

Слоистая металлизация ферритов $Mg_{0.54}Zn_{0.46}Fe_2O_4$

© З.А. Самойленко, В.С. Абрамов, Н.Н. Ивахненко

Донецкий физико-технический институт Национальной академии наук Украины,
83114 Донецк, Украина

(Поступила в Редакцию в окончательном виде 24 января 2005 г.)

Методами рентгеновской спектроскопии и теоретически исследован характер межатомного взаимодействия в ферритах $Mg_{0.54}Zn_{0.46}Fe_2O_4$. Обнаружена перестройка электронной структуры образцов в процессе высокотемпературного отжига ($1280^\circ C$, 0.5–0.8 h). Показано, что электронная перестройка сопровождается явлением слоистой металлизации феррита: чередованием слоев с металлической и ионно-ковалентной связями.

1. Введение

Повышенный интерес к магниторезистивным материалам ВТСП и ферритам обусловлен изучением природы зарядового и магнитного упорядочения их электронной структуры. Обширная информация об атомных зарядах может быть получена из рентгеновских спектров [1]. Как показали более ранние исследования [2,3], в процессе высокотемпературного отжига ферритов $Mg_{0.54}Zn_{0.46}Fe_2O_4$ ($T = 1280^\circ C$, 0.5–0.8 h) происходит изменение структурно-химических неоднородностей, приводящее к различному виду упорядочений в твердом растворе [4,5]: магнитному (в ближайшем порядке), концентрационному (в мезоскопическом) и структурному (в матрице). Это является причиной нелинейных изменений ряда параметров (электрических, магнитных, структурных) [6]. Изменение электрических свойств может сопровождаться явлением слоистой металлизации, что является объектом исследования настоящей работы.

2. Методика эксперимента

Подобно тому как изменение межатомного взаимодействия исследовалось в работах [7,8], мы изучали рентгеновские эмиссионные спектры FeK_β (рис. 1), в которых энергетическое положение максимума FeK_{β_1} чувствительно к зарядовому состоянию ионов железа. Анализ этих спектров был проведен с помощью теоретической модели, позволяющей выявить особенности тонкой структуры спектров. FeK_β -линия представлялась в виде мультиплета K_{ij} с теоретически предсказанными энергетическими положениями K_β -линий (E_{ij}), соответствующих энергиям перехода между определен-

Обозначения K_{ij} и энергетические положения E_{ij} линий K -спектра (расчет)

K_{ij}	E_{ij}, eV	K_{ij}	E_{ij}, eV	K_{ij}	E_{ij}, eV	K_{ij}	E_{ij}, eV
K_{11}	7031.56	K_{21}	7064.02	K_{31}	7036.42	K_{41}	7065.32
K_{12}	7036.98	K_{22}	7058.62	K_{32}	7036.12	K_{42}	7059.49
K_{13}	7038.73	K_{23}	7056.82	K_{33}	7038.07	K_{43}	7057.54
K_{14}	7046.01	K_{24}	7049.62	K_{34}	7045.86	K_{44}	7049.76

ными энергетическими состояниями (таблица, рис. 1). В полученных экспериментально спектрах измерялись ординаты интенсивностей $I(E_{ij})$ этих линий. Далее из совокупности линий всех образцов выбиралась линия с максимальным значением интенсивности (например, для $\tau = 2$ h линия K_{22}) и проводилась нормировка интенсивностей всех линий на указанную максимальную интенсивность. Такая процедура нормировки позволяет получить информацию как об изменении интенсивности каждой отдельной линии в процессе отжига (в зависимости от τ), так и о возможном процессе перераспределения интенсивностей между линиями тонкой структуры (в зависимости от $\Delta E = E_{ij} - E_{0\tau}$) при фиксированном τ . Здесь $E_{0\tau}$ — энергетическое положение центра тяжести линии FeK_β . Энергия ($E_{0,\tau}, eV$) рассчитывалась относительно эталонной линии $CoK_{\alpha 1}$ с учетом величины дисперсии для изучаемого интервала спектра. Результаты проведенных исследований эволюции формы FeK_β -линий для магний-цинковых ферритов представлены на рис. 2. Они характеризуют изменение заселенностей дискретных энергетических состояний в процессе высокотемпературного отжига.

