

УДК 537.611.3

МОДЕЛЬ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ МАГНИТОДВУОСНЫХ КРИСТАЛЛОВ

Г. С. Кандаурова, Т. Х. Агамальян, Г. А. Есина,
В. Х. Осадченко

Построена теоретическая модель сложной полосовой доменной структуры (ДС) пластины магнитодвусного кристалла. В общем случае параметры модели ДС рассчитаны численно, а для симметричной разориентации осей легкого намагничивания (ОЛН) относительно нормали получены аналитические выражения зависимости равновесных параметров ДС от угла между ОЛН. На магнитодвусном в области спиновой переориентации кристалле $\text{Sm}_{0.55}\text{Tb}_{0.45}\text{FeO}_3$ проведены наблюдения ДС. С помощью магнитооптического эффекта Фарадея измерена зависимость размеров микро- и макродоменов от угла расщепления ОЛН. Сопоставление экспериментальных и теоретических результатов показало качественное согласие. Указаны возможные причины количественных расхождений.

1. Известно [1, 2], что в некоторых редкоземельных ортоферритах (РЗО) наблюдается явление спиновой переориентации (СП). В интервале температур, где происходит СП кристалл РЗО из магнитоодноосного переходит в магнитодвусное состояние. Изменение характера магнитной анизотропии естественно вызывает коренную перестройку доменной структуры (ДС). Исследованию ДС ортоферритов в области ориентационного фазового перехода посвящено значительное количество работ, однако закономерности формирования ДС реальных кристаллов в двусосном состоянии во многом остаются невыясненными. В [3-5] отмечались некоторые особенности в поведении ДС при СП. Наиболее яркой из них является образование сложной ДС, которую в первом приближении можно рассматривать как совокупность двух систем полосовых доменов четырех магнитных фаз. Эти системы были названы макро- и микродоменами [3, 4].

Для иллюстрации на рис. 1 приведены фотографии равновесной ДС кристалла-пластины ортоферрита $\text{Sm}_{0.55}\text{Tb}_{0.45}\text{FeO}_3$ толщиной ~ 70 мкм в исходном состоянии до начала СП (а), в области СП (б) и после окончания СП (в). Видно, что при комнатной температуре кристалл имеет простую полосовую ДС (рис. 1, а). Границы доменов ориентированы преимущественно по кристаллографической оси а. Намагниченность в доменах М параллельна оси с. С понижением температуры (рис. 1, б) формируются широкие домены (макродомены), каждый из которых имеет более тонкую полосовую структуру (микродомены). Эта ДС соответствует магнитодвусному состоянию кристалла в области СП. При дальнейшем понижении температуры (рис. 1, в) микродомены исчезают, и остаются одни макродомены, у которых границы и намагниченность направлены по оси а.

В [4] была приведена схематическая расшифровка наблюдаемой сложной полосовой ДС в двусосном кристалле. На основании этой схемы объяснялась перестройка ДС при изменении температуры в интервале СП. В известных теоретических работах [6-10], посвященных анализу ДС ортоферритов в области СП, не предусматривается существование сложной полосовой ДС, состоящей из микро- и макродоменов. Причина состоит в том, что одним из главных факторов формирования такой ДС является наличие неравной нулю нормальной компоненты намагниченности на боковых

гранях конечного по размерам кристалла-пластины. Если же рассматривать образец в виде бесконечной пластины, как это обычно делается, то этот фактор оказывается неучтенным.

