

# Длинноволновые магнитные возбуждения в Fe<sub>65</sub>Ni<sub>35</sub> сплаве

Ю. Н. Михайлов<sup>1)</sup>, В. А. Казанцев

Институт физики металлов Уральского отделения РАН, 620219 Екатеринбург, Россия

Поступила в редакцию 7 июля 2004 г.

Выполнен энергетический анализ малоуглового рассеяния нейтронов в сплаве Fe<sub>65</sub>Ni<sub>35</sub> при температуре  $T$  (450 К) =  $0.9T_c$ . Полученные результаты свидетельствуют о существовании длинноволновых магнитных возбуждений, которые не соответствуют спиновым волнам хольштейн-примаковского типа. Обсуждается возможная природа этих магнитных возбуждений.

PACS: 75.30.-m, 78.70.Nx

**1. Введение.** Измерения температурной зависимости интенсивности малоуглового рассеяния нейтронов при фиксированных волновых векторах  $\mathbf{q}$  в Fe<sub>65</sub>Ni<sub>35</sub> и Fe<sub>3</sub>Pt сплавах, кроме пиков критического рассеяния в точке Кюри (первый тип рассеяния), показывают широкие максимумы при  $T < T_c$  (второй тип рассеяния) [1]. Интенсивности этих максимумов и интервалы температур, в которых они существуют, зависят от величины  $\mathbf{q}$  и образца. Ранее второй тип рассеяния наблюдался в Fe и был связан только с рассеянием нейтронов на спиновых волнах [2]. Однако такая трактовка не согласуется с экспериментальными результатами в Fe<sub>65</sub>Ni<sub>35</sub> и Fe<sub>3</sub>Pt сплавах [1], поскольку углы обрыва спин-волнового рассеяния нейтронов (при соответствующих температурах) меньше тех углов, при которых еще существует второй тип рассеяния. Поэтому можно предположить, что рассеяние второго типа, кроме спин-волнового, содержит какой-то дополнительный магнитный вклад.

Общее сечение критического рассеяния нейтронов в ферромагнетиках при  $T < T_c$  пропорционально выражению [3]

$$d^2\sigma/d\Omega d\varepsilon \sim \quad (1)$$

$$\sim [(1 - \cos^2 \alpha)\chi_{\parallel}(\mathbf{q})F_{\parallel}(\mathbf{q}, \varepsilon) + (1 + \cos^2 \alpha)\chi_{\perp}(\mathbf{q})F_{\perp}(\mathbf{q}, \varepsilon)],$$

где:  $\chi_{\parallel}(\mathbf{q})$  и  $\chi_{\perp}(\mathbf{q})$  – продольная и поперечная статические магнитные восприимчивости;  $F_{\parallel}(\mathbf{q}, \varepsilon)$  и  $F_{\perp}(\mathbf{q}, \varepsilon)$  – функции спектральной плотности продольных и поперечных компонент спинов;  $\alpha$  – угол между вектором рассеяния и направлением намагниченности;  $\cos^2 \alpha = 1/3$  (без внешнего магнитного поля). Для различных направлений ( $\mathbf{H} \parallel \mathbf{q}$  и  $\mathbf{H} \perp \mathbf{q}$ ) внешнего магнитного поля насыщения выражение (1) принимает (соответственно) два значения:  $[2\chi_{\perp}(\mathbf{q})F_{\perp}(\mathbf{q}, \varepsilon)]$  и  $[\chi_{\parallel}(\mathbf{q})F_{\parallel}(\mathbf{q}, \varepsilon) + \chi_{\perp}(\mathbf{q})F_{\perp}(\mathbf{q}, \varepsilon)]$ , при сопоставлении