3. Теоретическая модель

Рассмотрим схему возникновения линий наблюдаемого K -спектра в рамках нашей теоретической модели [9,10]. За энергетическое положение β_1 - и β' -пиков отвечает энергия основной моды цепочки ${}_1Fe^0 - {}_4Fe^{2+} - {}_3Fe^0$. Квантовое состояние атомов ${}_1Fe^0$ (электронная конфигурация $3d^8$, спиновый $S = 1$, орбитальный $L = 3$, угловой $J = 4$ моменты электронной оболочки, спиновый момент ядра $I = 1/2$) и ${}_3Fe^0$ ($3d^74\bar{s}$, где запись вида $4\bar{s}$ означает, что спиновый момент $4\bar{s}$ -электрона противоположен полному моменту конфигурации $3d^7$, $S = 1$, $L = 3$, $J = 4$, $I = 1/2$) описывается вектором состояния $|F; m\rangle = |9/2; -1\rangle$ с энергией основной колебательной моды $E_0 = 302$ keV. Квантовое число F получается при сложении углового момента электронной оболочки атома с ядерным моментом. Кристаллографические направления образуемых валентных связей описываются параметром $m = 3 \cos^2 \vartheta - 1$, где ϑ — угол между локальной осью Z и локальной осью

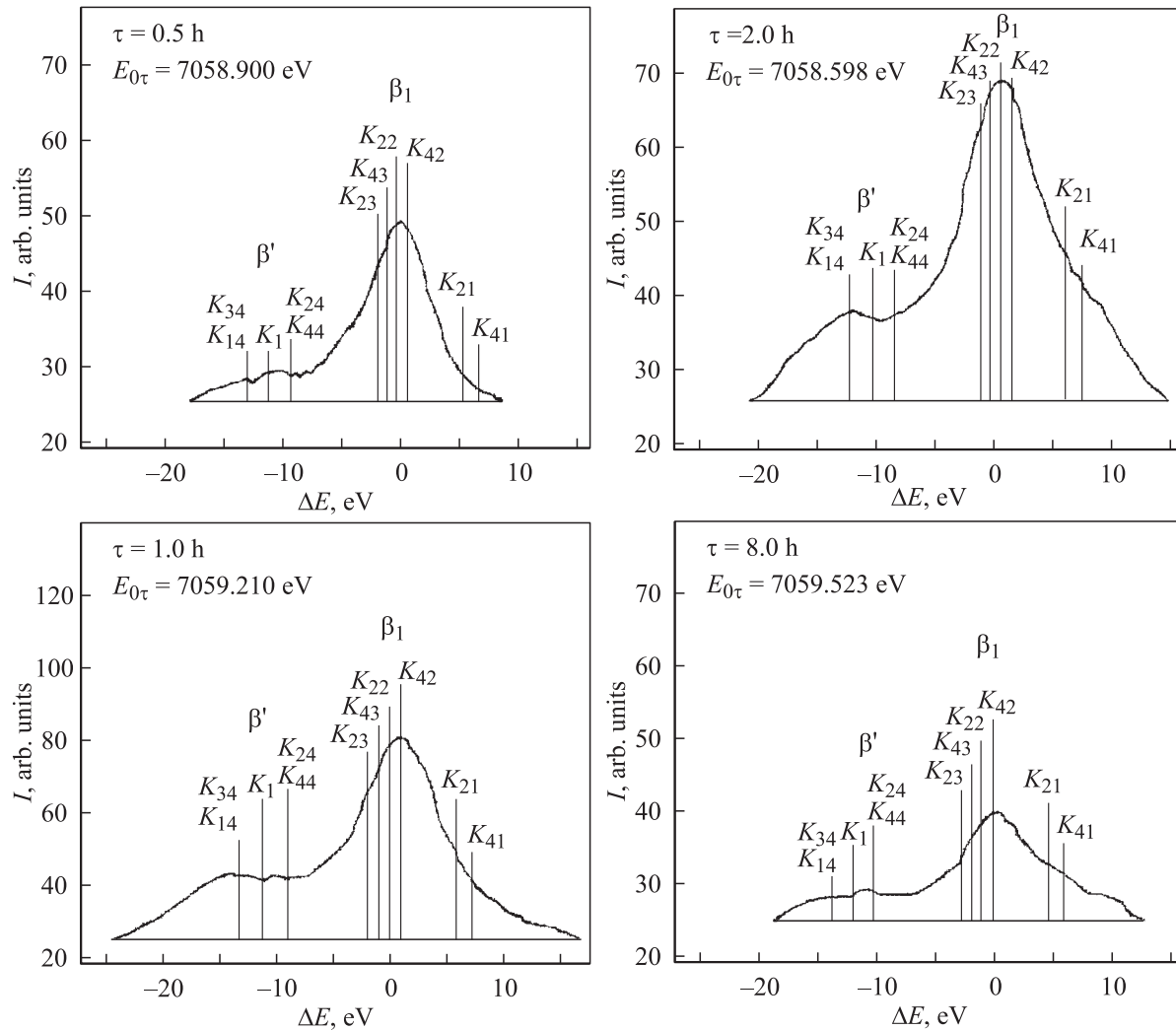


Рис. 1. Зависимости интенсивностей I линий $FeK_{\beta_1, \beta'}$ от $\Delta E = E_{ij} - E_{0\tau}$ для ферритов $Mg_{0.54}Zn_{0.46}Fe_2O_4$. На оси абсцисс точка 0 соответствует началу отсчета энергии от $E_{0\tau}$, где $E_{0\tau}$ — энергетическое положение центра тяжести линии β_1 .

