

# Магнитный коллапс в феррите-гранате иттрия $Y_3Fe_5O_{12}$ при высоком давлении

И. С. Любутин<sup>\*1)</sup>, А. Г. Гаврилюк<sup>\*+</sup>, И. А. Троян<sup>+</sup>, Р. А. Садыков<sup>+</sup>

<sup>\*</sup>Институт кристаллографии РАН, 119333 Москва, Россия

<sup>+</sup>Институт физики высоких давлений РАН, 142092 Троицк, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 21 октября 2005 г.

Методом мессбауэровской спектроскопии поглощения (ядра  $^{57}Fe$ ) в камере с алмазными наковальнями изучено воздействие высоких давлений до 70 ГПа на моно- и поликристаллические образцы феррита-граната иттрия  $Y_3^{57}Fe_5O_{12}$ . Обнаружено, что при давлении  $48 \pm 2$  ГПа сверхтонкое магнитное поле  $H_{hf}$  на ядрах  $^{57}Fe$  внезапно падает до нуля, указывая на переход кристалла из ферримагнитного состояния в немагнитное. Магнитный переход является необратимым. При снижении давления магнитное состояние не восстанавливается и гранат остается немагнитным вплоть до нулевого давления. Поведение параметров квадрупольного расщепления и изомерного сдвига указывает, что одновременно с магнитным переходом происходят необратимые электронный и, возможно, спиновый переходы с изменением локальной кристаллической структуры. Обсуждаются механизмы магнитного коллапса.

PACS: 61.50.K, 75.30.Et, 75.50.-y

**1. Введение.** Иттриевый феррит  $Y_3Fe_5O_{12}$  с кристаллической структурой граната – хорошо известный материал, обладающий интересными магнитными и резонансными свойствами, которые определили его широкое применение в радио- и микроэлектронике [1, 2]. Типичный представитель минералов со структурой граната  $Ca_3Al_2(SiO_3)_4$ . Гранаты принадлежат к гексаоктаэдрическому классу кубической сингонии, пространственная группа  $O_h^{10}-Ia\bar{3}d$  [3]. Ионы кислорода образуют объемно-центрированную кубическую решетку. Плотнейшая упаковка кислорода нарушена, и ионы металла занимают три типа кристаллографических пустот: октаэдрические  $a$ -узлы (точечная симметрия  $\bar{3}$ ), тетраэдрические  $d$ -узлы (точечная симметрия  $\bar{4}$ ) и додекаэдрические  $c$ -узлы (точечная симметрия 222). Элементарная ячейка содержит 8 молекул  $Y_3Fe_5O_{12}$ . Крупные ионы  $Y^{3+}$  занимают додекаэдрическую координацию – подрешетка  $\{c\}$ , а ионы железа  $Fe^{3+}$  размещаются по окта- и тетраэдрическим узлам, образуя соответственно  $[a]$  и  $[d]$  магнитные подрешетки. Формула феррита-граната с учетом распределения катионов по подрешеткам записывается в виде  $\{Y_3\}[Fe_2](Fe_3)O_{12}$ .

Каждый ион железа в  $a$ -узле имеет шесть ближайших ионов железа в  $d$ -узлах ( $z_{ad} = 6$ ), тогда как ион железа в  $d$ -узле имеет четыре ближайших  $a$ -иона железа ( $z_{da} = 4$ ). Между ионами  $Fe^{3+}$  в  $a$ - и  $d$ -

подрешетках существует сильное косвенное обменное взаимодействие (через кислород), которое приводит к антипараллельному выстраиванию магнитных моментов ионов  $Fe^{3+}$  в  $a$ - и  $d$ -узлах с температурой Нееля около 555 К. Обменные  $a$ - $a$  и  $d$ - $d$  взаимодействия внутри  $a$ - и  $d$ -подрешеток на один-два порядка слабее межподрешеточного  $a$ - $d$  взаимодействия [4–6].

При нормальных условиях  $Y_3Fe_5O_{12}$  – диэлектрик (его сопротивление порядка  $10^{10}$  Ом·см) с величиной оптической щели около 3.2 эВ [7]. Недавно в этом гранате обнаружен положительный и отрицательный магнитоэлектрические эффекты, так что этот материал можно также причислить к классу мультиферроиков.

