

КОРРЕЛЯЦИЯ МЕЖДУ ДЛИННОВОЛНОВЫМИ МАГНИТНЫМИ ВОЗБУЖДЕНИЯМИ И НЕОДНОРОДНОЙ МАГНИТНОЙ СТРУКТУРОЙ В СПЛАВАХ γ -FeNi

Ю. Н. Михайлов, В. А. Казанцев *

Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук
620041, Екатеринбург, Россия

Поступила в редакцию 30 сентября 2005 г.

В сплавах $\text{Fe}_x\text{Ni}_{1-x}$ ($x = 0.50, 0.57, 0.65$ ат.%) проведен энергетический анализ малоуглового рассеяния нейтронов при различных (фиксированных) температурах и волновых векторах. Обнаружены низкоэнергетические длинноволновые магнитные возбуждения, отличные от спиновых волн хольштейн-примаковского типа. Из этих и полученных ранее результатов в сплаве $\text{Fe}_{0.65}\text{Ni}_{0.35}$ следует, что плотность состояний низкоэнергетических длинноволновых магнитных возбуждений коррелирует с неоднородностью магнитной структуры сплавов, обусловленной концентрацией железа и конкурирующим ($J_{\text{NiNi}} > 0$, $J_{\text{FeNi}} > 0$, $J_{\text{FeFe}} < 0$) обменным взаимодействием.

PACS: 75.30.-m, 78.70.Nx

1. ВВЕДЕНИЕ

Аномальное поведение коэффициента теплового расширения $\alpha(T)$ (инварный эффект) в сплавах переходных металлов на основе железа не может быть объяснено простой магнитоупорядоченностью [1]. Его не удается интерпретировать и с помощью обычных возбуждений — магнонов и фононов. В работе [2] было высказано предположение о существовании неизвестных («скрытых») возбуждений, которые обуславливают необычное поведение намагниченности, приводящее к инварному эффекту. Поэтому (до настоящего времени) большое внимание уделяется поиску таких магнитных возбуждений. Не так давно [3] «запрещенная» мода с дисперсионной кривой, подобной фононной ТА [001], была установлена в инварном сплаве $\text{Fe}_{65}\text{Ni}_{35}$. Механизм возникновения этой моды, по-видимому, имеет преимущественно магнитную природу, так как интенсивность нейтронных неупругих когерентных пиков, соответствующих «запрещенной» моде, больше в первой зоне Бриллюэна (чем в зоне, центрированной около узла (200)), и она уменьшается при увеличении температуры. К сожалению, возможная связь

этой моды с инварным эффектом остается пока непонятной [4].

Согласно работе [2] энергии «скрытых» возбуждений не могут превышать $E \sim 1$ мэВ, а сами возбуждения должны наблюдаться при малых волновых векторах \mathbf{q} . Соответствующие этим условиям (низкоэнергетические длинноволновые) магнитные возбуждения недавно обнаружены при энергетическом анализе малоуглового рассеяния нейтронов в сплавах $\text{Fe}_{65}(\text{Ni}_{1-x}\text{Pd}_x)_{35}$ [5], Fe_3Pt [6], $(\text{Fe}_x\text{Ni}_{0.9-x})\text{Mn}_{0.1}$ [7]. Существование таких магнитных возбуждений связывалось с появлением второго типа рассеяния нейтронов в измерениях температурных зависимостей интенсивностей малоуглового рассеяния нейтронов для фиксированных волновых векторов. Рассеяние этого типа возникало в виде широких максимумов ниже температур Кюри T_C наряду с пиками критического рассеяния нейтронов при T_C (первый тип рассеяния). Ранее подобные максимумы наблюдались в железе и были объяснены только рассеянием нейтронов на спиновых волнах [8]. Однако из экспериментальных результатов работы [9], полученных в сплавах $\text{Fe}_{65}\text{Ni}_{35}$ и Fe_3Pt , видно, что они существуют и за углами обрыва спин-волнового рассеяния нейтронов. Кроме того, в магнитном поле (3000 Э) обнаружено очень силь-