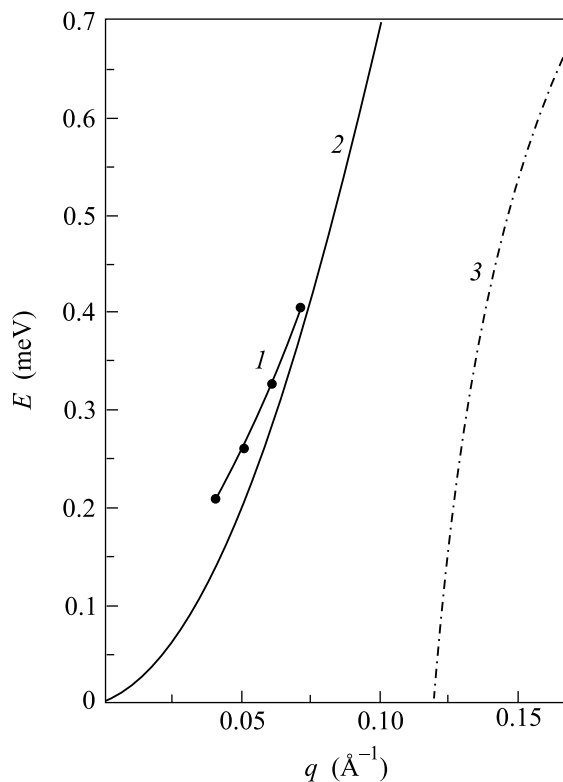


Рис.1. Энергии пиков неупругого рассеяния нейтронов в зависимости от волнового вектора (кривая 1) и расчетная дисперсионная кривая спиновых волн (кривая 2) в Fe<sub>65</sub>Ni<sub>35</sub> сплаве при  $T = 0.9T_c$ . Часть траектории сканирования методом постоянного угла рассеяния при  $q_0 = 0.12 \text{ \AA}^{-1}$  (кривая 3)

которых с экспериментальными данными из [1] получается соотношение

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

Неравенство (2) свидетельствует о заметном вкладе в сечение критического рассеяния слагаемого  $\chi_{\parallel}(\mathbf{q})F_{\parallel}(\mathbf{q}, \varepsilon)$  в Fe<sub>65</sub>Ni<sub>35</sub> и Fe<sub>3</sub>Pt сплавах. В связи