В настоящей работе методом мессбауэровской спектроскопии (ядра  $^{57}Fe$ ) изучены магнитные и электронные свойства моно- и поликристаллов  $Y_3Fe_5O_{12}$  при воздействии высоких давлений до 70 ГПа в камерах с алмазными наковальнями.

**2. Методика эксперимента.** Методом из раствора в расплаве были выращены объемные монокристаллы  $Y_3^{57}Fe_5O_{12}$ , в которых железо было обогащено изотопом Fe-57 до 96%. Кроме того, были приготовлены довольно “толстые” монокристаллические пленки (толщиной около 7 мк) гранта  $Y_3^{57}Fe_5O_{12}$  на подложке  $Gd_3Ga_5O_{12}$ . Для исследований при высоких давлениях монокристаллическая пластина  $Y_3^{57}Fe_5O_{12}$  размером около  $50 \times 50 \times 7$  мк удалялась с подложки и помещалась в камеру высокого давления с алмазными наковальнями. Базисная плоскость

<sup>1)</sup>e-mail: lyubutin@ns.crys.ras.ru

(111) монокристалла была ориентирована перпендикулярно направлению пучка гамма-квантов. Поликристаллические образцы были получены растиранием монокристалла в агатовой ступке.

Диаметр рабочей площадки алмазных наковален – около 300 мкм, а диаметр отверстия в рениевой гаскете, куда помещались образцы, – около 100 мкм. Рабочий объем камеры заполнялся полиэтилсилаксановой жидкостью (ПЭС-5) для создания квази-гидростатического давления. Значение давления измерялось по линии флюоресценции рубина. Для этого, кроме образца граната, в камеру помещалось несколько кусочков рубина размером около 1 мкм, которые располагались на различных расстояниях от центра, чтобы иметь возможность оценить градиент давления.

Мессбауэровские спектры резонансного поглощения от ядер  $^{57}\text{Fe}$  снимались при комнатной температуре на стандартном спектрометре, работающем в режиме постоянных ускорений, с выводом спектров на персональный компьютер. Специальный “точечный” источник  $^{57}\text{Co}(\text{Rh})$ , активностью около 10 мКю, находился при комнатной температуре. Для получения надежной статистики время набора одного спектра доходило до двух недель, что потребовало повышенных требований к стабильности работы аппаратуры. Спектры обрабатывались по программам, разработанным в Институте кристаллографии РАН.

**3. Параметры мессбауэровских спектров при нормальном давлении.** При нормальном давлении мессбауэровский спектр от ядер  $^{57}\text{Fe}$  в гранате  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  при температурах ниже  $T_N$  расщеплен магнитным сверхтонким взаимодействием и состоит из двух серий линий от ионов железа в  $a$ - и  $d$ -подрешетках (рис.1). Относительные интенсивнос-

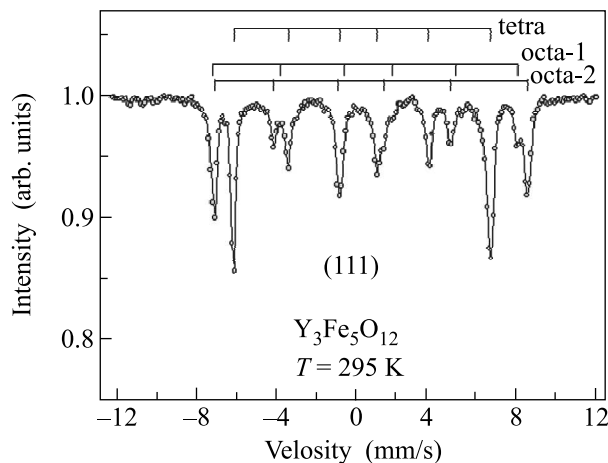


Рис.1. Мессбауэровские спектры поглощения от ядер  $^{57}\text{Fe}$  в монокристалле граната  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ , измеренные при атмосферном давлении при комнатной температуре

ти линий и квадрупольные сдвиги зависят от ориентации кристалла по отношению к волновому вектору гамма-квантов. Дополнительное расщепление в  $a$ -подрешетке (рис.1) возникает из-за различной величины квадрупольного сдвига для ионов  $\text{Fe}^{3+}$  в  $a$ -узлах, для которых ось градиента электрического поля (ГЭП), направленная по оси  $[111]$ , может составлять два значения угла ( $0^\circ$  и  $54^\circ 44'$ ) относительно направления оси легкого намагничивания  $[111]$ . Для  $d$ -узлов, где ось ГЭП лежит вдоль направлений  $[100]$ , этот угол имеет только одно значение:  $70^\circ 32'$  и расщепление линий “квадрупольной природы” в  $d$ -подрешетке не происходит (см. подробнее [7, 8]).