*E-mail: vkazantsev@imp.uran.ru

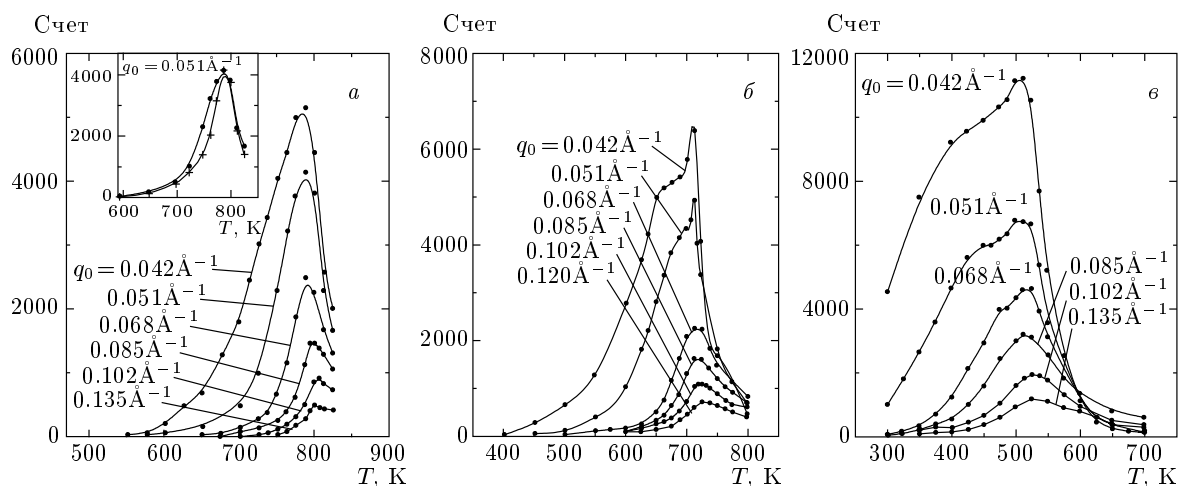


Рис. 1. Температурные зависимости интенсивности малоуглового рассеяния нейтронов в сплавах $\text{Fe}_{0.50}\text{Ni}_{0.50}$ (а), $\text{Fe}_{0.57}\text{Ni}_{0.43}$ (б), $\text{Fe}_{0.65}\text{Ni}_{0.35}$ (в) при различных q_0 . На вставке рис. 1а показано сравнение (после нормировки) кривых рассеяния без анализатора (•) и с анализатором (+) при $q_0 = 0.051 \text{ \AA}^{-1}$ в сплаве $\text{Fe}_{0.50}\text{Ni}_{0.50}$

ное уменьшение интенсивности второго типа рассеяния как при $\mathbf{H} \perp \mathbf{q}$, так и при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{q}$. Более того, во втором случае уменьшение интенсивности рассеяния нейтронов больше, чем в первом. В то же время известно, что спин-волновое рассеяние нейтронов при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{q}$ несколько возрастает даже по сравнению со случаем $\mathbf{H} = 0$. Следовательно, рассеяние нейтронов второго типа, кроме спин-волнового, обусловлено еще и другими магнитными возбуждениями.

Измерения в указанных выше сплавах [5–7] были выполнены (главным образом) в образцах с большим содержанием железа. В связи с этим представляет интерес исследовать концентрационную зависимость второго типа рассеяния. Для таких измерений нами была выбрана система сплавов $\gamma\text{-FeNi}$. В настоящей работе представлены результаты энергетического анализа малоуглового рассеяния нейтронов в этих сплавах в широком интервале концентраций при различных (фиксированных) температурах и волновых векторах. Полученные новые данные (вместе с предыдущими результатами [6, 10]) позволили нам сделать заключение о корреляции между низкоэнергетическими длинноволновыми магнитными возбуждениями (отличными от спиновых волн хольштейн-примаковского типа) и неоднородностью магнитной структуры рассматриваемых сплавов.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Температурные зависимости интенсивности малоуглового рассеяния нейтронов при фиксированных волновых векторах q_0 измерены в сплавах

$\text{Fe}_x\text{Ni}_{1-x}$ ($x = 0.50, 0.57, 0.65$ ат. %), при этом трехосевой спектрометр использовался как обычный дифрактометр (без кристалла-анализатора). Результаты этих измерений (после вычета фона) представлены на рис. 1. Как видно, в сплаве $\text{Fe}_{0.50}\text{Ni}_{0.50}$ наблюдаются только несимметричные пики критического рассеяния нейтронов (т. е., в основном, — первый тип рассеяния). Однако уже в сплаве $\text{Fe}_{0.57}\text{Ni}_{0.43}$ при тех же волновых векторах наряду с критическим рассеянием обнаружен дополнительный вклад (второй тип рассеяния), который с увеличением q_0 смещается к температуре Кюри. Особенно ярко второй тип рассеяния проявляется в сплаве $\text{Fe}_{0.65}\text{Ni}_{0.35}$. Как было показано в работе [5], это дополнительное рассеяние в сплаве $\text{Fe}_{0.65}\text{Ni}_{0.35}$ в значительной степени является неупругим. Поэтому, чтобы установить, существует ли неупругая составляющая рассеяния в сплавах $\text{Fe}_{0.57}\text{Ni}_{0.43}$ и $\text{Fe}_{0.50}\text{Ni}_{0.50}$, в них были проведены (аналогичные) измерения с кристаллом-анализатором в брэгговском положении. В качестве примера на вставке рис. 1а представлены (после нормировки) результаты таких измерений в сравнении с данными, полученными без кристалла-анализатора, в сплаве $\text{Fe}_{0.50}\text{Ni}_{0.50}$ для $q_0 = 0.051 \text{ \AA}^{-1}$. Из этого сравнения следует, что неупругая составляющая рассеяния нейтронов присутствует уже в сплаве $\text{Fe}_{0.50}\text{Ni}_{0.50}$ и ее вклад в общую картину рассеяния становится больше с ростом концентрации железа в сплавах.

