ЖЭТФ, 1997, том 112, вып. 6(12), стр. 2134–2155

ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНОГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА В ГЦК ЖЕЛЕЗОНИКЕЛЕВЫХ СПЛАВАХ

С. В. Григорьев, С. А. Климко, С. В. Малеев,*
А. И. Окороков, В. В. Рунов, Д. Ю. Чернышов

Петербургский институт ядерной физики
188350, Гатчина, Ленинградская обл., Россия

Поступила в редакцию 21 мая 1997 г.

Исследован магнитный фазовый переход в инварных сплавах $Fe_{70}Ni_{30}$, допированных углеродом (0.1 и 0.7 % ат.), методом деполяризации прошедшего пучка нейтронов и малоуглового рассеяния поляризованных нейтронов. Показано сосуществование двух характерных масштабов магнитных корреляций выше T_c для обоих сплавов. Малоугловое рассеяние на критических корреляциях с радиусом R_c хорошо описывается выражением Орнштейна–Цернике (ОЦ). Корреляции второго, более крупного, масштаба, размер которых оценивается из данных по деполяризации, не описываются выражением ОЦ и предположительно могут быть моделированы квадрированным выражением ОЦ, которому в координатном пространстве соответствует соотношение $\langle M(r)M(0)\rangle \propto \exp(-r/R_d)$, где R_d — корреляционная длина второго масштаба. Получена температурная зависимость корреляционного радиуса R_c, которая описывается степенным законом $R_c \propto ((T-T_c)/T_c)^{-\nu}$ (где $\nu \approx 2/3$ — критический индекс для ферромагнетиков) в широком температурном диапазоне вплоть до значения T_c^{exp}, при котором корреляционный радиус становится постоянным и максимально большим $R_c(T_c) = R_c^{max}$. Установленный максимальный радиус корреляции (R_c^{max} = 140 Å и 230 Å для первого и второго сплава соответственно) характеризует размер флуктуации, начиная с которой появление критических корреляций приводит к образованию ферромагнитной фазы, а само явление демонстрирует «срыв» фазового перехода второго рода при $T = T_c^{exp}$, в результате которого возникает переход первого рода. Обнаружен также температурный гистерезис измеряемых величин поляризации прошедшего пучка и интенсивности малоуглового рассеяния нейтронов в сплаве выше T_c, подтверждающий характер данного магнитного перехода как перехода первого рода, близкого ко второму.

1. ВВЕДЕНИЕ. ПРОБЛЕМА ДВОЙНОГО МАСШТАБА

В последнее время большое внимание исследователей привлечено проблемой двойного масштаба при фазовых переходах выше T_c. Обсуждению проблемы двойного масштаба положила начало статья Эндрюса [1] о двухкомпонентной линии, обнаруженной при измерениях рентгеновского рассеяния при структурном фазовом переходе в $SrTiO_3$. В области температур близких к температуре перехода T_c появился узкий пик, накладывающийся на уже существующий широкий пик обычного критического рассеяния. По мнению автора, это указывает на существование второго, более крупного, масштаба наряду с обычным характерным масштабом критических флуктуаций. К настоящему времени обнаружено наличие двухкомпонентной линии при критическом рас-

*E-mail: grigor@rvv.lnpi.spb.su

сеянии нейтронов и рентгеновского излучения для следующих веществ: $SrTiO_3$ [1, 2], Ho [3], $RbCaF_3$ [4], $KMnF_3$ [5], Tb [6], UPd_2Al_3 [7]. В работе [6] показано, что в Tb неоднородности, размеры которых значительно превышают обычный радиус корреляций, пространственно локализованы внутри слоя толщиной в 0.2 мм вблизи поверхности кристалла. В то же время обычные флуктуации равномерно распределены по всему образцу. Предполагается, что причиной появления крупных кластеров в приповерхностном слое является влияние поверхностных дефектов и упругих деформаций на параметр порядка. Соответствующая попытка теоретической интерпретации этих экспериментов предложена недавно в работе [8]. В этой работе предполагается, что наличие дефектов, порождающих крупномасштабные натяжения, приводит к образованию более крупного, чем обычный, масштаба флуктуаций, а характер дефектов (точечный, линейный) меняет величину критической экспоненты корреляционной длины с $\nu \approx 2/3$ на $\nu_s > \nu$ ($\nu_s = 1, 2$ и т. д.). В работе [8] предполагается также, что оба коррелятора описываются «лоренцианами» с сильно различающимися радиусами корреляции. Однако, например, в работе [7] наличие дополнительного второго масштаба наблюдалось как объемный эффект и показано, что коррелятор «второго масштаба» описывается «квадрированным лоренцианом», что, как будет продемонстрировано ниже, согласуется с выводами нашей работы. В недавнем обзоре [9] автор на основе совокупности экспериментов [1–7] делает вывод о том, что взаимовлияние упругих деформаций и параметра порядка приводит к появлению второй корреляционной длины при критических явлениях выше температуры перехода. Вопрос о форме коррелятора «второго масштаба» в обзоре [9] решен в пользу «квадрированного лоренциана».

В задачи данной работы входят, с одной стороны, демонстрация сосуществования двух масштабов магнитных корреляций в инварных FeNi-сплавах выше T_c, а с другой — разработка методики исследования двух масштабов магнитных корреляций в ферромагнетиках. С помощью малоуглового рассеяния поляризованных нейтронов в ферромагнетиках при одновременном измерении поляризации прошедшего пучка можно исследовать магнитные неоднородности широкого спектра размеров. С одной стороны, типичное разрешение эксперимента по малоугловому рассеянию нейтронов оказывается порядка 10–10^3 Å. С другой стороны, эксперимент по измерению деполяризации прошедшего пучка позволяет оценить магнитные неоднородности величиной больше или порядка 10^3 Å. Исследование ферромагнитных фазовых переходов методом малоуглового рассеяния нейтронов позволяет получить размер коррелятора R_c критических флуктуаций, которые в импульсном пространстве описываются выражением Орнштейна–Цернике (ОЦ). Малеев и Рубан (в работах [10, 11]) показали, что критические корреляции при $T > T_c$ не дают заметной деполяризации прошедшего через образец пучка нейтронов, поскольку индукция оказывается большой лишь в центре корреляции и сильно убывает при $r \sim R_c$. Было установлено также, что деполяризация возникает в результате появления в системе больших магнитных кластеров (квазидоменов) с однородным распределением намагниченности внутри кластера при $T < T_c$. Исследования критических явлений в монокристалле никеля [12] и в поликристалле железа [13] подтвердили обоснованность такого описания малоуглового рассеяния поляризованных нейтронов в полном согласии с работами [10, 11]. В противоположность этому в наших работах [14, 15] наблюдалось усиление деполяризации прошедшего пучка нейтронов в образце инварного сплава $Fe_{75}Ni_{25}$, допированного углеродом (0.7% ат.), в парамагнитной области температур, т. е. в отличие от деполяризации в Fe и Ni в исследуемом сплаве наблюдаемая деполяризация выше T_c оказалась значительно больше вычисляемой из параметров малоуглового рассеяния. Наблюдение сильной деполяризации при $T > T_c$ может быть объяснено крупномасштабными магнитными корреляциями, которые существуют в образце наряду с обычными критическими флуктуациями. В результате исследования было установлено сосуществование двух характерных масштабов магнитных неоднородностей выше температуры Кюри T_c. В данном случае T_c определяется как температура, при которой расходятся основные физические величины, например восприимчивость и радиус корреляции критических флуктуаций. Анализ поляризации прошедшего через образец пучка нейтронов показал, что в широком диапазоне температур $T > T_c$ в сплаве образуются магнитные неоднородности с характерным масштабом $R_d \geq 1000$ Å. При тех же температурах анализ интенсивности магнитного малоуглового рассеяния дает другой характерный масштаб — радиус критических корреляций, который становится различимым в пределах погрешности ($R_c = 40 \pm 20$ Å) при $T \approx T_c + 25$ К и возрастает с приближением к T_c до величины $R_c = 120 \pm 10$ Å. Обнаружено также, что формы корреляторов спинов, относящиеся к разным масштабам неоднородностей, различны. Коррелятор критических флуктуаций описывается выражением ОЦ, в то время как корреляции крупного масштаба, предположительно, можно описать квадрированным выражением ОЦ.

В данной работе мы провели исследование железоникелевых сплавов другого состава $Fe_{70}Ni_{30}$ с различными добавками углерода (0.1 и 0.7 % ат.). Как будет показано ниже, для обоих сплавов установлено сосуществование двух характерных масштабов магнитных неоднородностей выше T_c, что определяет ситуацию «двойного масштаба» выше T_c как общую для ГЦК FeNi-сплавов с большим содержанием железа. В ходе исследования обнаружен температурный гистерезис измеряемых величин поляризации прошедшего пучка и интенсивности малоуглового рассеяния нейтронов выше T_c для обоих сплавов. Следует отметить, что сплавы Fe и Ni инварного состава являются принципиально разупорядоченными системами [16] в отличие от веществ, исследованных в [12, 13]. Аномальное поведение коэффициента линейного теплового расширения и модуля Юнга в температурном диапазоне от нуля до T_c показывает, что магнетизм и объемные характеристики инварных сплавов сильно связаны. По-видимому, возникновение крупномасштабных магнитных корреляций при $T > T_c$, а также наличие температурного гистерезиса магнитных свойств связано с разупорядоченностью магнитной подсистемы в инварном FeNi-сплаве, определяющейся сильным взаимовлиянием параметра порядка и упругими деформациями в системе вблизи температуры перехода.

