

Ближний порядок в сплавах $\text{Fe}_{1-x}\text{Si}_x$ ($x = 0.05-0.08$) с наведенной магнитной анизотропией

© В.В. Сериков, Н.М. Клейнерман, В.А. Лукшина, Н.В. Ершов

Институт физики металлов УрО РАН,
Екатеринбург, Россия

E-mail: nershov@imp.uran.ru

(Поступила в Редакцию 29 июня 2009 г.)

Ранее методами рентгеновской дифракции и ЯГР-спектроскопии было показано, что при малых концентрациях кремния имеет место локальное расслоение на обедненную кремнием фазу α -железа и обогащенные кремнием кластеры с $B2$ -упорядочением. Структура локально упорядоченных областей $B2$ -фазы характеризуется парным упорядочением атомов кремния: пары Si–Si сформированы вторыми соседями, оси пар ориентированы вдоль направлений типа $\langle 100 \rangle$, которые являются осями легкого намагничивания. При терромагнитной обработке в постоянном магнитном поле, приложенном вдоль оси $\langle 100 \rangle$, наводится осевая магнитная анизотропия, формируется анизотропное распределение $B2$ -фазы, а объемная доля координации 6:2 с двумя атомами Si в первой координационной сфере атома Fe несколько уменьшается. Следовательно, формирование анизотропного локального упорядочения пар атомов кремния происходит за счет их переориентации.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 06-02-17082).

1. Введение

Сплавы железо–кремний с высоким содержанием железа являются базовыми для получения электротехнических сталей. Улучшение их магнитных свойств достигается терромагнитной (ТМО) или термомеханической обработкой. В результате обработки возникает наведенная магнитная анизотропия, направление которой совпадает с одной из осей легкого намагничивания. В направлении магнитной анизотропии происходит рост остаточной индукции, петля гистерезиса становится более прямоугольной [1]. Для объяснения наведения одноосной анизотропии в твердых растворах замещения в результате терромагнитной обработки около пятидесяти лет назад была предложена теория направленного упорядочения атомов [2–4]. Согласно этой теории, анизотропия локальных свойств в твердых растворах замещения с кубической решеткой обусловлена одноосными дефектами, представляющими собой пары однотипных атомов, преимущественно ориентированные по одному из кристаллографических направлений. При температурах, достаточных для протекания диффузии, но ниже точки Кюри (T_C), пары атомов будут занимать позиции в решетке, обеспечивающие минимальный угол между осью пары и вектором намагниченности образца. Направленное упорядочение после охлаждения до комнатной температуры будет „заморожено“ ввиду низкой диффузионной подвижности атомов. Возникает одноосная анизотропия, ось которой совпадает с направлением внешнего магнитного поля, действовавшего при отжиге.

Теория направленного порядка успешно объясняет возникновение и температурную стабильность одноосной магнитной анизотропии и имеет ряд следствий, которые подтверждаются экспериментально. Так, магнитная анизотропия не наводится в чистых металлах и

сплавах с изотропным дальним порядком. Температура обработки для получения эффекта должна быть ниже T_C , но достаточной для диффузии атомов. Закалка от температуры, превышающей T_C , или отжиг во вращающемся поле должны подавлять направленное упорядочение.

Атомная структура и свойства магнитомягких сплавов на основе железа интенсивно исследовались на протяжении многих лет [5–9]. Однако среди множества экспериментальных работ, которые косвенно подтверждали теорию направленного упорядочения, не было прямых экспериментальных наблюдений направленного характера атомного упорядочения в таких сплавах. В рентгенограммах монокристаллов сплавов α -FeSi с небольшим содержанием кремния было обнаружено диффузное рассеяние [10], интенсивность которого на пять–шесть порядков ниже, чем максимальная интенсивность в основных брэгговских пиках рассеяния, происходящих от атомной структуры дальнего порядка (ОЦК-решетка α -железа). В картинах диффузного рассеяния от монокристаллов сплава и чистого железа наравне с диффузными плоскостями, характерными для ОЦК-решетки, впервые были обнаружены диффузные стержни, имеющие тепловое происхождение [11]. В то же время образцы FeSi сплава при $C_{\text{Si}} = 0.05, 0.06$ и $0.08 \text{ at.}\%$ давали в диффузном рассеянии пики, которые отсутствуют в случае монокристаллов чистого железа, не ослабевают при понижении температуры и, следовательно, связаны с химическим упорядочением в твердом растворе. Если при меньших концентрациях кремния имеются сверхструктурные диффузные пики, расположенные вблизи узлов с нечетной суммой индексов h, k, l (ближний порядок $B2$ -типа) [10], то при $C_{\text{Si}} = 0.08 \text{ at.}\%$ к ним добавляются широкие сверхструктурные пики с полуцелыми индексами, что является признаком $D0_3$ -упорядочения [12]. Было показано, что $D0_3$ -кластеры

имеют близкий к основной решетке параметр, а области с ближним $B2$ -порядком характеризуются локальными искажениями решетки вблизи атомов примеси, что в диффузном рассеянии выражается в сдвигах пиков от $B2$ -сверхструктуры в направлении меньших углов рассеяния [13].