Затем (методом постоянного угла рассеяния) был проведен энергетический анализ малоуглового

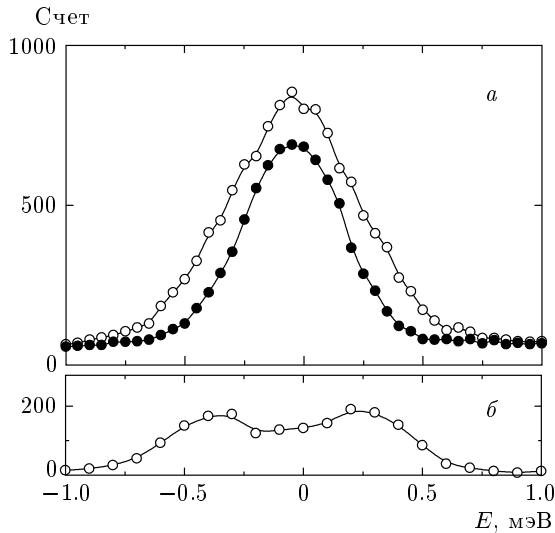


Рис. 2. а) Спектры энергетического анализа малоуглового рассеяния нейтронов в сплаве $Fe_{0.50}Ni_{0.50}$ при $q_0 = 0.042 \text{ \AA}^{-1}$, $T = 720$ (○), 300 К (●). б) Разностный спектр, полученный вычитанием кривой при $T = 300$ К из кривой при $T = 720$ К

го рассеяния нейтронов во всех трех сплавах при различных (фиксированных) температурах и углах рассеяния (q_0). Обнаружено, что при температурах, при которых, согласно предварительным данным, нет неупругой составляющей рассеяния нейтронов, получают пики с полной шириной на половине максимума (FWHM), примерно равной инструментальному разрешению спектрометра. В то же время в области температур, соответствующих неупругой составляющей рассеяния, спектры энергетического анализа имеют форму широких максимумов, в которых FWHM значительно превышает энергетическое разрешение прибора. Как пример, на рис. 2а показаны результаты этих измерений в сплаве $Fe_{0.50}Ni_{0.50}$ для волнового вектора $q_0 = 0.042 \text{ \AA}^{-1}$. Видно, что даже в этом сплаве спектр энергетического анализа, полученный при $T = 720$ К, имеет FWHM больше энергетического разрешения прибора ($\Delta E \approx 0.5$ мэВ), тогда как FWHM спектра при $T = 300$ К соответствует последнему. Этот эффект становится более выраженным (соответственно) в сплавах $Fe_{0.57}Ni_{0.43}$ и $Fe_{0.65}Ni_{0.35}$. Однако из-за плохого разрешения нейтронного спектрометра на уширенных спектрах энергетического анализа не видно особенностей, которые бы свидетельствовали о наличии пиков неупругого рассеяния. Такие особенности формы линии уширенных спектров энергетического анализа наблюдались нами в другом инвар-

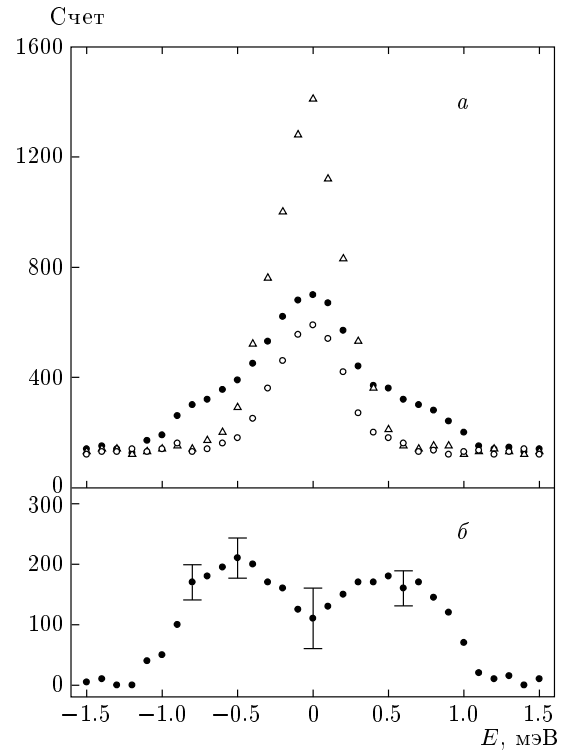


Рис. 3. а) Спектры энергетического анализа малоуглового рассеяния нейтронов в упорядоченном сплаве Fe_3Pt при $q_0 = 0.05 \text{ \AA}^{-1}$, $T = 433$ К (○), 323 К (●), $T = T_C = 403$ К (△). б) Разностный спектр, полученный вычитанием кривой для $T = 433$ К из кривой для $T = 323$ К [6]

ном сплаве с большим содержанием железа — упорядоченном Fe_3Pt [6]. Результаты этих измерений при различных температурах, включая $T = T_C$, для волнового вектора $q_0 = 0.05 \text{ \AA}^{-1}$ представлены на рис. 3а. Как видно, на крыльях уширенного спектра при $T = 323$ К существуют дополнительные наплывы, которые являются следствием сложной структуры этого максимума.