Материал изложен следующим образом. Раздел 2 посвящен теоретическим аспектам применяемой нами методики исследования двух масштабов магнитных корреляций выше T_c в ферромагнетиках. В разд. 3 дано краткое описание исследуемых образцов и экспериментальных установок, на которых проводились измерения. В разд. 4 представлены предварительные результаты, а в разд. 5 определяется температура Кюри сплавов и обсуждается характер перехода. Разделы 6 и 7 посвящены демонстрации существования двух масштабов магнитных корреляций выше T_c, а в разд. 8 обсуждаются полученные результаты и предлагаются выводы исследования.

2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ МЕТОДИКИ

В данном разделе мы покажем, что измерение малоуглового рассеяния нейтронов с одновременным анализом их деполяризации позволяет демонстрировать наличие двух масштабов магнитных корреляций выше T_c в ферромагнетиках.

Известно, что данные по критическому рассеянию дают величину радиуса спиновых корреляций в системе и его температурную зависимость, которые хорошо описываются в рамках представлений теории подобия [17, 18]. Суть этих представлений о фазовом переходе второго рода сводится к следующему. Выше температуры Кюри возникают флуктуации намагниченности, они возрастают с приближением к T_c. Корреляционный радиус R_c, характеризующий крупномасштабные флуктуации, является единственным масштабом, который существует в системе выше T_c. Он увеличивается по мере приближения к T_c по закону $R_c \propto \tau^{-\nu}$, где $\tau = (T - T_c)/T_c$ — относительная температура. В точке фазового перехода ($\tau = 0$) коррелляционный радиус становится бесконечным. Сечение упругого малоуглового рассеяния нейтронов выше T_c с хорошей точностью описывается выражением ОЦ и также увеличивается по мере приближения к T_c [19]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{2}{3} r_0^2 \gamma^2 S(S+1) \frac{1}{r^2} \frac{1}{R_c^{-2} + q^2}, \tag{1}$$

где $\mathbf{q} = \mathbf{k}_f - \mathbf{k}_i$, $q \approx |k|\theta$ — переданный импульс, θ — угол рассеяния, $\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_f$ — волновые векторы соответственно до и после рассеяния, r_0 — классический радиус электрона, γ — гиромагнитное отношение нейтрона, S — спин атома, r — постоянная порядка межатомного расстояния. Таким образом, зависимость от q сечения малоуглового рассеяния $d\sigma/d\Omega$ позволяет получить параметр R_c, являющийся радиусом критических корреляций при данной температуре.

В работах [10, 11] показано, что деполяризацию нейтронов, прошедших через образец, можно рассматривать как результат рассеяния нейтронов в пределах угловой ширины прошедшего пучка. При этом деполяризация определяется полным сечением σ_Ψ в центральный детектор с угловым захватом Ψ, нормированным на один магнитный атом. Для величины поляризации прошедшего пучка существенным является также отношение между направлениями вектора поляризации $\mathbf{P}_0$ и волнового вектора нейтрона $\mathbf{k}$. Так, в случае $\mathbf{P} \perp \mathbf{k}$ поляризация дается соотношением

$$P = P_0 \exp\left[(-3/2)\sigma_\Psi N_0 L\right], \tag{2}$$

где N_0 — плотность магнитных атомов, L — толщина образца. В работе [10] оценен вклад критических флуктуаций в системе выше T_c в деполяризацию прошедшего пучка нейтронов. В случае критических флуктуаций интегральное сечение рассеяния σ_Ψ легко вычисляется интегрированием выражения (1) в пределах углового захвата детектора $[0,\Psi]$. В данном случае интегральное сечение σ_Ψ невелико и зависит от τ по логарифмическому закону:

$$\sigma_\Psi = \frac{2}{3}\pi r_0^2 \gamma^2 S(S+1) \frac{1}{(kr)^2} \ln\left[1 + \left(\frac{k\Psi}{\kappa}\right)^2\right], \tag{3}$$

где $\kappa = R_c^{-1}$ — обратный радиус корреляции. В реальных экспериментах температурная стабилизация и температурные градиенты в пределах образца обычно ограничивают приближение к T_c величиной $\tau_{min} \sim 10^{-4}$, т. е. измерения R_c ограничены областью температур $|\tau| \geq \tau_{min}$. При подстановке этого минимального значения τ в выражение для σ_Ψ при $\lambda \approx 9$ Å получаем величину сечения $\sigma_\Psi \leq 0.2$ б. При L порядка нескольких миллиметров и $N_0 \approx 10^{23}$ деполяризация составит величину порядка нескольких

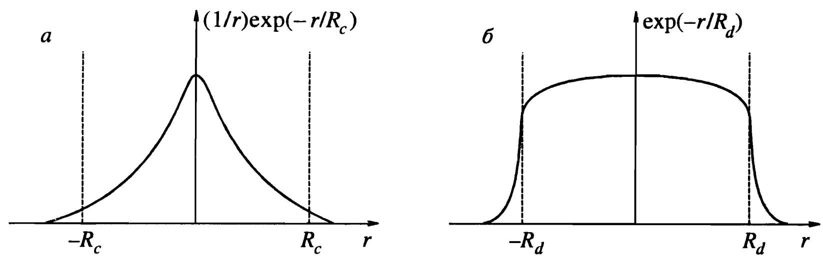


Рис. 1. Схематические зависимости индукции в реальном пространстве в случае критической флуктуации $(1/r)\exp(-r/R_c)$ (*а*) и в случае магнитного кластера $\exp(-r/R_d)$ (*б*). Сечение рассеяния нейтронов пропорционально фурье-преобразованию приведенных выражений и соответствует в первом случае формуле ОЦ (1), а во втором — квадрированному выражению ОЦ

процентов. Например, при прохождении пучка нейтронов с длиной волны 3 Å через монокристалл Ni толщиной 0.5 см деполяризация даже при $\tau = 10^{-4}$ не превышает 1% [12]. Поэтому во всей парамагнитной области ($\tau > \tau_{min}$) поляризация прошедшего пучка P мало отличается от начальной P_0.

Заметим здесь, что выражение (2) справедливо в борновском приближении, критерий применимости которого к рассеянию на магнитных неоднородностях (дифракционный предел) может быть сформулирован как условие малости угла прецессии вектора поляризации в магнитном поле **B** неоднородности R_d:

$$\gamma B R_d \lambda/\beta \ll 2\pi. \tag{4}$$

Здесь λ — длина волны [Å], R_d — средний радиус корреляций [см] и $\beta = 3.958\times 10^5$ [Å· см·с$^{-1}$] — постоянная, связывающая скорость и длину волны нейтрона. Разумно ограничиться при рассмотрении деполяризации этим приближением, так как в случае, когда вектор поляризации поворачивается в поле неоднородности на угол больше или порядка π, это приводит к полной эффективной деполяризации прошедшего пучка. В то же время, как показано в работе [20], в приближении (4) поляризация пучка нейтронов, прошедших через образец, уменьшается с длиной волны по закону $\exp(-\alpha\lambda^2)$, где α — постоянная. Обратное неравенство приводит к отсутствию зависимости деполяризации нейтронов от длины волны. Следовательно, экспериментально измеренная λ^2-зависимость поляризации должна указывать на выполнение условия (4) и на применимость дифракционного предела. Отметим здесь, что любые явления, связанные с деполяризацией, могут быть сформулированы в классических терминах за исключением зависимости величины деполяризации от угловой ширины пучка. Будем предполагать, что магнитные неоднородности достаточно велики, так что все нейтроны рассеиваются в угловой интервал детектора, что делает квантовый и классический подходы эквивалентными.

На рис. 1 приведены схематические зависимости индукции в реальном пространстве в случае критической флуктуации ($(1/r)\exp(-r/R_c)$ — *а*) и в случае магнитного кластера ($\exp(-r/R_d)$ — *б*). Сечение рассеяния нейтронов пропорционально фурье-образу приведенных выражений и соответствует в первом случае формуле ОЦ (1), а во втором — квадрированному выражению ОЦ. Выше показано, что критические флуктуации (рис. 1*а*) не могут дать большого вклада в деполяризацию пучка, и для того чтобы сильно деполяризовать пучок, необходимо наличие в веществе крупных магнитных неоднородностей с размерами $R_d > R_c$ со сравнительно однородным распределением индукции в пределах их характерного масштаба (рис. 1б). Действительно, как показано в [11], сечение малоуглового магнитного упругого рассеяния описывается формулой

$$\sigma_\Psi = \frac{2}{3} r_0^2 \gamma^2 S^2 \int\limits_\Psi d\Omega N_0 \int d\mathbf{r} \exp(i\mathbf{qr}) \langle \mathbf{m}(\mathbf{r}) \mathbf{m}(0) \rangle, \tag{5}$$

где $S\mathbf{m}(\mathbf{r})$ — средний спин магнитного атома при температуре T, связанный с плотностью намагниченности $M(T, \mathbf{r})$ выражением

$$g\mu_0 N_0 S\mathbf{m}(\mathbf{r}) = M(T, \mathbf{r}) = M_0(T)\mathbf{m}(\mathbf{r}), \qquad \mathbf{m}^2(\mathbf{r}) \le 1. \tag{6}$$

Здесь $M_0(T)$ — максимальная величина плотности намагниченности кластера. Если классический предел корректен, то интеграл по $d\Omega$ в выражении (5) легко берется и показатель экспоненты в (2) $\sigma_\Psi N_0 L$ переписывается в виде

$$\sigma_\Psi N_0 L = \frac{1}{3} \left(\frac{\gamma B(T)}{v} \right)^2 R_d L, \tag{7}$$

