Письма в ЖЭТФ, том 76, вып. 11, с. 779 – 783

Спин-волновой резонанс в трехслойных пленках NiFe/Dy_xCo_{1-x}/NiFe как метод регистрации неоднородностей структуры аморфных слоев Dy_xCo_{1-x}

Р. С. Исхаков[+1)], *В. А. Середкин*[+*], *С. В. Столяр*[+], *Л. А. Чеканова*[+], *В. Ю. Яковчук*[+]

[+] *Институт физики им. Л. В. Киренского Сибирского отделения РАН, 660036 Красноярск, Россия*

[*] *Красноярский государственный университет, 660041 Красноярск, Россия*

Поступила в редакцию 21 октября 2002 г.

Методом спин-волнового резонанса исследован спектр стоячих спиновых волн в трехслойных пленках $Ni_{80}Fe_{20}/Dy_xCo_{1-x}/Ni_{80}Fe_{20}$ с промежуточным слоем из аморфного сплава DyCo в области компенсационных составов. Показано, что в геометрии $\mathbf{k} \parallel M$ спектр спин-волнового резонанса (СВР) существует только в планарной системе со слоем DyCo докомпенсационного состава. В геометрии $\mathbf{k} \perp M$ спектр СВР обнаружен в системах с DyCo как до-, так и послекомпенсационных составов. Анализ зависимости величины обменной жесткости системы от толщины слоя DyCo позволил сформулировать модель микрогетерофазности строения аморфных сплавов DyCo в компенсационной области, особенности магнитной микроструктуры которой объясняют как динамические, так и статические магнитные характеристики этих материалов.

PACS: 75.60.–d, 75.70.–i

Аморфные сплавы РЗ-ПМ (РЗ – Dy, Gd, Tb; ПМ – Fe, Co), получаемые в широкой области концентраций в виде твердых растворов, являются ярчайшими представителями класса аморфных ферримагнетиков. Полная намагниченность этих сплавов задается суммой антипараллельных намагниченностей подрешеток РЗ и ПМ. Поэтому в этих материалах существует как температура компенсаций (T_{comp}), так и компенсационный состав (x_{comp}), определяемые условием обращения в нуль суммарной намагниченности. Обычно эти материалы, изготовленные в виде пленок с составами, близкими к компенсационным, применяются как среды для термомагнитной записи с ультравысокой плотностью [1]. В этих пленках в точках T_{comp} (либо x_{comp}) коэрцитивная сила имеет резкий максимум. Достаточно уйти на несколько градусов от T_{comp} (либо на 2–3 ат.% от x_{comp}), чтобы коэрцитивная сила уменьшилась в несколько раз. Особенности магнитной и атомной структур этих сплавов интенсивно изучались в [2]. Однако до сих пор имеются слабоизученные свойства, например, динамические. Так, исследования этих пленок методом ферромагнитного резонанса (ФМР) показывают, что при приближении состава пленок к x_{comp} (либо при приближении температуры к T_{comp}) ширина линии ФМР увеличивается, и в области компенсации суммарной намагниченности поглощение СВЧ электромагнитных волн не наблюдается (заметим, что такое поведение параметров ФМР является общим для ферримагнитных материалов [3]).

В данной работе мы изложим результаты исследования динамических магнитных свойств трехслойных пленок NiFe/Dy_xCo_{1-x}/NiFe, в которых аморфный слой РЗ-ПМ изготавливается в области компенсационных составов.

В ходе экспериментальных исследований установлено, что, во-первых, в такой трехслойной композиционной планарной системе однородным переменным магнитным полем возбуждаются стоячие спиновые волны. Этот результат указывает на обменное взаимодействие между ферри- и ферромагнитными слоями. Во-вторых, анализ зависимости эффективной спин-волновой жесткости такой системы от толщины ферримагнитного слоя позволил сделать косвенное (но достоверное) заключение об особенности реальной магнитной и химической структур пленок сплава DyCo компенсационного состава.