симметрии [9,10]. Учет спонтанной деформации основной цепочки (параметр порядка $\Delta_q \neq 0$) приводит к появлению квазиакустических ветвей в спектре и как следствие к возникновению линий K_1 , K_2 (с энергиями перехода $E_1 = 7047.81$ eV, $E_2 = 7393.29$ eV соответственно) в спектре. Дальнейшая трансформация спектра обусловлена вкладом от второго параметра порядка $\Delta \neq 0$, связанного с мягкой модой дополнительной цепочки $[1O^- - 4Fe^{2+}] - {}_DFe - [3O^- - 4Fe^{2+}]$. При этом комплексы $[1O^- - 4Fe^{2+}]$, $[3O^- - 4Fe^{2+}]$ могут находиться в одном из двух возможных состояний ($|1; -1\rangle$, $|2; -1\rangle$) и обменно связаны через промежуточный ион ${}_DFe$. В качестве иона ${}_DFe$ выступают различающиеся зарядовым и магнитным состояниями ионы ${}_4Fe^{2+}(1/2)$, ${}_3Fe^{3+}(1)$, ${}_2Fe^{4+}(3/2)$, ${}_2Fe^{4+}(1/2)$. (Здесь в скобках приведено квантовое число F состояния промежуточного иона). Это определяет дополнительное расщепление линий спектра. Связывание основной и дополнительной цепочек

приводит к образованию квазидвумерных структур. Энергии нормальных колебательных мод этих структур в конечном итоге определяют энергетическое положение линий в K -спектре. Сопоставление экспериментального и расчетного K -спектров дает возможность извлечь информацию о возможной электронной структуре и ее эволюции в процессе отжига. В таблице приведены обозначения и расчетные энергетические положения дополнительных линий K -спектра, возникающих из основной линии K_1 с учетом вклада от второго параметра порядка. Линии K_{ij} с индексом $i = 1, 2$ связаны с состоянием $|1; -1\rangle$, а с $i = 3, 4$ — с состоянием $|2; -1\rangle$ кислород-железных комплексов дополнительной цепочки. Второй индекс $j = 1, 2, 3, 4$ учитывает вклад от промежуточных ионов ${}_4Fe^{2+}(1/2)$, ${}_3Fe^{3+}(1)$, ${}_2Fe^{4+}(3/2)$, ${}_2Fe^{4+}(1/2)$ соответственно. В реальном спектре линии K_{11} , K_{12} , K_{13} , K_{31} , K_{32} , K_{33} не наблюдаются, так как имеют слабую интенсивность. Расчетные энергетические положения