После наведения при ТМО осевой магнитной анизотропии картина диффузного рассеяния от $B2$ -кластеров становится асимметричной: в направлении оси магнитной анизотропии угловая ширина на половине высоты пика рассеяния меньше, чем в поперечном направлении [10,14]. Оценка средней протяженности областей с $B2$ -ближним порядком дает от 0.6 до 0.9 nm (или две–три длины элементарной ОЦК-ячейки) при величине анизотропии 0.1–0.3 nm [15]. Моделирование локального порядка в расположении атомов и вычисление распределения интенсивности диффузного рассеяния рентгеновских лучей, которое происходит на этих дефектах, показало [16], что основным элементом структуры является кластер, который состоит из двух $B2$ -ячеек, пристыкованных друг к другу гранями (химическое упорядочение), и окружающих их растянутых ячеек α -железа (локальный порядок атомных смещений). $B2$ -кластеры имеют анизотропную форму, они более протяженные вдоль одной из осей типа $\langle 100 \rangle$, которая совпадает с осью пары атомов Si–Si [16,17]. Они могут равновероятно ориентироваться параллельно кристаллографическим осям $[100]$, $[010]$ и $[001]$. Таким образом, в центре дефектного элемента находится пара атомов кремния, ось которой параллельна оси легкого намагничивания типа $\langle 100 \rangle$. Во время ТМО под действием внешнего постоянного магнитного поля и за счет диффузии оси пар частично перераспределяются в направлении, параллельном направлению магнитного поля, что соответствует теории направленного упорядочения Нееля–Ямомото–Танигучи [2–4].

В такой ситуации ЯГР-спектроскопические исследования сплавов FeSi с наведенной при ТМО магнитной анизотропией могут пролить свет на количественные соотношения различных локальных атомных конфигураций и их изменения при наведении осевой магнитной анизотропии, что существенно дополнит качественную картину, сложившуюся в результате рентгенодифракционных наблюдений.

2. Образцы и методика эксперимента

В настоящем исследовании объектами служили монокристаллические образцы сплавов α -FeSi ($C_{Si} = 0.05, 0.6$ и 0.08 at.% Si), которые до этого использовались для проведения рентгенографического анализа [18]. Монокристаллические образцы в виде тонких дисков с кубической ориентацией плоскости (100) вырезались из монокристалла, выращенного по методу Бриджмена. Образцы с „госсовской“ ориентацией (110) вырезались из зерен рекристаллизации листовой промышленной

Таблица 1. Состав, тип структуры, текстуры и обработки исследованных образцов

Номер образца	C_{Si} , at. %	Тип структуры и текстуры	Термообработка
1	5	Монокристалл, кубическая текстура	Закалка
2	5	То же	ТМО
3	6	Монокристалл, госсовская текстура	Закалка
4	6	То же	ТМО
5	8	Монокристалл, кубическая текстура	Закалка
6	8	То же	ТМО

стали. Для рафинирования и снятия напряжений все образцы проходили отжиг в вакууме $5 \cdot 10^{-6}$ Torr при температуре 1050°C в течение 2–6 h. Затем образцы № 1, 3, 5 с целью разупорядочения закаливались в воду от 850°C со скоростью охлаждения 400 K/s. Для наведения магнитной анизотропии образцы № 2, 4, 6 были подвергнуты на воздухе термомагнитной обработке, заключающейся в отжиге при 450°C в течение нескольких минут и охлаждении до комнатной температуры в присутствии постоянного магнитного поля 15 kOe, направленного параллельно оси $[001]$. Список исследованных образцов приведен в табл. 1.

Мессбауэровские спектры измерены на спектрометре ЯГРС-4М в режиме постоянных скоростей. Источником служил ^{57}Co в матрице Cr. Обработка спектров проводилась с помощью пакета программного обеспечения „MSTOOLS“ [19]. В настоящей работе был применен метод прямого моделирования ЯГР-спектров (программа SPECTR), так как методика вычисления функции плотности вероятности распределения локальных конфигураций по сверхтонкому полю $P(H)$, реализованная в программе DISTRV, использует неприемлемые в случае упорядоченных систем условия, такие как линейные зависимости изомерного сдвига и квадрупольного расщепления от сверхтонкого поля (СТП, hyper fine field — HFF), и не может адекватно описать особенности локальной структуры сплавов α -FeSi.