В данной работе продолжено исследование ДС кристаллов ортоферритов в интервале температур, захватывающем область спонтанного СП

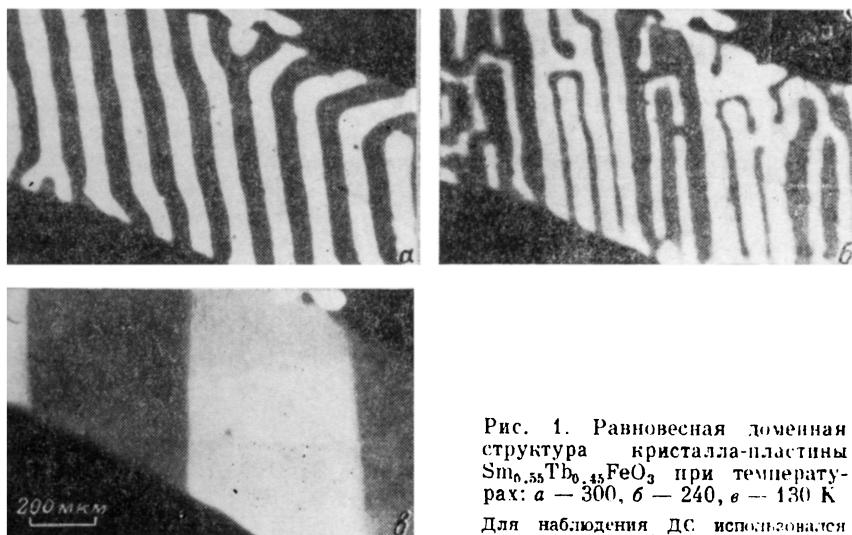


Рис. 1. Равновесная доменная структура кристалла-пластины $\text{Sm}_{0.55}\text{Tb}_{0.45}\text{FeO}_3$ при температурах: а — 300, б — 240, в — 130 К

Для наблюдения ДС использовался магнитооптический эффект Фарадея.

перехода, и главное внимание уделено разработке модельной теории ДС, адекватно отражающей реально наблюдаемые структуры.

2. Для описания ДС ортоферрита в области СП рассмотрим следующую модель. Бесконечно длинная пластина толщиной L и шириной \mathcal{L} состоит из макро- и микродоменов, ширина которых обозначена соответственно D , d_1 и d_2 (рис. 2). Кристаллографическая ось c в общем случае

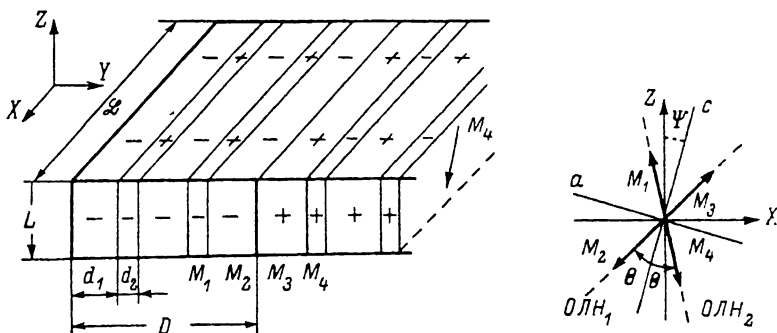


Рис. 2. Модель сложной полосовой ДС магнитодвусного кристалла.

не совпадает с нормалью к пластине и наклонена в плоскости XZ под углом Ψ к оси OZ . Кристаллографическая ось a лежит также в плоскости XZ . При ориентационном фазовом переходе с понижением температуры, начиная с температуры T_1 , спонтанный магнитный момент (вектор намагниченности \mathbf{M}) поворачивается от кристаллографической оси c к оси a . При этом ось легкого намагничивания (ОЛН), которая при высоких температурах совпадала с осью c , расщепляется на две оси ОЛН₁ и ОЛН₂ (рис. 2). Кристалл из магнитоодноосного состояния переходит в магнито-двусное. Далее с понижением температуры угол Θ между ОЛН₁ (ОЛН₂) и осью c постепенно увеличивается, оси легкого намагничивания приближаются к оси a и при $T \leq T_2$ кристалл снова становится магнитоодно-

осным. Направление векторов намагниченности M_i разных доменов мы выбираем таким образом, чтобы между макродоменами были 180° -е границы, а между микродоменами — $(180-2\theta)$ -градусные. Такой выбор не противоречит экспериментально наблюдаемой картине ДС.

