеризовать степень радиационного повреждения образца долей его объема  $C$ , подвергнутого воздействию каскадов атом-атомных смещений (КАС), вызванных первично выбитыми быстрыми нейтронами атомами. Пространственно-временная эволюция КАС, как известно, и обуславливает образование радиационных дефектов. Согласно [<sup>19</sup>], можно записать

$$C = 1 - \exp(-\beta\Phi), \quad \beta = N_0 \sigma_{\beta\beta}, \quad (1)$$

где  $N_0$  — число атомов в единице объема;  $\bar{v}$  — среднее сечение упругого рассеяния быстрых нейтронов атомами;  $\bar{v}$  — средний объем микрообласти, подвергнутой воздействию единичного КАС. Для оксидов  $\beta = 2.8 \times 10^{-24} \text{ м}^2$  [19]. Анализ совокупности данных для облученных образцов показывает, что микрообласть ИЖГ, подвергнутую воздействию КАС, можно эффективно представить состоящей из относительно небольшого аморфного ядра ( $\bar{v}_1 \approx 0.13 \bar{v}$ ) и дефектной зоны ( $\bar{v}_2 \approx 0.87 \bar{v}$ ). Дефектная зона сохраняет кристаллическую структуру и является, видимо, промежуточным состоянием между исходным кристаллом и аморфной фазой. По мере увеличения  $\Phi$  происходит неоднократное перекрытие отдельных дефектных микрообластей, обуславливая тем самым их дальнейшую структурную эволюцию. Многократное воздействие КАС на один и тот же участок кристалла приводит к увеличению концентрации дефектов, и по достижении критической концентрации эта часть кристалла переходит в аморфное состояние. Согласно нашим данным, зависимость концентрации аморфной фазы от флюенса (по крайней мере до  $\Phi \sim 7 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-2}$ ) хорошо описывается характерной для этого механизма [20, 21] формулой

$$C_A = 1 - \sum_{k=0}^{n-1} \frac{(0.87\beta\Phi)^k}{k!} \exp(-\beta\Phi), \quad (2)$$

где  $n$  — число перекрытий дефектных зон, необходимых для аморфизации ( $n=4$  в нашем случае). Коэффициент 0.87 учитывает образование аморфного ядра непосредственно в результате разового воздействия КАС.

Брэгговское рассеяние, которое будет анализироваться далее, несет информацию о исходной матрице и дефектных зонах, усредненную по кристаллу. Расчеты параметров кристаллической и магнитной структур, как правило, проводили для образцов, облученных флюенсами до  $5.8 \times 10^{23} \text{ м}^{-2}$ . При больших флюенсах интенсивность рефлексов существенно уменьшается и, как следствие, точность определения структурных параметров значительно падает. Установлено, что облучение приводит к следующим изменениям структурных параметров ИЖГ: 1) увеличению параметра элементарной ячейки по мере роста флюенса,  $\sim 0.78\%$  при  $\Phi = 1.6 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-2}$ ; 2) значительному увеличению изотропного фактора Дебая—Валлера. Сопоставление нейтронограмм, измеренных при 4.2 и 300 К, показывает, что возникающие при облучении смещения носят преимущественно статический характер.

Относительные координаты ионов кислорода (позиции  $96h$ ) пространственной группы  $O_h^0$  в пределах экспериментальной точности (0.0005—0.0010 в зависимости от флюенса) не изменяются. Это означает, что углы обменных связей железо—кислород—железо остаются постоянными (точность  $0.3$ — $0.5^\circ$ ). В исходном ИЖГ ионы железа локализованы в октаэдрических ( $16a$ ) и тетраэдрических ( $24d$ ) позициях, а ионы иттрия в додекаэдрических ( $24c$ ). Перераспределения ионов железа и иттрия по неэквивалентным позициям в облученных образцах не обнаружено. Точность определения индивидуальных коэффициентов заполнения кристаллографических позиций различными ионами, как правило,  $\sim 0.05$ , а для образца, облученного флюенсом  $5.8 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-2}$ , составила  $\sim 0.10$ . Изменений суммарных коэффициентов заполнения позиций также не обнаружено.