Спектры моделировали в прямой задаче с помощью набора секстетов, которые имели одинаковую ширину линий и соотношения ширин линий внутри секстета, по величине близкие к значениям для спектра чистого железа. Учитывалось и влияние толщины образца на соотношение интенсивностей линий в подспектрах. Вариации параметров подспектров производились с целью поиска минимума нелинейных функционалов при условиях достаточно качественного описания экспериментальных данных (как в интегральной оценке по χ^2 , так и по отсутствию отдельных выбросов в коридоре

ошибок) минимальным набором подспектров. При этом для каждого секстета варьировались следующие параметры: изомерный сдвиг, квадрупольное расщепление, сверхтонкое поле, интенсивности подспектров и относительные интегральные интенсивности двух крайних линий во всех секстетах. Такой подход может вносить дополнительную погрешность в соотношении интенсивностей линий, но для обеспечения устойчивости решения этой погрешностью пренебрегали. На последнем этапе расчетов при фиксированных все прочих параметрах запускались вариации ширины подспектров, которые приводили к незначительному их увеличению (уширению). Результаты математической обработки спектров представлены в виде гистограмм распределения интегральных интенсивностей отдельных подспектров по сверхтонким полям.

Интерпретация результатов моделирования ЯГР-спектров обосновывается данными о зависимости СТП от количества атомов кремния в ближайших координационных сферах атома железа [20] и нашими оригинальными результатами анализа спектров разупорядоченных сплавов α -FeS [21].

3. Результаты и обсуждение

Мессбауэровские спектры образцов № 1, 3 и 5 сплава α -FeSi с 5, 6 и 8 at.% Si соответственно, которые были разупорядочены при отжиге и закалены в воду, показаны

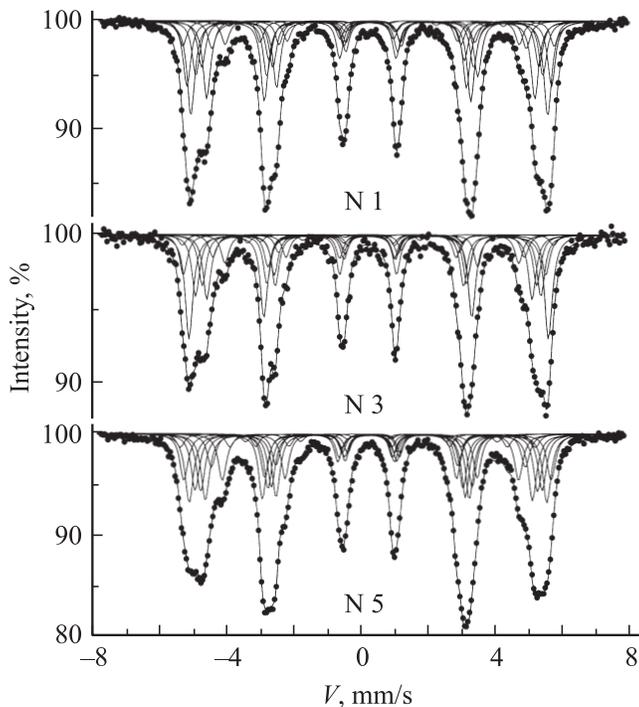


Рис. 1. ЯГР-спектры и их разложение на подспектры для образцов сплава железо–кремний № 1 (5 at.% Si), 3 (6 at.% Si) и 5 (8 at.% Si), закаленных со скоростью 400 K/s от температуры разупорядочения 850°C.

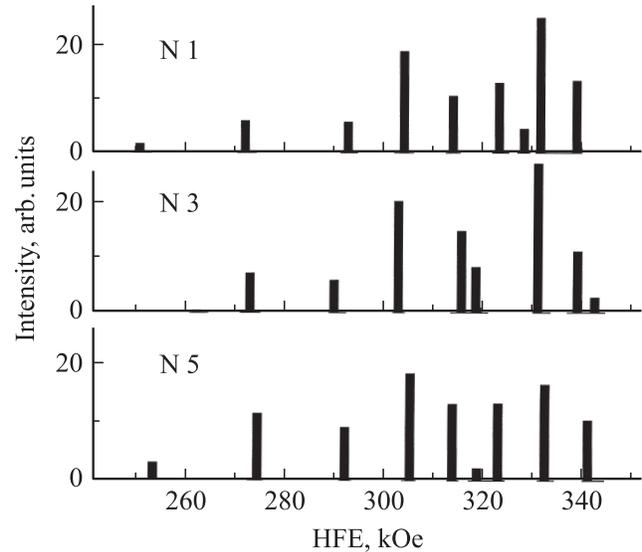


Рис. 2. Гистограммы интенсивностей, соответствующих вкладам отдельных конфигураций вокруг атомов железа, полученные разложением спектров образцов № 1, 3 и 5 (рис. 1) по СТП (HFF).

