

## Кроссовер поляронной проводимости и неоднородное состояние манганитов лантана в области магнитного фазового перехода

© В.Н. Криворучко

Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина Академии наук Украины,  
83114 Донецк, Украина

E-mail: krivoruc@host.dipt.donetsk.ua

(Поступила в Редакцию 5 сентября 2000 г.)

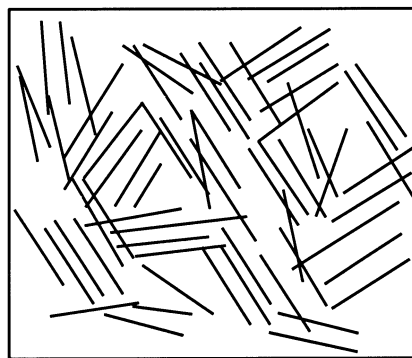
Транспортные свойства манганитов лантана в широком температурном интервале ниже температуры магнитного фазового перехода обсуждаются в модели двухфазного композита, фазы которого отличаются магнитным порядком и концентрацией носителей заряда. Соотношение между объемами фаз зависит от температуры и магнитного поля. В обеих фазах носителями заряда являются магнитоупругие поляроны, а переход металл–диэлектрик происходит как перколяционный переход, сопровождаемый кроссовером поляронной проводимости. Результаты численного моделирования сопротивления, магнитосопротивления и термоэдс сравниваются с экспериментальными данными для тонких пленок  $\text{La}_{0.7}\text{Mn}_{1.3}\text{O}_{3-\delta}$ . Получено хорошее соответствие теории и эксперимента.

Суперпозиция ферромагнитных и антиферромагнитных пиков рассеяния нейтронов на ряде образцов легированных манганитов лантана отмечалась уже много лет назад [1] и стимулировала обширную дискуссию (см., например, обзор [2] и ссылки в нем). Однако только последние экспериментальные исследования [3–6], по-видимому однозначно, подтвердили магнитную и электрическую неоднородность манганитов лантана в области магнитного фазового перехода. Эти результаты убедительно продемонстрировали, что ферромагнитные (ФМ) и антиферромагнитные области пространственно разделены и образуют соответственно обогащенные (металлические) и обедненные (полупроводниковые) носителями заряда домены. Векторы намагниченности различных ФМ-областей разупорядочены. Под действием внешнего магнитного поля происходит перколяционный переход в металлическую фазу, сопровождающийся эффектом колоссального магнитосопротивления (КМС). Любопытно, что даже в сильном магнитном поле образец не переходит в ФМ-состояние полностью [4].

Показывая фазовое расслоение, результаты [3–6] оставляют невыясненным ряд вопросов, важных для понимания физики КМС манганитов. Например, является ли механизм электропроводности в зарядово-обогащенных (металлических) доменах принципиально иным, чем в зарядово-обедненных? Другими словами, следует ли эти области рассматривать как разделенные истинным фазовым переходом металл–диэлектрик, либо изменение проводимости в доменах осуществляется по сценарию перехода типа кроссовера проводимости? От варианта ответа зависит вид функционала Гинзбурга–Ландау, а следовательно, и результаты применения феноменологической теории фазовых переходов к манганитам лантана.

В настоящей работе транспортные свойства манганитов лантана в широком температурном интервале ниже температуры магнитного фазового перехода  $T_C$  обсуждаются в модели композита (эффективной среды), обра-

зованного длинными ФМ-областями с металлической проводимостью, погруженными в полупроводниковую парамагнитную матрицу (рис. 1). Предполагается, что параметром порядка является намагниченность  $m(T, H)$ , а доля носителей заряда, сконцентрированных в металлических областях,  $C(T, H)$  — сопутствующий (вторичный) параметр порядка. Переход металл–диэлектрик происходит как перколяционный переход, причем в случае сильно вытянутых ФМ-доменов (stricks) этот переход происходит очень резко и имеет низкий порог протекания [7]. Полученные теоретические зависимости электропроводности и термоэдс композита от температуры и магнитного поля сравниваются с экспериментальными данными [8,9] для тонких пленок  $\text{La}_{0.7}\text{Mn}_{1.3}\text{O}_{3-\delta}$ , выращенных магнетронным напылением. Совпадение экспериментальных и теоретических результатов указывает на то, что модель эффективной среды адекватно отражает физику явления.