2) Параметры магнитной структуры и ковалентность. При расчетах, основанных на экспериментальных величинах интенсивностей магнитного рассеяния нейтронов, мы полагали, что магнитные моменты локализованы только на ионах железа. Величины магнитных моментов ионов железа в исходном ИЖГ при 4.2 К, определенные нами методом подгонки, составили  $m_{24d} = 4.2$  (1)  $\mu_B$  и  $m_{16a} = -4.0$  (1)  $\mu_B$  соответственно для тетраэдрической и октаэдрической подрешеток. При расчетах использовали значения форм-факторов из работы [13], т. е.  $f_{16a}(q)$ , близкий к форм-фактору свободного иона  $Fe^{3+}$  для октаэдрических позиций, и более «сжатый»  $f_{24d}(q)$  для тетраэдрических позиций.

Определенные нами величины магнитных моментов ионов железа в пределах экспериментальной точности совпадают с найденными в [13] как методом подгонки, так и путем интегрирования в реальном пространстве:  $m_{24d} = 4.26$  (6)  $\mu_B$  и  $m_{16a} = -4.01$  (5)  $\mu_B$ . Отметим, что мы, так же как и в работе [13], не наблюдали аномального подъема  $f(q)$  при  $q < \pi/R$  ( $R$  — расстояние между ионами железа и кислорода), предсказанного в работе [5] и обусловленного магнитным вкладом лигандов. Такой эффект отчетливо наблюдали [10, 11] в «одноподрешеточных» гранатах, содержащих ионы железа только в тетраэдрических позициях.

При введении дефектов путем облучения магнитный момент тетраэдрической подрешетки в кристаллической фазе практически не изменяется, тогда как  $m_{16a}$  заметно уменьшается по мере увеличения доли объема образца, подвергнутого воздействию КАС, достигая

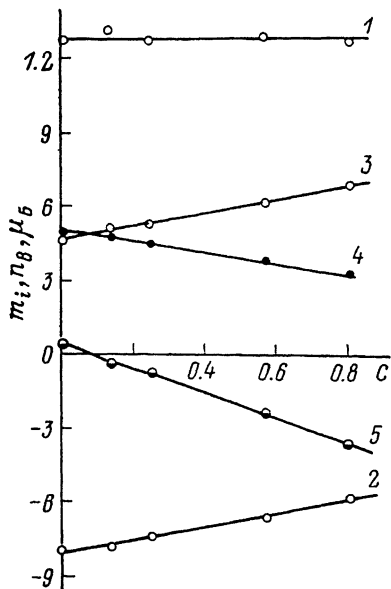


Рис. 1. Зависимости магнитных моментов от доли объема образца, подвергнутого воздействию КАС.

1 —  $3m_{24d}$ , 2 —  $2m_{16a}$ , 3 —  $n_B^N$ , 4 —  $n_B^M$ , 5 —  $\Delta n_B$ .

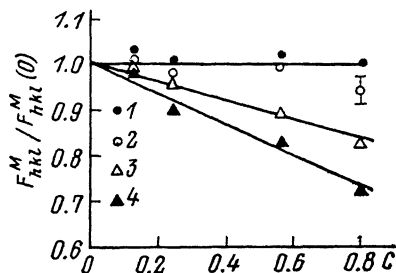


Рис. 2. Относительные изменения магнитных структурных амплитуд для различных рефлексов.

1 — (211), 2 — (321), 3 — (220), 4 — (440).

значения  $2.9 \mu_B$  при  $C=0.8$  ( $\Phi=5.8 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-2}$ ) (рис. 1). В рамках модели локализованных моментов для ферромагнитной ориентации можно записать для магнитного момента на молекулу