<sup>1)</sup>e-mail: mikhailov@uraltc.ru

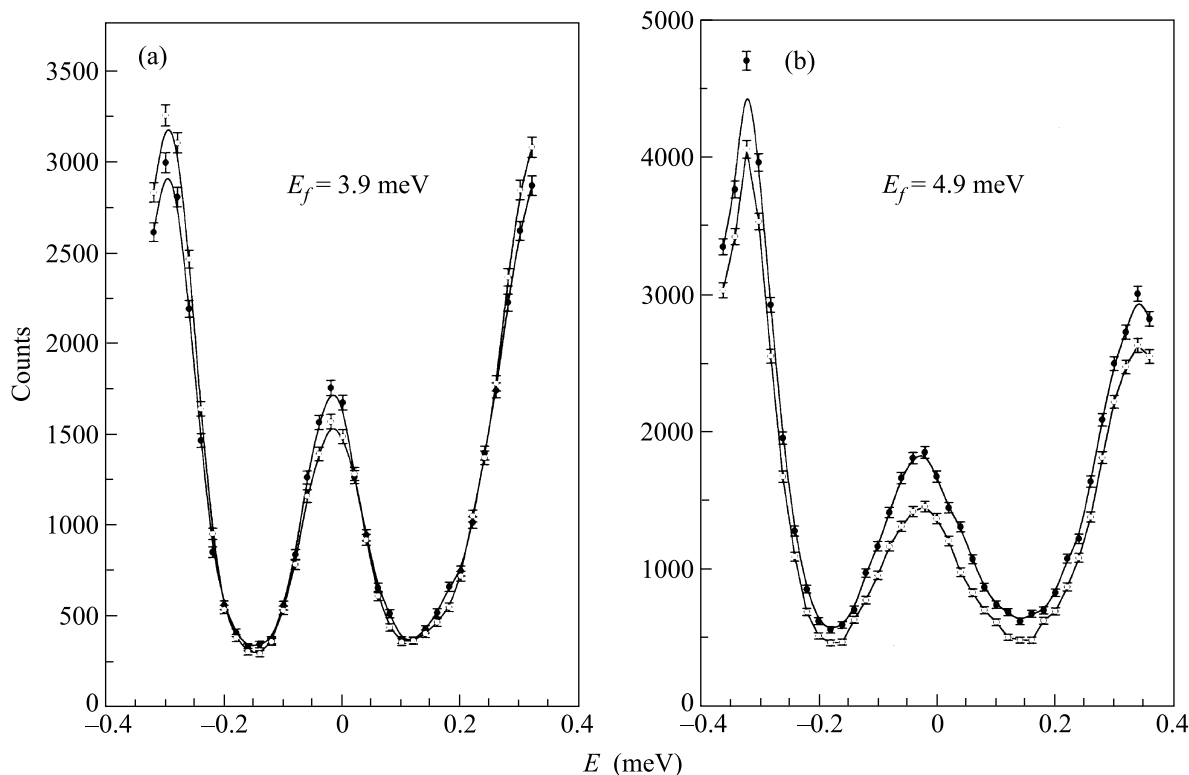


Рис.2.  $\mathbf{Q} = \text{const}$ , спектры в  $\text{Fe}_{65}\text{Ni}_{35}$  сплаве при:  $T = 0.9T_c$ ,  $q = 0.06 \text{ \AA}^{-1}$ ;  $\mathbf{H} = 0$  (светлые кружки);  $\mathbf{H}(500 \text{ \AA}) \perp \mathbf{q}$  (темные кружки); (a)  $E_f = 3.9 \text{ мэВ}$  и (b)  $E_f = 4.9 \text{ мэВ}$

с этим представляет интерес проведение энергетического анализа второго типа рассеяния в указанных выше сплавах.

**2. Экспериментальные результаты.** В данной работе измерения выполнены в поликристаллическом  $\text{Fe}_{65}\text{Ni}_{35}$  сплаве на трехосевом спектрометре (TASP, SINQ, Paul Scherrer Institute, Villigen, Switzerland). Все эксперименты проведены при температуре  $T(450 \text{ К}) = 0.9 T_c$ . Методом  $\mathbf{Q} = \text{const}$  (без внешнего магнитного поля, при  $E_f = 4.9 \text{ мэВ}$ ) измерены энергии пиков неупругого рассеяния нейтронов для нескольких волновых векторов. Результаты представлены темными кружками (кривая 1) на рис.1. Как известно, выражение для энергии спиновых волн (хольштейн-примаковского типа) в изотропном ферромагнетике имеет вид [4]

$$E_q = [(Dq^2 + g\mu_B H)(Dq^2 + g\mu_B H + 4\pi g\mu_B M_0 \sin^2 \vartheta_q)]^{1/2}. \quad (3)$$

На рис.1 (для сравнения) приведена расчетная дисперсионная кривая 2 без внешнего магнитного поля  $E_q = [D^2 q^4 + 4Dq^2 \pi g\mu_B M(450 \text{ К}) \sin^2 \vartheta_q]^{1/2}$  при  $D(450 \text{ К}) = 70 \text{ мэВ} \cdot \text{ \AA}^2$  из [5]. Видно, что экспериментальная кривая 1 более пологая и экстраполяция

ее на  $q = 0$  приводит, в отличие от расчетной, к энергетической щели.

Затем были получены  $\mathbf{Q} = \text{const}$ , спектры для  $q = 0.06 \text{ \AA}^{-1}$  в магнитном поле  $\mathbf{H}(500 \text{ \AA}) \perp \mathbf{q}$  и без поля. Результаты указанных измерений при двух энергиях рассеянных нейтронов – а)  $E_f = 3.9 \text{ мэВ}$  и б)  $E_f = 4.9 \text{ мэВ}$  представлены на рис.2а,б. Неупругие пики со сбросом и приобретением энергии нейтронов оборваны из-за кинематических ограничений, связанных с малым волновым числом первичного пучка нейтронов  $k_i$ , при котором максимальная переданная энергия  $E_{\text{max}} = \pm 2Cqk_i$ , где  $C = 2.0719 \text{ мэВ} \cdot \text{ \AA}^2$ . Из полученных спектров следует, что отношение интенсивностей неупругих пиков в магнитном поле и без поля при различных  $E_f$  противоположное. Такое поведение интенсивностей неупругих пиков не может быть связано только с рассеянием на спиновых волнах, а обусловлено еще какими-то другими магнитными возбуждениями.

Для проверки этого предположения был проведен энергетический анализ в такой области ( $E-q$ )-плоскости, где сечение эллипсоида разрешения спектрометра (полные размеры которого в этой плоскости составляют  $\Delta E \cong 0.24 \text{ мэВ}$ ,  $\Delta q \cong 0.05 \text{ \AA}^{-1}$  при  $E_i = 3.9 \text{ мэВ}$ ), не касается кривых 1 и 2. Чтобы

выполнить это условие при малом волновом векторе и избавиться от кинематических ограничений по энергии, измерения проведены методом сканирования при постоянном угле рассеяния. На вставке рис.3 показаны результаты такого энергетического анали-