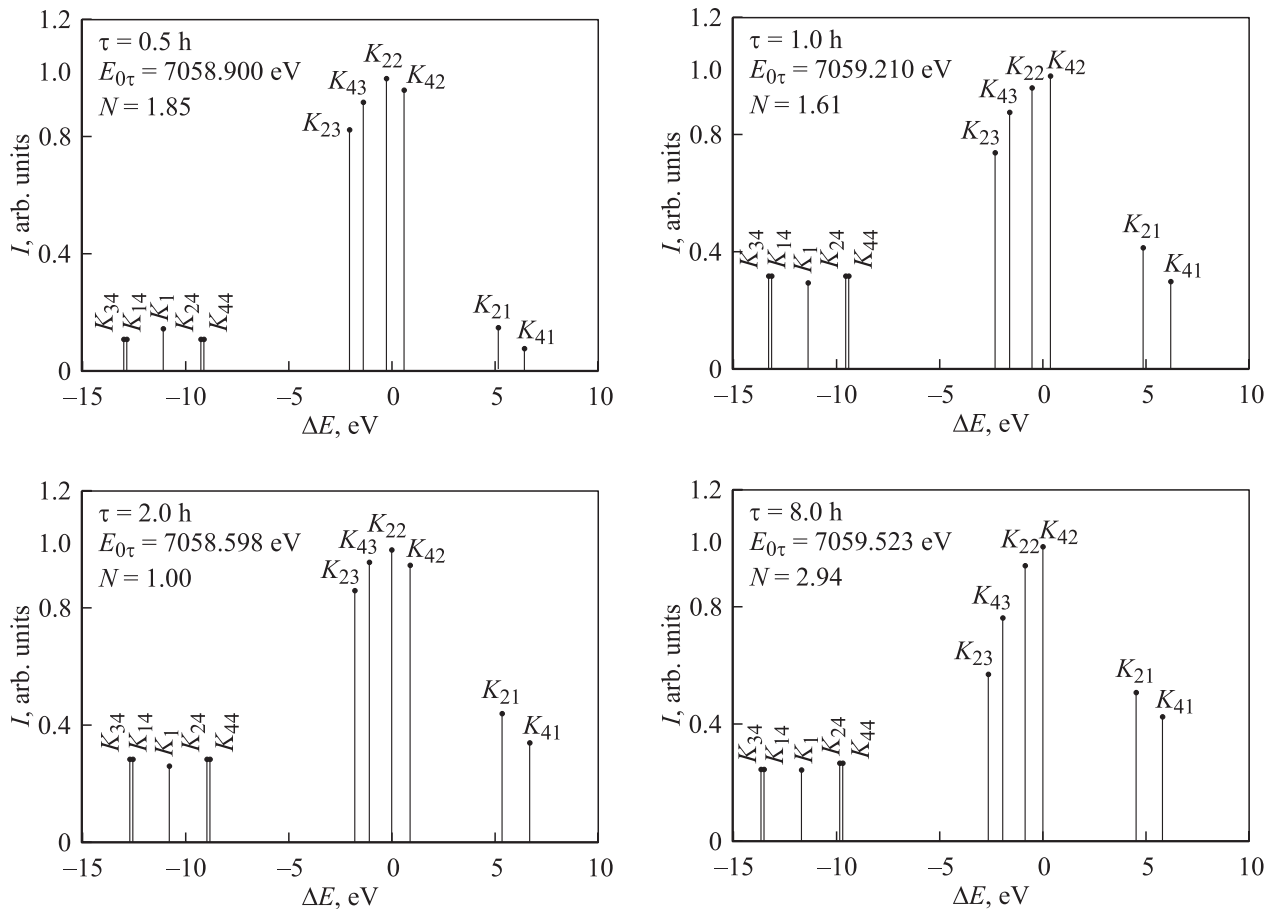


Рис. 2. Распределение интенсивности $FeK_{\beta_1\beta'}$ для дискретных значений энергий мультиплета (N — коэффициент нормировки интенсивности спектра).

линий, возникающих из второй основной линии K_2 , здесь не приведены, поскольку в настоящей работе эта область энергий экспериментально не исследовалась.

4. Тонкая структура рентгеновских спектров FeK_{β}

Проанализируем экспериментальные спектры на основе предложенной теоретической модели. Известно, [11], что основной вклад в переходы, ответственные за возникновение рентгеновских спектров, вносят $3d$ - и $4s$ -электроны элементов VIII переходной группы. Кислород не имеет внутренней линии, которую можно было бы использовать в качестве внутреннего стандарта при определении изменений заселенностей его валентных $2p$ -оболочек. Из сравнения цепочки основной моды и комплексов цепочек мягкой моды видно, что они содержат одинаковый ион железа (${}^4Fe^{2+}$). Следовательно, тонкая структура FeK_{β} -линии связана с изменением состояния мягкой моды дополнительной цепочки. Эти изменения состояний обусловлены различным типом промежуточного иона ${}_DFe$.

В экспериментальном FeK_{β_1} -спектре образование β_1 -пика связано с группой линий K_{23} и K_{43} , K_{22} и K_{42} . На склонах спектральной кривой высокэнергетическая область β_1 -пика (линии K_{21} и K_{41}) отображает наличие металлических слоев, тогда как низкоэнергетическая (пик β'), представленная линиями K_{34} , K_{14} , K_1 , K_{44} , K_{24} , характеризуют слои с ионно-ковалентным взаимодействием, в котором участвуют ионы железа и кислорода (p - d взаимодействие).

В образце с $\tau = 0.5$ h линия K_{22} расположена ближе к вершине β_1 по сравнению с линиями K_{23} , K_{43} и K_{42} . Основной вклад в ее интенсивность вносит мягкая мода в состоянии $|1; -1\rangle$. Форма линии β_1 гладкая и симметричная относительно центра тяжести, что свидетельствует об обменном взаимодействии между энергетическими уровнями с образованием распределения заселенностей, близкого к квазиравновесному. С увеличением времени отжига ($\tau = 1$ h) пик β_1 смещается и занимает положение K_{42} -линии, интенсивность которой определяется такой же (как и для линии K_{22}) мягкой модой, но в состоянии $|2; -1\rangle$. Таким образом, в процессе отжига от $\tau = 0.5$ до 1 h наблюдаемые смещение β_1 -пика и перераспределение интенсивностей линии K_{22} , K_{42}

связаны с переводом мягкой моды из состояния $|1; -1\rangle$ в состояние $|2; -1\rangle$. В образцах с $\tau = 1-8$ h линия β_1 асимметрична (профиль линии типа Фано обусловлен взаимодействием отдельного возбуждения с непрерывным фоном [12]), что может быть интерпретировано как частичная делокализация носителей заряда (явление металлизации) с образованием свободных носителей заряда. Размытость и немонотонное изменение формы линии на склонах типа β' для образцов с $\tau = 0.5, 1$ и 8 h свидетельствуют о неоднородном уширении и возможной перестройке электронной структуры.