$$n_B^N = 3m_{24d} + 2m_{16a}. \quad (3)$$

Как видно из рис. 1, молекулярный магнитный момент  $n_B^N$ , рассчитанный по (3) из нейтронографических данных, значительно увеличивается при облучении. Магнитный момент  $n_B^M$ , определенный из непосредственных магнитных измерений, наоборот, уменьшается при облучении. На рис. 1 приведен  $n_B^M$  только для кристаллической фазы, т. е. введена поправка на концентрацию аморфной фазы, которая не обладает спонтанной намагниченностью [14]. Причины резко отличного поведения  $n_B^M$  и  $n_B^N$ , на наш взгляд, заключаются в следующем. В суммарную намагниченность дают вклад не только магнитные моменты, локализованные на ионах железа, но и «магнитные» (т. е. неспаренные) электроны, распределенные в пространстве между катионами и анионами, а также нескомпенсированный магнитный момент на анионе. Обозначим эту суммарную добавку намагниченности, обусловленную эффектами ковалентности, через  $\Delta n_B$ . Тогда можно записать

$$n_B^M = 3m_{24d} + 2m_{16a} + \Delta n_B. \quad (4)$$

Для исходного ИЖГ момент  $\Delta n_B = 0.35 \mu_B$  и ориентирован параллельно намагниченности тетраэдрической подрешетки. При облучении  $\Delta n_B$  переориентируется вдоль намагниченности октаэдрической подрешетки

и возрастает до  $3.7 \mu_B$  при  $C=0.8$  (рис. 1), указывая тем самым на значительное усиление ковалентности химической связи между анионами и катионами железа преимущественно в октаэдрической подрешетке. Магнитный момент и форм-фактор ионов железа, локализованных в тетраэдрической подрешетке, как уже отмечалось, не изменяется. При введении дефектов наряду с уменьшением магнитного момента  $m_{16a}$  наблюдается и заметное «сжатие» форм-фактора октаэдрически координированных ионов железа. В качестве иллюстрации на рис. 2 приведены относительные изменения так называемых магнитных структурных амплитуд  $F_{hkl}^M$  для различных рефлексов  $hkl$ . Для коллинеарной магнитной структуры в предположении, что магнитный момент локализован только на ионах железа, можно записать

$$F_{hkl}^M \sim m_{24d} f_{24d}(q) G_{24d}^{hkl} + m_{16a} f_{16a}(q) G_{16a}^{hkl}, \quad (5)$$

где  $G_{24d}^{hkl}$ ,  $G_{16a}^{hkl}$  — геометрические структурные суммы (24d) и (16a) подрешеток соответственно для рефлекса  $hkl$ ;  $f_{24d}(q)$  и  $f_{16a}(q)$  — соответствующие магнитные форм-факторы. Для рефлексов (211) и (321)  $G_{24d} = \pm 8$  и  $G_{16a} = 0$ , т. е. в эти рефлексы дает вклад только тетраэдрическая подрешетка. Из рис. 2 видно, что магнитные структурные амплитуды для этих рефлексов в пределах экспериментальной точности не изменяются. Для рефлексов (220) и (440)  $G_{24d} = -8$  и  $G_{16a} = 16$ . Как следует из (5),  $F_{220}^M$  и  $F_{440}^M$ , величины которых пропорциональны сумме намагниченностей тетра- и октаподрешеток, различаются только величинами магнитных форм-факторов  $f(q)$ . Для (220)  $q = 14.35$  и  $28.70 \text{ нм}^{-1}$  для (440). Из рис. 2 видно, что  $F_{440}^M$  уменьшается при облучении более быстро по сравнению с  $F_{220}^M$ . Этот факт и указывает на «сжатие» магнитного форм-фактора ионов железа в октаэдрической подрешетке. Поскольку форм-фактор является Фурье-образом пространственного распределения нескомпенсированной спиновой плотности, то наблюдаемые его изменения свидетельствуют о расширении при облучении области локализации спиновой плотности в окрестности октаэдрически координированных ионов железа.

