

УДК 621.315.592

ОСОБЕННОСТИ ОСНОВНОГО СОСТОЯНИЯ ЛЕГКООСНОГО ФЕРРИМАГНЕТИКА В НАКЛОННОМ ПОЛЕ В ОКРЕСТНОСТИ ТЕМПЕРАТУРЫ КОМПЕНСАЦИИ

*М. Ш. Ерухимов, Г. В. Попов, В. А. Середкин,
Г. И. Фролов, С. Ф. Холжигитов, В. Ю. Яковчук*

Проведено исследование равновесных положений намагниченностей подрешеток одноосного ферримагнетика в окрестности температуры магнитной компенсации в наклонном магнитном поле. В координатах поле—температура для различных углов «перемагничивания» построены границы существования метастабильных состояний. На основе теории обсуждаются магнитооптические петли гистерезиса пленок Du_xCo_{1-x} вблизи точки компенсации.

Хорошо известно, что ферримагнетики во внешнем магнитном поле в зависимости от величины и направления магнитного поля могут находиться в различных основных состояниях или фазах. Характер переходов из одной фазы в другую и диаграммы фазовых переходов наиболее подробно изучены для изотропных [1-3] и анизотропных ферримагнетиков, в последнем случае, когда внешнее магнитное поле направлено параллельно или перпендикулярно оси анизотропии [4-7]. Показано, что в легкоосном ферримагнетике переход между коллинеарными фазами может происходить либо в виде фазового перехода I рода, либо в виде двух фазовых переходов II рода через неколлинеарное состояние (угловую фазу). В этом случае переход в угловую фазу является типичным фазовым переходом со спонтанным нарушением симметрии. В неколлинеарном состоянии системы имеет место вырождение энергии, которое (а также наличие магнитного дипольного взаимодействия) обычно приводит к образованию доменных структур [5, 7-12].

Вблизи температуры магнитной компенсации T_k индуцированные фазовые переходы в неколлинеарные состояния происходят в сравнительно небольших магнитных полях. Точка магнитной компенсации существует в различных классах веществ — ферритах, сплавах соединений редкая земля—переходной металл (РЗМ—ПМ) и т. д.

В окрестности T_k доменная структура и распределение намагниченности в доменах одноосных ферритов детально изучено для двух ориентаций магнитного поля $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n}$ и $\mathbf{H} \perp \mathbf{n}$ (\mathbf{n} — ось легкого намагничивания) [8, 10, 12]. Поведение доменной структуры при отклонении магнитного поля от оси трудного намагничивания рассмотрено в [12], по оси полей и температур найдена область фазовых переходов I рода.

В данной работе основное внимание уделяется исследованию равновесных положений намагниченности подрешеток одноосного ферримагнетика в окрестности температуры магнитной компенсации при произвольной ориентации магнитного поля. Получено уравнение, определяющее область существования метастабильных состояний. Рассмотрены особенности зависимости положений намагниченностей подрешеток от величины магнитного поля и температуры при различных направлениях \mathbf{H} . Изме-

рены магнитооптические петли гистерезиса пленок Du_xCo_{1-x} в районе точки компенсации. Проведено сравнение расчетов с экспериментальными данными.

1. Границы существования метастабильных состояний

Энергию одноосного ферритмагнетика, находящегося во внешнем магнитном поле H , запишем в следующем виде

$$\left. \begin{aligned} E &= -\frac{\lambda_1 M_1^2}{2} - \frac{\lambda_2 M_2^2}{2} + \delta M_1 M_2 - H M_1 - H M_2 + E_A, \\ E_A &= -\frac{\beta_1 (M_1 n)^2}{2} - \frac{\beta_2 (M_2 n)^2}{2}, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где $\lambda_1, \lambda_2, \delta > 0$ — постоянные внутри- и междошрешеточного обменного взаимодействия; M_1 и M_2 — магнитные моменты подрешеток; β_1, β_2 — константы одноосной анизотропии.