Получение образцов и методика эксперимента. Трехслойные обменносвязанные пленки $Ni_{80}Fe_{20}/Dy_xCo_{1-x}/Ni_{80}Fe_{20}$ были получены методом термического испарения в вакууме $3 \cdot 10^{-6}$ торр последовательным напылением слоев NiFe и DyCo из трех независимых испарителей с кольцевым катодом на подложки из покровных стекол. Толщины слоев пермаллоя в планарной системе составля-

1) e-mail: rauf@iph.krasn.ru

ли $d_{\mathrm{NiFe}} = 1100\,$Å, а толщина слоя $\mathrm{Dy}_x\mathrm{Co}_{1-x}$ варьировалась в диапазоне от 100 до 800 Å. В качестве реперных образцов использовались однослойные пленки пермаллоя $\mathrm{Ni}_{80}\mathrm{Fe}_{20}$ толщиной 3000 Å и однослойные пленки $\mathrm{Dy}_x\mathrm{Co}_{1-x}$ толщиной 700 Å. Толщины и химический состав пленок контролировались методом рентгеноспектрального анализа. Аморфное состояние слоя DyCo контролировалось методом электронной микроскопии. В качестве тестовой методики, позволяющей определять состав (докомпенсационный, компенсационный, послекомпенсационный) этого слоя, использовался магнитооптический эффект Керра в полях до 15 кЭ. Этой же методикой (путем изучения магнитооптических петель гистерезиса на обеих внешних поверхностях слоя DyCo) установлена однородность состава по толщине пленок DyCo (впоследствии подтвержденная методом ОЖЕ-спектроскопии) и наличие перпендикулярной анизотропии. В нашем случае компенсационным составом при комнатной температуре является состав $\mathrm{Dy}_{22}\mathrm{Co}_{78}$. Были изготовлены две серии планарных структур: $\mathrm{Ni}_{80}\mathrm{Fe}_{20}/\mathrm{Dy}_{20}\mathrm{Co}_{80}/\mathrm{Ni}_{80}\mathrm{Fe}_{20}$ и $\mathrm{Ni}_{80}\mathrm{Fe}_{20}/\mathrm{Dy}_{24}\mathrm{Co}_{76}/\mathrm{Ni}_{80}\mathrm{Fe}_{20}$. Выбранные составы ферримагнитного слоя находятся по разные стороны от x_{comp}, однако характеризуются близкими величинами суммарной намагниченности насыщения $M_s \approx 80\,$Гс, коэрцитивной силы $H_c \approx 4{-}5\,$кЭ и величинами перпендикулярной магнитной анизотропии $K_\perp \approx 3 \cdot 10^5\,$эрг/см^3.

Спектры спин-волнового резонанса (СВР) планарных структур $\mathrm{NiFe}/\mathrm{Dy}_x\mathrm{Co}_{1-x}/\mathrm{NiFe}$, однослойных пленок NiFe, а также пленок DyCo изучались на стандартном спектрометре X-band с частотой накачки резонатора $f = 9.2\,$Ггц при комнатной температуре. Пленки помещались в пучность переменного магнитного поля проходного резонатора и намагничивались в двух геометриях (перпендикулярно либо параллельно) относительно поверхности. Резонансные поля пиков СВР (для ферромагнитных пленок) в первой геометрии, как известно, удовлетворяют уравнению

$$H_n = \frac{\omega}{\gamma} + 4\pi M - \eta_{\mathrm{eff}}\mathbf{k}_n^2, \quad \mathbf{k} \parallel M, \tag{1}$$

а во второй геометрии – уравнению

$$H_n = \left\{\left[(\omega/\gamma)^2 + (2\pi M)^2\right]^{1/2} - 2\pi M\right\} - \eta_{\mathrm{eff}}\mathbf{k}_n^2, \quad \mathbf{k} \perp M. \tag{2}$$

Здесь $\omega = 2\pi f$ – частота, γ – гиромагнитное соотношение, $\eta_{\mathrm{eff}} = 2A/M$ – спин-волновая жесткость, связанная с константой обменного взаимодействия A, M – намагниченность, $\mathbf{k}_n$ – волновой вектор n-й моды спектра СВР, определяемый соотношением $k_n = (\pi/d)n$ ($n = 1, 2, 3, \ldots, d$ – толщина пленки).