**Рис. 1.** Композит, фазы которого отличаются только концентрацией носителей заряда и магнитным порядком. Соотношение между объемами фаз зависит от температуры и магнитного поля. Вблизи  $T_C$  композит состоит из сильно вытянутых ферромагнитных эллипсоидов с металлической проводимостью ( $FMs$ ), находящихся в парамагнитной полупроводниковой матрице ( $PMs$ ).  $FMs$  — сплошные линии,  $PMs$  — светлое поле рисунка.

Заметим, что модель, близкая к обсуждаемой нами, была недавно рассмотрена в [10]. Полученные теоретические зависимости хорошо описывали экспериментальные результаты для Са-систем. Естественно рассмотреть обобщение модели [10]. В частности, предполагая внутреннюю неоднородность и перколяционный переход в металлическую фазу, мы внесем два существенных изменения по сравнению с [10]. Во-первых, будем считать, что в металлической и полупроводниковой фазах носителями заряда являются магнитоупругие полярны, так что переход металл–диэлектрик происходит как перколяционный переход, сопровождаемый кроссовером полярной проводимости. Во-вторых, связь параметров порядка учитывается взаимодействием вида  $m^2C$ , а не  $m^2C^2$ , как это принято в [10] (см. обсуждения далее).

## 1. Функционал Гинзбурга–Ландау

Рассматривая область магнитного фазового перехода, считаем намагниченность  $m(T, H)$  первичным параметром порядка, а долю носителей заряда, сконцентрированных в металлических областях,  $C(T, H)$  — вторичным параметром порядка. Взаимодействие параметров учтем в низшем приближении, допускаемом симметрией (см., например, [10,11], а именно  $\sim m^2C$ . Заметим, что слагаемое указанного типа в разложении свободной энергии кубических кристаллов возникает, например, когда учитывается взаимодействие макроскопических деформаций с первичным параметром порядка (см. [12]). Именно такая ситуация имеет место в манганитах лантана, если предполагать их фазовое расслоение: образование зарядово-неоднородных областей приводит к скоплению ян-теллеровских ионов  $Mn^{3+}$  в кластеры и коллективизации соответствующих деформаций решетки.

Функционал свободной энергии имеет вид:

$$F = \frac{1}{2}\alpha_m\tau m^2 + \frac{1}{4}bm^4 + \frac{1}{2}aC^2 + \frac{1}{4}\beta C^4 - dm^2C. \quad (1)$$

Здесь  $\tau = (T - T_{cm})/T_{cm}$ ,  $T_{cm}$  — затравочное значение температуры магнитного фазового перехода; все коэффициенты разложения в (1) предполагаются положительными. Мы не ставим своей целью развитие феноменологической теории фазовых переходов в манганитах лантана, поэтому ограничимся обсуждением ситуации, когда фазовый переход парамагнетик–ферромагнетик является переходом второго рода. Это сводится к дополнительному условию для параметров разложения (1) вида  $ab > 2d^2$ . Из системы уравнений состояния

$$\partial F / \partial m = -(\alpha_m\tau + 2dC)m + bm^3 = 0,$$

$$\partial F / \partial C = aC + \beta C^3 - dm^2 = 0$$

следует, что  $C(T, H) \sim m^2(T, H)$ , а температура фазового перехода равна  $T_C = (1 + 2d\bar{C})/T_{cm}$ . Таким образом, процесс фазового расслоения и появления ниже температуры  $T_{cm}$  ненулевой концентрации  $\bar{C}$  увеличивают ”эффективное” значение критической температуры перехода.

## 2. Транспортные свойства композита

Рассмотрим композит, фазы которого однородны в кристаллографическом (химическом) отношении, но отличаются концентрацией носителей заряда. Соотношение между объемами фаз зависит от температуры и величины магнитного поля. Наша цель состоит в восстановлении транспортных свойств композита по известным характеристикам его компонент. Последние мы найдем, используя экспериментальные данные для тонких пленок La-дефицитного материала  $La_{0.7}Mn_{1.3}O_{3-\delta}$  в области низких (металлическая фаза) и высоких (полупроводниковая фаза) температур.