Таким образом, облучение приводит к следующим эффектам в магнитной подсистеме ИЖГ: 1) уменьшению подрешеточного магнитного момента  $m_{16a}$ , 2) деформации магнитного форм-фактора  $f_{16a}(q)$ , 3) появлению значительного делокализованного магнитного момента  $\Delta n_B$ . Возникает естественный вопрос: возможна ли альтернативная ковалентности интерпретация наблюдаемых эффектов? Рассмотрим возможные факторы, возникающие при облучении, которые могут влиять на параметры магнитной структуры. Облучение быстрыми нейтронами наряду с образованием микрообластей аморфной фазы приводит и к образованию дефектов типа межузельных атомов (ионов) и соответствующего числа вакансий в катионной и анионной подрешетках. Их концентрация определяется как особенностями кристаллической структуры образца, так и условиями облучения (температура, флюенс, интенсивность и т. д.). Межузельные атомы трудно непосредственно обнаружить дифракционными методами, поскольку трансляционная симметрия в их расположении скорее всего отсутствует. Что касается вакансий, то их появление фактически означает уменьшение коэффициента заполнения ионами соответствующей подрешетки, и, следовательно, вакансии могут быть обнаружены путем анализа интенсивностей брэгговского рассеяния. В нашем случае коэффициенты заполнения кристаллографических позиций в пределах экспериментальной точности ( $\sim 5\%$ ) не изменяются. Такова верхняя оценка концентрации точечных дефектов, основанная на дифракционных данных, из которой мы и будем исходить.

Образование дефектов в анионной подрешетке оксидов и их последующая миграция могут приводить к появлению катионов с пониженной валентностью, в частности ионов  $\text{Fe}^{2+}$  [22]. В работах [23, 24] предполагается, что облучение быстрыми нейтронами ИЖГ приводит к образованию значительного количества ионов двухвалентного железа. В принципе в рам-

ках этой гипотезы можно попытаться качественно объяснить уменьшение  $m_{16a}$ , однако экспериментальные факты «2» и «3» объяснения не находят. Более того, мессбуаэровские исследования показывают, что в пределах экспериментальной точности ( $\sim 2\div 3\%$ ) ионы  $\text{Fe}^{2+}$  в облученных образцах ИЖГ отсутствуют [25, 26].

Дефекты в катионной подсистеме также могут оказывать влияние на параметры магнитной структуры. Для объяснения наблюдаемых эффектов «1» и «3» приходится предположить, что при облучении избирательно в (16a)-позициях образуется  $\sim 30\%$  вакансий, а спины соответствующего количества межузельных ионов  $\text{Fe}^{3+}$  упорядочены и, более того, ориентированы параллельно намагниченности  $m_{16a}$ . Результаты наших структурных исследований не подтверждают этого предположения. Аналогичные возражения возникают при попытке объяснить экспериментальные факты с помощью различных заряженных центров.

Таким образом, наблюдаемые эффекты, по нашему мнению, не находят

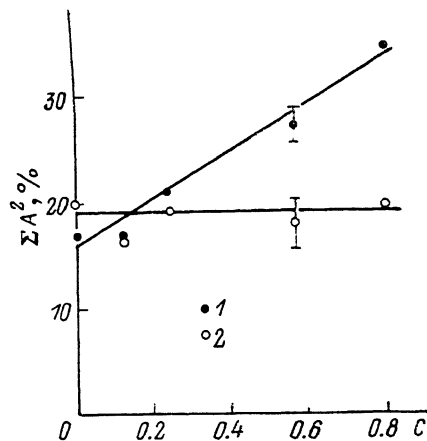


Рис. 3. Зависимости параметров ковалентности от  $C$ .

1 — (16a), 2 — (24d).

объяснения в рамках ионной концепции. В то же время они естественным образом объясняются (в полном соответствии с теорией [5]) усилением ковалентности химических связей.

Для количественного описания химической связи между катионами и анионами в модели молекулярных орбиталей из наблюдаемого с помощью дифракции нейтронов уменьшения магнитных моментов катионов можно извлечь параметры ковалентности. В частности, для иона железа  $\text{Fe}^{3+}(d^5)$ , согласно [6, 7],

$$m_{24d}/m_{\text{Fe}^{3+}} = 1 - 0.8\Sigma A^2, \quad m_{16a}/m_{\text{Fe}^{3+}} = 1 - 1.2\Sigma A^2, \quad \Sigma A^2 = A_o^2 + 2A_\pi^2 + A_r^2, \quad (6)$$