Благодаря тому, что ОЛН наклонены, на четырех гранях образца имеются магнитные заряды. Точный расчет магнитостатической энергии подобной модели очень сложен, поэтому сделаем ряд упрощающих приближений. Во-первых, не будем учитывать взаимодействие магнитных зарядов на взаимно перпендикулярных плоскостях. Кроме того пренебрежем искажениями магнитостатического потенциала вблизи углов образца, то есть будем считать его совпадающим с потенциалом полосы, выделенной на бесконечной плоскости. В этих приближениях, следуя [11], можно показать, что магнитостатическая энергия, приходящаяся на единицу длины приведенной на рис. 2 модели равна

$$E_M = D \sum_{n=0}^{\infty} C_n^2(\Psi) (2n+1)^{-1} \{1 - \exp[-(2n+1)\pi LD^{-1}]\} + DL \sum_{n=0}^{\infty} C_n^2\left(\Psi - \frac{\pi}{2}\right) (2n+1)^{-1} \{1 - \exp[-(2n+1)\pi \mathcal{L}D^{-1}]\}, \quad (1)$$

$$C_n(\alpha) = \frac{4M}{(2n+1)\pi} \left\{ \cos(\alpha + \theta) - \frac{1}{2} [\cos(\alpha + \theta) + \cos(\alpha - \theta)] S_n \right\}, \quad (2)$$

$$S_n = 1 + \frac{\sin[0.5(2n+1)\pi D^{-1}(d_2 - d_1)]}{\sin[0.5(2n+1)\pi D^{-1}(d_2 + d_1)]}. \quad (3)$$

Первое слагаемое в (1) соответствует магнитостатической энергии зарядов на плоскостях, расположенных перпендикулярно оси OZ , а второе — энергии зарядов на плоскостях, перпендикулярных оси OX .

Аналогично [8] для поверхностной плотности граничной энергии доменных стенок различной градусности получим

$$\gamma_{2\theta} = \sqrt{\frac{A}{4K_2}} (4K_2 \sin 2\theta + K_1 \theta), \quad (4)$$

$$\gamma_{\pi-2\theta} = \sqrt{\frac{A}{4K_2}} \left\{ 4K_2 \sin 2\theta + K_1 \left(\theta - \frac{\pi}{2} \right) \right\}, \quad (5)$$

$$\gamma_{\pi} = \sqrt{\frac{A}{K_2}} \left\{ 4K_2 \sin 2\theta + K_1 \left(\theta - \frac{\pi}{4} \right) \right\} \quad (6)$$

для 2θ -градусной, $(180-2\theta)$ -градусной и 180 -градусной блоховской доменной стенки. Через K_1 и K_2 обозначены константы анизотропии, а A — обменный параметр. Плотность суммарной граничной энергии ДС (изображенной на рис. 2), приходящаяся на единицу длины пластины, будет равняться

$$E_{\Gamma} = \frac{\mathcal{L}L}{D} (\gamma_{\pi} + 2p\gamma_{\pi-2\theta}). \quad (7)$$

Здесь введен целочисленный параметр p , соответствующий количеству микродоменов шириной d_2 в макродомене, и связывающий размеры микро- и макродоменов соотношением $D = p(d_1 + d_2) + d_1$. Равновесные значения этих величин определяются минимизацией суммарной энергии $E = E_M + E_{\Gamma}$ по двум непрерывным переменным d_1 и d_2 и по целочисленному параметру p .