Детали изготовления пленок, а также данные об их магнитных магниторезистивных, термоэлектрических и магниторезонансных свойствах можно найти в работах [8,9,13]. Отметим, что пленки  $La_{0.7}Mn_{1.3}O_{3-\delta}$  толщиной  $\sim 3500 \text{ \AA}$  были выращены методом реактивного магнетронного напыления, которое осуществлялось на (001)-ориентированные  $SrLaAlO_4$ -подложки. Результаты рентгеноструктурного анализа показали однофазность пленок и их перовскитовую структуру.

а) Магнитосопротивление. Свойства композита из вытянутых металлических волокон, погруженных в полупроводниковую матрицу (рис. 1), исследовались ранее в работе [7]. В частности, эффективное сопротивление образца  $\rho \equiv \rho(H, T)$ , составляющие которого отвечают зависимостям  $\rho_m \equiv \rho_m(H, T)$  и  $\rho_s \equiv \rho_s(H, T)$ , описывается выражением (см. соотношение (9) в [7])

$$\frac{1}{3}C(\rho - \rho_m)\{1/[\rho_m + G_{\parallel}(\rho - \rho_m)] + 4/(\rho_m + \rho)\} + 3(1 - C)(\rho - \rho_s)/(2\rho_s + \rho) = 0. \quad (2)$$

Здесь в соответствии с моделью композита введен деполяризационный фактор [7]  $G_{\parallel} = (b^2\rho_s/a^2\rho) \times \ln[1 + (a\rho/b\rho_s)]$ ;  $C \equiv C(H, T)$  — фактор смешивания (доля носителей заряда в металлической области).

Согласно результатам предыдущего раздела,  $C(H, T) \sim m^2(T, H)$ , а в численных расчетах будем использовать выражение

$$C(H, T) = 1 - \left(\frac{T - T_0}{T_m - T_0}\right)^2 \Theta(T - T_0), \quad (3)$$

где  $T_0$  — температура перехода в однородное ферромагнитное состояние,  $T_0 \ll T_C$ ;  $T_m$  — температура зарождения металлических доменов, в отсутствие магнитного поля  $T_m = T_C$ ;  $\Theta(x)$  — тета-функция.

На рис. 2 точками представлены результаты измерений температурной зависимости электросопротивления пленок  $La_{0.7}Mn_{1.3}O_{3-\delta}$  в нулевом магнитном поле. Поведение приведенного сопротивления образца  $\rho(H, T) \equiv R(T, H)/R(77 \text{ К}, 0)$  в металлической области ( $T < 200 \text{ К}$ ) аппроксимирует феноменологическая

зависимость

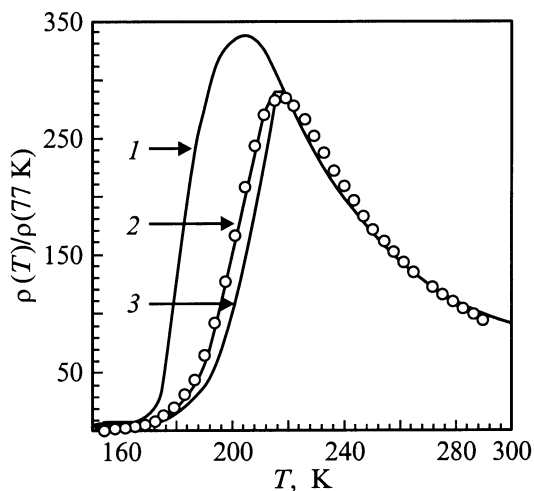
$$\rho_m(T, H) = 10^{-2.8} K^{-3/2} T^{3/2} + 10^{-2} \exp\{\alpha N(\varepsilon + g\mu_B S_C H)\}. \quad (4)$$