на рис. 1 вместе с набором подспектров, смоделированных при математической обработке. Количество подспектров, оптимальное для описания экспериментальных спектров, зависит от содержания кремния и в каждом случае подбиралось для достижения минимально возможного среднеквадратичного отклонения χ^2 и качественного описания мелких особенностей экспериментальных спектров. Соответствующие гистограммы распределения интенсивностей подспектров по СТП приведены на рис. 2. Последние имеют несколько более сложную структуру, чем разложения для образцов, атомная структура которых разупорядочена пластической деформацией под давлением [21]. Тем не менее группы линий, соответствующих разным конфигурациям, описанным в [21], просматриваются достаточно хорошо: пять линий в диапазоне СТП от 310 до 350 kOe — линии конфигурации $n_1 = 0$; две линии в пределах 290–305 kOe — конфигурации $(n_1, n_2) = (10), (11)$. В меньших полях отмечаются линии конфигураций $n_1 = 2$ около 270 kOe (в случае образца № 3 расщепленная) и $n_1 = 3$ около 250 kOe (образцы № 1 и 5). Здесь n_i — число атомов кремния в i -ой координационной сфере вокруг поглощающего атома Fe.

На рис. 3 приведены спектры и результаты их моделирования для образцов № 2, 4 и 6, термообработанных в постоянном магнитном поле. Соответствующие гистограммы интенсивностей отдельных подспектров приведены на рис. 4.

Для анализа изменений локальной структуры рассчитаны относительные интенсивности вкладов в экспериментальные ЯГР-спектры образцов от основных конфигураций $n_1 = 0$, $n_1 = 1$ и $n_i = 2$, которые сравни-

ваются с расчетными данными для случайного распределения (СР) кремния в железе при указанной концентрации C_{Si} в табл. 2. Внутри конфигурации $n_1 = 1$ выделены вклады от $(n_1, n_2) = (10), (11)$. Погрешность расчета значений относительных интенсивностей подспектров, относящихся к экспериментальным данным, составля-

Таблица 2. Относительные интенсивности линий экспериментальных ЯГР-спектров образцов после термообработок (эксп.) и расчетные для случайного распределения атомов кремния (СР) при различных концентрациях C_{Si}

C_{Si} , at.%	$I_{(1)}/I_{(0)}$		$I_{(2)}/I_{(0)}$		$I_{(11)}/I_{(10)}$		$I_{(2)}/I_{(1)}$	
	Эксперимент	СР	Эксперимент	СР	Эксперимент	СР	Эксперимент	СР
Закалка								
5	0.37	0.42	0.09	0.08	0.31	0.28	0.24	0.18
6	0.41	0.51	0.11	0.11	0.29	0.34	0.28	0.21
8	0.50	0.70	0.21	0.21	0.50	0.44	0.42	0.31
ТМО								
5	0.42	0.42	0.09	0.08	0.40	0.28	0.21	0.18
6	0.47	0.51	0.13	0.11	0.57	0.34	0.27	0.21
8	0.59	0.70	0.21	0.21	0.55	0.44	0.36	0.31