Отношение интенсивностей линий каждой серии приблизительно равно отношению заселенности  $a$ - и  $d$ -узлов ионами железа и составляет 2:3 в соответствии с катионным распределением  $\{\text{Y}_3\}[\text{Fe}_2](\text{Fe}_3)\text{O}_{12}$ . Магнитное сверхтонкое расщепление резонансных линий для  $a$ - и  $d$ -подрешеток различно, и при  $T = 295\text{ K}$  значение сверхтонкого магнитного поля  $H_{hf}$  на ядрах железа составляет  $H_{hf}^a = 490\text{ кЭ}$  и  $H_{hf}^d = 395\text{ кЭ}$ , а при  $T = 4.2\text{ K}$  –  $H_{hf}^a = 558\text{ кЭ}$  и  $H_{hf}^d = 469\text{ кЭ}$  [8–10]. Это позволяет надежно разделять  $a$ - и  $d$ -подрешетки и изучать независимо поведение ионов  $\text{Fe}^{3+}$  в окта- и тетраэдрических узлах граната в широком диапазоне температур.

Большое различие магнитных полей  $H_{hf}$  в  $a$ - и  $d$ -подрешетках связано главным образом с различной ковалентностью химической связи  $\text{Fe}-\text{O}$  в  $a$ - и  $d$ -узлах граната [11]. В кристалле  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  межионные расстояния  $\text{Fe}^{3+}-\text{O}^{2-}$  в октаэдрическом узле составляют  $2.00\text{ \AA}$ , а в тетраэдрическом –  $1.88\text{ \AA}$  [3], поэтому ковалентная связь для тетраэдрических ионов сильнее, чем для октаэдрических. Из-за ковалентной связи ион  $\text{Fe}^{3+}$  имеет не чистую конфигурацию  $3d^5$ , а смешанную  $3d^5 4s^x$  (содержащую  $s$ -электроны) [12]. Поляризованные  $3d$  оболочкой  $4s$  электроны через контактное взаимодействие с ядром дают положительный вклад в магнитное поле  $H_{hf}$ , понижая таким образом отрицательный вклад внутренних электронов.

Выше точки Нееля мессбауэровский спектр граната  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  состоит из трех линий разной интенсивности и представляет собой суперпозицию двух квадрупольных дублетов от ионов железа в  $a$ - и  $d$ -подрешетках (см. ниже рис.5а). Величины квадрупольных расщеплений  $QS$  и изомерных сдвигов  $IS$  для  $a$ - и  $d$ -узлов различны, что позволяет надежно разделить линии, относящиеся к  $a$ - и  $d$ -подрешеткам, в парамагнитной области температур [10]. Отметим, что аномально большое для ионных соединений  $\text{Fe}^{3+}$