3. Вначале рассмотрим важный частный случай: ось c совпадает с нормалью к пластине. Тогда $\Psi = 0$ и $d_1 = d_2 = d$. Эти два условия позволяют существенно упростить выражения для коэффициентов $C_n(\alpha)$ и записать суммарную энергию E в виде

$$E = \left(\frac{4M \cos \theta}{\pi}\right)^2 d \mathcal{L} \sum_{n=1}^{\infty} (2n-1)^{-2} \{1 - \exp[-(2n-1)\pi L d^{-1}]\} + \left(\frac{4M \sin \theta}{\pi}\right)^2 DL \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1)^{-2} \{1 - \exp[-(2n+1)\pi \mathcal{L} D^{-1}]\} + \frac{\mathcal{L}L}{D} (\gamma_{\pi} + 2p\gamma_{\pi-2\theta}). \quad (8)$$

Для дальнейшего упрощения положим $d \ll L$ и $D \ll \mathcal{L}$. Учитывая, что

$$D = (2p+1)d, \quad (9)$$

получим

$$E = 1.7M^2 [\mathcal{L} \cos^2 \theta + (2p+1)L \sin^2 \theta] d + [\gamma_{\pi-2\theta} + (2p+1)^{-1} \gamma_{2\theta}] \mathcal{L} L d^{-1}. \quad (10)$$

Из условия обращения в нуль первой производной от энергии по d найдем равновесное значение этого параметра

$$d = \left\{ \frac{\mathcal{L}L [\gamma_{2\theta} + (2p+1)\gamma_{\pi-2\theta}]}{1.7M^2 (2p+1) [\mathcal{L} \cos^2 \theta + (2p+1)L \sin^2 \theta]} \right\}^{1/2}. \quad (11)$$

Таким образом, ширина микродоменов d оказывается зависящей от угла θ явно через квадраты косинуса и синуса в знаменателе и неявно через плотности энергий доменных границ $\gamma_{2\theta}$ и $\gamma_{\pi-2\theta}$. При $\theta = 0$ и $p = 0$ соотношение (11) совпадает с выражением для ширины доменов в киттельевской ДС [12]

$$d = \left[\frac{\gamma_{\pi} L}{1.7M^2} \right]^{1/2}. \quad (12)$$

С увеличением угла θ все большее влияние на размер микродомена d начинает оказывать ширина образца \mathcal{L} . Зависимость d от θ является сложной функцией, но в целом с ростом угла θ величина d убывает, как это будет показано далее в пределе $\theta \rightarrow 90^\circ$ и на примере численного расчета.

С учетом (9) получим зависящее от параметра p выражение для суммарной энергии

$$E = 2 \{1.7M^2 (2p+1)^{-1} [\mathcal{L} \cos^2 \theta + (2p+1)L \sin^2 \theta] [\gamma_{2\theta} + (2p+1)\gamma_{\pi-2\theta}]\}^{1/2}. \quad (13)$$

Очевидно, что минимум энергии будет достигаться при таком наибольшем целом p , для которого $E(p) < E(p-1)$. Решая это неравенство, найдем, что оно выполняется при $p < p_0$, где

$$p_0 = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\mathcal{L} \gamma_{2\theta}}{L \gamma_{\pi-2\theta}} \operatorname{ctg}^2 \theta \right)^{1/2}. \quad (14)$$

Наибольшее допустимое целое p , равно просто целой части p_0 , т. е.

$$p = [p_0]. \quad (15)$$

Используя (9), (11), (15), а также связь между константами анизотропии [8]

$$K_1 = -8K_2 \cos 2\theta \quad (16)$$

можно определить предельные значения равновесных параметров d , D и p при $\theta \rightarrow 90^\circ$

$$\left. \begin{aligned} \lim_{\theta \rightarrow 90^\circ} d &= 0, \\ \lim_{\theta \rightarrow 90^\circ} D &= \left(\frac{2\pi \mathcal{L} \sqrt{AK_2}}{1.7M^2} \right)^{1/2}, \\ \lim_{\theta \rightarrow 90^\circ} p &= \infty. \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

Отсюда следует, что с ростом Θ число микродоменов $(2p+1)$ возрастает, причем, согласно (14), при заданном Θ величина p тем больше, чем больше отношение \mathcal{L}/L . Несмотря на бесконечное возрастание количества микродоменов в макродоменах, размер макродоменов D стремится к конечной величине. Это происходит благодаря одновременному бесконечному уменьшению ширины микродоменов d .