Для наших целей важно, что эффективная обменная жесткость η_{eff}, вычисляемая по формуле

$$\eta_{\mathrm{eff}} = \frac{H_1 - H_n}{n^2 - 1}\left(\frac{d}{\pi}\right)^2, \tag{3}$$

не зависит от геометрии эксперимента СВР и (при условии регистрации пиков СВР как для случая $\mathbf{k} \parallel M$, так и для случая $\mathbf{k} \perp M$) должна характеризоваться одной и той же величиной. Действительно, на реперных однослойных пленках $\mathrm{Ni}_{80}\mathrm{Fe}_{20}$ толщиной 3000 Å регистрировались спектры СВР в обеих геометриях эксперимента: $\mathbf{k} \parallel M$ – 14 пиков СВР, включая поверхностный, $\mathbf{k} \perp M$ – 5 пиков СВР (см. рис.1). Рассчитанные по формуле (3) величины

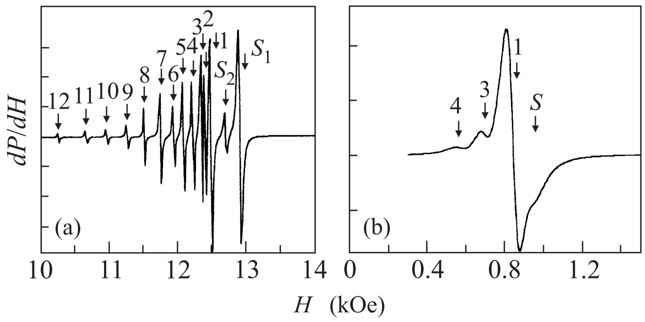

Рис.1. Спектры СВР реперных пленок $\mathrm{Ni}_{80}\mathrm{Fe}_{20}$ в координатах $dP/dH, H$: (a) $\mathbf{k} \parallel M$, (b) $\mathbf{k} \perp M$ (S – поверхностные моды, *1,2,3* ... – пронумерованные объемные моды)

η_{eff} с хорошей точностью оказались одинаковыми: $\eta_{\mathrm{eff}} \approx 2.5 \cdot 10^{-9}\,$Э$\cdot$см^2 (отметим, что эта величина согласуется с имеющимися литературными данными [4]). На реперных пленках $\mathrm{Dy}_{20}\mathrm{Co}_{80}$, $\mathrm{Dy}_{22}\mathrm{Co}_{78}$, $\mathrm{Dy}_{24}\mathrm{Co}_{76}$ СВЧ поглощение не наблюдалось.

Результаты и обсуждения. На рис.2 приведены спектры поглощения исследуемых трехслойных пленок $\mathrm{NiFe}/\mathrm{Dy}_x\mathrm{Co}_{1-x}/\mathrm{NiFe}$. Кривая на рис.2a описывает спектр СВР планарной системы $\mathrm{Ni}_{80}\mathrm{Fe}_{20}/\mathrm{Dy}_{20}\mathrm{Co}_{80}/\mathrm{Ni}_{80}\mathrm{Fe}_{20}$ в геометрии $\mathbf{k} \parallel M$, кривая на рис.2b – спектр СВЧ поглощения системы $\mathrm{Ni}_{80}\mathrm{Fe}_{20}/\mathrm{Dy}_{24}\mathrm{Co}_{76}/\mathrm{Ni}_{80}\mathrm{Fe}_{20}$ в этой же геометрии. Видно существенное различие представленных спектров: на планарной системе с промежуточным слоем DyCo докомпенсационного состава возбуждаются спин-волновые моды, в то время как на планарной системе с промежуточным слоем DyCo послекомпенсационного состава спектр представляет собой суперпозицию двух кривых ФМР от ферромагнитных слоев NiFe. Причиной столь значительных отличий выступает обменное взаимодействие между слоями, а также ориентация намагниченности

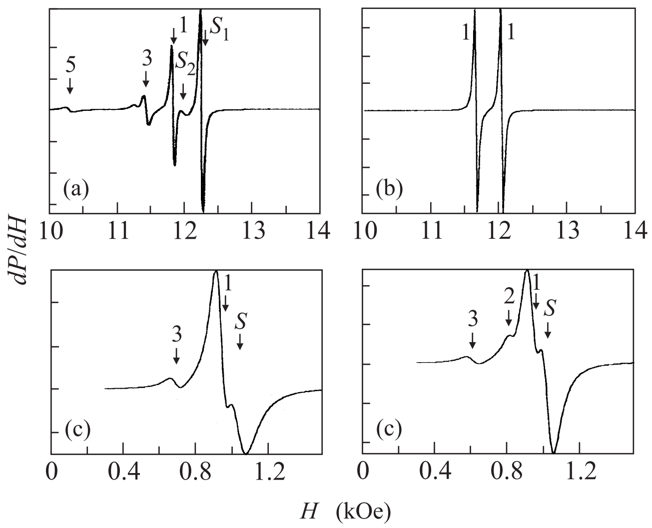

Рис.2. Спектры СВР трехслойных пленок $Ni_{80}Fe_{20}/Dy_xCo_{1-x}/Ni_{80}Fe_{20}$ со слоем DyCo докомпенсационного состава DyCo (a), (c) и послекомпенсационного состава DyCo (b), (d) в двух геометриях: (a), (b) – $\mathbf{k} \parallel M$ и (c), (d) – $\mathbf{k} \perp M$