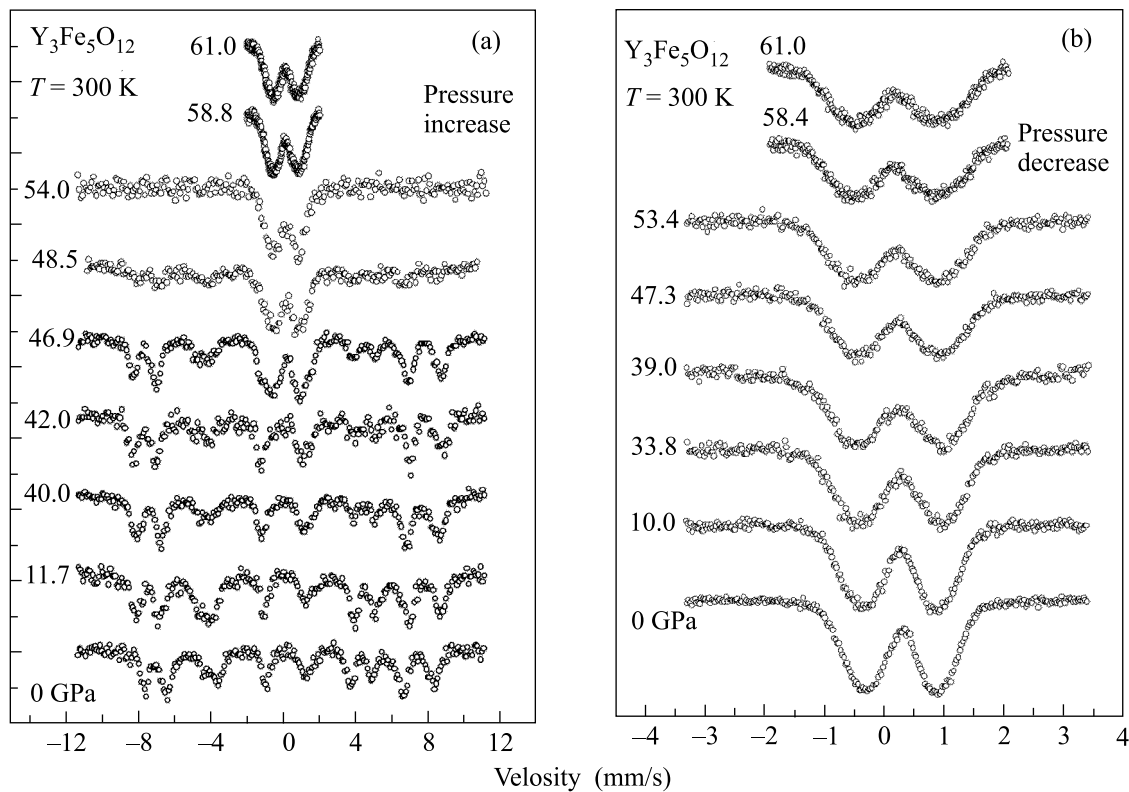


Рис.2. Эволюция мессбауэровских спектров поглощения в гранате  $Y_3^{57}Fe_5O_{12}$  при росте давления (а) и при разгрузке (б). Измерения проводились при комнатной температуре

значение  $QS$  в  $d$ -подрешетке связано со значительной примесью ковалентности в химическую связь железа с кислородом в тетраэдрическом узле.

Таким образом, благодаря магнитным и кристаллохимическим особенностям структуры граната, существует благоприятная возможность методом мессбауэровской спектроскопии во всем интервале температур независимо исследовать  $a$ - и  $d$ -подрешетки.

**4. Мессбауэровские спектры при высоком давлении.** На рис.2а показаны мессбауэровские спектры поглощения, снятые при комнатной температуре для монокристалла  $Y_3^{57}Fe_5O_{12}$  в диапазоне давлений  $0 < P < 70$  ГПа. С ростом давления в области  $P < 46$  ГПа спектры остаются хорошо разрешенными для обеих  $a$ - и  $d$ -подрешеток и значение поля  $H_{hf}$  немного растет. Измерения на монокристаллах показывают, что при  $P > 20$  ГПа интенсивности 2-й и 5-й линий спектров начинают уменьшаться одновременно в обеих  $a$ - и  $d$ -подрешетках (см. рис.2а), что указывает на переориентацию магнитных моментов ионов железа к направлению, перпендикулярному плоскости кристаллической пластины. Более подробно этот эффект в данной работе не изучался.

При  $P = 46$  ГПа в спектрах наряду с магнитными “шестерками” от  $a$ - и  $d$ -подрешеток начинает

появляться “парамагнитный” дублет, указывая, что часть ионов железа переходит в немагнитное состояние. В области давлений 46–48 ГПа поле  $H_{hf}$  внезапно падает до нуля, указывая на коллапс магнитного момента и переход ферромагнетика  $Y_3Fe_5O_{12}$  в немагнитное состояние (рис.3). Сосуществование магнитной и немагнитной фаз в переходной области связано, скорее всего, с градиентом давления, который в этой области давлений, по нашим оценкам, может составлять  $\pm 3$  ГПа.

При  $P > 48$  ГПа в немагнитной фазе высокого давления (НР-фаза) спектр целиком состоит из одного дублета с сильно уширенными линиями,  $a$ - и  $d$ -подрешетки более не различаются. Примечательно, что в режиме снижения давления при переходе критической точки  $P_C$  магнитное сверхтонкое расщепление спектров не восстанавливается и гранат остается немагнитным вплоть до нулевого давления (см. рис.2б). Таким образом, магнитный переход является необратимым.