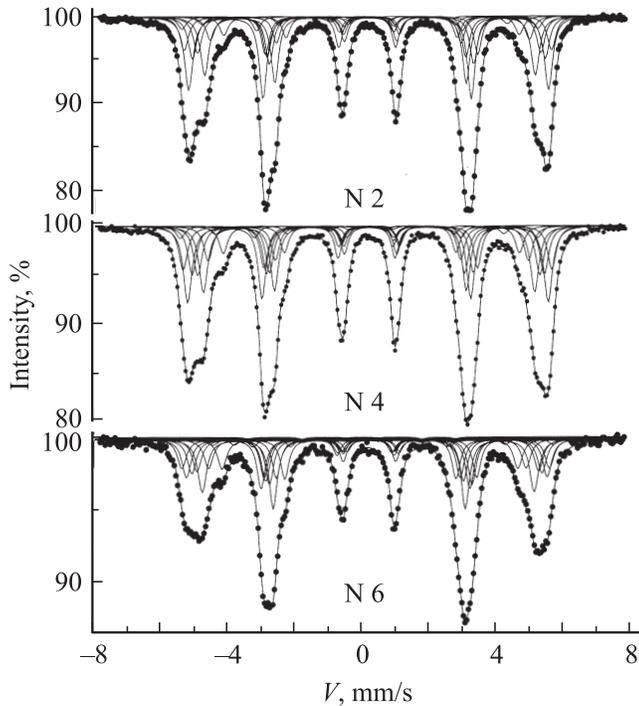


Рис. 3. То же, что на рис. 1, для образцов сплава железо–кремний № 2 (5 at.% Si), 4 (6 at.% Si) и 6 (8 at.% Si), термообработанных в постоянном магнитном поле и имеющих осевую магнитную анизотропию.

ет $\pm 4\%$. Для большей иллюстративности результатов относительные интенсивности $I_{(1)}/I_{(0)}$, $I_{(2)}/I_{(1)}$ и $I_{(11)}/I_{(10)}$ приведены на графиках их зависимости от концентрации кремния в сплавах C_{Si} на рис. 5.

После закалки все образцы независимо от концентрации кремния в локальной атомной структуре характеризуются расслоением и упорядочением [21].

После отжига в постоянном магнитном поле соотношение $I_{(1)}/I_{(0)}$ увеличивается, приближаясь к среднестатистическим значениям (СР): для образца с 5 at.% кремния сравнивается с $I_{(1)}/I_{(0)}$ средним. Этот результат достигается как за счет уменьшения $I_{(0)}$, так и за счет роста $I_{(1)}$.

Интенсивность подспектров от координации $I_{(2)}$ практически не меняется. Увеличение $I_{(2)}$ на 10% для образца с 6 at.% кремния может быть связано с не „кубической“ ориентацией кристаллографических осей. При „госсовской“ текстуре в плоскости образца лежит только одна легкая в магнитном отношении ось [001], она же является осью преимущественной ориентации осей пар Si–Si.

После ТМО в постоянном поле несколько возрастает объемная доля координации $I_{(1)}$, что происходит в основном за счет вклада (11) (особенно для образцов с 5 и 6 at.% Si), который соответствует конфигурации с одним атомом кремния в первой и одним во второй координационной сфере атома железа, при этом эти атомы Si являются друг для друга четвертыми соседями. При 5 at.% кремния объемная доля координации (11) вырастает почти в 2 раза, чуть меньше при 6 at.% Si.

При ТМО в постоянном магнитном поле в образцах наводится магнитная анизотропия, ось которой параллельна одной из осей легкого намагничивания $\langle 100 \rangle$, лежащей в плоскости образца. Если после закалки в „кубических“ образцах оси пар Si–Si распределялись равномерно по двум таким осям, то после ТМО выделяется направление преимущественной ориентации

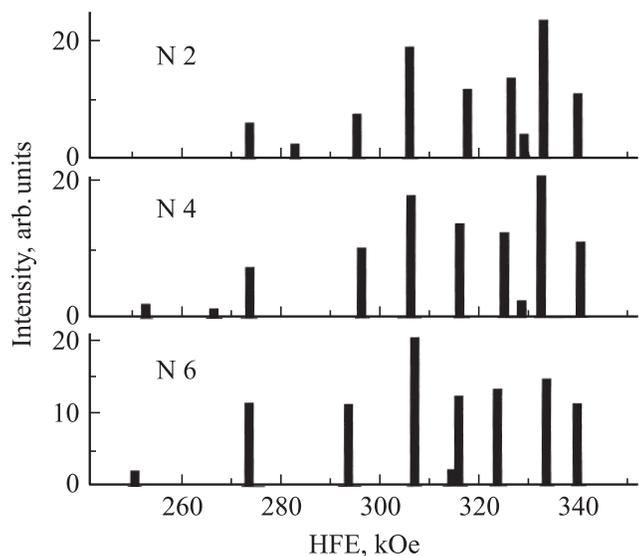


Рис. 4. То же, что на рис. 2, для спектров образцов № 2, 4 и 6, приведенных на рис. 3.