Для выделения особенностей, присущих уширенным спектрам, была проведена процедура вычитания аппаратного вклада из экспериментальных кривых энергетического анализа. В качестве инструментального вклада использовали пики, измеренные при температурах, при которых отсутствует вклад от неупругого рассеяния. Полученные таким способом спектры чисто магнитного неупругого рассеяния нейтронов имеют структуру с двумя максимумами, расположенными примерно на равных расстояниях от нулевой энергии. В качестве примеров результаты такой обработки экспериментальных данных в сплавах $Fe_{0.50}Ni_{0.50}$ и Fe_3Pt показаны соответ-

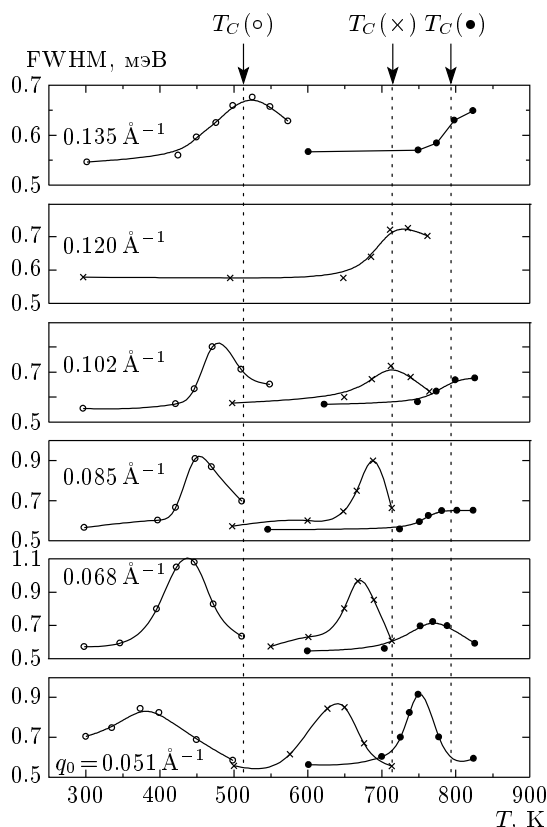


Рис. 4. Температурные зависимости FWHM пиков энергетического анализа малоуглового рассеяния нейтронов в сплавах Fe_{0.50}Ni_{0.50} (●), Fe_{0.57}Ni_{0.43} (×), Fe_{0.65}Ni_{0.35} (○) при различных q_0

ственно на рис. 2б, 3б. Из этих рисунков видно, что максимумы чисто магнитного неупругого рассеяния нейтронов наблюдаются уже в сплаве Fe_{0.50}Ni_{0.50}, свидетельствуя о существовании их во всех других рассмотренных выше сплавах.

В связи с этим представляют интерес интервалы температур и волновых векторов, в пределах которых возникает магнитное неупругое рассеяние нейтронов, для сплавов разного состава. Такие данные можно получить, если проследить за превышением полной ширины на половине максимума кривых энергетического анализа над аппаратным разрешением. Температурные зависимости FWHM кривых энергетического анализа для всех трех (FeNi) сплавов при различных волновых векторах представлены на рис. 4. Эти кривые указывают только на наличие или отсутствие неупругого рассеяния нейтронов при соответствующих температурах и волновых векторах. Из полученных результатов следует, что в сплавах с большим содержанием железа

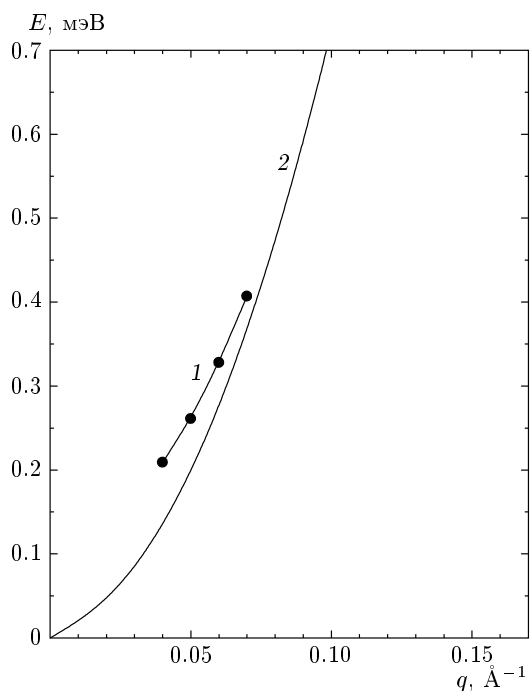


Рис. 5. Энергии пиков неупругого рассеяния нейтронов в зависимости от волнового вектора (1) и расчетная дисперсионная кривая спиновых волн (2) в сплаве Fe_{0.65}Ni_{0.35} при $T = 0.9T_C$ [10]

максимумы неупругого рассеяния нейтронов наблюдаются в большем температурном интервале ниже T_C . Так, например, при волновом векторе, равном $q_0 = 0.051 \text{ \AA}^{-1}$, в сплаве Fe_{0.65}Ni_{0.35} этот интервал температур $\Delta T > 200 \text{ K}$, а в сплаве Fe_{0.50}Ni_{0.50} он составляет $\Delta T \approx 100 \text{ K}$. Такая разница в температурных интервалах увеличивается с уменьшением волнового вектора. Следует также отметить, что уширенные (относительно аппаратного разрешения) максимумы энергетического анализа второго типа рассеяния нейтронов во всех трех сплавах наблюдаются и несколько выше соответствующих значений T_C , причем в образцах с большей концентрацией железа они имеют место при больших значениях волновых векторов.