где  $m_{\text{Fe}^{3+}}$  — магнитный момент свободного иона  $\text{Fe}^{3+}$  (5  $\mu_B$ );  $\Sigma A^2$  — суммарный параметр ковалентности;  $A_o^2$ ,  $A_\pi^2$ ,  $A_r^2$  — параметры ковалентности в одноэлектронном приближении. Параметры ковалентности  $A_i^2$  непосредственно связаны с коэффициентами смешивания соответствующих волновых функций [6]

$$A_o^2 = 1/3\lambda_o^2, \quad A_\pi^2 = 1/4\lambda_\pi^2, \quad A_r^2 = 1/3\lambda_r^2. \quad (7)$$

Здесь  $\lambda_o^2$ ,  $\lambda_\pi^2$ ,  $\lambda_r^2$  — коэффициенты смешивания волновых функций  $d$ -электронов иона железа с соответственно  $p_\sigma$ -,  $p_\pi$ - и  $p_r$ -орбиталями кислорода.

Как видно из рис. 3, где приведены рассчитанные по (6) параметры ковалентности, ковалентность химической связи  $\text{Fe}-\text{O}$  в тетраэдрах практически не изменяется, тогда как ковалентность связи в октаэдрах увеличивается при облучении примерно в два раза.

Таким образом, ИЖГ при введении дефектов «готовится» к переходу в аморфное состояние (где ковалентность достаточно велика) путем изменения типа химической связи преимущественно в октаэдрах. Снижение точности измерений при дальнейшем увеличении флюенса в результате существенного уменьшения интенсивностей брэгговских рефлексов и появления значительных диффузных гало не позволяет, к сожалению, проследить дальнейшую эволюцию химических связей при приближении к аморфному состоянию.

Принято считать, что ковалентность усиливается при уменьшении межионных расстояний в результате большего перекрытия соответствующих волновых функций. В исходном состоянии ИЖГ расстояние  $Fe_{24d}-O$  равно 0.1865 (1) нм и значительно короче расстояния  $Fe_{16a}-O$ , равного 0.2017 (1) [13]. Соответственно и ковалентность химической связи в тетраэдрах выше, как показывает опыт. В случае ферритов ориентация нескомпенсированного магнитного момента на кислороде обусловлена преобладанием магнитных ионов в узлах того или иного типа. Действительно, в исходном состоянии ИЖГ преобладают ионы железа в тетраэдрах ( $Fe_T/Fe_O=1.5$ ) и момент на кислороде ориентирован параллельно намагниченности тетраподрешетки [13]. Для  $\gamma-Fe_3O_4$   $Fe_T/Fe_O=0.6$  и момент кислорода соответственно ориентирован параллельно намагниченности октаподрешетки [7].

Наблюдаемые нами эффекты ковалентности на первый взгляд трудно объяснить с изложенных выше позиций. Соотношение  $Fe_T/Fe_O$  в кристаллической фазе, как показывают структурные исследования, не изменяется при облучении, между тем происходит переориентация момента  $\Delta n_B$ . Среднее межионное расстояние  $Fe_{16a}-O$ , рассчитанное из измеренных параметра элементарной ячейки и координат кислорода, по крайней мере не уменьшается в дефектном состоянии. Тем не менее ковалентность связи в октаузлах значительно увеличивается. Следует заметить, что дифракционные данные указывают на появление в облученных образцах (в результате образования дефектов) локальных некоррелированных смещений ионов, которые могут приводить к локальным изменениям межионных расстояний и соответствующей вариации химических связей. Очевидно, что для объяснения наблюдаемых эффектов ковалентности необходима разработка соответствующих модельных представлений.

Полагая, что магнитные моменты локализованы только на ионах железа, мы тем самым использовали упрощенную модель при обработке нейтронографических данных. Более реалистичной, по-видимому, является модель, рассмотренная Боннетом и др. (см. уравнение (7) в [13]). Критический анализ наших нейтронографических результатов показывает, что использование неполяризованных нейтронов при исследовании поликристаллических образцов  $Y_3Fe_5O_{12}$  не позволяет, как правило, выделить интенсивности магнитного рассеяния с точностью, необходимой для сопоставления с расчетом по уточненной модели. Соответствующую точность можно получить, видимо, при исследовании монокристаллических образцов с помощью поляризованных нейтронов, как это сделано, например, в работе [13].