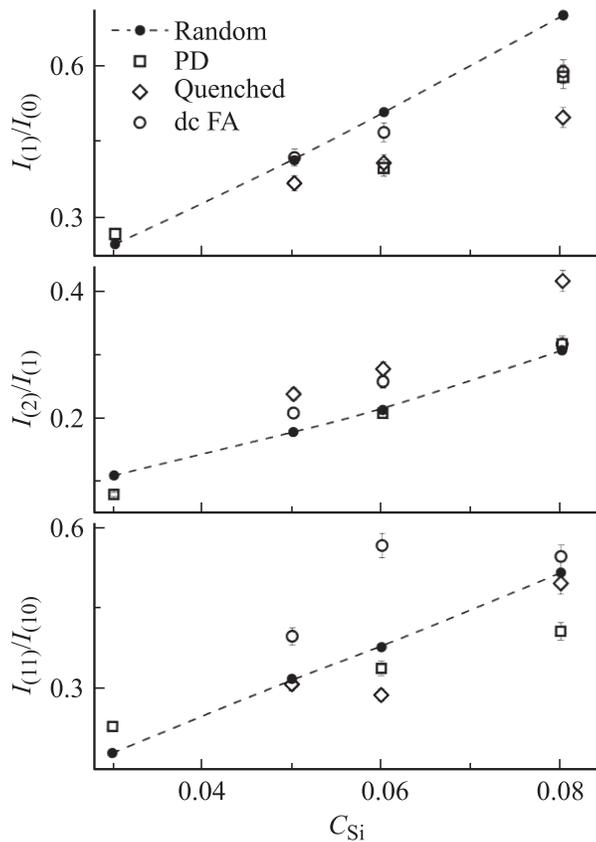


Рис. 5. Зависимость относительных интенсивностей линий ЯГР-спектров образцов сплава Fe–Si от концентрации металлоида C_{Si} после закалки (Quenched), ТМО в постоянном магнитном поле (dc FA). Штриховой линией, соединяющей темные кружки, показаны данные, соответствующие случайному распределению атомов. Данные для образцов после пластической деформации под давлением (PD) взяты из работы [21].

осей пар Si–Si, которое совпадает с осью магнитной анизотропии (данные рентгеновской дифракции [16,18]). В „госсовском“ образце одна легкая ось лежит в плоскости образца и является единственным направлением для наведения осевой магнитной анизотропии и преимущественной ориентации осей пар атомов Si, которые центрируют соседние ячейки с $B2$ -ближним порядком. В этом образце доля координации 6:2 немного выросла, в „кубических“ — не изменилась; следовательно, формирование направленного упорядочения пар $B2$ -ячеек идет за счет их переориентации и незначительного прироста при „госсовской“ ориентации кристаллографических осей.

Рост объемной доли координации (7:1) немного уменьшает отношение $I_{(2)}/I_{(1)}$. Тем не менее величина $I_{(2)}/I_{(1)}$ остается на 15–20% выше, чем при случайном распределении атомов по узлам решетки. Интенсивность линии $I_{(2)}$ пропорциональна объемной доле координации $n_1 = 2$, которая может быть реализована парой атомов кремния, расположенных по ребру

кубической элементарной ячейки (вторые соседи, т.е. один атом кремния находится во второй координационной сфере первого атома), по диагонали грани ячейки (третьи соседи) или диагонали куба ячейки (пятые соседи). Если упорядочение приводит к образованию пар кремний–кремний, то соседние с ними атомы железа в ОЦК-решетке могут иметь различные координации. Для пар Si–Si, являющихся вторыми соседями (ближний порядок $B2$ -типа), характерно локальное окружение, в котором ближайшие атомы железа участвуют в конфигурациях $n_1 = 1$ и $n_1 = 2$, с одним (восемь атомов железа) и двумя (четыре атома железа) атомами кремния в первой сфере соответственно. Таким образом, около каждой такой пары формируется окружение, дающее вклады в интенсивности $I_{(1)}$ и $I_{(2)}$, при этом отношение этих интенсивностей $I_{(2)}/I_{(1)}$ равняется 0.5. Экспериментальные отношения $I_{(2)}/I_{(1)}$ существенно превышают расчетные для СР атомов кремния при соответствующей концентрации Si, но не достигают значения 0.5. Это может быть объяснено тем, что значительная часть атомов кремния не участвует в образовании $B2$ -ближнего порядка (пар атомов кремния, являющихся вторыми соседями).

Пара атомов Si–Si, расположенных по диагонали грани являющихся третьими соседями, в своем окружении дает такие же локальные конфигурации с тем отличием, что у одной пары два первых соседа имеют координацию $n_1 = 2$ и двенадцать соседних атомов — $n_1 = 1$. Поэтому в случае установления такого порядка по всему объему отношение $I_{(2)}/I_{(1)}$ должно быть равно $1/6 \approx 0.17$. Экспериментальные результаты для всех монокристаллических образцов дают значения, превосходящие эту величину. Это показывает, что такое упорядочение пар атомов кремния, вероятно всего, в исследуемых образцах не реализуется.