где $B = 4\pi M$ — индукция внутри кластера, v — скорость нейтрона, а R_d — эффективный размер магнитного кластера:

$$R_d = \frac{1}{2} \int\limits_{-\infty}^{\infty} dz \langle \mathbf{m}(z, 0) \mathbf{m}(0, 0) \rangle, \tag{8}$$

где интегрирование ведется вдоль пути нейтрона через кластер, а усреднение — по всем кластерам образца. В уравнении (8) хорошо видно, что эффективный размер неоднородности R_d сильно зависит не только от характерного размера корреляции, но также и от вида коррелятора $\langle \mathbf{m}(z, 0) \mathbf{m}(0, 0) \rangle$. Так, в случае критических флуктуаций эффективный размер корреляции, как он определен в (8), $R_d \sim a \ln(1/\kappa a) \ll 1/\kappa = R_c$, оказывается малым при любых разумно достижимых величинах радиуса корреляции. Поскольку именно малый эффективный размер R_d, а не R_c, входит параметром в выражение (7) и определяет величину деполяризации, то появление критических флуктуаций приводит лишь к относительно малой деполяризации пучка нейтронов. В случае же неоднородности с медленно спадающей индукцией внутри нее эффективный размер R_d приблизительно равен корреляционному радиусу неоднородности, и поэтому выражение (2) может быть переписано в виде

$$\frac{P}{P_0} = \exp\left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\gamma B(T)}{v} \right)^2 R_d L \right], \tag{9}$$

что с точностью до множителя 2/3 в показателе экспоненты совпадает с формулой Хальперна–Холштейна [20]. В недавней работе [21] показано, что учет полей размагничивания при классическом рассмотрении этой задачи также приводит к выражению (9).

Таким образом, измерение деполяризации прошедшего пучка позволяет определить сечение рассеяния σ_Ψ при $q < k\Psi = q_{min}$, т. е. дает интегральное представление о магнитных кластерах большого масштаба с характерным размером $R > 1/q_{min}$ и однородным распределением намагниченности внутри кластера. С другой стороны, для малоуглового рассеяния нейтронов характерные переданные импульсы лежат в области $q > k\Psi$, что соответствует неоднородностям с характерным масштабом $R < 1/q_{min}$. Форма коррелятора, на котором идет рассеяние, определяется из вида зависимости сечения рассеяния от q.

3. ЭКСПЕРИМЕНТ

В данной работе исследовались поликристаллические образцы ГЦК железоникелевого сплава $Fe_{70}Ni_{30}$, допированного углеродом (0.1 и 0.7 % ат.), которые впредь будут называться как «первый» (I) и «второй» (II) образцы соответственно. Образцы выплавлялись в индукционной печи в аргоновой атмосфере, гомогенизировались при 1200°C в течение 4 ч и после этого закалялись в воде. Аттестация ГЦК-структуры образцов проводилась методом дифракции нейтронов.

На образцах проведены измерения интенсивности малоуглового рассеяния поляризованных нейтронов, а также поляризации прошедшего пучка нейтронов в широком температурном диапазоне вблизи температуры перехода T_c с шагом 1 K. Эксперименты проводились на многодетекторной установке малоуглового рассеяния поляризованных нейтронов «Вектор» реактора ВВР-М ПИЯФ, описанной в работе [22]. Рассеянные нейтроны регистрировались в диапазоне переданных импульсов $3 \cdot 10^{-3} \leq q \leq 3 \cdot 10^{-2}$ Å^{-1} с шагом $\Delta q = 3 \cdot 10^{-3}$ Å^{-1}. Средняя по спектру длина волны $\lambda = 9.2$ Å ($\delta\lambda/\lambda = 20\%$).

Анализируемая в данной работе интенсивность магнитного рассеяния I_s определялась как превышение над ядерным рассеянием, в качестве которого принималось рассеяние ГЦК-решетки сплава в парамагнитной области температур T_p (T_p = 370 K для сплава I и T_p = 470 K для сплава II):

$$I_s(T,q) = I(T,q) - I(T_p,q)R(T), \tag{10}$$

где $I(T,q) = I^{\uparrow}(T,q) + I^{\downarrow}(T,q)$ — сумма интенсивностей прошедшего пучка со спином в состоянии вдоль, $I^{\uparrow}(T,0)$, и против, $I^{\downarrow}(T,0)$, магнитного поля при температуре T, а $R(T) = I(T,0)/I(T_p,0)$ — ослабление пучка, вызываемое магнитным фазовым переходом. Множитель $R(T)$ в выражении (10) близок к единице и дает поправку второго порядка малости к величине интенсивности рассеяния I_s. Поляризация прошедшего пучка нейтронов $P(T)$ определялась обычным способом:

$$P(T) = \frac{I^{\uparrow}(T,0) - I^{\downarrow}(T,0)}{I^{\uparrow}(T,0) + I^{\downarrow}(T,0)}. \tag{11}$$

Мы также измерили зависимость деполяризации нейтронов от длины волны для «первого» образца в нескольких температурных точках вблизи T_c. Измерения проводились на спектрометре SPN-1 импульсного реактора ИБР-2 (Дубна). Поляризация нейтронов анализировалась в диапазоне от 1 до 10 Å. Вектор поляризации пучка нейтронов в ходе экспериментов был направлен перпендикулярно вектору скорости нейтронов. Величина ведущего поля равнялась 1 Э. Температурные измерения проводились в печке с гелиевым наполнением со стабилизацией по температуре 0.1 K.

Структурные исследования образцов проводились на порошковом дифрактометре «Мини-СФИНКС» (ПИЯФ, Гатчина) [23]. Образцы помещались перпендикулярно падающему пучку нейтронов. Спектры для обоих образцов однозначно идентифицированы как отвечающие ГЦК-типу структуры ($Fd3m$, пр. гр. 225). Дополнительных рефлексов, свидетельствующих о наличии дополнительных фаз или об упорядочении атомов металла, не обнаружено. Из спектров методом Ритвельда (использовался программный комплекс «Мрия» [24]) были найдены следующие параметры структуры: постоянная решетки = 3.58549(2) Å для сплава I и = 3.59440(3) Å для сплава II; фактор Дебая–Валлера U_{iso} = 0.072(14) Å^2 для сплава I и U_{iso} = 0.243(14) Å^2 для сплава II.

Можно отметить увеличение постоянной решетки и фактора Дебая–Валлера (U_{iso}) при повышении содержания углерода. Рост постоянной решетки естественно связать с увеличением объема элементарной ячейки [16], а увеличение U_{iso} — со статическими смещениями атомов металла, вызываемыми внедрением углерода. Форма и размеры образцов, нетипичные для порошковых измерений, не позволили корректно учесть ряд методических поправок. Таким образом, структурные параметры, полученные на данном этапе исследования, являются «эффективными» [25] и имеют лишь сравнительный смысл.

Разностные кривые, представленные вместе с теоретическими и экспериментальными спектрами на рис. 2 (*а* — для сплава I, *б* — для сплава II), указывают на плохое описание интенсивности рефлексов (420, 222, 111) для состава $Fe_{70}Ni_{30}$ (0.1% C), и (220) для состава $Fe_{70}Ni_{30}$ (0.7% C). Одной из причин отклонений интенсивностей отдельных рефлексов от рассчитанных значений может быть текстура, для определения которой необходимы дополнительные измерения.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ

Общие особенности в поведении инварного FeNi-сплава вблизи T_c были частично рассмотрены в работах [14, 15] и упоминались во Введении. Для исследуемых в настоящей работе сплавов картина малоуглового рассеяния и деполяризации качественно не отличается от описанной в работах [14, 15] для сплава $Fe_{75}Ni_{25}$, допированного 0.7% углерода.

На рис. 3 показаны температурные зависимости интенсивности рассеяния $I(T)$ при разных значениях величины переданного импульса q (в интервалах 285–350 K и 380–450 K для сплавов I (*а*) и II (*б*) соответственно). При фазовом переходе с увеличением температуры (прямой ход) интенсивность малоуглового рассеяния нейтронов уменьшается до величины интенсивности ядерного рассеяния. В этой области температур малоугловым магнитным рассеянием по сравнению с ядерным можно пренебречь. Последующее понижение температуры сплава II (обратный ход) привело к заметному смещению температурных зависимостей $I(q, T)$ в сторону низких температур и образованию кривой гистерезиса (рис. 3*б*). Последовательность температурного хода измерений показана на рисунке стрелками. Заметим, что ввиду долговременности измерений и, следовательно, больших затрат измерения интенсивности малоуглового рассеяния нейтронов при обратном ходе для сплава I не были проведены. Однако, как будет показано ниже (рис. 4*а*), гистерезис поляризации прошедшего пучка для сплава I также имеет место, как и для сплава II (рис. 4*б*).