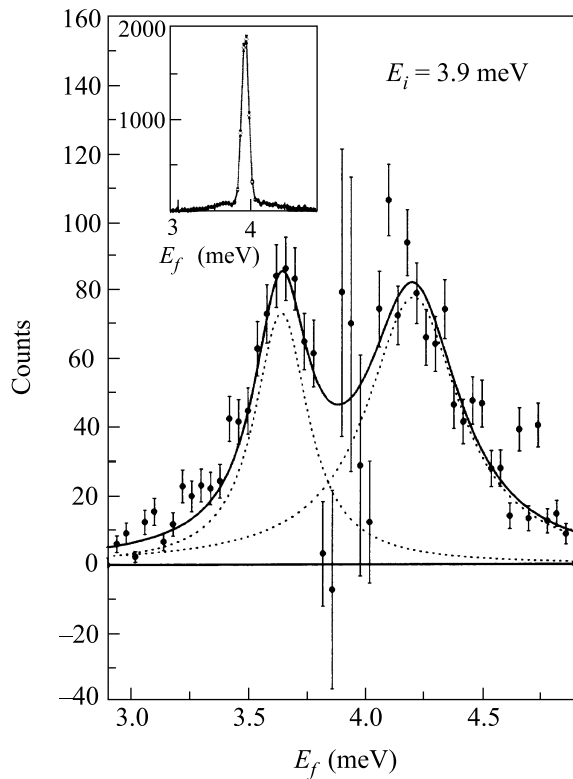


Рис.3. Выделенные боковые максимумы спектра после обработки. Спектр энергетического анализа в сплаве  $\text{Fe}_{65}\text{Ni}_{35}$  при  $T = 0.9T_c$  и  $q_0 = 0.12 \text{ \AA}^{-1}$ , полученный методом постоянного угла рассеяния (на вставке)

за для  $q_0 = 0.12 \text{ \AA}^{-1}$  при энергии падающих нейтронов  $E_i = 3.9 \text{ мэВ}$ . После обработки экспериментальных данных (аппроксимации центрального упругого пика гауссианом, а боковых интенсивностей – лорентцианами) видно, что спектр имеет трехпиковую структуру, где боковые максимумы расположены при переданных энергиях  $E \cong \pm 0.3 \text{ мэВ}$ . На рис.1 часть траектории сканирования методом постоянного угла рассеяния показана кривой 3. Светлый кружок на этой кривой соответствует энергии и волновому вектору одного из выделенных боковых максимумов.

**3. Обсуждение экспериментальных результатов.** В сплавах  $\text{Fe}_{65}\text{Ni}_{35}$  и  $\text{Fe}_3\text{Pt}$  [5] существует значительное расхождение экспериментально измеренной температурной зависимости спонтанной на-

магниченности  $M(T)$  с расчетной  $M_s(T)$ , полученной на основе спин-волновой теории:

$$M_s(T) = M(0)(1 - BT^{3/2}), \quad (4)$$

где  $M(0)$  – намагниченность при  $T = 0 \text{ К}$  а  $B = [2.612 \text{ г } \mu_B / M(0)] [k_B / 4\pi D(T)]^{3/2}$ . Этот факт связывают с отличающимися коэффициентами спин-волновой жесткости  $D(T)$ , определенными из магнитных и нейтронных измерений. Возможными причинами отмеченной разницы могли быть аномальное смягчение или сильное затухание длинноволновых спиновых волн. Однако нейтронографические эксперименты [6, 7] показали, что поведение указанных спин-волновых параметров в этих сплавах согласуется с обычной теорией гейзенберговского ферромагнетика. Удовлетворительное соответствие между  $M(T)$  и  $M_s(T)$  может быть получено, если предположить в  $\text{Fe}_{65}\text{Ni}_{35}$  и  $\text{Fe}_3\text{Pt}$  существование дополнительных магнитных возбуждений [5]. Согласно этой работе, энергии “скрытых” магнитных возбуждений не могут превышать  $E \sim 1 \text{ мэВ}$ , а сами возбуждения должны наблюдаться при малых волновых векторах.