Следует подчеркнуть выявленную особенность $FeK_{\beta_1\beta'}$ -спектров: подвижность элементов тонкой структуры, проявляющаяся в изменении соотношений интенсивностей отдельных линий мультиплета в процессе эволюции структуры при увеличении времени отжига. Информацию об изменении заселенности соответствующих электронных состояний позволяет получать не просто факт уширения спектра, а именно перераспределение интенсивностей по линиям (например, по K_{42}, K_{22}, K_{43} и K_{23}). Информацию об электронной структуре можно извлекать по энергетическому положению отдельных линий спектра. Так, положения линий $K_{34}, K_{14}, K_{44}, K_{24}$ определяются энергией квантового перехода из состояний с локализованными электронами, когда эффект локализации достигается за счет механизма косвенного обмена через промежуточный ион ${}^2Fe^{4+}(1/2)$ мягкой моды, а линии K_{21}, K_{41} — из состояний с коллективизированными электронами, когда эффект коллективизации достигается за счет обмена через ион ${}^4Fe^{2+}(1/2)$. Распределение заселенностей коллективизированных электронов по состояниям (K_{21} и K_{41}) в процессе высокотемпературного отжига остается квазиравновесным (интенсивности линии K_{21} в процессе отжига больше интенсивности линии K_{41} : $I(K_{21}) > I(K_{41})$, т.е. разность заселенностей между этими состояниями сохраняет знак плюс), хотя в процессе отжига интенсивность каждой линии изменяется. В низкоэнергетической группе линий в процессе отжига при $\tau = 0.5, 2$ и 8 h $I(K_{14}) < I(K_{44})$ и $I(K_{34}) < I(K_{24})$, а при $\tau = 1$ h $I(K_{14}) > I(K_{44})$ и $I(K_{34}) > I(K_{24})$, т.е. происходит аномальное изменение соотношения интенсивностей между внутренними линиями пар (K_{41}, K_{44}) и (K_{34}, K_{24}). При этом разность заселенностей между локализованными электронными состояниями (K_{14} и K_{44}) меняет знак с минуса (при $\tau = 0.5$ h) на плюс (при $\tau = 1$ h) и далее вновь на минус (при $\tau = 2$ и 8 h). Аналогичное поведение имеет место для состояний (K_{34} и K_{24}). Положение высокоэнергетической пары линий (K_{23}, K_{43}) определяется энергией квантового перехода из неравновесного метастабильного состояния с локализованными электронами, когда эффект локализации достигается за счет механизма косвенного обмена через промежуточный ион ${}^2Fe^{4+}(3/2)$, находящийся в возбужденном состоянии с квантовым числом $F = 3/2$. При этом в процессе отжига разность заселенностей между локализованными

электронными состояниями (K_{23}, K_{43}) сохраняет знак минус. Положение другой высокоэнергетической пары линий (K_{22}, K_{42}) определяется энергией квантового перехода из электронных состояний, стабилизированных за счет механизма косвенного обмена через промежуточный ион ${}^3Fe^{3+}(1)$. В процессе отжига наблюдается чередование знака разности заселенностей между состояниями k_{22} и K_{42} : при $\tau = 0.5$ и 2 h знак плюс, а при $\tau = 1$ и 8 h знак минус. Это свидетельствует о перестройке электронной структуры в процессе температурного отжига и является отличительной особенностью поведения указанных состояний.

Полученные теоретические и экспериментальные данные о тонкой структуре FeK_{β_1} -линии согласуются с результатами исследований зависимости интегральных параметров пиков β_1, β' от времени отжига (рис. 3). На рис. 3, *a* показана экспериментальная зависимость интенсивности пиков β_1 и β' от времени отжига. При этом суммарная интенсивность пиков β_1 и β' приравнивалась к 100 единицам. Интенсивность пика β_1 характеризует распределение основной группы *d*-электронных состояний ионов железа в феррите. Кривые I_{β_1} и $I_{\beta'}$ мало изменяются для образцов с $\tau = 0.5, 2$ и 8 h. Однако для образца с $\tau = 1$ h наблюдаются коррелированные изменения плотностей электронных состояний, что следует из факта одновременного появления локального максимума интенсивности $I_{\beta'}$ и локального минимума интенсивности I_{β_1} . Согласно теоретическим исследованиям, наблюдаемое перераспределение интенсивностей спектров FeK_{β_1} и $FeK_{\beta'}$ в основном связано с перераспределением заселенностей между состояниями (K_{34}, K_{14}) и (K_{22}, K_{42}), которое сопровождает процесс перестройки электронной структуры. Увеличение интенсивности I_{β_1} для $\tau = 1$ h по сравнению с $\tau = 0.5$ h (рис. 3, *a*) связано с увеличением заселенностей состояний K_{34} и K_{24} (рис. 2).