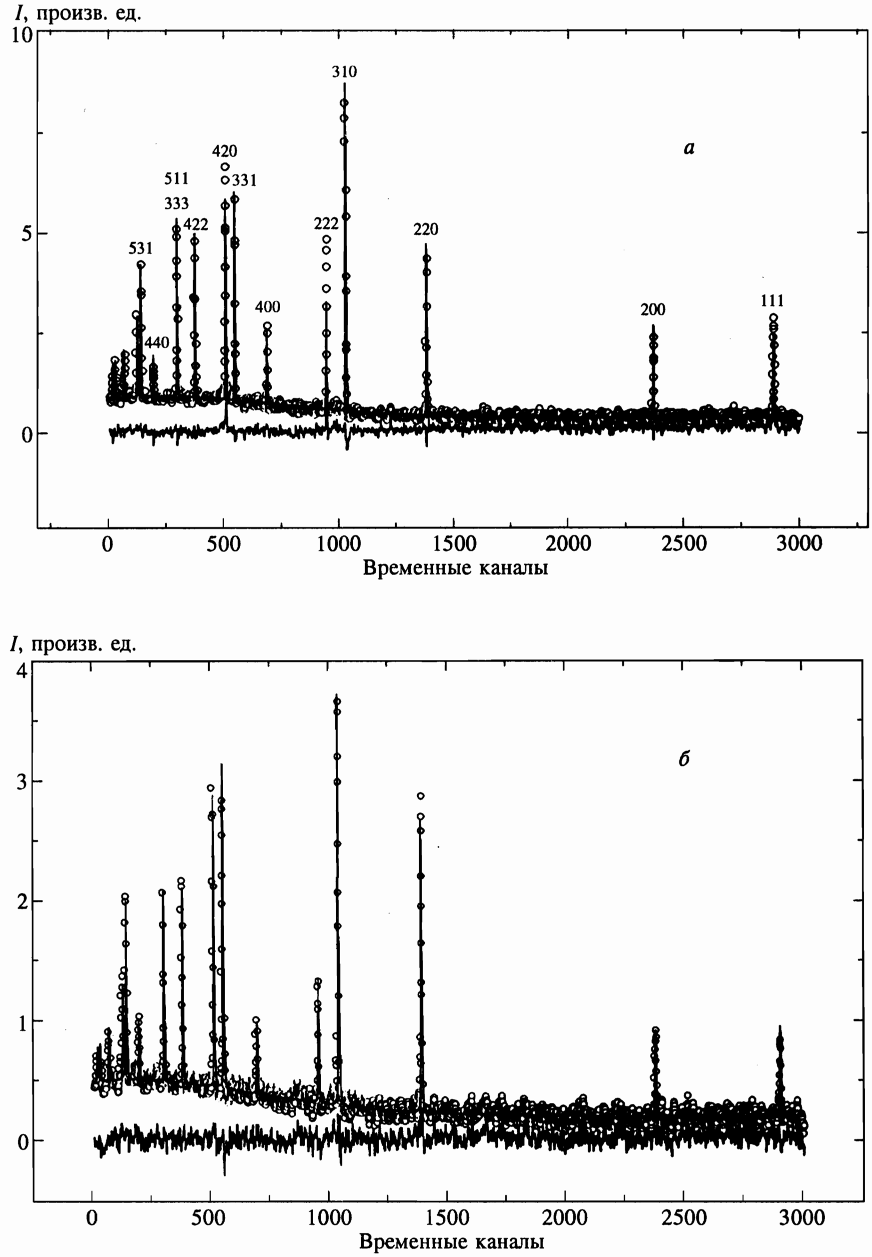
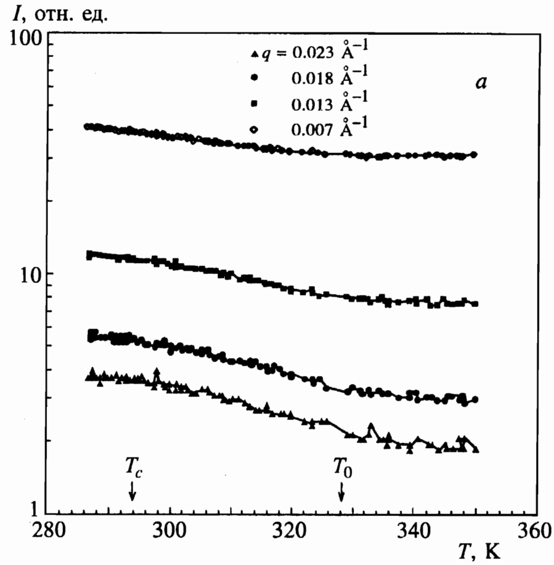


Рис. 2. Дифрактограммы образцов I (*a*) и II (*б*) и разностные кривые теоретического и экспериментального спектров. Экспериментальные точки показаны на рисунках кружочками, теоретические спектры, соответствующие вычисленным параметрам, — сплошной линией



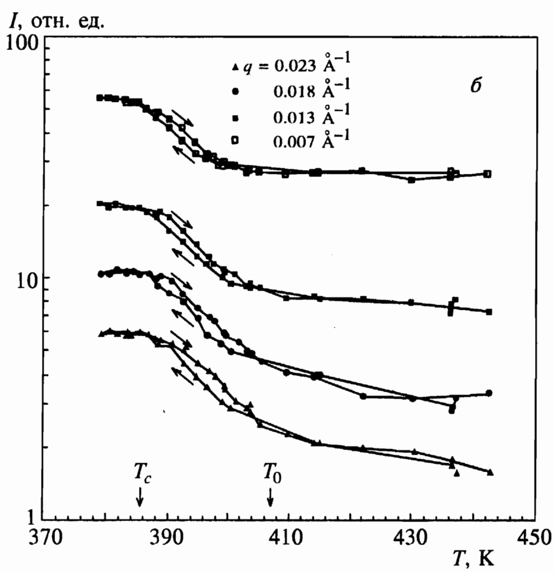


Рис. 3. Зависимости интенсивности малоуглового рассеяния сплавов от температуры для различных переданных импульсов q для сплавов I (*а*) и II (*б*). Последовательность температурного хода измерений показана стрелками

На рис. 4 приведены температурные зависимости поляризации прошедшего пучка нейтронов $P(T)$ ($\lambda = 9.2$ Å), а также интенсивности малоуглового рассеяния для $q = 0.018$ Å^{-1} для обоих сплавов. В высокотемпературной области ($T \gg T_c$) поляризация прошедшего пучка равна поляризации падающего пучка P_0. Однако, в противоположность традиционным представлениям [12, 13] о резком спаде поляризации

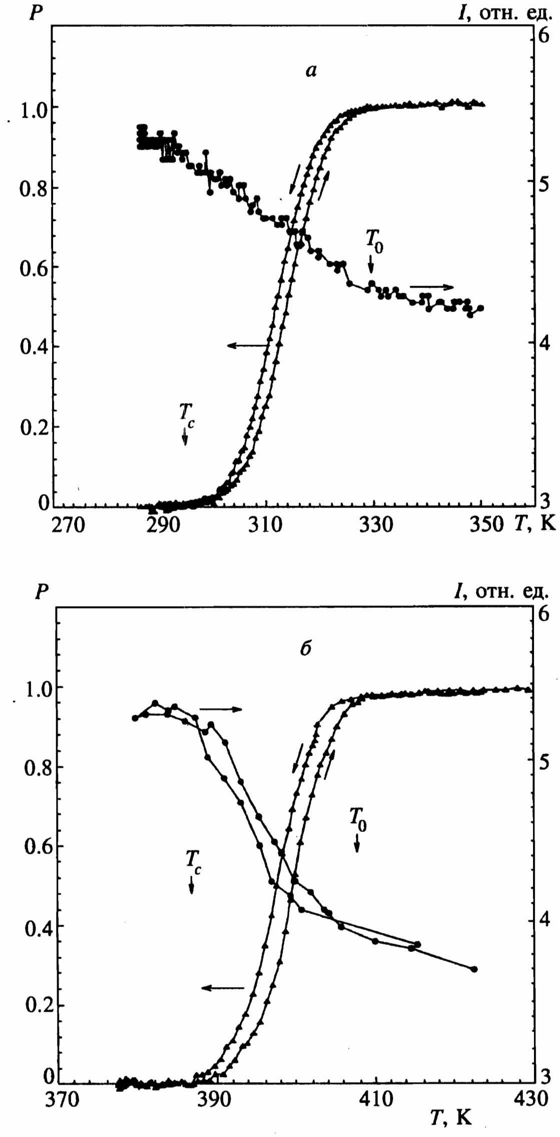


Рис. 4. Температурные зависимости поляризации прошедшего через образец пучка нейтронов ($q < 0.003$ Å^{-1}) и интенсивности малоуглового рассеяния для $q = 0.018$ Å^{-1} сплавов I (*a*) и II (*б*)

(10%/0.1 K) на переходе парамагнетик–ферромагнетик, в данном случае поляризация пучка при некоторой температуре, обозначенной нами T_0, начинает плавно уменьшаться (порядка 10%/3 K). (Для сплава I $T_0 \approx 330$ K и для сплава II $T_0 \approx 410$ K.) Интенсивность малоуглового рассеяния нейтронов (рис. 4) при температурах $T < T_0$ возрастает, демонстрируя наличие критических флуктуаций в образце. Как будет показано ниже, мы определяем T_c из данных малоуглового рассеяния, как температуру, при которой радиус критических корреляций становится максимальным. При этом T_c оказывается ниже T_0 (температуры начала спада поляризации) на десятки градусов, и при температуре Кюри пучок нейтронов полностью деполяризован ($P = 0$). Тот факт, что поляризация начинает спадать при температуре большей температуры Кюри на несколько десятков градусов, является необычным для традиционных магнетиков.