Обсудим возможности возникновения подобных возбуждений. Длинноволновая магнитная динамика в многодоменном ферромагнетике рассмотрена в работе [8] (см. также ссылки в [8]). Показано, что в этом случае, наряду с внутримонодоменной (хольштейн-примаковской) ветвью  $d$ -магнонов, существенными оказываются еще две ветви магнитных возбуждений. Одна из них –  $w$ -ветвь – соответствует колебаниям доменных границ (внутриграницные магноны), а другая –  $nw$  – локализована вблизи доменных границ. Энергия  $nw$ -магнонов больше энергии  $d$ -магнонов из-за дипольного взаимодействия колебаний намагниченностей соседних доменов, которые антипараллельны друг другу. Волновые векторы обоих типов магнитных возбуждений имеют лишь компоненты, параллельные плоскости доменной границы, и поэтому их законы дисперсии являются анизотропными. При малых волновых векторах все три ветви разделены, а  $w$ - и  $nw$ -магноны даже в изотропном ферромагнетике имеют соответствующие энергетические щели. С увеличением волнового вектора  $w$ - и  $nw$ -ветви смыкаются с  $d$ -магнонами. Такое поведение обусловлено как относительной величиной дипольных и обменных взаимодействий, так и соотношением между длиной дипольной корреляции и толщиной доменной границы. Следовательно, спектры длинноволновых магнитных возбуждений реальных (многодоменных) ферромагнетиков существенно отличаются в разных интервалах волновых векторов.

Учитывая это обстоятельство, можно качественно объяснить зависимость энергии неупругих пиков от волнового вектора (кривая 1) на рис.1 При  $\mathbf{Q} = \text{const}$  сканировании эллипсоид разрешения спектрометра захватывает (несовпадающие с  $d$ -магнонами в области малых волновых векторов) участки  $w$ - и  $nw$ -ветвей, рассеяние нейтронов на которых дает заметные вклады в неупругие пики. Эти вклады смещают экспериментальные пики в сторону больших энергий. Величины смещений увеличиваются по мере уменьшения волнового вектора, при котором происходит сканирование, что приводит к более пологой, чем от  $d$ -магнонов (расчетная кривая 2), дисперсионной кривой 1.

Другим претендентом на роль “скрытых” магнитных возбуждений являются продольные спиновые флуктуации. К настоящему времени опубликовано несколько теоретических работ по рассеянию нейтронов на продольных спиновых флуктуациях. Эти теории предсказывают одно- [9], двух- [10] и трехпиковые [11, 12] спектры рассеяния, которые соответственно представляют из себя: 1) квазиупругий центральный максимум; 2) неупругие пики при энергии спиновых волн; 3) центральный пик с двумя неупругими максимумами на частотах спиновых волн [11] или с линейной зависимостью энергии этих максимумов от волнового вектора при постоянной температуре [12]. Экспериментальные работы по рассеянию нейтронов на продольных спиновых флуктуациях также дают противоречивые результаты. На неполяризованных нейтронах с использованием внешнего магнитного поля в работе [13] было обнаружено наличие продольных спиновых флуктуации (около  $E = 0$ ) в сплаве  $\text{Fe}_{65}\text{Ni}_{35}$  и отсутствие их в  $\text{Fe}_3\text{Pt}$ . Дальнейшие исследования, выполненные на поляризованных нейтронах, показали, что продольные спиновые флуктуации, также в виде диффузного максимума (около  $E = 0$ ), существуют и в сплаве  $\text{Fe}_{72}\text{Pt}_{28}$  [14]. Трехпиковые структуры спектров, обусловленных продольными спиновыми флуктуациями, наблюдались в аморфных ферромагнетиках [15]. Возможные причины противоречивости результатов нейтронных исследований продольных спиновых флуктуации в ферромагнетиках отмечены в [12].

Как известно [16–19], в ферромагнитном ГЦК сплаве  $\text{Fe}_{65}\text{Ni}_{35}$  существует конкурирующее обменное взаимодействие, приводящее к неоднородной магнитной структуре, которая наблюдается в широком температурном интервале ниже  $T_c$ . Такая неоднородная магнитная структура характеризуется наличием не только поперечных, но и продольных спиновых флуктуации (в большей степени, чем в од-

нородных ферромагнетиках) во всем этом температурном интервале. Поэтому мы предполагаем, что низкоэнергетические магнитные возбуждения, обнаруженные методом постоянного угла рассеяния при  $q_0 = 0.12 \text{ \AA}^{-1}$  (см. рис.3), обусловлены флуктуациями продольных компонент магнитных моментов.