подрешетки Co в слое DyCo относительно внешнего магнитного поля. Действительно, в трехслойной системе с промежуточным слоем докомпенсационного состава в геометрии нашего эксперимента векторы намагниченности насыщения слоев NiFe, суммарной намагниченности DyCo, а также подрешетки Co параллельны внешнему магнитному полю H. Благодаря обменному взаимодействию магнитных моментов переходных металлов, магнитные моменты Co будут вовлечены в формирование когерентных стоячих спиновых волн СВЧ полями. В этом случае при изменении H последовательно возбуждаются стоячие волны с разными n (см. рис.2a). В то же время конфигурация векторов намагниченностей в трехслойной системе с промежуточным слоем DyCo послекомпенсационного состава другая. Здесь векторы намагниченности подрешетки Co в DyCo и намагниченности насыщения слоев NiFe в насыщающих полях H антипараллельны. И, вследствие того же обменного взаимодействия, мы наблюдаем дублетную линию ФМР в этой трехслойной системе (рис.2b).

Неожиданным результатом стало наблюдение спектра поглощения СВР-типа в геометрии $\mathbf{k} \perp M$ (внешнее поле параллельно плоскости пленок) как на планарных системах с докомпенсационным промежуточным слоем DyCo, так и на планарных системах с послекомпенсационным промежуточным слоем DyCo (см. рис.2c и 2d, соответственно). Дело в том, что внешнее поле H (~ 1 кЭ) в этой геометрии существенно меньше коэрцитивной силы ферримагнитного слоя DyCo ($H_c \approx 4-5$ кЭ). Следовательно, менять ориентацию суммарной намагниченности в слое DyCo (как и ориентацию намагниченностей подрешеток) это поле не может. Ясность внесло исследование изменений параметров спектров СВР в изучаемых планарных системах при изменении толщины промежуточного слоя DyCo от 100 до 800 Å.

На рис.3 представлены величины эффективной обменной жесткости $\eta_{\rm eff}$ в зависимости от

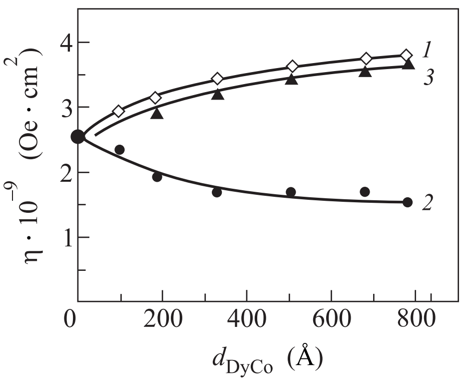

Рис.3. Зависимость эффективных значений спин-волновой жесткости $\eta_{\rm eff}$ трехслойных пленок от толщины слоя DyCo: $\eta^{(\mathbf{k}\parallel M)}$ $Ni_{80}Fe_{20}//Dy_{20}Co_{80}//Ni_{80}Fe_{20}$ (кривая *1*), $\eta^{(\mathbf{k}\perp M)}$ $Ni_{80}Fe_{20}//Dy_{20}Co_{80}//Ni_{80}Fe_{20}$ (кривая *2*), $\eta^{(\mathbf{k}\perp M)}$ $Ni_{80}Fe_{20}/Dy_{24}Co_{76}/Ni_{80}Fe_{20}$ (кривая *3*)

толщины слоя DyCo, вычисленные по формуле (3) из экспериментальных спектров СВР, описываемых выражением (1) для планарной системы $Ni_{80}Fe_{20}/Dy_{20}Co_{80}/Ni_{80}Fe_{20}$ в геометрии $\mathbf{k} \parallel M$ (кривая *1*); выражением (2) для системы $Ni_{80}Fe_{20}/Dy_{20}Co_{80}/Ni_{80}Fe_{20}$ и системы $Ni_{80}Fe_{20}/Dy_{24}Co_{76}/Ni_{80}Fe_{20}$ в геометрии $\mathbf{k} \perp M$ (кривая *2* и *3*, соответственно). Здесь же на оси ординат отложена величина обменной жесткости $\eta_{\rm eff}$ реперной пленки NiFe. (Вопросы формирования эффективной обменной жесткости $\eta_{\rm eff}$ трехслойной системы из парциальных обменных жесткостей η_i индивидуальных слоев в данной работе мы не рассматриваем.)