На рис.4 показано поведение квадрупольного расщепления  $QS$  и изомерного сдвига  $IS$  при давлениях ниже (LP-фаза) и выше (НР-фаза) критического  $P_C$ . При  $P > P_C$  величина  $QS$  резко возрастает в обеих подрешетках и ее среднее значение достигает

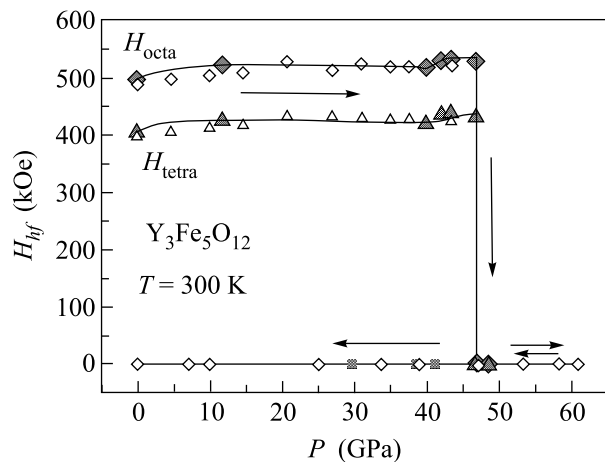


Рис.3. Барическая зависимость сверхтонкого магнитного поля  $H_{hf}$  на ядрах  $^{57}\text{Fe}$  в окта- и тетраэдрической подрешетках граната  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  при комнатной температуре. Направление стрелок соответствует режимам повышения и снижения давления

$\sim 1.5$  мм/с. Такая большая величина  $QS$  не типична для высокоспинового состояния ионов  $\text{Fe}^{3+}$  в оксидных материалах [13]. Это косвенно может указывать на то, что при магнитном коллапсе ионы  $\text{Fe}^{3+}$  в гранате переходят из высокоспинового (HS) в низкоспиновое (LS) состояние, аналогично тому, как это недавно наблюдалось в борате железа  $\text{FeBO}_3$  [14, 15] и в редкоземельных ортоферритах [16, 17]. При снижении давления в LP-фазе значение  $QS$  немного уменьшается (рис.4а), но и при нулевом давлении остается большим:  $QS \approx 1.25$  мм/с.

В LP-фазе с ростом давления в области  $0 < P < 46$  ГПа значение изомерного сдвига  $IS$  уменьшается по линейному закону примерно одинаково в обеих  $a$ - и  $d$ -подрешетках (рис.4б) при этом  $\Delta IS/\Delta P \approx 0.0033$  мм·с $^{-1}$ /ГПа. Это указывает на увеличение электронной плотности в области ядер  $^{57}\text{Fe}$  и коррелирует с уменьшением атомного объема с ростом давления. При критическом давлении  $P_C$  изомерный сдвиг в тетраэдрической  $d$ -подрешетке скачком увеличивается до значения, характерного для октаэдрической  $a$ -подрешетки, при этом величина  $IS$  для  $a$ -узлов скачка не претерпевает (рис.4б). В HP-фазе с ростом давления величина  $IS$  продолжает уменьшаться, но ионы железа в  $a$ - и  $d$ -узлах неразличимы. Значение  $IS$  указывает на то, что в HP-фазе ионы железа остаются в трехвалентном состоянии. В режиме разгрузки при постепенном снятии давления величина  $IS$  снова растет, но в критической области аномалий не наблюдается (рис.4б), и при  $P = 0$  среднее значение  $IS$  для всех ионов железа равно  $\approx 0.28$  мм/с (относительно металлического железа).