Здесь первое слагаемое соответствует зонным носителям и описывает асимптотическое поведение  $\rho_m(T)$  при низких температурах  $T < 70$  К. Второе, основное для рассматриваемой нами области температур, слагаемое отражает тот факт, что в кристалле носитель становится заряженным магнитоупругим поляроном, одетым в "фононную и магнотную шубу" (см., например, работы [14,15] и ссылки в них). Обобщая таким образом физический смысл этого слагаемого по сравнению с [16], будем считать, что  $N(\varepsilon + g\mu_B S_C H) = \{\exp((\varepsilon + g\mu_B S_C H)/T) - 1\}^{-1}$  — среднее число магнитоупругих поляронов с энергией  $\varepsilon \approx 950$  К, а  $S_C$  — эффективное число спинов, участвующих в формировании "магнотной шубы" полярона; структурный фактор  $\alpha \approx 550$  [16]. Численные значения параметров, приведенные в выражениях (4) и далее (5)–(7), получены из анализа экспериментальных данных и взяты из [8,9].

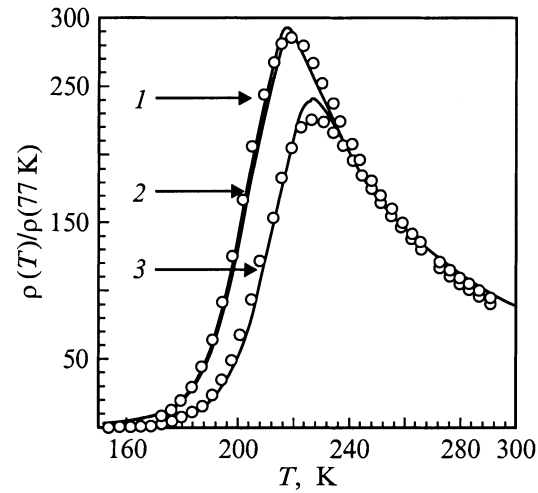
Сопротивление пленок в полупроводниковой области  $T > 220$  К аппроксимирует зависимость вида

$$\rho_s(T, H) = 10^{-2.3} K^{-1} T \exp(E_p/T), \quad (5)$$

которая отвечает неупругим процессам перескока носителей заряда в активационной энергии  $E_p \approx 1220$  К, иной, чем в ФМ-домене. Предполагается, что в парамагнитной области "магнитная" составляющая полярона мала, так что его энергия фактически не зависит от магнитного поля.



**Рис. 2.** Температурная зависимость сопротивления композита при различных соотношениях осей металлических эллипсов.  $a/b = 1$  (1), 10 (2), 50 (3). Точки — экспериментальные данные для пленок  $\text{La}_{0.7}\text{Mn}_{1.3}\text{O}_{3-\delta}$  в отсутствие магнитного поля.



**Рис. 3.** Температурные зависимости сопротивления композита при разных значениях температуры появления металлических доменов.  $a/b = 10$ . 1 —  $T_0 = 120$ ,  $T_m = 220$  К =  $T_C$ ,  $H = 0$  Ое; 2 —  $T_0 = 120$ ,  $T_m = 220$  К =  $T_C$ ,  $g\mu_B S_C H = 50$  К; 3 —  $T_0 = 130$ ,  $T_m = 235$  К,  $g\mu_B S_C H = 0$ . Точки — экспериментальные данные для пленок  $\text{La}_{0.7}\text{Mn}_{1.3}\text{O}_{3-\delta}$  без магнитного поля и при  $H = 10$  кОе.

На рис. 2 сплошными линиями показаны результаты расчетов температурной зависимости сопротивления композита по формуле (2) в случае, когда для  $\rho_m(H, T)$  и  $\rho_s(H, T)$  взяты выражения (4) и (5), при различных соотношениях осей ФМ-эллипса  $a/b$ . Как видно из этого рисунка, только для очень вытянутых эллипсоидов ФМ-фазы ( $a/b > 10$ ) теория удовлетворительно описывает экспериментальные зависимости. Другими словами, металлические области формируются в пленках  $\text{La}_{0.7}\text{Mn}_{1.3}\text{O}_{3-\delta}$ , скорее, как страйп-домены, а не в виде компактных кластеров.