Чтобы попытаться выяснить природу возбуждений, которые приводят к уширенным спектрам, нами был проведен более тщательный энергетический анализ малоуглового рассеяния нейтронов в сплаве Fe_{0.65}Ni_{0.35} на спектрометре с гораздо лучшим разрешением ($\Delta E \approx 0.1 \text{ meV}$). Полученные данные уже опубликованы в работе [10]. Основные результаты этой работы можно сформулировать следующим образом. Эксперименты выполнены при температуре $T = 0.9T_C = 450 \text{ K}$. Методом постоянного Q

($\mathbf{Q} = \text{const}$, без внешнего магнитного поля) определены энергии пиков неупругого рассеяния нейтронов для нескольких волновых векторов. Результаты представлены темными кружками (кривая 1) на рис. 5. На этом же рисунке для сравнения приведена расчетная дисперсионная кривая 2 спиновых волн (хольштейн-примаковского типа) без внешнего магнитного поля при $D(450 \text{ K}) = 70 \text{ мЭВ} \cdot \text{Å}^2$ из работы [2]. Видно, что экспериментальная кривая 1 более пологая и экстраполяция ее в область $q = 0$ приводит к энергетической щели.

Кроме того, в работе [10] были измерены (сканированием при постоянном \mathbf{Q}) спектры для $q = 0.06 \text{ Å}^{-1}$ в магнитном поле $H = 500 \text{ Э}$, $\mathbf{H} \perp \mathbf{q}$ и без поля. На рис. 6 представлены результаты таких измерений при двух энергиях рассеянных нейтронов $E_f = 3.9, 4.9 \text{ мЭВ}$. Из полученных спектров видно, что соотношение интенсивностей пиков неупругого рассеяния в магнитном поле и без поля при разных энергиях E_f рассеянных нейтронов меняется на противоположное. Следовательно, такое поведение интенсивностей пиков неупругого рассеяния не может быть связано только с рассеянием нейтронов на спиновых волнах хольштейн-примаковского типа, а обусловлено еще какими-то другими магнитными возбуждениями.

Таким образом, во всех сплавах $\text{Fe}_x\text{Ni}_{1-x}$ ($x = 0.50, 0.57, 0.65 \text{ ат. \%}$) обнаружено рассеяние нейтронов второго типа, содержащее (кроме обычного спин-волнового рассеяния) вклады от низкоэнергетических длинноволновых магнитных возбуждений. Эти вклады обладают следующими свойствами. 1) Они наблюдаются как до, так и за углами обрыва спин-волнового рассеяния. 2) Интенсивность нейтронов от них сильно уменьшается в относительно слабом внешнем магнитном поле (3000 Э). 3) В зависимости от состава сплавов они существуют в различных (по величине) температурных интервалах около соответствующих значений T_C . 4) При увеличении волнового вектора они смещаются в область более высоких температур к точке Кюри и даже несколько выше T_C . 5) Они обуславливают энергетическую щель на экспериментальной дисперсионной кривой спиновых волн, которая должна отсутствовать в изотропных ферромагнетиках. 6) Они приводят к противоположному соотношению интенсивностей пиков, полученных методом постоянного \mathbf{Q} , в магнитном поле ($\mathbf{H} \perp \mathbf{q}$) и без поля при различных энергиях E_f рассеянных нейтронов.

3. ОБСУЖДЕНИЕ

Инварианное поведение коэффициента теплового расширения $\alpha(T)$ обнаружено как в кристаллических ферромагнитных (неупорядоченный $\text{Fe}_{65}\text{Ni}_{35}$, упорядоченный Fe_3Pt) [2], антиферромагнитном $\text{Fe}_{70}\text{Mn}_{30}$ [11], так и в аморфном ферромагнитном $\text{Fe}_{86}\text{V}_{14}$ [12] материалах на основе железа. Поскольку эффект имеет место всегда около температур T_C или T_N , можно утверждать, что он связан с магнитным упорядочением, но не зависит от типа магнитного порядка. Инвариантность (оказывается) не зависит и от структуры вещества, так как наблюдается в кристаллических и аморфных материалах. Из этого последнего экспериментального факта следует, что инвариантная аномалия, скорее всего, обусловлена не высокочастотными, а низкочастотными процессами. Об этом свидетельствует и затухание магнонов, которое в инвариантных сплавах оказывается по абсолютной величине исключительно велико, а изменение затухания (от температуры и волнового вектора), наоборот, мало [2]. Согласно указанной работе [2], такое слабое изменение затухания магнонов свидетельствует о том, что оно не может быть обусловлено ни магнон-магнонным, ни прямым электрон-фононным взаимодействиями.