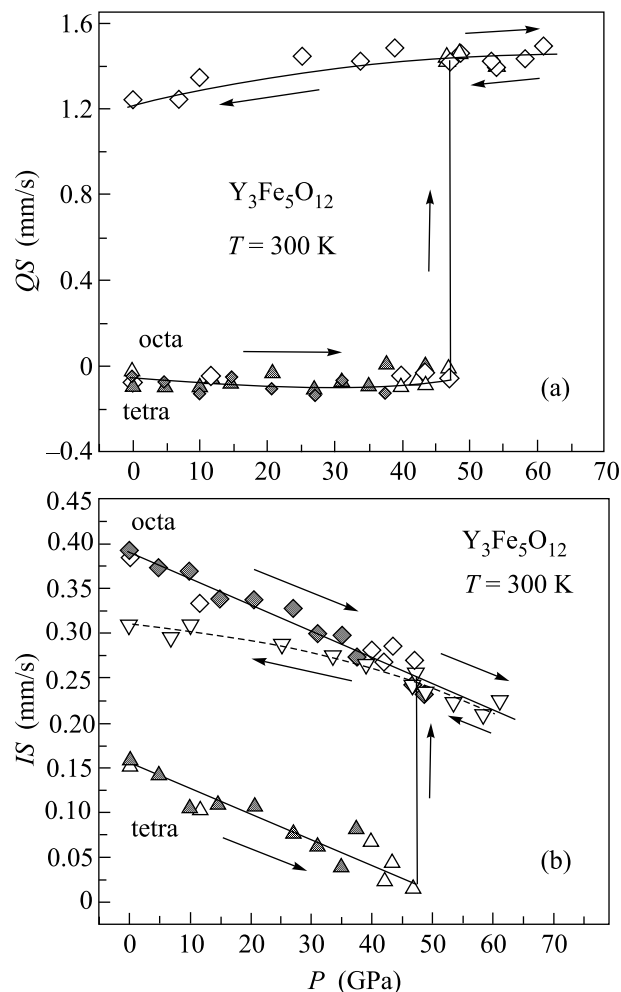
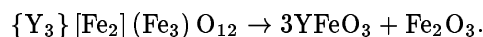


Рис.4. Барические зависимости квадрупольного расщепления  $QS$  (а) и изомерного сдвига (относительно  $\alpha$ -Fe)  $IS$  (б) для ядер  $^{57}\text{Fe}$  в окта- и тетраэдрической подрешетках граната  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  при комнатной температуре. Направление стрелок соответствует режимам повышения и снижения давления

Это значение близко к величине  $IS$  для октаэдрической  $a$ -подрешетки (см. рис.4б).

Таким образом, поведение параметров  $QS$  и  $IS$  указывает, что одновременно с магнитным переходом происходят необратимые электронный и, возможно, спиновый переходы с изменением локальной кристаллической структуры.

**Обсуждение результатов.** В литературе имеются данные о возможном распаде граната  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  при воздействии высокого давления и температуры. Так Марезио с сотр. [18] наблюдали по рентгеновским спектрам, что гранат  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  при давлении 40 кбар и температуре 850 С может распадаться на перовскито-подобный ортоферрит  $\text{YFeO}_3$  и гематит  $\alpha$ - $\text{Fe}_2\text{O}_3$  согласно схеме:



В кристаллической структуре  $YFeO_3$  и  $Fe_2O_3$  ионы  $Fe^{3+}$  занимают только октаэдрические узлы. Таким образом, при повышении давления и температуры ионы  $Fe^{3+}$  имеют тенденцию переходить из тетраэдрических в октаэдрические узлы [18]. Однако если бы такой распад граната происходил в нашем эксперименте, то мессбауэровские спектры легко бы зафиксировали появление фаз  $YFeO_3$  и/или  $Fe_2O_3$ . Этого не происходит, но и в нашем случае также прослеживается тенденция для тетраэдрических ионов железа занимать октаэдрическое окружение при критическом давлении.

В то же время, мы установили, что похожий дублетный спектр с уширенными линиями наблюдался в аморфных гранатах  $Y_3Fe_5O_{12}$ , полученных разными способами (см. рис.5b) [19–22]. Для ана-