Видно, что величины обменной жесткости $\eta_{\rm eff}$, характеризующие систему $Ni_{80}Fe_{20}/Dy_{20}Co_{80}/Ni_{80}Fe_{20}$, зависят от геометрии эксперимента СВР: отношение величин $\eta_{\rm eff}$ ($\mathbf{k} \parallel M$) к величинам $\eta_{\rm eff}$ ($\mathbf{k} \perp M$) достигает двух и более раз (см. кривые *1*, *2*), что существенно превышает ошибку эксперимента при вычислении этой величины ($\sim 10\%$). В то же время видно, что величины η_{eff}, измеренные на системе $Ni_{80}Fe_{20}/Dy_{24}Co_{76}/Ni_{80}Fe_{20}$ в геометрии $\mathbf{k} \perp M$ (кривая *3*), близки к величинам η_{eff} системы с промежуточным слоем $Dy_{20}Co_{80}$, определенным в геометрии $\mathbf{k} \parallel M$. Если исходить из принципа, что величина обменной жесткости ферромагнитной пленки не должна зависеть от геометрии СВР, то мы приходим к выводу, что величины η_{eff} на кривых *1*, *3* (рис.3) характеризуют один и тот же магнитный материал, а величины η_{eff} на кривой *2* (рис.3) – другой магнитный материал.

На наш взгляд, полученные нами результаты отражают основное свойство аморфного состояния – естественную (флуктуационную) неоднородность структуры аморфных сплавов. Известно, что в аморфных сплавах существуют химические (фазовые) неоднородности наномасштаба. В частности, в аморфных ферромагнитных сплавах эти неоднородности выступают причиной флуктуации обменного взаимодействия и намагниченности насыщения, которые неоднократно экспериментально регистрировались (в том числе и методом СВР, см. [5–8]). Амплитуда флуктуаций концентраций в этих сплавах может достигать нескольких атомных процентов от средней концентрации. И это основная причина особенностей сплавов DyCo в компенсационной области. Для этого сплава естественно ввести понятие двух магнитных фаз: фаза Φ_1, для которой локально и интегрально выполняется неравенство $M_{\text{Co}} > M_{\text{Dy}}$ и фаза Φ_2, в которой на микро- и макроуровне реализуется неравенство $M_{\text{Dy}} > M_{\text{Co}}$. В области концентраций $x \ll x_{\text{comp}}$ либо $x \gg x_{\text{comp}}$ магнитная структура сплава DyCo однозначно относится к Φ_1 либо к Φ_2. Совершенно другая ситуация реализуется в области $x \approx x_{\text{comp}}$ при условии, что Δ_x лежит в пределах дисперсии флуктуации локальных концентраций. В этом случае сама точка компенсации x_{comp} определяется требованием равенства объемов хаотически перемешанных фаз Φ_1 и Φ_2. Сплавы DyCo докомпенсационного состава тогда определяются неравенством $V_{\Phi_1} > V_{\Phi_2}$, а послекомпенсационного состава – $V_{\Phi_1} < V_{\Phi_2}$. Согласно простым оценкам теории протекания, можно утверждать, что вблизи x_{comp} вплоть до концентраций x^*, при которых выполняются условия $V_{\Phi_1} \approx V_{\Phi_2}$ либо $2V_{\Phi_1} \approx V_{\Phi_2}$, протекание осуществляется как по Φ_1, так и по Φ_2.