Хорошо известно, что экспериментально измеренная температурная зависимость спонтанной намагниченности $M(T)$ в инвариантных сплавах значительно отличается от рассчитанной $M_s(T)$ на основе спин-волновой теории:

$$M_s(T) = M(0)(1 - BT^{3/2}), \quad (1)$$

где $M(0)$ — намагниченность при $T = 0$,

$$B = \frac{2.612g\mu_B}{M(0)} \left(\frac{k_B}{4\pi D(T)} \right)^{3/2}.$$

Такое поведение намагниченностей связано с различающимися коэффициентами спин-волновой жесткости $D(T)$, определенными из магнитных и нейтронных измерений. Удовлетворительное соответствие между $M(T)$ и $M_s(T)$ для инвариантных сплавов получается, если предположить в них существование дополнительных («скрытых») магнитных возбуждений [2].

Таковыми «скрытыми» возбуждениями, по нашему мнению, могут быть магнитные возбуждения, с помощью которых в работе [10] удалось объяснить приведенные выше непонятные (на первый взгляд) экспериментальные результаты в классическом инвариантном сплаве $\text{Fe}_{65}\text{Ni}_{35}$. Траектория более пологой

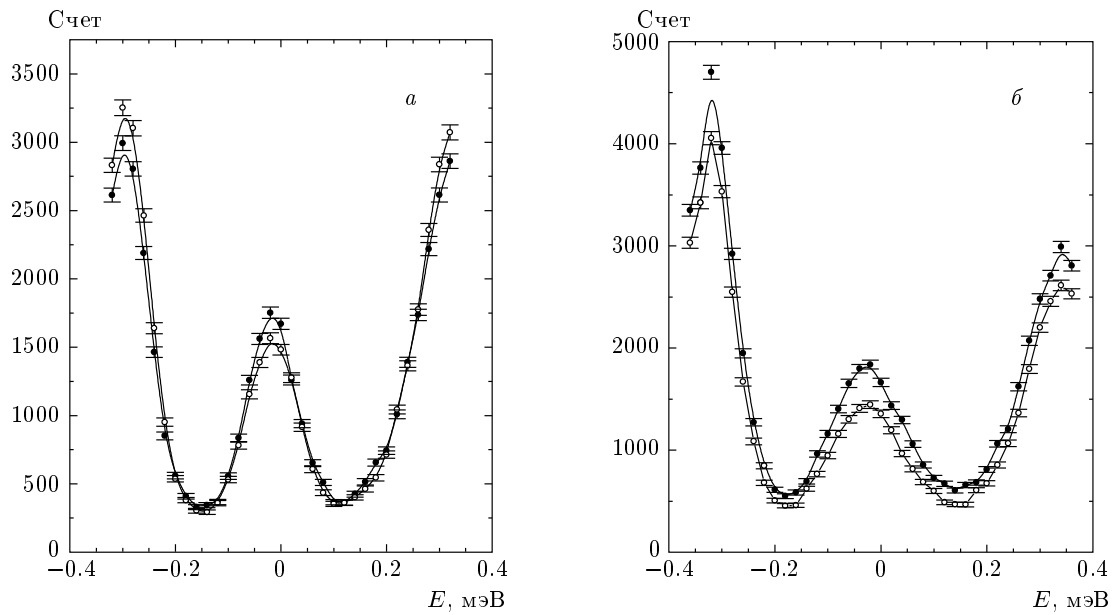


Рис. 6. Спектры, полученные методом постоянного \mathbf{Q} в сплаве $\text{Fe}_{0.65}\text{Ni}_{0.35}$ при $T = 0.9T_C$, $q = 0.06 \text{ \AA}^{-1}$, $H = 0$ (\circ), $H = 500 \text{ Э}$, $\mathbf{H} \perp \mathbf{q}$ (\bullet); $E_f = 3.9 \text{ мэВ}$ (а), 4.9 (б) мэВ [10]

(чем расчетная 2, рис. 5) экспериментальной дисперсионной кривой спиновых волн (кривая 1 на рис. 5) базируется на выводах работы [13]. В указанной работе рассмотрена длинноволновая магнитная динамика в многодоменном ферромагнетике. Показано, что в таком ферромагнетике наряду с однодоменной (хольштейн-примаковской) ветвью d -магнонов существенными оказываются еще две ветви магнитных возбуждений. Одна из них, w -ветвь, соответствует колебаниям доменных границ (внутриграницные возбуждения), а другая, nw -, локализована вблизи доменных границ. При малых волновых векторах все три ветви разделены, а w - и nw -возбуждения даже в изотропном ферромагнетике имеют соответствующие энергетические щели. С увеличением волнового вектора w - и nw -ветви смыкаются с d -магнонами. Следовательно, спектры магнитных возбуждений реальных (многодоменных) ферромагнетиков существенно различаются в разных интервалах значений волновых векторов, и поведение кривой 1 на рис. 5 может быть связано с существованием w - и nw -возбуждений. Действительно, в области малых волновых векторов при измерениях методом постоянного \mathbf{Q} вклады в интенсивность от w - и nw -возбуждений смещают экспериментальные неупругие пики (от хольштейн-примаковских магнонов) в сторону больших энергий. Величины смещений возрастают по мере уменьшения волнового