На рис. 3 приведены результаты расчета равновесных параметров по формулам (9), (11), (15). Для вычислений были взяты следующие значения констант: $M=8.6$ Гс, $L=8 \cdot 10^{-3}$ см, $\mathcal{L}=0.2$ см, $K_2=3 \cdot 10^4$ эрг/см³, $A=0.4 \times 10^{-6}$ эрг/см. Так как целочисленный параметр p может изменяться только скачком, а d и D зависят от величины p , то в точках изменения p функции $d(\Theta)$ и $D(\Theta)$ терпят разрыв. Отрезки сплошных кривых на графиках рис. 3, соответствующие постоянным значениям p и непрерывному изменению параметров D и d , соединены штриховыми линиями там, где имеются точки разрыва. Из рис. 3 вытекает следующая картина перестройки ДС в области СП. Начиная с некоторого угла Θ из интервала $7-8^\circ$ простая полосовая ДС перестраивается в структуру с макро- и микродоменами. Далее размеры микродоменов уменьшаются, число их растет, а размеры макродоменов стремятся к конечной величине. Здесь надо

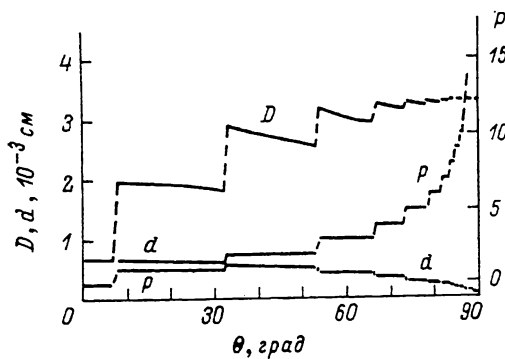


Рис. 3. Зависимость параметров модели ДС от угла между ОЛН при $\psi=0$.

учесть, что все результаты получены на основе предположения о пренебрежимо малой по сравнению с величиной d толщине доменных границ. Однако такое предположение перестает быть справедливым вблизи $\Theta=90^\circ$, где толщина доменных границ оказывается сравнимой с шириной доменов [8].

4. Рассмотрим описанную выше модель в более общем случае: $\Psi \neq 0$. Теперь, когда ось с наклонена (рис. 2), симметрия между доменами d_1 и d_2 оказывается нарушенной, и их ширина должна быть различной. По формуле для киттелевской ДС (12) ширина домена связана с нормальной компонентой намагниченности обратно пропорциональной зависимостью. Если использовать это для грубой оценки размеров d_1 и d_2 , то получим

$$\frac{d_1}{d_2} \sim \frac{|M_{2z}|}{|M_{1z}|} = \frac{|\cos(\Theta - \Psi)|}{|\cos(\Theta + \Psi)|}. \quad (18)$$

Отсюда видно, что если при $\Theta \approx 0$ должно быть $d_1 \approx d_2$, то при $(\Psi + \Theta) \rightarrow 90^\circ$ оказывается, что $d_1 \gg d_2$. Поэтому в начале области СП размеры микродоменов будут одинаковы, а по мере роста угла разориентации ОЛН отношение d_1/d_2 будет увеличиваться. Отличие в размерах d_1 и d_2 не позволяет сделать какие-либо упрощения в общем выражении для магнитостатической энергии (1), и теперь минимизацию полной энергии оказывается возможным выполнить только на ЭВМ. Пример такого расчета представлен на рис. 4. Для вычислений были использованы приведенные выше значения констант, а угол Ψ взят равным 8° . На рис. 4 так же как и на рис. 3 в точках разрывов (скачков по p) кривые соединены штриховыми линиями. По сравнению со случаем $\Psi=0$ видны качественные отличия в поведении d_1 и d_2 . Теперь величина p , связанная с количеством микродоменов в макродоменах, ограничена во всем интервале СП. Если при $\Psi=0$ размеры микродоменов d_1 и d_2 совпадали и одновременно уменьшались с ростом угла Θ (рис. 3), то теперь уменьшается только d_2 , а d_1 — возрастает, и отношение

d_1/d_2 , как и предполагалось, также возрастает. Перестройка ДС происходит путем поглощения широкими микродоменами d_1 более узких микродоменов d_2 . В противоположность этому в случае $\Psi=0$ ДС перестраивается за счет уменьшения размеров микродоменов и увеличения их числа.