Как уже отмечалось во Введении, критические флуктуации вблизи T_c слабо деполяризуют пучок. Это объясняется тем, что эффективная намагниченность флуктуации, действующая на спин нейтрона, мала из-за резко, как $1/r$, спадающей намагниченности в пределах размера флуктуации (рис. 1*а*). Таким образом, наличие деполяризации в данной области температур свидетельствует о появлении магнитных неоднородностей большого радиуса и медленно убывающего коррелятора (рис. 1*б*).

На рис. 4 виден слабый, но отчетливо различимый температурный гистерезис поляризации, образованный прямым и обратным ходом измерений. Заметим, что никаких релаксационных явлений при измерениях не наблюдалось. Так, величина поляризации, измеренная при температуре, при которой величина гистерезиса максимальна ($P = 50\%$, $\Delta P \approx 15\%$), не изменялась в пределах 0.5% в течение 10 ч. За меру гистерезиса взята разность поляризаций $\Delta P = P' - P''$, где P' — поляризация на уровне 50% при ходе с высоких температур, а P'' — поляризация при ходе с низких температур в температурной точке, соответствующей P'. Температурные диапазоны, в которых наблюдаются гистерезисы для интенсивности малоуглового рассеяния нейтронов и деполяризации, совпадают, как и температура T_0 роста интенсивности рассеяния и уменьшения поляризации при обратном ходе. Отметим также, что с ростом магнитного поля, прикладываемого к образцу, величина температурного гистерезиса уменьшается до полного его исчезновения при нескольких десятках эрстед [26].

5. ТЕМПЕРАТУРА КЮРИ. АНАЛИЗ ЗАВИСИМОСТИ ИНТЕНСИВНОСТИ РАССЕЯНИЯ ОТ q

Одним из важных вопросов данного исследования является вопрос о температуре Кюри. Для инварных FeNi-сплавов понятие «точки Кюри» не имеет столь ясного смысла, как для чистых ферромагнитных материалов. Например, спонтанная намагниченность M_s как функция температуры в области ее малых значений вблизи температуры перехода не обрывается при $T = T_c$, а плавно уменьшается с увеличением T [16]. Строго говоря, такой зависимости $M_s(T)$ нельзя сопоставить определенное значение T_c. Различные способы определения T_c были рассмотрены Беловым [27], и для инварных FeNi-сплавов они дают расхождение на 10 K и более, в то время как, например, для Ni, значения T_c, найденные различными способами, совпадают в пределах 1 K.

Температуру Кюри можно с большой точностью определить из экспериментов по малоугловому рассеянию нейтронов, поскольку сечение малоуглового рассеяния в пределе $q \ll \kappa$ пропорционально статической магнитной восприимчивости системы вблизи перехода [17]. Следовательно, максимум температурной зависимости интенсивности рассеяния (сечения рассеяния) соответствует максимуму восприимчивости и довольно точно показывает точку Кюри T_c на температурной шкале. В то же время, как указывалось в разд. 2, радиус критических корреляций для традиционных магнетиков должен стремиться к бесконечности при $T = T_c$. Ниже мы получим T_c для исследуемых сплавов как температуру, при которой R_c становится максимальным, так как для исследуемых разупорядоченных систем радиус корреляции растет с понижением температуры до некоторой T', а затем становится постоянным. Эту температуру мы и будем называть температурой Кюри данного сплава: $T_c = T'$. Заметим, что такой способ определения T_c предпочтительнее других, поскольку измерения могут проводиться практически в нулевом поле.

Для начала убедимся, что коррелятор спинов, на котором идет малоугловое рассеяние, т. е. рассеяние в диапазоне $q \in [3 \cdot 10^{-3}–3 \cdot 10^{-2}]$ Å^{-1} описывается выражением ОЦ, т. е. соответствует коррелятору критических флуктуаций. Теоретические и экспериментальные оценки вклада неупругого рассеяния по сравнению с упругим в области $q \geq \kappa$ показали, что неупругим рассеянием можно пренебречь.

На рис. 5 представлены зависимости обратной интенсивности малоуглового рассеяния I^{-1} от квадрата переданного импульса q^2 для разных температур $T > T_c$ для сплавов I (*а*) и II (*б*). В пределах статистических ошибок зависимости имеют линейный характер. Это подтверждает правильность предположения обработки данных по малоугловому рассеянию $I(q)$ зависимостью типа ОЦ:

$$I(q, \kappa) = \frac{A}{q^2 + \kappa^2}, \tag{12}$$

здесь $\kappa = R_c^{-1}$ — обратный радиус корреляции, A — свободный параметр. Из рисунка видно, что при $T_c \approx 293$ K и $T_c \approx 386$ K для сплавов I и II соответственно линейная зависимость $I^{-1}(q^2)$ при экстраполяции $q^2 \to 0$ не обращается в нуль. Это означает, что вблизи температуры Кюри $\kappa = R_c^{-1}$ не обращается в нуль, а стремится к некоторой константе.

Для получения окончательных результатов функция $I(q, \kappa)$ сворачивалась с функцией разрешения установки, которая аппроксимировалась функцией Гаусса с дисперсией $3.3 \cdot 10^{-3}$ Å. Экспериментальные данные зависимости $I(q)$ обрабатывались в диапазоне $q \in [0.01–0.025]$ Å^{-1} по методу наименьших квадратов. Из обработки определялись два независимых параметра, A и κ^2, при каждом значении температуры T. На рис. 6 представлены температурные зависимости квадрата обратного радиуса корреляции $\kappa^2(T)$ для обоих сплавов, который уменьшается с понижением температуры в области $T > T_c$ ($\tau \in [0.02–0.2]$), а затем становится постоянным и не равным нулю при $T \approx T_c^{exp}$. Отметим, что рост корреляционного радиуса $R_c(T)$ ограничен величиной $R_c^{max}(T_c^{exp}) = 140 \pm 10$ Å для сплава I и величиной $R_c^{max}(T_c^{exp}) = 230 \pm 10$ Å для сплава II. Различие между $R_c^{max}(T_c)$ для двух сплавов указывает на то, что такое ограничение не определяется разрешением установки, которое ограничивает область исследования сверху величиной $R \approx 300$ Å, а является характеристикой магнитного перехода в образцах. Таким образом, мы наблюдаем «срыв» перехода при некоторой температуре T_c, при которой радиус критической корреляции достигает значения R_c^{max}. Температурная зависимость κ^2 описывается степенным законом:

$$\kappa^2 = \kappa_1^2 + \kappa_0^2 \tau^{2\nu}, \tag{13}$$

где ν — критический индекс, $\tau = (T - T_c^{exp})/T_c^{exp}$ — приведенная температура, $\kappa_1^2 = (R_c^{max})^{-2}$, T_c^{exp} — температура, при которой значение $R_c(T)$ становится максимальным. Из обработки методом наименьших квадратов определялись параметры κ_0^2, κ_1^2, T_c^{exp} и ν. Полученные в результате обработки величины представлены в таблице. Экспериментальная зависимость $\kappa^2(T)$ также была фитирована выражением (13) при

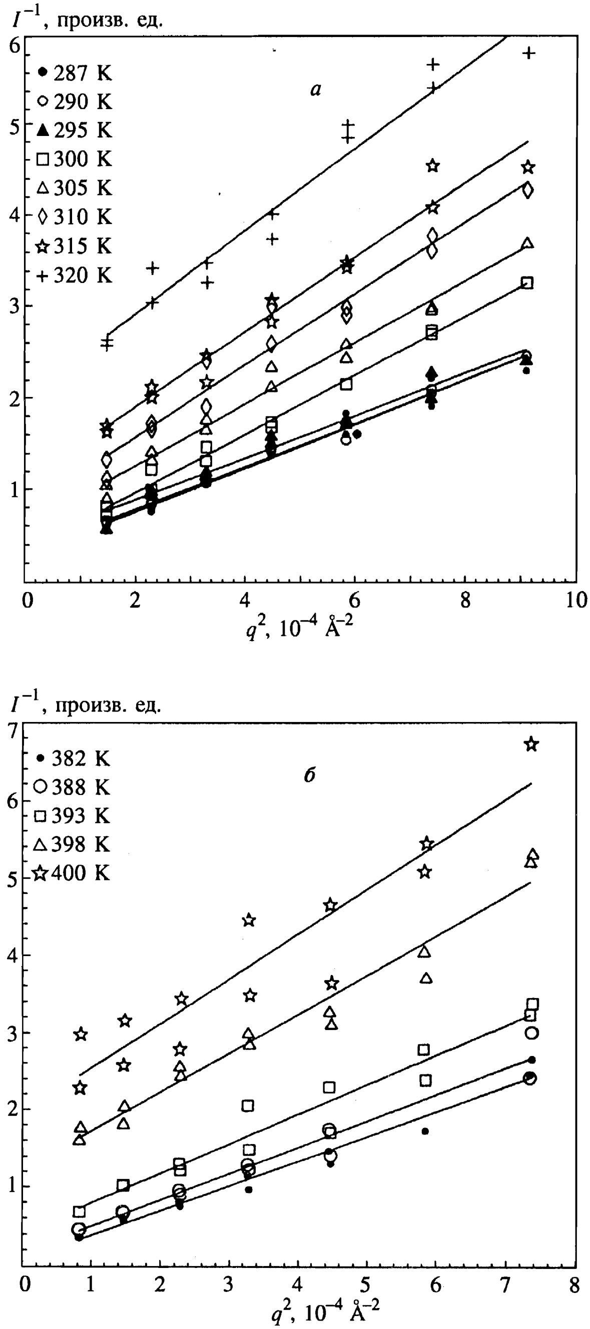
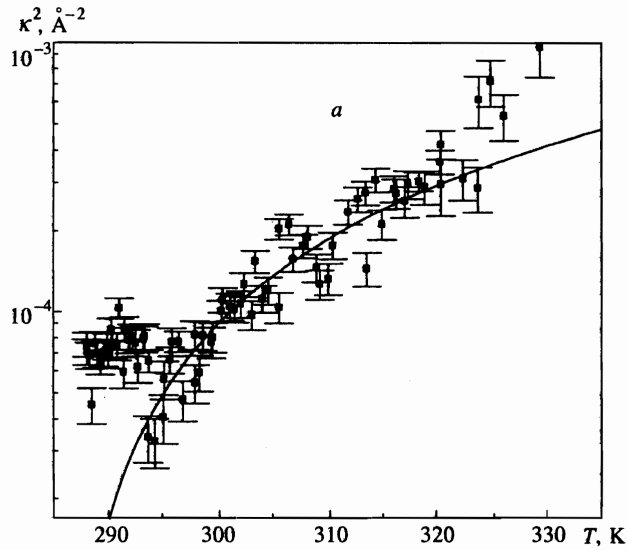