#### Список литературы

- [1] Смит Я., Вейн Х. Ферриты. М.: ИЛ, 1962. 504 с.
- [2] Круничка С. Физика ферритов и родственных им магнитных окислов. Т. 1. М.: Мир, 1976. 353 с.
- [3] Вонсовский С. В. Магнетизм. М.: Наука, 1971. 1032 с.
- [4] Bacon G. E. Neutron Scattering in Chemistry. Butterworth, printed in Great Britain by Butler and Tanner Ltd. Frome, Somerset, 1977. 186 p.
- [5] Hubbard J., Marshall W. // Proc. Phys. Soc. 1965. V. 86. N 3. P. 561—572.
- [6] Toffield B. C., Fender B. E. F. // J. Phys. Chem. Solids. 1970. V. 31. N 12. P. 2741—2749.
- [7] Creaves C. // J. Sol. St. Chem. 1983. V. 49. N 2. P. 325—333.
- [8] Rakhecha V. C., Satya Murthy N. S. // J. Phys. C. 1978. V. 11. N 21. P. 4389—4404.
- [9] Plakhtii V. P., Golosovskii I. V. // Phys. St. Sol. (B). 1972. V. 53. N 1. P. K37—K40.
- [10] Plakhtii V. P., Golosovskii I. V., Bedrisova M. N. e. a. // Phys. St. Sol. (a). 1977. V. 39. N 2. P. 683—695.
- [11] Плахтий В. П. // Автореф. докт. дис. Л., 1983. 275 с.
- [12] Bonnet M., Delapalme A., Tchéou F., Fuess H. // Tr. MKM-73. 1974. T. 4. C. 251—256.
- [13] Bonnet M., Delapalme A., Fuess H., Becker P. // J. Phys. Chem. Sol. 1979. V. 40. N 11. P. 863—876.
- [14] Chukalkin Yu. G., Shtirz V. R., Goshchitskii B. N. // Phys. St. Sol. (a). 1989. V. 112. N 1. P. 161—174.

- [15] Чукалкин Ю. Г., Штирц В. Р. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 7. С. 208—214.
- [16] Chukalkin Yu. G., Stirz V. R., Goshchitskii B. N. // Phys. St. Sol. (a). 1983. V. 79. N 2. P. 361—366.
- [17] Дорнер Б., Комес Р. // Динамические свойства твердых тел и жидкостей. Исследования методом рассеяния нейтронов. М.: Мир, 1980. С. 162—257.
- [18] Брусенцев Ф. А. // Кристаллография. 1963. Т. 8. № 3. С. 338—345.
- [19] Гощицкий Б. Н., Мень А. Н., Спницкий И. А., Чукалкин Ю. Г. Структура и магнитные свойства оксидных магнетиков, облученных быстрыми нейтронами. М.: Наука, 1986. 176 с.
- [20] Gibbons J. F. // Proc. IEEE. 1972. V. 60. N 9. P. 1062—1096.
- [21] Benyagoub A., Thome L. // Phys. Rev. B. 1988. V. 38. N 15. P. 10205—10216.
- [22] Чукалкин Ю. Г., Вологин В. Г., Гощицкий Б. Н. и др. // Радиационная физика кристаллов. Свердловск, УНЦ АН СССР, 1977. С. 81—86.
- [23] Pascard H. // Phys. Rev. B. 1984. V. 30. N 4. P. 2299—2302.
- [24] Pascard H. // Phys. Rev. B. 1986. V. 33. N 10. P. 7252—7255.
- [25] Sinitsin S. V., Spirin A. N., Uspensky M. N. // Hyp. Int. 1986. V. 29. N 9. P. 1217—1220.
- [26] Greneche J. M., Pascard H., Regnard J. R. // Sol. St. Comm. 1988. V. 65. N 7. P. 713—717.

Институт физики металлов УрО  
АН СССР  
Свердловск

Поступило в Редакцию  
19 февраля 1990 г.

В окончательной редакции  
4 мая 1990 г.