Для системы (1) векторы M_1 и M_2 лежат в плоскости, проходящей через векторы H и n . Обозначим через Θ_1 и Θ_2 углы, которые образуют M_1 и M_2 с осью легкого намагничивания n . Тогда (1) примет вид

$$\left. \begin{aligned} E &= -\frac{\lambda_1 M_1^2}{2} - \frac{\lambda_2 M_2^2}{2} + \delta M_1 M_2 \cos(\Theta_2 - \Theta_1) - H M_1 \cos(\psi - \Theta_1) - \\ &\quad - H M_2 \cos(\Theta_2 - \psi) + E_A, \\ E_A &= -\frac{\beta_1 M_1^2 \cos^2 \Theta_1}{2} - \frac{\beta_2 M_2^2 \cos^2 \Theta_2}{2}, \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

(H, ψ) — полярные координаты вектора H .

Для типичных значений поля анизотропии $H_k \sim \beta_i M_i$ и наиболее интересной области магнитных полей $H \sim \sqrt{H_k H_e}$ ($H_e \sim \delta M_i$ — поле междошрешеточного обмена) выполняются сильные неравенства

$$\frac{H_k}{H_e} \ll 1, \quad \frac{H}{H_e} \ll 1. \quad (3)$$

Положим $M_1 = M_0(1 + m)$ и $M_2 = M_0(1 - m)$. Вблизи температуры компенсации

$$m \ll 1, \quad m \approx \alpha(T - T_k), \quad (4)$$

так что $M_1 < M_2$ при $T < T_k$ и $M_1 > M_2$ при $T > T_k$. В области (3) слабой зависимостью m от H пренебрегаем.

При исследовании основного состояния ферритмагнетика в наклонном поле воспользуемся методом, который применялся при рассмотрении антиферромагнетиков [13]. Введем $\Theta = (\Theta_2 + \Theta_1)/2$ и $\varphi = (\Theta_2 - \Theta_1)/2$. При выполнении условий (3), (4) и

$$m \gg H_k/H_e \quad (5)$$

равновесные значения φ определяются из уравнения

$$\cos \varphi = \frac{H}{2H_e} \cos(\psi - \Theta), \quad (6)$$

а равновесные состояния Θ находятся из анализа на экстремум потенциала

$$\left. \begin{aligned} \Phi &= \frac{E}{H_k M_0} = \frac{\mu}{2} \cos^2 \Theta - \frac{\nu}{2} \cos \Theta \sin \Theta + 2ht \sin(\psi - \Theta), \\ \mu &= 1 - h^2 \cos 2\varphi, \quad \nu = h^2 \sin 2\varphi. \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Здесь

$$h = \frac{H}{H_0}, \quad t = \sqrt{\frac{H_e}{H_k} m}, \quad H_0 = \sqrt{H_k H_e}, \quad H_e = \delta M_0,$$

$$H_k = \beta M_0, \quad \beta = \beta_1 + \beta_2.$$

Будем предполагать $\beta > 0$. После поворота системы координат на угол $\alpha (\theta \rightarrow \theta - \alpha)$ представим выражение (7) в виде

$$\Phi = \Phi_0 + \frac{a}{2} \sin^2 \theta + b \cos \theta + c \sin \theta, \quad (8)$$

$$a = -(\nu \sin 2\alpha + \mu \cos 2\alpha), \quad b = 2ht \sin(\psi + \alpha), \quad c = -2ht \cos(\psi + \alpha),$$

$$\Phi_0 = \frac{\mu}{2} \cos^2 \alpha - \frac{\nu}{2} \cos \alpha \sin \alpha, \quad \operatorname{tg} 2\alpha = \frac{\nu}{\mu}. \quad (9)$$

Потенциал (8) формально совпадает с потенциалом легкоосного ферромагнетика, исследованного в [14]. Согласно [14], система уравнений $d\Phi/d\theta = 0$ и $d^2\Phi/d\theta^2 = 0$ определяет замкнутую кривую (астроиду)

$$a^{2/3} = b^{2/3} + c^{2/3}, \quad (9)$$

которая на фазовой плоскости $b(h, \psi, t) - c(h, \psi, t)$ ограничивает область существования метастабильных состояний. Внутри этой области уравнение $d\Phi/d\theta = 0$ имеет два решения $\theta^{(1)}, \theta^{(2)}$. Одно из решений определяет абсолютный минимум потенциала (8), а второе отвечает метастабильному состоянию.