На рис. 3 сплошными линиями представлены результаты численного моделирования температурной зависимости сопротивления, описываемого выражениями (2), (4) и (5) при  $a/b = 10$  и значениях магнитного поля  $H = 0$  и 10 кОе. Здесь же точками показаны соответствующие экспериментальные данные для пленок  $\text{La}_{0.7}\text{Mn}_{1.3}\text{O}_{3-\delta}$ . Следует учитывать, что магнитное поле: 1) меняет энергию магнитоупругого полярона; 2) смещает температуру зарождения металлических доменов и соответственно температуру перколяционного перехода; 3) ориентирует магнитные моменты ФМ-доменов. Оценим относительную роль каждого из этих эффектов.

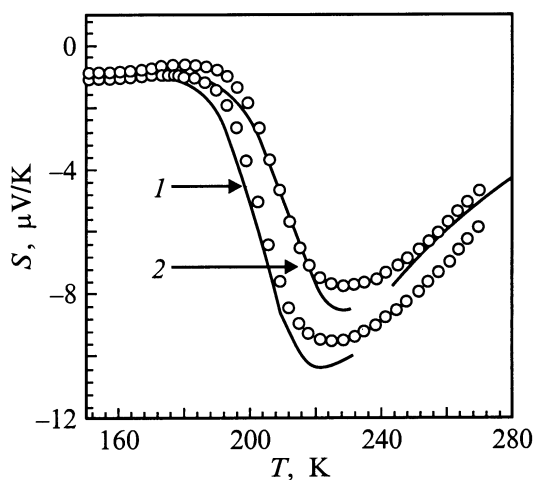
Последнее слагаемое в (4) позволяет учесть первый фактор. На рис. 3 кривая 2 отвечает ситуации, когда энергия магнитоупругого полярона в поле 10 кОе изменилась на 50 К, т.е. когда число спинов, "охваченных" одним носителем заряда, порядка  $20S_{\text{Mn}}$ . При этом температура зарождения металлических доменов не менялась:  $T_m = T_C$ . Как видно из этого рисунка, даже при большом числе спинов ионов марганца  $S_{\text{Mn}}$ , формирующих магнотную составляющую "шубы" полярона, влияние поля на сопротивление через этот механизм крайне слабое.

Выражение (3) позволяет исследовать роль второго фактора. Кривая 3 на том же рисунке иллюстрирует влияние изменения температуры зарождения металлических доменов  $T_m$  в магнитном поле на сопротивление композита. Смещение  $T_m$  и  $T_0$  примерно на 10 K в область больших температур позволяет удовлетворительно описать экспериментальную зависимость для пленок  $\text{La}_{0.7}\text{Mn}_{1.3}\text{O}_{3-\delta}$ .

Изменение сопротивления композита при данной температуре из-за изменения ориентации магнитных моментов ФМ-областей в магнитном поле можно учесть с помощью моделей, разработанных ранее для гранулированных систем (см., например, [17]). Для манганитов лантана этот механизм магниторезистивности обсуждался в работе [18]. Рассматривалась ситуация, когда металлические ФМ-домены в полупроводниковой матрице имеют сферическую форму, а их относительная доля (параметр заполнения  $f$ ) мал:  $f \ll 1$ . В этом случае величина магниторезистивного эффекта, обусловленного переориентацией магнитных моментов, пропорциональна параметру  $f$ . Случай сильно вытянутых эллипсоидов ФМ-фазы требует отдельного рассмотрения. Вместе с тем есть основания полагать, что для манганитов лантана этот механизм магниторезистивности в актуальной для нас области температур не является существенным [2,15].

б) Коэффициент Зеебека. Температурную и полевою зависимости термоэдс композита найдем, используя результаты предыдущего раздела и выражения для термоэдс компонент композита.

На рис. 4 точками представлены результаты измерений температурной зависимости коэффициента Зеебека пленок  $\text{La}_{0.7}\text{Mn}_{1.3}\text{O}_{3-\delta}$  в нулевом магнитном поле и в поле 5 kOe [9]. Поведение термоэдс в металличе-



**Рис. 4.** Температурные зависимости коэффициента Зеебека тонкой пленки композита на массивной подложке.  $a/b = 10$ ,  $T_0 = 120$ ,  $T_m = 220 \text{ K} = T_C$ . Точки — экспериментальные данные для пленок  $\text{La}_{0.7}\text{Mn}_{1.3}\text{O}_{3-\delta}$  без магнитного поля (1) и при  $H = 5 \text{ kOe}$  (2).