5. Для проверки некоторых результатов теории были проведены эксперименты по прямому наблюдению ДС в области СП. Методика эксперимента такая же как в работе [4]. Из массивного кристалла $\text{Sm}_{0.55}\text{Tb}_{0.45}\text{FeO}_3$ вырезался образец в форме пластины. После утончения и тщательной механической полировки кристалл подвергался высокотемпературному отжигу

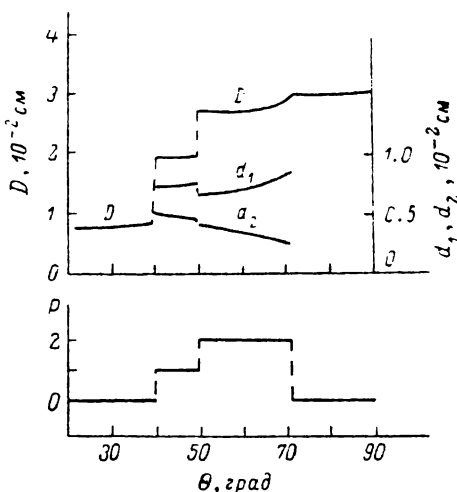


Рис. 4. То же, что на рис. 3, но в случае $\psi=8^\circ$.

(1250°, 2 часа, межденное охлаждение). Толщина пластины составляла 70 мкм, размеры в плоскости 1.5×0.7 мм. Отклонение кристаллографической оси С от нормали равнялось 8° . Этот угол определялся рентгенографически с точностью не хуже 1° . Доменная структура наблюдалась при температурах 130—400 К с помощью магнитооптического эффекта Фарадея. Постоянное или переменное магнитное поле прикладывалось

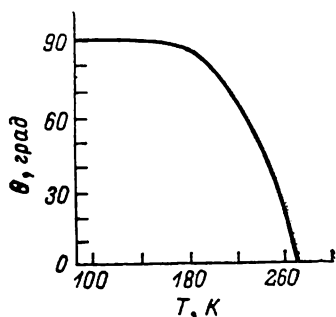


Рис. 5. Зависимость угла наклона ОЛН к оси С кристалла $\text{Sm}_{0.55}\text{Tb}_{0.45}\text{FeO}_3$ от температуры.

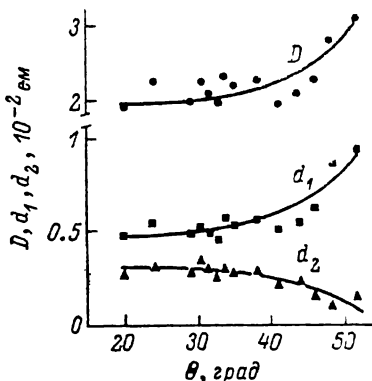


Рис. 6. Экспериментальная зависимость размеров микро- (d_1, d_2) и макродоменов (D) от угла наклона ОЛН к оси С кристалла $\text{Sm}_{0.55}\text{Tb}_{0.45}\text{FeO}_3$ в области СП.

по нормали к образцу. Магнитная «тряска» переменным магнитным полем применялась для формирования ДС более или менее близкой к равновесной.