На рис. 3, *b* показан немонотонный ход зависимости коэффициента асимметрии $\kappa = a/b$ спектральной линии FeK_{β_1} от времени отжига ферритов, определяемый как отношение эффективных плотностей коллективизированных (участок *a* в высокоэнергетической области β_1) и локализованных (участок *b* в низкоэнергетической области β_1) состояний электронов. Значение параметра $\kappa \ll 1$ указывает на преобладающий вклад ионно-ковалентной связи с образованием локализованных электронного состояний, а $\kappa \gg 1$ — металлической связи с появлением свободных носителей заряда в структуре материала. При промежуточном значении $\kappa \approx 1$ вклады металлической и ковалентной связей становятся одинакового порядка, что приводит к сосуществованию в структуре как коллективизированных, так и локализованных электронных состояний. При этом появляется возможность реализации эффекта переключения связей с металлической на ковалентную (и наоборот), что соответствует смене знака параметра $\kappa - 1$ при переходе через значение $\kappa = 1$ в процессе отжига образцов. Такие изменения параметра κ наблюдаются на временном

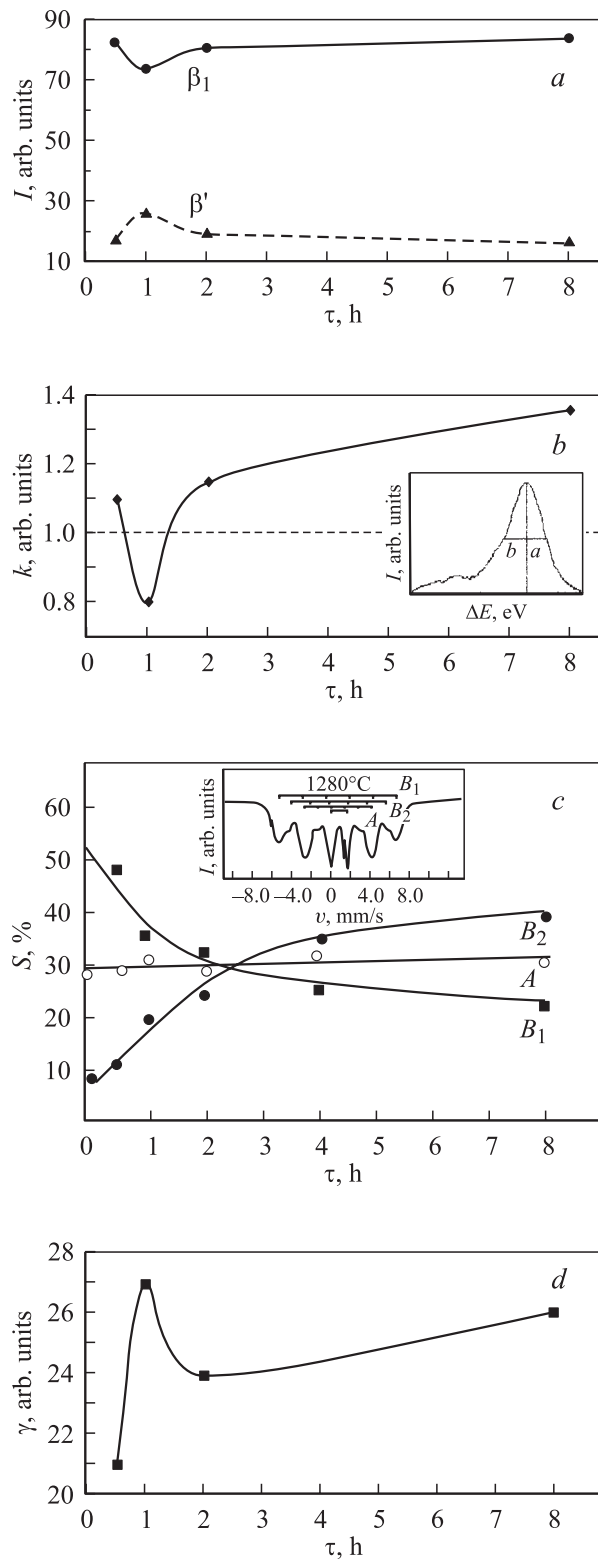


Рис. 3. Зависимости интегральных параметров линий β_1 и β' от времени отжига образцов: *a* — интенсивностей I_{β_1} и $I_{\beta'}$; *b* — коэффициента асимметрии $\kappa = a/b$ $\text{FeK}\beta_1$ -линии, где *a* и *b* — полуширины линии β_1 (вставка — пример определения параметров *a* и *b* из рентгеновского спектра для $\tau = 0.5$ h); *c* — интегральных интенсивностей компонент мессбауэровских спектров (вставка — мессбауэровский спектр); *d* — ширины $\gamma = a + b$ спектральной $\text{FeK}\beta_1$ — линии.