Из уравнения (9) получаем

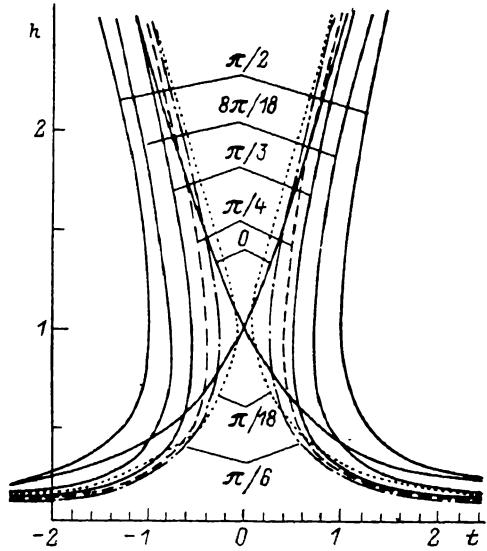


Рис. 1. Границы существования метастабильных состояний при различных направлениях магнитного поля.

$$t = \pm \frac{a/2h}{[\sin^{2/3}(\psi + \alpha) + \cos^{2/3}(\psi + \alpha)]^{3/2}}. \quad (10)$$

Формула (10) определяет в явном виде температуру границы области метастабильных состояний как функцию H при произвольных ориентациях магнитного поля. В пределе $\psi = 0$ ($H \parallel n$) и $\psi = \pi/2$ ($H \perp n$) из (10) следуют известные результаты [5, 6]¹

$$t = \pm \frac{1 - h^2}{2h}, \quad |t| = \frac{1 + h^2}{2h}. \quad (11)$$

На рис. 1 изображена зависимость $t(h)$ при различных углах ψ . Видно, что с ростом ψ ширина «узкого горла» растет. При всех ψ размер области метастабильных состояний тем больше, чем больше величина $|h-1|$.

«Узкое горло» имеет место при $h=1$, и его ширина равна

$$2t_{\text{rp}}(\psi) = \left| \frac{2\sqrt{2} \sin \psi}{(\sqrt[3]{1 - \sin \psi} + \sqrt[3]{1 + \sin \psi})^{3/2}} \right|. \quad (12)$$

Для $|t| < t_{\text{rp}}(\psi)$ ферромагнетик находится в угловой фазе с двумя устойчивыми конфигурациями спинов $\Theta^{(1)}, \varphi^{(1)}$ и $\Theta^{(2)}, \varphi^{(2)}$ при всех значениях поля h , ориентированного под углом ψ к легкой оси. Если же $|t| > t_{\text{rp}}(\psi)$, то, как видно из рис. 1, существует диапазон магнитных полей, в котором наблюдается лишь одно устойчивое состояние (см. ниже).

¹ Из-за выполнения условия (5) область фазовых переходов I рода из угловой фазы в коллинеарную, существующая в непосредственной окрестности T_k при $\psi=0$, не проявляется.

В области метастабильных состояний равенство $E(\Theta^{(1)}, \varphi^{(1)}) = E(\Theta^{(2)}, \varphi^{(2)})$ задает линию фазовых переходов I рода, которая в наклонном поле может быть найдена численным способом.

2. Равновесные положения намагниченностей подрешеток ферримагнетика

Перейдем к рассмотрению равновесного положения намагниченностей подрешеток ферримагнетика в окрестности T_k при произвольном направлении магнитного поля. При численном расчете будем исходить из выра-