Рис. 5. Зависимости обратной интенсивности малоуглового рассеяния I^{-1} от квадрата переданного импульса q^2 для разных температур $T > T_c$ для сплавов I (*а*) и II (*б*)



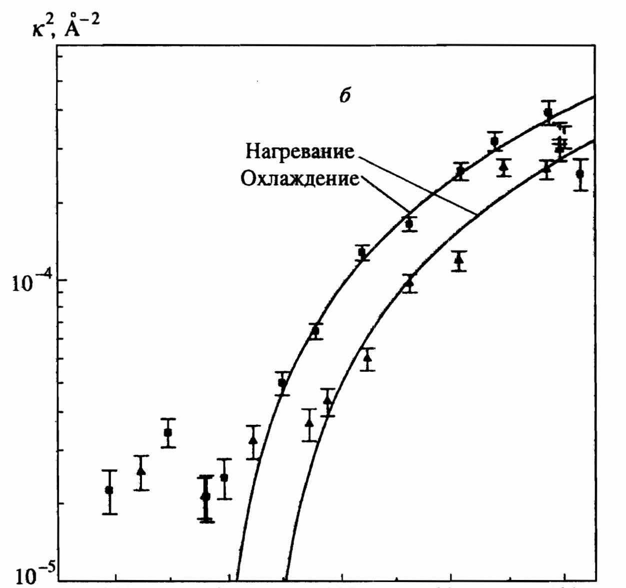


Рис. 6. Зависимость квадрата обратного радиуса корреляции κ^2 от температуры T для сплавов I (*а*) и II (*б*) (прямой и обратный ход). Сплошными линиями показаны расчетные зависимости $\kappa^2(T)$ с параметрами, полученными методом наименьших квадратов

значениях $\kappa_1^2 = 0$ и κ_0^2, определенных из предыдущей обработки. В результате были получены два свободных параметра подгонки методом наименьших квадратов: T_c^{theor} и ν. В пределах ошибки величина ν осталась прежней, а определенные T_c^{theor} равнялись 286 ± 1 K для сплава I, 386.4 ± 0.5 K при нагреве и 384.3 ± 0.3 K при охлаждении для

Параметры подгонки методом наименьших квадратов зависимостей обратного корреляционного радиуса от температуры: $\kappa^2 = \kappa_1^2 + \kappa_0^2\tau^{2\nu}$, где $\tau = (T - T_c)/T_c$

Сплавы	$\kappa_0^2, \mathring{A}^{-2}$	$\kappa_1^2, \mathring{A}^{-2}$	T_c, K	2ν
$Fe_{70}Ni_{30}$ 0.1% C, нагрев	0.006 ± 0.002	$4.5 \cdot 10^{-5}$	293 ± 1	1.3 ± 0.1
$Fe_{70}Ni_{30}$ 0.7% C, нагрев	0.03 ± 0.01	$2 \cdot 10^{-5}$	388 ± 0.5	1.4 ± 0.2
$Fe_{70}Ni_{30}$ 0.7% C, охлаждение	0.03 ± 0.007	$2 \cdot 10^{-5}$	385.5 ± 0.3	1.37 ± 0.06

сплава II.

Расчетные зависимости $\kappa^2(T)$ с параметрами, полученными методом наименьших квадратов, показаны на рис. 6 сплошными линиями. Для обоих типов подгонки они практически совпадают. Особенно интересным является тот факт, что для сплава II зависимости прямого и обратного хода смещены по температуре на 2–3 K, и, как следствие этого, температуры, при которых радиус корреляции $R_c(T)$ максимален, для прямого хода и обратного хода различаются на 2.5 K, т. е. примерно на ширину гистерезиса. Таким образом, из-за наличия гистерезисных явлений реальная температура Кюри зависит от предыстории образца. Тем не менее с точностью до ширины гистерезиса (2–3 K) ее можно считать установленной (см. таблицу).

Параметр κ_0^2 прямого и обратного хода для сплава II совпадает в пределах ошибок и сильно отличается от величины параметра κ_0^2 для сплава I (таблица). Параметр κ_0, являющийся коэффициентом при степенной зависимости $R_c(\tau) = \kappa_0^{-1}\tau^{-\nu}$, имеет смысл обратного корреляционного радиуса при $\tau \sim 1$, т. е. в парамагнитной области при $T \gg T_c$. Полученные величины $\kappa_0^{-1} \approx 6$ Å для сплава II и $\kappa_0^{-1} \approx 12$ Å для сплава I показывают наличие критических флуктуаций такого масштаба в исследуемых сплавах в далекой парамагнитной области.

6. АНАЛИЗ ПОЛЯРИЗАЦИИ НЕЙТРОНОВ

Зависимость поляризации прошедшего пучка $P(\lambda)$ нейтронов от длины волны была измерена при различных температурах вблизи перехода для образца I: $T = 289$ K, 303.6 K, 311.4 K. Полученные зависимости поляризации прошедшего пучка от λ (нормированные на величину поляризации прошедшего пучка в парамагнитной области при температуре $T = 370$ K) хорошо описываются экспоненциальной зависимостью $P(\lambda)/P_0(\lambda) = \exp(-\alpha\lambda^2)$. Чтобы убедиться в этом мы построили зависимость $f = -\ln(P/P_0)$ как функцию λ^2 (рис. 7). Данные демонстрируют линейную зависимость f от λ^2 в диапазоне длин волн 1–4 Å. Отсутствие осцилляционного хода в полученных кривых указывает на то, что направление индукции внутри магнитных неоднородностей полностью разупорядоченно. Как уже отмечалось в разд. 2, изменение поляризации с длиной волны по закону $\exp(-\alpha\lambda^2)$ демонстрирует существование магнитных корреляций, внутри которых вектор поляризации нейтронов прецессирует на «малый» угол. Иначе говоря, условие (4) должно быть выполнено.

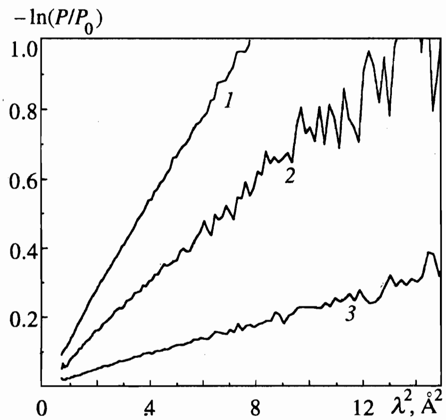


Рис. 7. Зависимость величины $-\ln(P/P_0)$ от λ^2 при различных температурах вблизи перехода для сплава I: *1* — T = 289 K, *2* — 303.6 K, *3* — 311.4 K

В приближении (4) деполяризация может рассматриваться как результат некоррелированных малых поворотов вектора поляризации в магнитном поле неоднородностей размером R_d. В этом случае справедлива формула (9).

Используя выражение (9) и температурную зависимость поляризации $P(T)$ при длине волны нейтронов $\lambda = 9.2$ Å (рис. 4), можно грубо оценить масштаб магнитной неоднородности, на которой идет деполяризация. Измерение намагниченности методом трехмерного анализа поляризации прошедшего пучка нейтронов показало, что величина индукции B вблизи T_c не превышает 0.3 кГс для образца I и 0.5 кГс для образца II [26]. В нашем случае $L = 0.13$ см. Подставляя эти значения индукции B в выражение (9) и считая ее распределение в пределах магнитного кластера однородным, получаем из (9) оценку снизу величины размера кластера R_d. Получаемые величины размеров магнитных неоднородностей $R_d(T)$ оказываются порядка 10^3–10^5 Å, что в сотни раз превышает R_c во всем диапазоне температур $T \geq T_c$.

7. СРЕДНЯЯ ДЛИНА СВОБОДНОГО ПРОБЕГА НЕЙТРОНОВ

Демонстрация сосуществования двух масштабов магнитных корреляций в системе может быть проведена, если использовать понятие длины свободного пробега нейтронов.

Как отмечалось в разд. 2 (со ссылкой на [10, 11]), деполяризацию нейтронов, прошедших через образец, можно рассматривать как результат рассеяния нейтронов на магнитных неоднородностях в пределах угловой ширины прошедшего пучка. При этом деполяризация определяется полным сечением σ_Ψ в центральный детектор с угловой шириной Ψ, нормированным на один магнитный атом. Так, поляризация в случае $\mathbf{P} \perp \mathbf{k}$ дается соотношением (2).