интервале от $\tau = 0.5$ до 2 h с образованием локального минимума при $\tau = 1$ h. Другими дополнительными аргументами в пользу представлений о наличии эффекта переключения связей служат совпадение локальных экстремумов на временных зависимостях I_{β_1} , $I_{\beta'}$, κ , γ (рис. 3, *a-c*) при $\tau = 1$ h и коррелированные изменения интегральных интенсивностей I_{β_1} , $I_{\beta'}$ на указанном выше временном интервале (рис. 3, *a*).

С увеличением времени отжига от $\tau = 1$ до 8 h вклад металлической связи увеличивается, что проявляется также в увеличении интенсивности группы высокоэнергетических состояний K_{21} и K_{41} (рис. 2) и согласуется с увеличением коэффициента асимметрии κ (рис. 3, *b*).

5. Особенности магнитного упорядочения

Для анализа магнитного порядка исследовали [6] мессбауэровские γ -спектры поглощения ^{57}Fe от анализируемых образцов, полученные с применением радиоактивного источника γ -квантов ^{57}Co активностью 50 mCi в матрице хрома. На рис. 3, *c* показана зависимость интегральных интенсивностей компонент мессбауэровских спектров Mg-Zn-ферритов. Как видно из рис. 3, *c* (кривая *A*), при увеличении времени отжига образцов при $T = 1280^\circ\text{C}$ уже от 0.5 h и далее интегральная интенсивность $S_A \approx \text{const}$, т. е. концентрация и упорядочение магнитных ионов Fe^{3+} , занимающих тетраэдрические позиции *A*, практически не изменяются. Однако изменяются долевые вклады интенсивностей S_{B_1} и S_{B_2} от секстетов B_1 и B_2 , которые связаны с наличием двух неэквивалентных октаэдрических позиций (B_1 и B_2) железа в магнитной структуре феррита. Эта неэквивалентность определяется различным ближайшим окружением (из магнитных ионов) октаэдрического узла. Интенсивность S_{B_1} определяется концентрацией магнитных атомов железа Fe^{3+} в позициях B_1 , обменно взаимодействующих с ближайшим окружением из 5 и 6 магнитных атомов, а S_{B_2} — в позициях B_2 , обменно взаимодействующих с ближайшим окружением из 3 и 4 магнитных атомов [6]. При $\tau < 2$ h выполняется неравенство $S_{B_1} > S_{B_2}$, а при $\tau > 2$ h — обратное соотношение $S_{B_1} < S_{B_2}$. Следовательно, при переходе значения $\tau = 2$ h происходит смена магнитного упорядочения от дальнедействующего ($S_{B_1} > S_{B_2}$) к близкодействующему ($S_{B_2} > S_{B_1}$).

Известно [13,14], что изменение магнитного состояния ионов железа может приводить к изменениям ширины спектральной линии, которая зависит от спин-орбитального взаимодействия $d-d$ -электронов: чем сильнее это взаимодействие, тем уже β_1 -линия. Поэтому представляет интерес сравнить поведение магнитных параметров (рис. 3, *c*) и ширины спектральной линии (γ) основного пика β_1 (рис. 3, *d*) от времени отжига. Так, при $\tau = 0.5$ h, с одной стороны, наблюдается магнитное упорядочение ионов железа (рис. 3, *c*) с характерными отклонениями $S_{B_1} - S_A \approx S_A - S_{B_2}$, а с другой стороны,