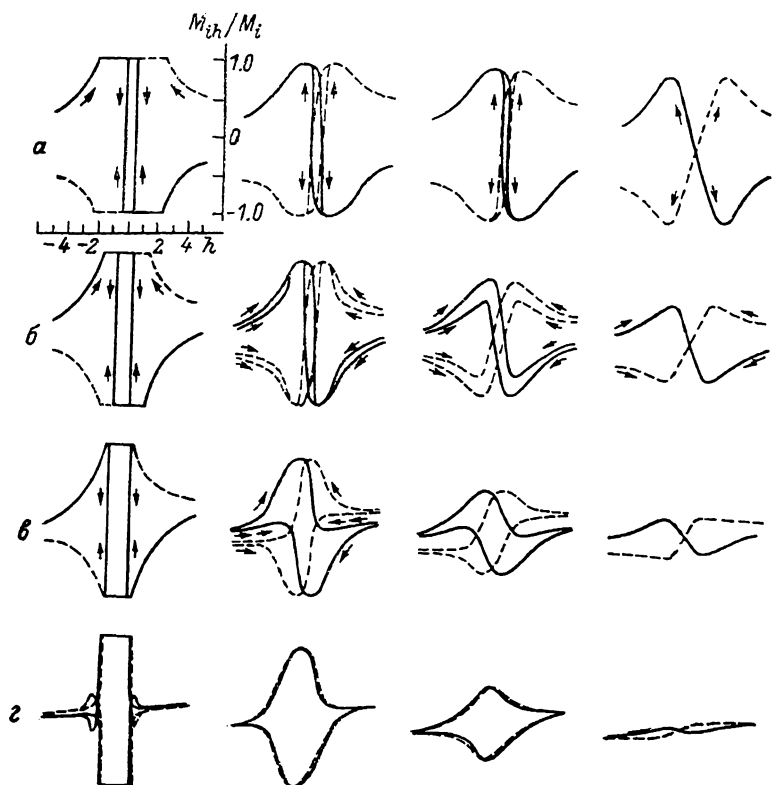


Рис. 2. Зависимость проекций намагниченностей подрешеток ферримагнетика от величины магнитного поля при различных углах ψ .

Угол ψ для столбца: 1 — 0, 2 — $\pi/6$, 3 — $\pi/3$, 4 — $\pi/2$. Параметр t : а — 0.94, б — 0.47, в — 0.2, г — 0. Пунктирная линия — $M_{2h}(h)/M_2$, сплошная — $M_{1h}(h)/M_1$.

жения (2) для энергии системы. Уравнения равновесия $\partial E/\partial\Theta_1=0$, $\partial E/\partial\Theta_2=0$ запишутся

$$\left. \begin{aligned} H \sin(\psi - \Theta_1) - \delta M_2 \sin(\Theta_2 - \Theta_1) - \beta_1 M_1 \cos \Theta_1 \sin \Theta_1 &= 0, \\ H \sin(\Theta_2 - \psi) - \delta M_1 \sin(\Theta_2 - \Theta_1) + \beta_2 M_2 \cos \Theta_2 \sin \Theta_2 &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

Решения системы (13) устойчивы и соответствуют $\min E$, если для них $\partial^2 E/\partial\Theta_1^2 > 0$ и $\frac{\partial^2 E}{\partial\Theta_1^2} \frac{\partial^2 E}{\partial\Theta_2^2} - \left(\frac{\partial^2 E}{\partial\Theta_1 \partial\Theta_2}\right)^2 > 0$.

На рис. 2 представлены результаты расчета зависимости проекций намагниченности M_1 и M_2 на направление поля от величины магнитного поля для четырех значений угла $\psi=0, \pi/6, \pi/3, \pi/2$. Случаи а, б, в и г отвечают различным температурам, когда параметр t соответственно равен $-0.94, -0.47, -0.2$ и ≈ 0 . Важно отметить, что для случая а только $t_{\text{гр}}(\pi/2) > |t|$, для случая б уже и $t_{\text{гр}}(\pi/3) > |t|$, для случая в становится $t_{\text{гр}}(\pi/6) > |t|$, в случае г $t_{\text{гр}}(0)=0$. При расчете полагалось

$H_c=350$ кЭ, $H_k=\beta_1 M_0=1$ кЭ, $\beta_2=0$. Результаты для $t > 0$ аналогичны рис. 2, только под M_1 надо понимать M_2 , а под $M_2 - M_1$.

При $\psi=0$ в слабых полях ($h < 1$) «петля гистерезиса», как хорошо известно [7], является прямоугольной: на линии (11) происходит скачкообразное изменение намагниченностей подрешеток из одной коллинеарной фазы ($M_2 \uparrow \downarrow M_1$, $M_2 + M_1 \downarrow \downarrow H$) в другую коллинеарную фазу ($M_2 \uparrow \downarrow M_1$, $M_2 + M_1 \uparrow \uparrow H$). При больших полях ($h > 1$) уменьшение проекций намагниченностей начинается на линиях (11) и связано с переходом в угловую фазу.² С ростом t критические точки фазовых переходов I и II рода сближаются и при $t=0$ они совпадают. При этом вблизи полей $h=1$ имеют место узкие пики на кривой перемагничивания (рис. 2, з).