В то же время ослабление нейтронного пучка I/I_0 можно рассматривать как результат поглощения и рассеяния нейтронов вне пределов угловой ширины центрального детектора. Здесь I, I_0 — интенсивности прошедшего и падающего пучка соответственно. Из общего ослабления пучка можно выделить зависящую от температуры часть $I(T)/I(T_p)$, где $I(T_p)$ — интенсивность прошедшего пучка в парамагнитной области. Зависящая от температуры часть ослабления пучка характеризует магнитное сече-

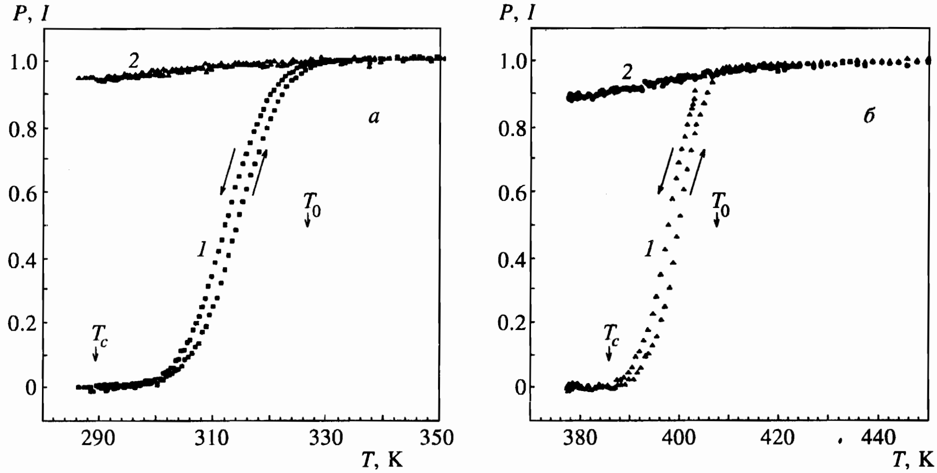


Рис. 8. Зависимости поляризации $P(T)$ (*1*) и ослабления пучка $I(T, q > 0.002\ \text{Å}^{-1})$ (*2*) от температуры для сплавов I (*а*) и II (*б*)

ние рассеяния вблизи фазового перехода, $\sigma^m_{1-\Psi}(T)$, вне центрального детектора с угловой шириной Ψ, нормированное на один магнитный атом. Выражение для ослабления пучка нейтронов $t(T) = I(T)/I(T_p)$, связанное с магнитным рассеянием на фазовом переходе, имеет вид

$$I(T)/I(T_p) = \exp\left[-\sigma^m_{1-\Psi}(T)N_0L\right], \tag{14}$$

где N_0 и L — те же величины, что и в случае определения поляризации в выражении (3).

Следует отметить, что в сечении $\sigma^m_{1-\Psi}(T)$ не учитывается брэгговское рассеяние, поскольку длина волны нейтронов ($\lambda = 9.2$ Å) больше постоянной решетки сплава ($a \approx 3.6$ Å) и, следовательно, условия брэгговского отражения не выполняются. Как уже упоминалось выше, вклад неупругого рассеяния по сравнению с упругим в области $q \geq \kappa$ оказывается малым. Поэтому мы рассматриваем $\sigma^m_{1-\Psi}(T)$ как сечение упругого рассеяния на магнитных корреляциях вблизи перехода.

Таким образом, измерение деполяризации прошедшего пучка позволяет определить сечение рассеяния σ_Ψ при $q < k\Psi = q_{min}$, т. е. дает интегральное представление о магнитных корреляциях большого масштаба с характерным размером $R > 1/q_{min}$. С другой стороны, величина ослабления пучка, характеризующая выбывание нейтронов из прошедшего пучка при фазовом переходе, определяется интегральным сечением рассеяния в области $1 > q > k\Psi$, что соответствует неоднородностям с характерным масштабом $1 < R < 1/q_{min}$. В нашем случае $q_{min} = 0.003$ Å^{-1}.

Величины $L_l = [(3/2)\sigma_\Psi(T)N_0]^{-1}$ и $L_s = [\sigma^m_{1-\Psi}(T)N_0]^{-1}$ представляют собой длины свободного пробега нейтрона для неоднородностей большого (large) и малого (small) масштабов соответственно. Величины L/L_l, L/L_s имеют смысл среднего количества актов рассеяния нейтрона N_l и N_s на длине образца и пропорциональны сечениям рассеяния нейтронов на неоднородностях разных масштабов. На рис. 8 представлены зависимости поляризации $P(T)/P(T_p)$ и ослабления пучка $I(T)/I(T_p)$ от температуры, а на рис. 9 — величины N_l и N_s для сплавов I и II. Из рисунков видно, что величина

N_l имеет другую зависимость от T, нежели величина N_s в температурном диапазоне $T \in [T_c, T_0]$. Более того, в широкой области температур N_l велико по сравнению с N_s, или, другими словами, длина свободного пробега при рассеянии на крупномасштабных корреляциях значительно меньше длины свободного пробега при рассеянии на обычных критических флуктуациях. Отметим также, что при $N = 1$ в зависимости $N_l(T)$ наблюдается излом, который характеризует переход от режима однократного рассеяния к режиму многократного рассеяния. Ясно, что поляризация при $N > 1$ уже не может характеризовать сечение σ_Ψ в соответствии с выражением (2).

Анализ зависимости интенсивности рассеяния от q в диапазоне $q \in [3 \cdot 10^{-3}$–$3 \cdot 10^{-2}]$ Å показал, что коррелятор спинов, соответствующий этому диапазону q, описывается обычным для критических корреляций выражением ОЦ. В случае критических флуктуаций интегральное сечение $\sigma_{\theta_1,\theta_2}$ в раствор углов θ_1–θ_2 ($\theta_2 > \theta_1$) можно получить, проинтегрировав выражение (1) в соответствующем диапазоне углов. Сечение зависит от κ по логарифмическому закону:

$$\sigma_{\theta_1,\theta_2} = \frac{2}{3}\pi r_0^2 \gamma^2 S(S+1) \frac{1}{(kr)^2} \ln \frac{\theta_2^2 + (\kappa/k)^2}{\theta_1^2 + (\kappa/k)^2}. \tag{15}$$

Здесь все обозначения такие же, как в (1), k — волновой вектор, κ — обратный радиус корреляции.

Тогда полное сечение рассеяния в малый угол Ψ в пределах ширины прошедшего пучка имеет вид (3), а полное сечение рассеяния в диапазон углов $\Psi < \theta < 1$ оказывается равным

$$\sigma_{1-\Psi}^m = \frac{2}{3}\pi r_0^2 \gamma^2 S(S+1) \frac{1}{(kr)^2} \ln \frac{1 + (\kappa/k)^2}{\Psi^2 + (\kappa/k)^2} \propto \ln \frac{(k/\kappa)^2}{1 + (k\Psi/\kappa)^2}. \tag{16}$$

Поскольку $k\Psi/\kappa \sim 1$, а $k/\kappa \gg 1$, то для сечений, связанных с критическими корреляциями, должно выполняться соотношение $\sigma_{1-\Psi}^m \gg \sigma_\Psi$. Как было показано в [10], сечение σ_Ψ мало́ и слабо влияет на изменение поляризации практически при любых $T > T_c$. Однако экспериментально полученные выше величины N_s и N_l, пропорциональные сечениям $\sigma_{1-\Psi}^m$ и σ_Ψ, показывают, что $\sigma_{1-\Psi}^m \ll \sigma_\Psi$ (рис. 9). Огромная величина сечения рассеяния в малый угол Ψ и его температурная зависимость свидетельствуют о наличии в веществе крупных магнитных неоднородностей с размерами $R_d \gg R_c$. Поскольку обнаруживаемые неоднородности способны сильно деполяризовать пучок нейтронов, факт деполяризации показывает, что индукция медленно спадает в пределах их характерного масштаба (рис. 1*б*). С другой стороны, ясно, что сечение, полученное из ослабления пучка, определяется рассеянием на критических флуктуациях, а слабо растущая с понижением температуры зависимость сечения подтверждает это.

Таким образом, данные по деполяризации могут быть объяснены существованием в данной системе при $T \geq T_c$ второго масштаба $R_d(T)$, более крупного по сравнению с характерным размером критических флуктуаций $R_c(T)$. В то же время, как указывалось в разд. 2, характерные виды неоднородностей, присущие разным масштабам, отличаются друг от друга. Неоднородности с характерным размером R_c имеют вид в реальном пространстве типичный для критических флуктуаций: $(1/r)\exp(r/R_c)$. Форма неоднородностей другого масштаба $R_d(T)$ должна удовлетворять более однородному распределению магнитной индукции внутри неоднородности [10, 11]. По-видимому, механизмы возникновения этих неоднородностей оказываются различными.