Образование пар по диагонали элементарной ячейки также маловероятно, потому что вокруг такой пары из 15 ближайших соседей только один атом Fe будет первым соседом для двух атомов Si, остальные четырнадцать атомов будут входить в конфигурацию $n_1 = 1$. И следовательно, отношение $I_{(2)}/I_{(1)}$ должно стремиться к $1/14 \approx 0.07$.

Если координация 6:2 соответствует парам атомов кремния Si–Si — вторые соседи, то при объемной доле $I_{(2)} = 0.24$ в окружении таких пар 0.48 — доля атомов железа, имеющих координацию 7:1, остальные атомы железа (0.52), дающие вклад в координацию 7:1, соседствуют с отдельными атомами кремния. Так как вокруг одного атома восемь имеют координацию 7:1 и вблизи пары восемь атомов Fe попадают в координацию 7:1, то объемная доля пар Si–Si равна 0.48, а объемная доля отдельных атомов кремния — 0.52. Если пересчитать на отдельные атомы, то доля атомов кремния в парах $0.48 \times 2 / (0.48 \times 2 + 0.52) = 0.65$, доля остальных отдельных (т.е. взаимно более удаленных) — 0.35.

Если следовать такой логике, то число атомов кремния, составляющих пары, после ТМО в постоянном

поле уменьшается: при $C_{Si} = 0.05$ с 0.65 до 0.59, при $C_{Si} = 0.06$ с 0.72 до 0.70 и при $C_{Si} = 0.08$ с 0.91 до 0.84. Если при этом наводится локальная анизотропия вдоль одного направления, то это означает, что при ТМО отчасти разрушаются пары Si–Si, ориентированные поперек приложенного магнитного поля.

По мере повышения концентрации кремния до стехиометрического состава Fe_3Si (25% кремния) структура спектров усложняется, а линии сужаются практически до ширины чистого железа, и при 25% Si четко выделяются два подспектра, соответствующие двум наиболее вероятным координациям $n_1 = 0$ и 4 [20]. В упорядоченном сплаве Fe_3Si ($D0_3$ -сверхструктура) атомы железа, имеющие в первой сфере только атомы железа (координацию $n_i = 0$), во второй сфере окружены шестью атомами кремния ($n_2 = 6$). Если исходить из аддитивности вкладов в сверхтонкое поле с учетом соотношения внутренних полей $Fe_3Si/Fe = 0.94$ и относительного изменения — -0.06 , то один атом кремния во второй сфере сдвигает поле на -0.01 поля чистого железа.

Поэтому появление в растворе α - $FeSi$ областей с $D0_3$ -упорядочением, сверхструктурные рефлексы от которого регистрируются методами дифракции [7,12] при концентрации кремния 8 at.%, в ЯГР-спектрах должно проявляться в подспектрах, соответствующих координациям $n_1 = 0$ и 4. При этом подспектр в координации $n_1 = 0$ должен регистрироваться при значении СТП, составляющем примерно 0.94 от СТП чистого железа (около 310–315 кОе).

В измеренном спектре от закаленного образца сплава $Fe_{0.92}Si_{0.08}$ наблюдается небольшой прирост интенсивности вклада при 315 кОе по сравнению с образцами с меньшим содержанием кремния. Что же касается подспектров от координации $n_1 = 4$, то они в пределах имеющейся точности не регистрируются. По-видимому, их вклад в ЯГР-спектры сравнительно мал и относительно мала их объемная доля в растворе.

Как некоторое промежуточное состояние структуры, переходное к установлению $D0_3$ -порядка (высокодефектный $D0_3$ -порядок), можно отметить присутствие в спектрах образцов с 8 at.% Si координации $n_1 = 3$.

Поэтому возможно, что ЯГР-спектры при малом содержании кремния и в условиях начала образования $D0_3$ -областей менее, чем рентгеновская дифракция, чувствительны к появлению малых областей (кластеров) фазы Fe_3Si . И следовательно, результаты разложения ЯГР-спектров на подспектры (интенсивности, относительные интенсивности подспектров) с достаточной степенью точности могут анализироваться как проявления объемных долей кластеров $B2$ -фазы без учета фазы Fe_3Si .

4. Заключение

Методом мессбауэровской спектроскопии исследовалась локальная атомная структура монокристалличе-

ских образцов сплавов железо–кремний с небольшим содержанием кремния (5, 6 и 8 at.%). Предварительно первая серия образцов была подвергнута разупорядочению путем закалки в воду после отжига при температуре разупорядочения 850°C , а вторая — ТМО в постоянном магнитном поле, приводящем к наведению осевой магнитной анизотропии. Показано, что во всех образцах (независимо от их предыстории) имеет место локальное расслоение на области, обогащенные и обедненные кремнием. В обогащенной кремнием ОЦК-решетке железа реализуется локальное упорядочение $B2$ -типа.