Продольными спиновыми флуктуациями (при меньших волновых векторах) можно объяснить и обратное соотношение интенсивностей неупругих пиков во внешнем магнитном поле и без поля при разных  $E_f$  на рис.2а и б. Для этого необходимо учесть размеры эллипсоида разрешения спектрометра при двух энергиях рассеянных нейтронов  $E_f = 3.9 \text{ мэВ}$  и  $E_f = 4.9 \text{ мэВ}$ . Интенсивность неупругих пиков определяется размерами  $(E-q)$ -пространства, которые эллипсоид разрешения захватывает при сканировании В случае меньшего эллипсоида (рис.2а,  $E_f = 3.9 \text{ мэВ}$ ) увеличение интенсивности в магнитном поле  $\mathbf{H}(500 \text{ Э}) \perp \mathbf{q}$  от продольных спиновых флуктуаций, связанное с первым слагаемым в выражении (1), оказывается недостаточным, чтобы скомпенсировать уменьшение интенсивности, обусловленное вторым слагаемым. При эллипсоиде разрешения (рис.2б,  $E_f = 4.9 \text{ мэВ}$ ), когда он захватывает большую область  $(E-q)$ -пространства с меньшими волновыми векторами, ситуация обратная, так как, согласно [12] (см. рис.9б), 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).

По нашему мнению, необходимы дальнейшие исследования в этом направлении с использованием поляризованных нейтронов, чтобы определить дисперсионные соотношения для всех (отмеченных выше) типов магнитных возбуждений, которые могут способствовать объяснению аномальной температурной зависимости спонтанной намагниченности в сплаве  $\text{Fe}_{65}\text{Ni}_{35}$ .

Авторы благодарят А. А. Подлесняка за проведенные измерения, а руководителей нейтронного центра за предоставленную возможность использовать спектрометр с хорошим разрешением.

Работа выполнена при финансовой поддержке МПНиТ РФ (контракт № 40.012.1.1.1150) и программы ОФН РАН (проект № 14 УрО РАН / договор № 26/04).

- 
1. A. Z. Menshikov, A. Chamberod, and M. Roth, Solid State Comm. 44, 243 (1982).

2. П. Игелстафф, *Рассеяние тепловых нейтронов*, М.: Атомиздат, 1970, с. 257 [P. A. Egelstaff, *Thermal neutron scattering*, Academic press, London – New York, 1965].
3. Ю. А. Изюмов, Н. А. Черноплеков, *Нейтронная спектроскопия*, т. 3, М.: Энергоатомиздат, 1983, с. 175.
4. С. В. Малеев, *ЖЭТФ* **48**, 1448 (1965).
5. Y. Ishikawa, S. Onodera, and K. Tajima, *J. Magn. Mater.* **10**, 183 (1979).
6. J. W. Lynn, N. Rosov, M. Acet et al., *J. Appl. Phys.* **75**, 6069 (1994).
7. N. Rosov, J. W. Lynn, J. Kastner et al., *J. Appl. Phys.* **75**, 6072 (1994).
8. М. И. Куркин, А. П. Танкеев, *ФММ* **36**, 1149 (1973).
9. G. F. Mazenko, *Phys. Rev.* **B14**, 3933 (1976).
10. J. Villain, *Critical phenomena in alloys, magnets and superconductors*, New York. 1971, p. 423.
11. В. Г. Вакс, А. И. Ларкин, С. А. Пикин, *ЖЭТФ* **53**, 1089 (1967).
12. Ю. А. Изюмов, Н. И. Чашин, *ФММ* **93**, 23 (2002).
13. Y. Ishikawa, S. Onodera, and K. Tajima, *Solid State Comm.* **38**, 561 (1981).
14. N. Rosov, J. W. Lynn, J. Kastner et al., *J. Magn. Mater.* **140**, 235 (1995).
15. J. W. Lynn, N. Rosov, and G. Fish, *J. Appl. Phys.* **73**, 5369 (1993).
16. В. Е. Архипов, А. З. Меньшиков, С. К. Сидоров, *Письма в ЖЭТФ* **12**, 356 (1970).
17. В. И. Гоманьков, И. М. Пузей, В. Н. Сигаев и др., *Письма в ЖЭТФ* **13**, 600 (1971).
18. S. Komura, G. Lippmann, and W. Schmatz, *J. Magn. Mater.* **5**, 123 (1977).
19. Y. Wang, G. M. Stocks, D. M. C. Nicholson et al., *J. Appl. Phys.* **81**, 3873 (1997).