ширина спектральной линии (рис. 3, *d*) минимальна. При $\tau = 1$ h отклонение $S_{B_1} - S_A$ становится меньше отклонения $S_A - S_{B_2}$, т.е. происходит дополнительное разупорядочение магнитного состояния, что сопровождается увеличением ширины спектральной линии β_1 с образованием пика (рис. 3, *d*). При $\tau = 2$ h вклады от интенсивностей секстетов B_1 и B_2 становятся приблизительно одинаковыми (рис. 3, *c*), при этом ширина спектральной линии (рис. 3, *d*) уменьшается по сравнению с $\tau = 1$ h и достигает локального минимума. При дальнейшем увеличении времени отжига до $\tau = 8$ h интенсивность секстета B_2 становится больше интенсивности секстета B_1 (рис. 3, *c*), а ширина спектральной линии монотонно возрастает (рис. 3, *d*). Следовательно, наиболее разупорядоченными в магнитном отношении являются состояния с $\tau = 1$ h (рис. 3, *c*), спектральная линия которых максимально широкая (рис. 3, *d*). При этом дополнительный вклад в магнитное разупорядочение возникает перед последующим фазовым магнитным переходом: сменой магнитных квазифаз $B_1 \rightarrow B_2$ (рис. 3, *c*). Сравнительный анализ всех данных (рис. 1–3) указывает на то, что в исследуемых образцах имеются ферромагнитные области (рис. 3, *b, c*; линии K_{22} и K_{42} чувствительны к коллективизированному ферромагнитному упорядочению, рис. 2) с проводимостью металлического типа и антиферромагнитные области (рис. 3, *b, c*; линии K_{23} и K_{43} чувствительны к локальному антиферромагнитному упорядочению, рис. 2) с проводимостью диэлектрического типа. Соотношение областей изменяется с увеличением времени отжига нелинейно (рис. 3, *b, c*). Ферромагнитный порядок сопровождается явлением металлизации, а антиферромагнитный — локализации электронных состояний.

6. Выводы

Тонкая структура FeK_{β} -спектра связана с наличием в структуре дополнительной цепочки различающихся зарядовым и магнитным состояниями промежуточных ионов $4Fe^{2+}(1/2)$, $3Fe^{3+}(1)$, $2Fe^{4+}(3/2)$, $2Fe^{4+}(1/2)$, через которые осуществляется косвенное обменное взаимодействие между кислород-железными комплексами $[1O^- - 4Fe^{2+}]$ и $[3O^- - 4Fe^{2+}]$.

В процессе отжига наблюдается перераспределение заселенностей между электронными состояниями $FeK_{\beta, \beta'}$ -спектра, которое может приводить к изменению знака (инверсии) разности заселенности между некоторыми состояниями при изменении времени отжига образцов.

Исследуемые образцы содержат области с коллективизированным ферромагнитным упорядочением и проводимостью металлического типа, а также области с антиферромагнитным упорядочением и проводимостью диэлектрического типа.

Слоистая металлизация в рентгеновских эмиссионных спектрах проявляется в существовании элементов

тонкой структуры спектра $FeK_{\beta, \beta'}$, одни из которых отражают электронные состояния структуры с металлической связью, тогда как другие — с ионно-ковалентной. При этом в процессе отжига образцов имеет место эффект переключения связей с металлической на ковалентную (и наоборот).

Список литературы

- [1] М.А. Блохин, И.Г. Швейцер. Рентгеноспектральный справочник. Наука, М. (1982). 456 с.
- [2] В.Р. Ladgnonkar, P.N. Vosambekar, A.S. Vaingakar. I. MMM **210**, 1–3, 289 (2000).
- [3] I.L. Dormann, M.I. Nuges. Phys.: Condens. Matter **2**, 1223 (1990).
- [4] З.А. Самойленко, Н.Н. Ивахненко, В.П. Пашенко, О.В. Копаев, Б.К. Остафийчук, И.М. Гасюк. ЖТФ **72**, 3, 83 (2002).
- [5] З.А. Самойленко, В.С. Абрамов, Н.Н. Ивахненко. ФТТ **43**, 8, 1496 (2001).
- [6] В.К. Ostafiychuk, J.V. Kopayev, I.M. Gasyuk. Functional Mater. **6**, 4, 686 (1999).
- [7] З.А. Самойленко, В.С. Абрамов, Н.Н. Ивахненко. Письма в ЖЭТФ **72**, 9, 679 (2000).
- [8] В.Д. Окунев, З.А. Самойленко. Письма в ЖЭТФ **53**, 42, 42 (1990).
- [9] В.С. Абрамов, А.И. Линник. ФТВД **8**, 3, 90 (1998).
- [10] V.S. Abramov, V.P. Pashenko, S.I. Khartsev, O.P. Cherenkov. Functional Mater. **6**, 1, 64 (1999).
- [11] В.В. Немошкаленко, В.Н. Уваров. Металлофизика и новейшие технологии **19**, 3, 16 (1997).
- [12] К. Томсен, М. Кардон. В кн.: Физические свойства высокотемпературных сверхпроводников / под ред. Д.М. Гинзбурга. Мир, М. (1990). 504 с.
- [13] К.И. Нарбутт. Изв. АН СССР. Сер. физ. **40**, 355 (1976).
- [14] В.Ф. Демехин, Г.Ф. Лемешко, А.Т. Шуваев. Изв. АН СССР. Сер. Физ. **38**, 587 (1974).