вектора, при котором происходит сканирование, что приводит к более пологой дисперсионной кривой 1 (см. рис. 5) и к соответствующей энергетической щели. Здесь следует отметить, что присутствие энергетической щели на экспериментальной дисперсионной кривой спиновых волн в изотропном ферромагнетике уже наблюдалось ранее в инварианном сплаве. Такая щель была обнаружена, во-первых, в упорядоченном сплаве Fe_3Pt при комнатной температуре (см. рис. 2 в работе [14]) и, во-вторых, в упорядоченном и неупорядоченном сплавах $\text{Fe}_{72}\text{Pt}_{28}$ при различных приведенных температурах (см. рис. 2 в работе [15]).

Другой необычный экспериментальный результат (рис. 6) — противоположное соотношение интенсивностей пиков, полученных методом постоянного \mathbf{Q} в магнитном поле ($\mathbf{H} \perp \mathbf{q}$) и без поля при различных энергиях E_f рассеянного пучка нейтронов — можно объяснить с помощью продольных спиновых флуктуаций. Общее сечение критического рассеяния нейтронов в ферромагнетиках при $T < T_C$ [16] имеет вид

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\varepsilon} \sim (1 - \cos^2 \alpha) \chi_{\parallel}(\mathbf{q}) F_{\parallel}(\mathbf{q}, \varepsilon) + (1 + \cos^2 \alpha) \chi_{\perp}(\mathbf{q}) F_{\perp}(\mathbf{q}, \varepsilon), \quad (2)$$

где $\chi_{\parallel}(\mathbf{q})$ и $\chi_{\perp}(\mathbf{q})$ — статические магнитные восприимчивости, $F_{\parallel}(\mathbf{q}, \varepsilon)$ и $F_{\perp}(\mathbf{q}, \varepsilon)$ — функции спектраль-

ной плотности продольных и поперечных компонент спинов, α — угол между вектором рассеяния и направлением намагниченности. Существование вклада от продольных спиновых флуктуаций в интенсивность максимумов второго типа рассеяния нейтронов (в рассматриваемых сплавах) следует из сопоставления этого сечения с экспериментальными данными, приведенными в работе [19], о температурной зависимости интенсивности малоуглового рассеяния нейтронов при различных направлениях ($\mathbf{H} \parallel \mathbf{q}$ и $\mathbf{H} \perp \mathbf{q}$) внешнего магнитного поля. Результатом такого сопоставления оказывается неравенство

$$2\chi_{\perp}(\mathbf{q})F_{\perp}(\mathbf{q}, \varepsilon) < \chi_{\parallel}(\mathbf{q})F_{\parallel}(\mathbf{q}, \varepsilon) + \chi_{\perp}(\mathbf{q})F_{\perp}(\mathbf{q}, \varepsilon), \quad (3)$$

которое свидетельствует о заметном вкладе продольного слагаемого $\chi_{\parallel}(\mathbf{q})F_{\parallel}(\mathbf{q}, \varepsilon)$ в сечение критического рассеяния нейтронов инварными сплавами ($\text{Fe}_{0.65}\text{Ni}_{0.35}$ и Fe_3Pt).

Таким образом, продольными спиновыми флуктуациями можно объяснить результаты, приведенные на рис. 6. Для этого необходимо учесть размеры эллипсоида разрешения спектрометра при двух энергиях рассеянных нейтронов, $E_f = 3.9, 4.9$ мэВ. Интенсивность неупругих пиков определяется размерами E - q -пространства, которые эллипсоид разрешения захватывает при сканировании. В случае меньшего эллипсоида разрешения (рис. 6а, $E_f = 3.9$ мэВ) увеличение интенсивности в магнитном поле $H = 500$ Э, $\mathbf{H} \perp \mathbf{q}$ от продольных спиновых флуктуаций, связанное с первым слагаемым в выражении (2), оказывается недостаточным, чтобы скомпенсировать уменьшение интенсивности, обусловленное вторым слагаемым. Если эллипсоид разрешения (рис. 6б, $E_f = 4.9$ мэВ) захватывает большую область E - q -пространства с меньшими волновыми векторами, ситуация обратная, так как, согласно данным из работы [17] (см. рис. 9б из [17]), интенсивность от продольных спиновых флуктуаций резко увеличивается с уменьшением волнового вектора при температурах, близких к точке Кюри (в том числе и при $\tau = T/T_C = 0.9$, как в нашем случае). Кроме того, известно [18–21], что ферромагнитный ГЦК-сплав $\text{Fe}_{0.65}\text{Ni}_{0.35}$ из-за конкурирующего обменного взаимодействия ($J_{\text{NiNi}} > 0$, $J_{\text{FeNi}} > 0$, $J_{\text{FeFe}} < 0$) имеет неоднородную магнитную структуру, которая наблюдается в широком температурном интервале ниже T_C . Такая магнитная структура характеризуется наличием не только поперечных, но и продольных спиновых флуктуаций (в большей степени, чем в однородных ферромагнетиках).