Результаты нашего эксперимента естественным образом интерпретируются в рамках предложенной схемы на рис.4 (здесь стрелками указана возможная ориентация намагниченностей $3d$-металлов, а также схематично представлено распределение переменной намагниченности по толщине трехслойной пленки в первой моде СВР). Рис.4а описывает экспериментальную ситуацию, приведенную на рис.2а. Здесь для слоя $Dy_{20}Co_{80}$ фаза Φ_1 – матричная, фаза Φ_2 – примесная. Намагниченность M_{Co} в фазе Φ_1 ориентирована по внешнему полю и полю перпендикулярной анизотропии. В этом случае в примесной фазе Φ_2 намагниченность M_{Co} из-за обменного взаимодействия переходных элементов обязана иметь плоскостную составляющую. Поэтому для трехслойной системы $Ni_{80}Fe_{20}/Dy_{20}Co_{80}/Ni_{80}Fe_{20}$ в геометрии $\mathbf{k} \parallel M$ когерентная спиновая волна распространяется по фазе Φ_1, а в геометрии $\mathbf{k} \perp M$ – по фазе Φ_2 (см. рис.2c и 4c). Тогда различие величин η_{eff} кривых *1*, *2* на рис.3 физически понятно – эффективная жесткость здесь формируется из парциальных жесткостей η_i по сути дела разных магнитных материалов. Для системы $Ni_{80}Fe_{20}/Dy_{24}Co_{76}/Ni_{80}Fe_{20}$ осуществляется инверсия – здесь Φ_2 – основная, а Φ_1 – примесная фазы. В этом случае в геометрии СВР ($\mathbf{k} \parallel M$) по внешнему полю ориентируется намагниченность M_{Dy} фазы Φ_2, а намагниченность M_{Co} этой фазы антипараллельна как внешнему полю, так и намагниченностям NiFe. В такой ситуации возбуждение когерентной спиновой волны возможно только в слоях NiFe (см. рис.2b и рис.4b). Однако теперь намагниченность M_{Co} примесной фазы Φ_1 может иметь плоскостную составляющую. Поэтому в трехслойной системе $Ni_{80}Fe_{20}/Dy_{24}Co_{76}/Ni_{80}Fe_{20}$ в геометрии $\mathbf{k} \perp M$ когерентная спиновая волна получает возможность распространяться по примесной фазе Φ_1 (см. рис.2d и рис.4d). Последнее объясняет согласие величин η_{eff}, представленных на рис.3 кривыми *1* и *3*.

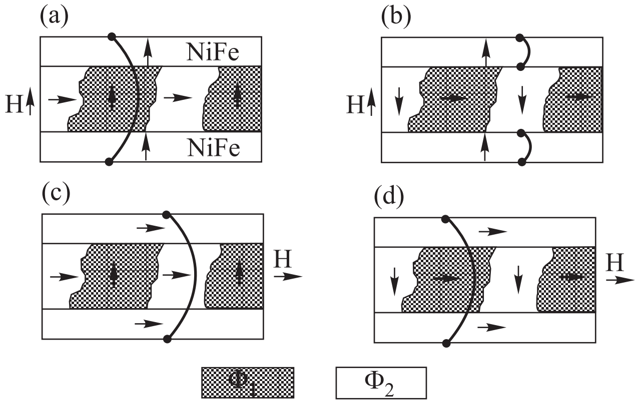

Рис.4. Конфигурация векторов намагниченностей $3d$ металлов трехслойных пленок и первая мода стоячей спиновой волны: (a), (c) – докомпенсационный, (b), (d) – послекомпенсационный составы DyCo

Таким образом, результаты исследования методом СВР трехслойных планарных систем

$Ni_{80}Fe_{20}/Dy_xCo_{1-x}/Ni_{80}Fe_{20}$ с промежуточным аморфным слоем DyCo в области компенсационных составов позволяют не только косвенно судить (но, на наш взгляд – достоверно) о неоднородной структуре этих аморфных пленок DyCo, но и предложить модель микрогетерофазности этого технически важного класса магнитных материалов.

Работа выполнена при поддержке фонда ККФН-РФФИ, грант # 02-02-97717.

---

1. R. W. Chantrell, A. Lyberatos, M. El-Hilo, and K. O. Grady, J. Appl. Phys. **76**, 6407 (1994).
2. K. H. J. Buschow, in *Ferromagnetic Materials*, **4**, Eds. E. P. Wolhfarth and K. H. J. Buschow, Elsevier, New York, 1988.
3. А. Г. Гуревич, *Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках*, М.: Наука, 1973.
4. Г. И. Русов, ФТТ **9**, 196 (1967).
5. В. А. Игнатченко, Р. С. Исхаков, Л. А. Чеканова, Н. С. Чистяков, ЖЭТФ **75**, 876 (1978).
6. Р. С. Исхаков, М. М. Бруштунов, А. С. Чеканов и др., ФММ **79**, 122 (1995).
7. Р. С. Исхаков, С. В. Столяр, Л. А. Чеканова, В. С. Жигалов, ФТТ **43**, 1072 (2001).
8. Р. С. Исхаков, Д. Е. Прокофьев, Л. А. Чеканова, В. С. Жигалов, Письма в ЖТФ **27**, 81 (2001).