Вдали от точки компенсации (случай а) увеличение угла ψ приводит к более плавной зависимости $M_{1h}(h)$ и $M_{2h}(h)$, «петля гистерезиса» перестает быть прямоугольной, а ширина ее монотонно уменьшается и обращается в нуль при $\psi=\pi/2$ (рис. 2, а).

При приближении к точке компенсации (случай б) поведение $M_{1h}(h)$ и $M_{2h}(h)$ существенно зависит от величины угла ψ . Для ψ , для которых $|t| > t_{rp}(\psi)$, зависимость $M_{ih}(h)$ имеет вид, представленный на рис. 2, б, $\psi=\pi/6$ (при этом ψ прямая $|t|=0.47$) на фазовой диаграмме пересекает кривую $t(h)$ (10) в двух точках (рис. 1). Для этой зависимости характерно, во-первых, наличие гистерезиса в области слабых полей, во-вторых, наличие двух различных решений в области больших полей (угловой фазе) и, в-третьих, существование промежуточной области магнитных полей ($h \sim 1$), где метастабильных состояний нет и возможно только одно решение. При этом две сплошные и две пунктирные линии сливаются в соответствующую одну линию (рис. 2, б). Для тех же ψ , для которых $|t| < t_{rp}(\psi)$ два различных решения и, следовательно, две различные кривые и для $M_{1h}(h)$ и для $M_{2h}(h)$ существуют во всем рассматриваемом интервале полей (рис. 2, б, $\psi=\pi/3$, при этом ψ прямая $|t|=0.47$ на фазовой диаграмме не пересекает кривую $t(h)$ (10) (рис. 1)).

При дальнейшем приближении к точке магнитной компенсации (случай в, г) система и для $\psi=\pi/6$ и для $\psi=\pi/3$ находится в области метастабильных состояний, поэтому для всех h существуют два решения, а значит, и две различные кривые и для $M_{1h}(h)$ и для $M_{2h}(h)$ (рис. 2, в, г).

Наличие двух решений означает, что в ферромагнетике конечных размеров будут существовать два типа доменов, в одном домене равновесное распределение намагниченностей подрешеток будет соответствовать одному решению, а в другом домене — другому решению. Для определения размеров доменов и объема каждой фазы необходимо учитывать энергию образующихся доменных стенок, энергию размагничивающихся полей образца конечных размеров [15]. Эта сложная задача для произвольных углов ψ требует отдельного рассмотрения. Заметим, что для случая $\psi=\pi/2$ в угловой фазе также существуют два различных решения. Из рис. 2, а, б, в и г это не видно, так как для этих решений проекции M_1 и M_2 на направление поля совпадают, а отличаются они лишь знаком проекции на направление, перпендикулярное H [12]. Возникающая при $\psi=\pi/2$ доменная структура наиболее полно рассмотрена в [12].

3. Магнитооптические петли гистерезиса пленок

Рассмотрим магнитооптические петли гистерезиса, снятые с пленок Du_xCo_{1-x} при плавном прохождении точки компенсации по концентрации x (в точке компенсации $x=0.23$). Измерения проводились на длине волны $\lambda=630$ нм при комнатной температуре. Направление распространения света совпадало с направлением внешнего магнитного поля и нормально к плоскости пленки. Исследуемые аморфные пленки Du_xCo_{1-x} были получены по методике, описанной в [16].

² Область очень больших полей $H \sim H_c$ ($h \approx 20$), когда происходит схлопывание намагниченностей подрешеток, на рис. 2 не показана.