Результаты анализа ЯГР-спектров не противоречат ранее полученным данным рентгеновской дифракции. Они воспроизводят вывод о том, что координация с двумя атомами кремния в первой координационной сфере атома железа (6:2), вероятно, образована парой ближайших атомов Si–Si (вторые соседи), ориентированной вдоль направлений $\langle 100 \rangle$.

Наведение осевой магнитной анизотропии при термомагнитной обработке в постоянном магнитном поле не приводит к увеличению объемной доли координации 6:2. Следовательно, формирование анизотропного ближнего порядка происходит за счет перераспределения пар атомов кремния при ТМО в постоянном магнитном поле преимущественно вдоль направления его приложения.

В координации 7:1 выделяются два основных вклада (10) и (11), образованные одним атомом кремния в первой координационной сфере и им же плюс одним атомом кремния во второй сфере соответственно. После термообработки увеличивается объемная доля вклада (11), который соответствует парам атомов кремния, когда второй атом кремния занимает позицию в четвертой координационной сфере первого.

Список литературы

- [1] Р. Бозорт. Ферромагнетизм. ИЛ, М. (1956). 784 с.
- [2] L. Neel. J. Phys. Rad. **15**, 4, 225 (1954).
- [3] S. Taniguchi, M. Yamamoto. Sci. Rep. RITU A **6**, 330 (1954).
- [4] S. Taniguchi. Sci. Rep. RITU A **7**, 269 (1955).
- [5] D. Mainhardt, O. Krisement. Arch. Eisenhüttenwesen **36**, 4, 293 (1965).
- [6] Е.Н. Власова, Б.В. Молотилов. Прецизионные сплавы **5**, 71 (1979).
- [7] K. Nilfrich, W. Kolker, W. Petry, O. Scharpf, E. Nembach. Acta Met. Mater. **42**, 3, 743 (1994).
- [8] В.А. Зайкова, И.Е. Старцева, Б.Н. Филиппов. Доменная структура и магнитные свойства электротехнических сталей. Наука, М. (1992). 272 с.
- [9] И.Б. Кекало, Б.А. Самарин. Физическое металловедение прецизионных сплавов. Сплавы с особыми магнитными свойствами. Металлургия, М. (1989). 496 с.
- [10] Ю.П. Черненко, В.И. Федоров, В.А. Лукшина, Б.К. Соколов, Н.В. Ершов. ФММ **92**, 2, 95 (2001).
- [11] Ю.П. Черненко, В.И. Федоров, В.А. Лукшина, Б.К. Соколов, Н.В. Ершов. ФММ **101**, 3, 39 (2005).

- [12] N.V. Ershov, Yu.P. Chernenkov, V.A. Lukshina, V.I. Fedorov, B.K. Sokolov. *J. Magn. Magn. Mater.* **300**, 1, 469 (2006).
- [13] Yu.P. Chernenkov, V.I. Fedorov, V.A. Lukshina, B.K. Sokolov, N.V. Ershov. *J. Magn. Magn. Mater.* **254–255**, 346 (2003).
- [14] Б.К. Соколов, Ю.П. Черненко, В.А. Лукшина, В.И. Федоров, Н.В. Ершов. *ДАН* **399**, 2, 185, (2004).
- [15] N.V. Ershov, Yu.P. Chernenkov, V.A. Lukshina, V.I. Fedorov, B.K. Sokolov. *Physica B* **372**, 152 (2006).
- [16] В.А. Лукшина, Б.К. Соколов, Н.В. Ершов, Ю.П. Черненко, В.И. Федоров. *ФТТ* **48**, 2, 297 (2006).
- [17] N.V. Ershov, Yu.P. Chernenkov, V.A. Lukshina, V.I. Fedorov, B.K. Sokolov. *Phys. Met. Metallogr.* **101**, 1, 59 (2006).
- [18] Yu.P. Chernenkov, N.V. Ershov, V.A. Lukshina, V.I. Fedorov, B.K. Sokolov. *Physica B* **396**, 220 (2007).
- [19] В.С. Русаков. Мессбауэровская спектроскопия локально неоднородных систем. Алматы (2000). 438 с.
- [20] M.B. Stearns. *Phys. Rev.* **4**, 11, 4069 (1971).
- [21] Н.В. Ершов, Н.М. Клейнерман, В.А. Лукшина, В.П. Пилюгин, В.В. Сериков. *ФТТ* **51**, 6, 1165 (2009).