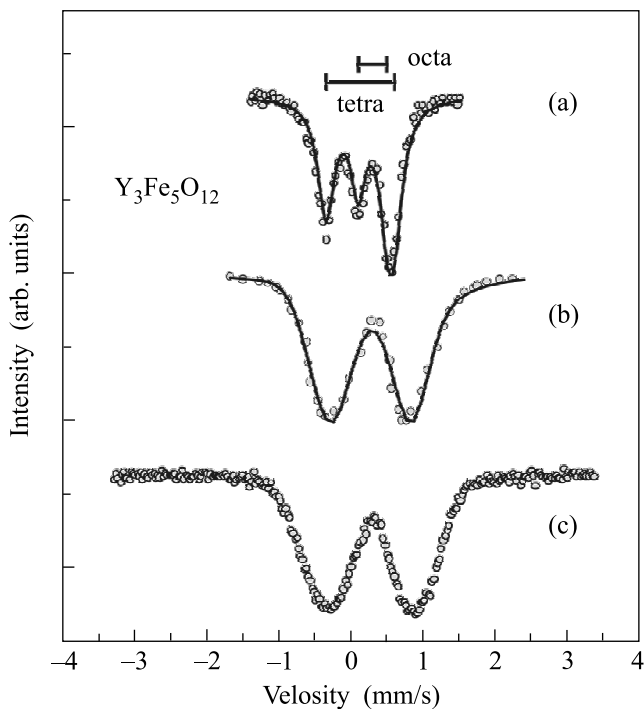


Рис.5. Мессбауэровские спектры поглощения от ядер  $^{57}Fe$  при атмосферном давлении: (а) в монокристалле граната  $Y_3Fe_5O_{12}$  при температуре 575 К (выше  $T_N$ ); (б) спектр при  $T = 300$  К в аморфном гранате  $Y_3Fe_5O_{12}$ , полученном методом плазменного напыления; (с) спектр при  $T = 300$  К от монокристалла  $Y_3Fe_5O_{12}$ , подвергнутого высокому давлению до 65 ГПа

лиза мессбауэровских спектров аморфных гранатов  $Y_3Fe_5O_{12}$  Линес и Эйбшиц [22–24] предложили модель, основанную на хаотической упаковке твердых сфер (RPHS), которая обычно применяется для описания аморфных стекол. Широкие линии спектров объясняются хаотическим распределением осей

ГЭП в аморфном гранате и достаточно хорошо могут быть описаны гауссовым распределением лоренцианов. При этом средние значения параметров при комнатной температуре составляют:  $IS \approx 0.31$  мм/с,  $QS \approx 1.12$  мм/с, и ширина линии  $LW \approx 0.65$  мм/с [23].

По аналогичной модели (гауссово распределение лоренцианов – Программа Univem-MS) мы провели компьютерную обработку спектра нашего граната, снятого при нормальных условиях ( $P = 0$ ,  $T = 300$  К), после того, как образец был подвергнут высокому давлению до 65 ГПа (рис.6). Из рис.6 видно,

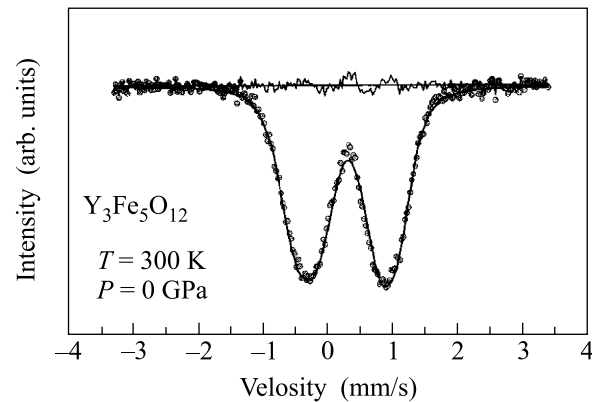


Рис.6. Расчет по модели гауссового распределения лоренцианов (сплошная кривая), проведенный для спектра граната  $Y_3Fe_5O_{12}$ , снятого при нормальных условиях ( $P = 0$ ,  $T = 300$  К) после разгрузки от давления 65 ГПа

что такая модель довольно хорошо описывает экспериментальный спектр при следующем значении параметров:  $IS = 0.308$  мм/с,  $QS = 1.227$  мм/с,  $LW = 0.821$  мм/с. Эти параметры оказываются близки к величинам, характерным для аморфного граната, и поэтому можно предположить, что при критическом давлении происходит аморфизация граната. Однако исследования в электронном микроскопе показали, что при воздействии высокого давления пластина кристалла остается не разрушенной, но разбивается (растрескивается) на мелкие блоки (квадратно-кубической формы) с характерным размером 1–2 мк. Это похоже на образование микро-двойниковых доменов. Размеры таких доменов являются достаточно крупными, чтобы дать дифракционную картину в рентгеновском спектре. Однако наши предварительные исследования рентгеновских спектров при высоких давлениях подтверждают эффект аморфизации граната. Детальные результаты этих исследований будут опубликованы в ближайшее время.

Важной и очень интересной является проблема магнитного коллапса в критической области давлений. В модели RPHS Линеса [22] показано, что в аморфном гранате нарушение магнитного порядка возникает из-за хаотического характера обменных связей между ближайшими ионами железа. В отличие от кристаллического граната, где угол  $\theta$  обменной связи Fe–O–Fe составляет  $126.6^\circ$ , в аморфном гранате появляется целый спектр значений углов  $\theta$  от  $76^\circ$  до  $180^\circ$  с максимумом распределения в области  $76^\circ < \theta < 90^\circ$ . Таким образом, кроме антиферромагнитных, возникают и ферромагнитные обменные взаимодействия с углом обменной связи около  $90^\circ$ , и результирующий интеграл обменного взаимодействия близок к нулю [22]. Учет взаимодействий с более удаленными соседями может привести при низких температурах к магнитному упорядочению типа спинового стекла. Такого типа магнитное упорядочение наблюдалось экспериментально в аморфном гранате при температуре около 40 К [21].