На рис. 3 приведены магнитооптические петли гистерезиса с образцов Du_xCo_{1-x} , отличающихся значением x . Для этих образцов ось легкого намагничивания была практически нормальна плоскости пленки. Из рисунка видно, что при приближении к точке компенсации ширина петли гистерезиса ($\approx 2H_1$) увеличивается. Область полей H_2-H_1 , где существует единственное решение, при этом уменьшается. Для полей $H > H_2$ у системы вновь существует два решения, т. е. точку H_2 можно отождествить с точкой перехода в угловую фазу. Вблизи точки компенсации поля H_1 и H_2 совпадают по величине и имеют место характерные особенности, представленные на рис. 2, z ($\psi \approx 0$). Все вышеперечисленные особен-

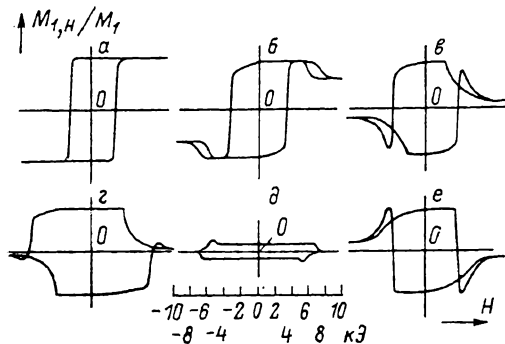


Рис. 3. Магнитооптические петли гистерезиса с пленок Du_xCo_{1-x} .

$a - x_1 \approx 0.21$, $b - x_2$, $c - x_3$, $d - x_4$, $e - x_5 = 0.23$, $e - x_6 = 0.25$. $x_1 < x_2 < x_3 < x_4 < x_5 < x_6$.

ности коррелируют с результатами теории, изложенной в § 2. Объяснение резонансных свойств таких пленок в [17] также проводилось на основе спинпереориентационных переходов. В самой точке компенсации (рис. 3, d) наблюдается уменьшение амплитуды магнитооптической петли гистерезиса. Эта особенность не находит объяснения на основе вышеприведенных расчетов.

Не исключена возможность объяснения приведенных экспериментальных результатов с точки зрения представлений о пленке как о системе с неоднородным распределением концентрации по толщине образца. Для таких пленок, на наш взгляд, необходим синтез этих подходов при интерпретации эксперимента. Наиболее удобным объектом для проверки результатов теории являются монокристаллы одноосных ферритмагнетиков.

Авторы благодарят Г. И. Фиш за постоянный интерес к работе.

Л и т е р а т у р а

- [1] Тябликов С. В. Методы квантовой теории магнетизма. М.: Наука, 1975. 528 с.
- [2] Clark A., Callen E. J. Appl. Phys., 1968, vol. 39, N 11, p. 5972—5980.
- [3] Яблонский Д. А. ФТТ, 1972, т. 14, № 10, с. 2849—2859.
- [4] Горанский Б. П., Звездин А. К. Письма в ЖЭТФ, 1969, т. 10, № 4, с. 196—200.
- [5] Звездин А. К., Матвеев В. М. ЖЭТФ, 1972, т. 62, № 1, с. 260—271.
- [6] Барьяхтар В. Г., Стефановский Е. П., Яблонский Д. А. ФММ, 1976, т. 42, № 4, с. 684—691.
- [7] Белов К. П., Звездин А. К., Кадомцева А. М., Левитин Р. З. Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках. М.: Наука, 1979. 436 с.
- [8] Звездин А. К., Каленков С. Г. ФТТ, 1972, т. 14, № 10, с. 2835—2840.
- [9] Сиротин Ю. И., Шастомская М. П. Основы кристаллографии. М.: Наука, 1979. 640 с.
- [10] Халтурин В. И. ФТТ, 1976, т. 41, № 2, с. 271—278.
- [11] Дикштейн И. Е., Лисовский Ф. В., Манеетова Е. Г. и др. ЖЭТФ, 1980, т. 79, № 8, с. 509—517.
- [12] Барьяхтар В. Г., Богданов А. Н., Яблонский Д. А. ФТТ, 1986, т. 28, № 1, с. 87—94.
- [13] Богданов А. Н., Телпа В. Г. ФТТ, 1982, т. 24, № 8, с. 2420—2423.
- [14] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 624 с.
- [15] Барьяхтар В. Г., Богданов А. Н., Яблонский Д. А. Препринт ИТФ-85-34Р, Киев, 1985. 31 с.
- [16] Жигалов В. С., Кононов В. П., Фролов Г. И., Яковчук В. Ю. Препринт № 406Ф. Красноярск, Институт физики СО АН СССР, 1987. 47 с.
- [17] Фиш Г. И., Хрусталева Б. П., Фролов Г. И., Яковчук В. Ю. ФТТ, 1986, т. 28, № 7, с. 2205—2207.