

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Неоднородные зарядовые состояния
и фазовое расслоение в манганитах

М.Ю. Каган, К.И. Кугель

Анализируются механизмы электронного фазового расслоения в оксидных материалах типа манганитов. Рассмотрение проводится в рамках простой модели кондо-решетки с межузельным кулоновским отталкиванием электронов. Эта модель позволяет выявить неустойчивость однородного магнитного или зарядового упорядочения относительно образования капельных структур (магнитных поляронов) в широкой области параметров фазовой диаграммы. Исследуются различные типы и формы магнитных поляронов. Обсуждаются транспортные характеристики и спектр шумов в фазово-расслоенном состоянии.

PACS numbers: 64.75.+g, 71.27.+a, 72.10.-d, 75.30.Vn

Содержание

1. Введение (577).
2. Базовая теоретическая модель (578).
3. Случай малого легирования (579).
 - 3.1. Устойчивость однородного состояния. 3.2. Энергия состояния с ферромагнитными поляронами внутри антиферромагнитной матрицы. 3.3. Симметрия электрон-дырка для фазовой диаграммы ферромагнитной кондо-решетки.
4. Роль кулоновского взаимодействия между электронами проводимости (582).
 - 4.1. Зарядовое упорядочение при плотностях $n \rightarrow 1/2$. 4.2. Устойчивость зарядово-упорядоченного состояния при плотностях, близких к $n = 1/2$. 4.3. Простейший пример фазового расслоения в модели Фервея при плотностях $n < 1/2$. 4.4. Фазовое расслоение в базовой модели ферромагнитной кондо-решетки с кулоновским взаимодействием при плотностях, близких к $n = 1/2$. 4.5. "Температурные" ферроны.
5. Фазовое расслоение в слоистых манганитах (589).
 - 5.1. Подкошенное состояние в слоистых манганитах. 5.2. Магнитные поляроны в слоистых манганитах.
6. Транспортные свойства фазово-расслоенных манганитов (592).
 - 6.1. Сопротивление в перколяционном режиме фазово-расслоенных манганитов. 6.2. Магнитосопротивление в фазово-расслоенных манганитах. 6.3. $1/f$ -шум в фазово-расслоенных манганитах.

7. Заключительные замечания (595).

Список литературы (595).

1. Введение

Магнитные оксидные материалы на основе Mn (манганиты), типичным представителем которых является LaMnO_3 , исследуются уже более 50 лет [1, 2]. Однако особый интерес к ним возник в 1994 году после открытия явления колоссального магнитосопротивления при легировании этого соединения Ca [3]. В настоящее время существует довольно много обзорной литературы по этим материалам (см., например, [4–8]). При этом в обзоре [7] имеются ссылки более чем на 600 работ. Такое обилие литературы, в том числе и обзорной, связано не только с возможными техническими приложениями эффекта колоссального магнитосопротивления, но и с тем, что манганиты являются очень хорошим объектом для изучения физики сильно-коррелированных систем. В частности, представляет большой интерес взаимодействие спиновых, зарядовых и орбитальных степеней свободы в этих материалах, а также богатство их фазовой диаграммы. Особое внимание к манганитам связано в последнее время с возможностью образования в них разного типа неоднородных зарядовых и спиновых состояний, таких как решеточные и магнитные поляроны, капельные и страйповые структуры и т. д.

Аналогичные явления характерны для многих сильно-коррелированных систем с преобладанием потенциальной энергии взаимодействия электронов над их кинетической энергией. В частности, они широко обсуждаются в материалах с высокотемпературной сверхпроводимостью (ВТСП) [9–12]. Отметим, что одним из первых наиболее ярких примеров является образование ферромагнитных (ФМ) капель (ферронов) в антиферромагнитном (АФМ) состоянии при слабом легировании [13, 14], а также ферромагнитных спиновых поляронов в парамагнетике [15, 16] (см. также [17]). Другим аналогич-

М.Ю. Каган. Институт физических проблем им. П.Л. Капицы РАН, 117334 Москва, ул. Косыгина 2, Российская Федерация
Тел. (095) 137-79-85. Факс (095) 938-20-30
E-mail: kagan@kapitza.ras.ru

К.И. Кугель. Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, 127412 Москва, Ижорская ул. 13/19, Российская Федерация
Тел. (095) 362-51-47. Факс (095) 484-26-33
E-mail: kugel@orc.ru

Статья поступила 13 декабря 2000 г.,
после доработки 4 апреля 2001 г.