ской ( $T < 180 \text{ K}$ ) фазе описывается зависимостью вида

$$S_m(T) = (10^{-2} K^{-1} T - 3 \cdot 10^{-4} K^{-2} T^2) \mu\text{V/K}. \quad (6)$$

В парамагнитной области ( $T > 220 \text{ K}$ ) имеем

$$S_s(T) = (7000 \text{ K}/T - 22) \mu\text{V/K}. \quad (7)$$

Учтем теперь, что теплопроводность тонкопленочного образца определяется в основном теплопроводностью подложки. Для коэффициента Зеебека пленки на подложке имеем тогда выражение [10,19]

$$S(T, H) = \frac{\rho_s S_m - \rho_m S_s + \rho_{\text{exp}}(T, H)(S_s - S_m)}{(\rho_s - \rho_m)}. \quad (8)$$

Подчеркнем, что, поскольку асимптотики для низкотемпературной и высокотемпературной компонент термоэдс не зависят от магнитного поля, вся зависимость  $S(T, H)$  от поля определяется только экспериментальной зависимостью сопротивления  $\rho_{\text{exp}}(T, H)$ .

На рис. 4 сплошными линиями представлены результаты моделирования температурной зависимости коэффициента Зеебека, описываемого выражением (8), при  $a/b = 10$  и значениях магнитного поля  $H = 0$  и 5 kOe. Здесь же точками показаны соответствующие экспериментальные данные для пленок  $\text{La}_{0.7}\text{Mn}_{1.3}\text{O}_{3-\delta}$ . Совпадение экспериментальных и теоретических зависимостей указывает на то, что модель эффективной среды правильно отражает физику явления.

### 3. Обсуждение результатов

Ранее нами была предпринята попытка описать свойства La-дефицитных систем в рамках двухжидкостной модели [8,9], а именно предполагалось, что выше и ниже температуры магнитного перехода в системе существуют два типа носителей заряда, различающиеся характером взаимодействия с магнитной подсистемой (два канала проводимости). Зонные носители заряда упруго взаимодействуют с магнитной подсистемой; движение другой группы носителей заряда является активационным с испусканием и поглощением магнонов. Эти две группы носителей имеют совершенно разные температурные зависимости сопротивления: в первом случае сопротивление растет с увеличением температуры, в то время как для неупругих процессов сопротивление уменьшается с ростом температуры. Оказывается, что при определенных требованиях к свойствам системы смена одного механизма проводимости другим происходит не только достаточно резко, но и достаточно чувствительно к магнитному полю, чтобы обеспечить колоссальный магниторезистивный эффект. (Использование двухжидкостной модели для описания свойств манганитов лантана можно найти также в работах [16,20,21].)

Двухжидкостная модель удовлетворительно воспроизводит магниторезистивные свойства тонких пленок  $\text{La}_{0.7}\text{Mn}_{1.3}\text{O}_{3-\delta}$ , однако оказалась недостаточной для

описания термоэлектрических характеристик, что отмечалось также и другими авторами (см., например, [20]). На основании полученных результатов были высказаны аргументы в пользу внутренней магнитной и электрической неоднородности системы [9]. С учетом последних экспериментов [3–6] феноменологическое описание магнитотранспортных свойств La-дефицитных манганитов лантана в температурной области ниже  $T_C$  естественно было представлять моделью описанной выше эффективной среды.

В данной работе исследованы транспортные свойства двухфазного композита, фазы которого однородны в кристаллографическом отношении, но отличаются концентрацией носителей заряда и магнитным порядком. Соотношение между объемами фаз зависит от температуры и величины магнитного поля. Предполагается, что именно такая электрическая и магнитная структура характерна для манганитов лантана в широком температурном интервале ниже температуры магнитного фазового перехода  $T_C$ .