В то же время неоднородная магнитная структура способствует распаду больших доменов на мел-

кие (уже при температурах, значительно меньших точки Кюри). Это означает, что с ростом температуры в области, далекой от T_C , увеличивается число доменов и протяженность доменных границ, т. е. (соответственно) возрастает плотность состояний длинноволновых магнитных nw - и w -возбуждений. Следовательно, все три типа длинноволновых магнитных возбуждений (w -, nw - и продольные спиновые флуктуации) могут быть «скрытыми» возбуждениями, которые приводят к аномальной температурной зависимости спонтанной намагниченности в сплавах γ - FeNi с большим содержанием железа. Они же обуславливают различие коэффициентов спин-волновой жесткости $D(T)$, измеренных магнитными и нейтронными методами. Первые два типа магнитных возбуждений не могут быть причиной инварного эффекта, так как увеличение их плотности состояний (уже при температурах, значительно меньших температуры Кюри) связано с дипольным взаимодействием, которое является ответственным за доменную картину магнетиков. Этим обстоятельством можно объяснить сильное влияние внешнего магнитного поля (3000 Э) на интенсивность второго типа рассеяния нейтронов [9]. В то же время инварный эффект не подвержен такому слабому магнитному полю.

Итак, по нашему мнению, в сплавах $\text{Fe}_x\text{Ni}_{1-x}$ ($x = 0.50, 0.57, 0.65$ ат. %) магнитными возбуждениями, приводящими к аномальному температурному поведению спонтанной намагниченности в реальных (многодоменных) образцах, одновременно могут быть w - и nw -низкоэнергетические длинноволновые магнитные возбуждения, а также продольные спиновые флуктуации. Величина плотности состояний этих типов магнитных возбуждений при температурах существенно ниже точки Кюри связана с неоднородной магнитной структурой сплавов, которая зависит от концентрации железа и обусловлена конкурирующим ($J_{\text{NiNi}} > 0$, $J_{\text{FeNi}} > 0$, $J_{\text{FeFe}} < 0$) обменным взаимодействием.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы ОФН РАН (проект №14 УрО РАН/договор №11/05) и программы Президиума РАН «Влияние атомно-кристаллической и электронной структуры на свойства конденсированных сред».

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Chikazumi, J. Magn. Magn. Mat. **10**, 113 (1979).

2. Y. Ishikawa, S. Onodera, and K. Tajima, *J. Magn. Magn. Mat.* **10**, 183 (1979).
3. P. J. Brown, B. Roessli, J. G. Smith et al., *J. Phys.: Condens. Matter* **8**, 1527 (1996).
4. P. Boni, E. Clementyev, and B. Roessli, *PSI, Scientific Report* (2001), Vol. III, p. 49.
5. Ю. Н. Михайлов, А. З. Меньшиков, *ФММ* **82**, 59 (1996).
6. Ю. Н. Михайлов, *ФММ* **92**, 35 (2001).
7. Ю. Н. Михайлов, *ФММ* **94**, 23 (2002).
8. П. Игелстафф, *Рассеяние тепловых нейтронов*, Атомиздат, Москва (1970), с. 257.
9. A. Z. Menshikov, A. Chamberod, and M. Roth, *Sol. St. Comm.* **44**, 243 (1982).
10. Ю. Н. Михайлов, В. А. Казанцев, *Письма в ЖЭТФ* **80**, 226 (2004).
11. Y. Endoh, Y. Noda, and M. Iizumi, *J. Phys. Soc. Jpn.* **50**, 469 (1981).
12. J. W. Lynn, N. Rosov, and G. Fish, *J. Appl. Phys.* **73**, 5369 (1993).
13. М. И. Куркин, А. П. Танкеев, *ФММ* **36**, 1149 (1973).
14. Y. Ishikawa, M. Kohgi, S. Onodera et al., *Sol. St. Comm.* **57**, 535 (1986).
15. N. Rosov, J. W. Lynn, J. Kastner et al., *J. Appl. Phys.* **75**, 6072 (1994).
16. Ю. А. Изюмов, Н. А. Черноплеков, *Нейтронная спектроскопия*, т. 3, Энергоатомиздат, Москва (1983), с. 175.
17. Ю. А. Изюмов, Н. И. Чащин, *ФММ* **93**, 23 (2002).
18. В. Е. Архипов, А. З. Меньшиков, С. К. Сидоров, *Письма в ЖЭТФ* **12**, 356 (1970).
19. В. И. Гоманьков, И. М. Пузей, В. Н. Сигаев и др., *Письма в ЖЭТФ* **13**, 600 (1971).
20. S. Komura, G. Lippmann, and W. Schmatz, *J. Magn. Magn. Mat.* **5**, 123 (1977).
21. Y. Wang, G. M. Stocks, D. M. C. Nicholson et al., *J. Appl. Phys.* **81**, 3873 (1997).