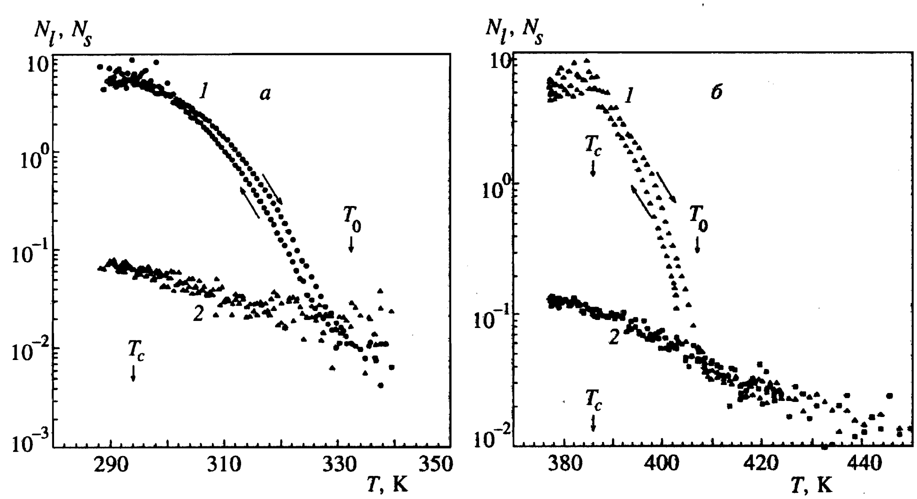


Рис. 9. Зависимости обратных длин свободного пробега нейтрона N_l ($q < 0.003$ Å^{-1}) (*1*) и N_s ($q > 0.003$ Å^{-1}) (*2*) от температуры T для сплавов I (*а*) и II (*б*)

8. ОБСУЖДЕНИЕ

В данной работе мы провели исследование железоникелевых сплавов состава $Fe_{70}Ni_{30}$ с добавками углерода (0.1 и 0.7 % ат.). Для данных сплавов, как и для сплава, исследованного нами в работах [17, 18] ($Fe_{75}Ni_{25}$ с добавкой углерода 0.7 % ат.), установлено сосуществование двух характерных масштабов магнитных неоднородностей выше T_c, что характеризует ситуацию «двойного масштаба» выше T_c как общую для FeNi сплавов, обогащенных железом.

Аналогичный эксперимент, который показал наличие сильной деполяризации выше температуры Кюри, был проведен на сплаве $Fe_{65}Ni_{35}$ и обсуждался в работе [28]. Однако из факта наличия деполяризации нейтронного пучка много выше температуры Кюри (T_c + 100 K) авторы делают вывод о том, что деполяризация нейтронов происходит на критических флуктуациях намагниченности. Их вывод основан на том экспериментально установленном факте, что деполяризация выше T_c зависит от длины волны нейтрона, а ниже T_c не зависит от нее. В результате, по их мнению, деполяризация нейтронов выше и ниже T_c должна определяться различными механизмами взаимодействия нейтрона с магнитной системой образца.

Мы не можем согласиться с данной интерпретацией полученных данных, поскольку, во-первых, как уже отмечалось выше со ссылкой на работы Малеева и Рубана [13, 14], критические флуктуации вблизи T_c слабо деполяризуют нейтронный пучок, и для того чтобы сильно деполяризовать пучок, необходимо наличие в веществе крупных магнитных неоднородностей с размерами $R_d > R_c$ со сравнительно однородным распределением индукции в пределах их характерного масштаба. Во-вторых, наличие или отсутствие зависимости от λ в поляризации прошедшего пучка определяется выполнением или невыполнением условия (4) соответственно. С уменьшением температуры ниже T_c как индукция B, так и размер неоднородности R_d растут, и условие (4) перестает выполняться, что приводит к исчезновению зависимости от λ в поляризации. Как следствие этого, подобное различие не может быть объяснено наличием разницы в механизмах взаимодействия нейтрона с магнитной системой, а просто указывает на рост индукции B и размера неоднородности R_d в образце. В заключение еще раз подчеркнем, что наблюдение деполяризации может быть объяснено крупномасштабными магнитными неоднородностями, которые существуют в образце наряду с обычными критическими флуктуациями при $T > T_c$.

В результате исследования была установлена температура Кюри T_c, определенная как точка температурной шкалы, при которой радиус корреляции критических флуктуаций становится максимальным. При этом показано, что корреляционный радиус с приближением к T_c не обращается в бесконечность, а становится постоянной величиной при T_c^{exp}. По нашему мнению, это демонстрирует срыв фазового перехода второго рода при данной температуре при достижении характерной для системы величины $R_c(T_c^{exp}) = R_c^{max}$ и превращение его в переход первого рода, близкий ко второму. В ходе исследования также обнаружен температурный гистерезис в измеряемых величинах поляризации прошедшего пучка и интенсивности малоуглового рассеяния нейтронов в температурном диапазоне $T > T_c$. Из-за наличия гистерезисных явлений реальная температура Кюри зависит от предыстории образца и установлена с точностью до ширины гистерезиса (2–3 К). В широкой температурной области $T > T_c$ обнаружено сосуществование двух характерных масштабов магнитных неоднородностей. Установлено также, что формы корреляторов спинов двух масштабов различны. Коррелятор малого масштаба, характеризующий критические флуктуации, описывается выражением Орнштейна–Цернике, в то время как корреляции крупного масштаба предположительно можно описать квадрированным выражением Орнштейна–Цернике. Вышеперечисленные особенности подтверждают характер магнитного фазового перехода в инварных FeNi-сплавах как перехода первого рода. Как нам известно, это первое экспериментальное подтверждение теоретических предсказаний наличия фазового перехода первого рода в данной системе [29–31].

Авторы благодарны В. Г. Гаврилюку и А. Л. Созинову (ИМФ АН Украины) за предоставленные для исследований образцы, М. К. Руновой (ПИЯФ) за помощь в обработке данных, А. Л. Малышеву (ПИЯФ) за проведенные нейтронографические измерения, Г. П. Копице, О. В. Радионову (ПИЯФ), С. В. Кожевникову и Ю. В. Никитенко (ЛНФ ОИЯИ) за помощь в проведении измерений.

Работа выполнена на реакторе ВВР-М при финансовой поддержке Министерства науки РФ (Рег.N01-48). Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект Л-ЕН-96-15-96775) и Государственной научно-технической программой «Нейтронные исследования конденсированных сред».

Литература

1. S. R. Andrews, J. Phys. C **19**, 3712 (1986).
2. G. Shirane, R. A. Cowley, M. Matsuda, and S. M. Shapiro, Phys. Rev. B **48**, 15595 (1993).
3. T. R. Tharston, G. Helgensen, D. Gibbs, J. P. Hill, B. D. Gaulin, and G. Shirane, Phys. Rev. Lett. **70**, 3151 (1993).

4. T. W. Ryan, R. J. Nelmes, K. A. Cowley, and A. Gibaud, Phys. Rev. Lett. **56**, 2704 (1986).
5. U. J. Nicholls and R. A. Cowley, J. Phys. C **20**, 3417 (1987).
6. K. Hirota, G. Shirane, P. M. Gehring, and C. F. Majkrzak, Phys. Rev. B **49**, 11967 (1994).
7. N. Sato, N. Aso, K. Hirota et al., Phys. Rev. B **53**, 14043 (1996).
8. M. Altarelli, M. D. Nunez-Regueiro, and M. Papular, Phys. Rev. Lett. **74**, 3840 (1995).
9. R. A. Cowley, Physica Scripta T **66**, 24 (1996).
10. С. В. Малеев, В. А. Рубан, ЖЭТФ **62**, 415 (1972).
11. S. V. Maleyev, J. Phys. C **7**, 23 (1982).
12. Г. М. Драбкин, Е. И. Забидаров, Я. А. Касман, А. И. Окороков, ЖЭТФ **56**, 478 (1969).
13. А. И. Окороков, В. В. Рунов, А. Г. Гукасов, Г. М. Драбкин, Изв. АН СССР, сер. физ. **42**, 1770 (1978).
14. С. В. Григорьев, В. В. Рунов, А. И. Окороков, Препринт ПИЯФ-2112, (1996).
15. S. V. Grigoriev, S. V. Maleyev, V. V. Runov, and A. I. Okorokov, Physica B (1997) (in press).
16. В. Л. Седов, *Антиферромагнетизм гамма-железа. Проблема инвара*, Наука, Москва (1987).
17. M. F. Collins, V. J. Minkievicz, R. R. Nathans, L. Passal, and G. Shirane, Phys. Rev. **179**, 417 (1969).
18. V. J. Minkievicz, M. F. Collins, R. Nathans, and G. Shirane, Phys. Rev. **182**, 624 (1969).
19. A. Z. Patashinskii and V. L. Pokrovskii, *Fluctuation Theory of Phase Transition*, Nauka, Moscow (1982).
20. O. Halpern and T. Holstein, Phys. Rev. **59**, 960 (1941).
21. R. Rosman and M. Th. Rekveldt, Phys. Rev. B **43**, 8437 (1991).
22. С. В. Григорьев, В. В. Рунов, А. И. Окороков, А. Д. Третьяков, О. А. Губин, Г. П. Копица, Препринт ПИЯФ-2028 (1995).
23. O. K. Antson, A. P. Bulkin, P. E. Hiismaki et al., Physica B **156–157**, 567 (1989).
24. V. B. Zlokazov and V. V. Chernyshev, J. Appl. Cryst. **25**, 447 (1992).
25. K. N. Trueblood and J. D. Dunits, Acta Cryst. B **39**, 120 (1983).
26. S. V. Grigoriev, J. Magn. Magn. Mat. (1997) (in press).
27. К. П. Белов, *Магнитные превращения*, Физматгиз, Москва (1959).
28. S. Mitsuda and Y. Endoh, J. Phys. Soc. Jap. **54**, 1570 (1985).
29. A. Z. Menshikov, Physica B **161**, 1 (1989).
30. M. Shimizu and S. Hirooka, Phys. Lett. A **28**, 530 (1968).
31. M. Shimizu, J. Magn. Magn. Mat. **10**, 231 (1979).