На том же образце были проведены измерения удельного фарадеевского вращения. Полученная из них зависимость угла Θ от температуры представлена на рис. 5. Из нее следует, что область СП лежит в интервале температур от $T_1=273$ К до $T_2=170$ К. На рис. 6 приведены экспериментально определенные зависимости размеров макро- и микродоменов от угла разориентации ОЛН. Все помещенные на рис. 6 экспериментальные точки соответствуют ДС с пятью микродоменами в каждом макродоме, т. е. $p=2$. При $\Theta < 20^\circ$ наблюдается нерегулярная структура, в которой

трудно выделить микро- и макродомены. При $\Theta > 55^\circ$ образец становится однодоменным, что по-видимому связано с его малыми размерами: в образце больших размеров при таких значениях угла Θ наблюдаются макродомены [13].

6. Сравнивая результаты теории с экспериментом (рис. 4 и 6) можно сделать следующие выводы. Теория позволяет объяснить образование сложной ДС с макро- и микродоменами. Интервал существования такой ДС несколько уже интервала СП. Это теоретическое предсказание согласуется с опытом. Также согласуется с опытом характер изменения размеров микродоменов: d_1 возрастает, а d_2 — убывает с ростом Θ . Однако в количественном отношении видны значительные расхождения расчетных и экспериментальных данных. Возможны следующие причины этого: а) в теории весьма приближенно рассчитывалась магнитоэлектрическая энергия; б) размеры модели заведомо больше размеров реального образца; в) константы вещества, взятые для расчета, могли не точно соответствовать действительности; г) нет твердой уверенности в том, что на опыте удавалось получать равновесную ДС, конфигурация которой определяется только материальными константами вещества и геометрией образца, существенную роль могла играть неконтролируемая дефектная структура кристалла.

Для лучшего согласия теории и эксперимента необходимо не только дальнейшее развитие теории, но и постановка эксперимента, позволяющего надежно получить равновесные ДС в более совершенных кристаллах, размеры которых в большей степени отвечают теоретической модели. Следовало бы также измерять константы анизотропии и намагниченность насыщения на том же самом образце, на котором наблюдается ДС.

Л и т е р а т у р а

- [1] Белов К. П., Кадомцева А. М. УФН, 1971, т. 103, № 4, с. 577—592.
- [2] Уайт Р. УФН, 1971, т. 103, № 4, с. 593—607.
- [3] Кандаурова Г. С., Васьюковский В. О. Письма в ЖТФ, 1977, т. 3, № 8, с. 346—348.
- [4] Васьюковский В. О., Кандаурова Г. С., Синицын Е. В. ФТТ, 1977, т. 19, № 5, с. 1245—1251.
- [5] Ковтун Н. М., Хохлов В. А. ФТТ, 1979, т. 21, № 2, с. 320—326.
- [6] Зеездин А. К., Каленков С. Г. ФТТ, 1972, т. 14, № 10, с. 2835—2840.
- [7] Барьяхтар В. Г., Разсукованный Б. Н., Стефаневский Е. П. ФММ, 1973, т. 36, № 3, с. 455—461.
- [8] Иванов Б. А., Краснов В. Г. ФТТ, 1974, т. 16, № 10, с. 2971—2977.
- [9] Тарасенко В. В., Ченский Е. В., Дикштейн И. Е. ФТТ, 1976, т. 18, № 6, с. 1576—1582.
- [10] Мицек А. И., Колмакова Н. П., Сирота Д. И., Карнаузов И. Н. ФММ, 1976, т. 41, № 3, с. 464—475.
- [11] Malek Z., Kambersky V. Czechoslovak J. Phys., 1958, vol. 8, N 4, p. 416—422.
- [12] Kittel Ch. Rev. Modern Phys., 1949, vol. 21, N 4, p. 541—583.
- [13] Кандаурова Г. С., Агамальян Т. Х., Иванов Ю. В., Бердышева Г. А., Осадченко В. Х., Нестеренко С. И. Свердловск, УрГУ, 1985. Деп. в ОНИИТЭ, № 884хп—85Деп. 61 с.

Уральский государственный
университет им. А. М. Горького
Свердловск

Поступило в Редакцию
6 августа 1986 г.