В то же время, недавно в ряде работ [14–17] было показано, что причиной магнитного коллапса в некоторых оксидах железа при высоком давлении является переход ионов  $\text{Fe}^{3+}$  из высокоспинового ( $S = 5/2$ ) в низкоспиновое ( $S = 1/2$ ) состояние.

По-видимому, синхротронные исследования эмиссионных рентгеновских спектров высокого разрешения (метод XES) позволят прояснить механизм магнитного коллапса в  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  при высоком давлении.

Работа поддерживается Российским фондом фундаментальных исследований (гранты # 05-02-16142-а и # 04-02-16945-а) и Программой ОФН РАН “Сильно коррелированные электронные системы”.

1. К. П. Белов и М. А. Зайцева, в кн. Я. Смита и Х. Вейн *Ферриты*, М.: ИЛ, 1962.
2. А. С. Пахомов, в сб. *Магнитные и кристаллохимические исследования ферритов*, М.: Мир, 1971, стр. 7.
3. S. Geller and M. Gilleo, *J. Phys. Chem. Sol.* **3**, 30 (1957).

4. А. П. Додокин, И. С. Любутин, Б. В. Милль, В. П. Пешков, *ЖЭТФ* **63**, 1002 (1972).
5. А. П. Додокин, И. С. Любутин, Л. М. Беляев, В. П. Пешков, *ЖЭТФ* **63**, 1393 (1972).
6. В. П. Плахтий, И. В. Голосовский, В. А. Кудряшов, О. П. Смирнов, *Письма в ЖЭТФ* **16**, 276 (1972).
7. И. С. Любутин, Докторская диссертация, Москва, 1975, стр. 115.
8. R. Bauminger, S. G. Cohen, A. Marinov, and S. Ofer, *Phys. Rev.* **122**, 743 (1961).
9. И. С. Любутин, Е. Ф. Макаров, В. А. Повицкий, *ЖЭТФ* **53**, 65 (1967).
10. И. С. Любутин, в сб. *Физика и химия ферритов*, Изд. МГУ, 1973, стр. 68.
11. R. E. Watson and A. F. Freeman, *Phys. Rev.* **123**, 2027 (1961).
12. L. R. Walker, G. K. Wertheim, and V. Jaccarino, *Phys. Rev. Lett.* **6**, 98 (1961).
13. F. Menil, *J. Phys. Chem. Solids* **46**, 763 (1985).
14. В. А. Саркисян, И. А. Троян, И. С. Любутин и др., *Письма в ЖЭТФ* **76**, 788 (2002) [*JETP Lett.* **76**, 664 (2002)].
15. И. С. Любутин, В. А. Саркисян, А. Г. Гаврилюк и др., *Известия РАН, серия физ.* **67**, 1018 (2003).
16. G. R. Hearne, M. P. Pasternak, R. D. Taylor, and P. Lacorre, *Phys. Rev. B* **51**, 11495 (1995).
17. W. M. Xu, O. Naaman, G. Kh. Rozenberg et al., *Phys. Rev. B* **64**, 094411 (2001).
18. M. Marezio, J. P. Remeika, and A. Jayaraman, *J. Chem. Phys.* **45**, 1821 (1966).
19. Т. В. Дмитриева, И. С. Желудев, И. С. Любутин и др., *Поверхность, Физика, Химия, Механика* **6**, 146 (1986).
20. Th. J. A. Popma and A. M. van Diepen, *Mat. Res. Bull.* **9**, 1119 (1974).
21. E. M. Gyorgy, K. Nassau, M. Eibschutz et al., *J. Appl. Phys.* **50**, 2883 (1979).
22. M. E. Lines, *Phys. Rev. B* **20**, 3729 (1979).
23. M. E. Lines, M. Eibschutz, and K. Nassau, *Phys. Rev. B* **21**, 3767 (1980).
24. M. E. Lines and M. Eibschutz, *Phys. Rev. B* **30**, 1416 (1984).