Результаты обсуждаются в рамках модели, когда концентрация металлической ферромагнитной фазы в полупроводниковой парамагнитной матрице является вторичным параметром порядка, в то время как намагниченность — первичный параметр порядка. Основное предположение теории состоит в том, что и в металлической, и полупроводниковой фазах носителями заряда являются магнитоупругие поляроны, так что переход металл–диэлектрик происходит как перколяционный переход, сопровождаемый кроссовером поляронной проводимости.

Показано, что феноменологическая картина внутренней электрической и магнитной неоднородности пленок  $\text{La}_{0.7}\text{Mn}_{1.3}\text{O}_{3-\delta}$  дает качественно правильное описание полевых и температурных зависимостей их транспортных свойств в широком температурном интервале ниже  $T_C$ . Как и авторы [10], мы обнаружили, что металлические домены появляются в виде очень вытянутых эллипсоидов, а не ”капель” компактной формы. Такая форма доменов обеспечивает достаточно резкий переход металл–диэлектрик, что и характерно для образцов хорошего качества.

## Список литературы

- [1] E.O. Wollan, W.C. Koehler. *Phys. Rev.* **100**, 2, 545 (1955).
- [2] Э.Л. Нагаев. *УФН* **166**, 8, 833 (1996).
- [3] M. Uehara, S. Mori, C.H. Chen, S.-W. Cheong. *Nature* **399**, 560 (1999).
- [4] M. Fath, S. Freisem, A.A. Menovsky, Y. Tomioka, J. Aarts, J.A. Mydosh. *Science* **285**, 5433, 1540 (1999).
- [5] M. Hennen, F. Moussa, G. Biotteau, J. Rodriguez-Carvajal, L. Pinsard, A. Revcolevschi. *Phys. Rev. Lett.* **81**, 9, 1957 (1998).
- [6] Г.А. Петраковский, Н.В. Волков, В.Н. Васильев, К.А. Саблина. *Письма в ЖЭТФ* **71**, 4, 210 (2000).
- [7] A.N. Lágarkov, A.K. Sarychev. *Phys. Rev.* **B53**, 10, 6318 (1996).
- [8] В.Н. Криворучко, С.И. Харцев. *ФНТ* **24**, 11, 1070 (1998).
- [9] V.N. Krivoruchko, S.I. Kharzev, A.D. Prokhorov, V.I. Kamenev, R. Szymczak, M. Baran, M. Berkowski. *J. Magn. Magn. Mater.* **207**, 1–3, 168 (1999).
- [10] M. Jia, P. Lin, S.H. Chun, M.B. Salamon, P. Dorsey, M. Rubinstein. *Phys. Rev.* **B60**, 2, 1028 (1999).
- [11] F. Zhong, Z.D. Wang. *Phys. Rev.* **B61**, 5, 3192 (2000).
- [12] Ю.А. Изюмов, В.Н. Сыромятников. *Фазовые переходы и симметрия кристаллов*. Наука, М. (1984). 248 с.
- [13] V. Dyakonov, A. Prohorov, V. Shapovalov, S. Khartsev, V. Krivoruchko, V. Michailov, V. Pashchenko, E. Zubov, P. Aleshkevych, K. Dyakonov, S. Piechota, H. Szymczak. *Phys. Lett.* **A268**, 3, 202 (2000).
- [14] L.J. Zou, H.Q. Lin, Q.Q. Zeng. *J. Appl. Phys.* **83**, 11, 7363 (1998).
- [15] В.М. Локтев, Ю.Г. Погорелов. *ФНТ* **26**, 3, 231 (2000).
- [16] S. Zhang. *J. Appl. Phys.* **79**, 8, 4542 (1996).
- [17] M. Rubinstein. *Phys. Rev.* **B50**, 6, 3830 (1994).
- [18] В.Н. Криворучко. *ФНТ* **22**, 9, 1047 (1996).
- [19] D. Bergman, D. Stroud. *Solid State Physics / Ed. H. Ehrenreich and D. Turnbull*. Academic Press, N.Y. (1992). V. 46. P. 147.
- [20] M. Rubinstein, D.J. Gillespie, J.E. Snyder, T. Tritt. *Phys. Rev.* **B56**, 9, 5412 (1997).
- [21] M. Rubinstein. *J. Appl. Phys.* **87**, 9, 5019 (2000).