ным примером является возникновение струны (линейного следа фрустрированных спинов) при движении дырки по АФМ изолятору [18]. Данные примеры относятся к случаю так называемого электронного фазового расслоения, обусловленного тем, что отдельные носители заряда изменяют вокруг себя локальное электронное окружение. При этом таким областям становится выгодным находиться как можно дальше друг от друга для минимизации кулоновской энергии. Помимо такого мелкомасштабного фазового расслоения, в манганитах, как и в других веществах, в которых наблюдаются фазовые переходы первого рода (например, между АФМ и ФМ фазами), возникает и другой тип фазового расслоения, связанный с возникновением широкой области сосуществования различных фаз. Примером такого крупномасштабного расслоения является возникновение сравнительно больших ФМ капель размером порядка 100–1000 Å внутри АФМ матрицы [19, 20]. Необходимо отметить, что важной особенностью манганитов является сильное взаимодействие электронной и решеточной подсистем. Это связано с тем, что Mn^{3+} является ян-теллеровским ионом и поэтому всякое фазовое расслоение вызывает появление упругих деформаций решетки, которые можно обнаружить экспериментально. Другая характерная особенность манганитов — это наличие в них зарядового упорядочения, т.е. образования периодической структуры из ионов Mn^{3+} и Mn^{4+} . Таким образом, фактически возникает дополнительный период решетки — появляется сверхструктура. Кроме создания сверхструктуры, зарядовое упорядочение может также повлечь за собой и нетривиальное спиновое и орбитальное упорядочения. Примером такого упорядочения является хорошо известная магнитная зигзаговая структура (обычно обозначаемая как CE) в веществах типа $Pr_{0,5}Ca_{0,5}MnO_3$ [21, 22], в которых зарядовое упорядочение сопровождается образованием зигзагообразных магнитных цепочек. Взаимодействие спиновых, зарядовых и орбитальных степеней свободы также может приводить к образованию не капельных, а стриповых (полосчатых) структур [23] при высоких концентрациях щелочноземельного элемента. Благодаря сильному взаимодействию с решеткой такие структуры в манганитах, в отличие от ВТСП-систем, являются не динамическими, а статическими и могут наблюдаться с помощью методов электронной дифракции и рентгеновского малоуглового рассеяния.

В данной работе мы в основном сосредоточимся на мелкомасштабном фазовом расслоении, в котором наиболее ярко проявляются особенности микроскопической природы переноса заряда. Наш обзор организован следующим образом: сначала мы проанализируем случай слабого легирования, рассматривая базовую для манганитов модель ферромагнитной кондо-решетки в пренебрежении кулоновским взаимодействием между электронами на соседних узлах. Затем учтем в этой модели кулоновское взаимодействие и рассмотрим случай плотностей близких к $1/2$, где наиболее рельефно проявляется возможность зарядового упорядочения. На основе этих результатов проанализируем связь простейших моделей фазового расслоения с реальной фазовой диаграммой манганитов. В последней части обзора рассмотрим влияние фазового расслоения на транспортные свойства системы.

2. Базовая теоретическая модель

Простейшей теоретической моделью, содержащей в себе наиболее существенную физику манганитов, является модель ферромагнитной кондо-решетки ($s-d$ -модель) с кулоновским взаимодействием между электронами проводимости:

$$\hat{H} = -J_H \sum_i \mathbf{S}_i \boldsymbol{\sigma}_i - t \sum_{\langle ij \rangle} P c_{i\sigma}^\dagger c_{j\sigma} P + J_{ff} \sum_{\langle ij \rangle} \mathbf{S}_i \mathbf{S}_j + V \sum_{\langle ij \rangle} n_i n_j. \quad (1)$$

Первый член в (1) представляет собой сильный ФМ обмен на узле между локальным спином $S = 3/2$ и спином электрона проводимости. Фактически этот обмен имеет хундовскую природу. При этом формирование локального спина $S = 3/2$ обусловлено расщеплением пяти d -орбиталей Mn в кристаллическом поле кубической симметрии на три локализованных t_g -орбитали и две делокализованных e_g -орбитали (рис. 1). В (1) символ $\langle ij \rangle$ обозначает суммирование по ближайшим соседям.

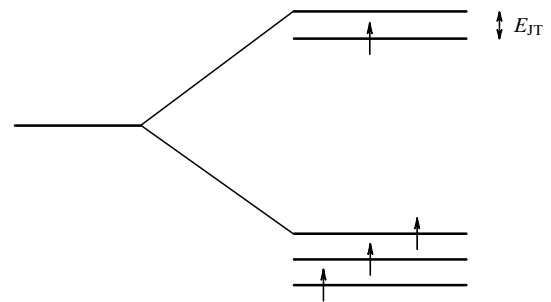


Рис. 1. Ян-теллеровский ион Mn^{3+} в октаэдрическом окружении.

В реальных манганитах величина хундовского взаимодействия имеет порядок $J_H \sim 1$ эВ.

Второй член в (1) представляет собой кинетическую энергию электронов проводимости. Проекционный оператор P отвечает однократному заполнению e_g -орбиталей (сильное одноцентровое кулоновское отталкивание препятствует нахождению двух электронов проводимости на одном узле). Отметим, что сильное взаимодействие электронов с решеткой [24] приводит к существенному уменьшению эффективной ширины зоны проводимости, так что $t \sim 0,3$ эВ.

Третий член в (1) представляет собой слабый АФМ обмен между локальными спинами на соседних узлах. При этом $J_{ff} \sim 0,01$ эВ.

Наконец, последний член описывает кулоновское взаимодействие между электронами проводимости на соседних узлах. Характерная величина этого взаимодействия $V \sim 0,7$ эВ.

Отметим, что в рассматриваемой модели мы пренебрегаем наличием двух проводящих зон для e_g -электронов, предполагая большую величину ян-теллеровской щели E_{JT} . Такое пренебрежение, тем не менее, дает возможность хорошо проанализировать спиновый и зарядовый секторы нашей задачи и качественно понять глобальные черты фазовой диаграммы манганитов. За

рамками данного рассмотрения остается интересный физический сектор задачи, связанный с орбитальным упорядочением [25–27].

3. Случай малого легирования

Вернемся к базовой модели и рассмотрим сначала случай малого легирования, т.е. малой плотности проводящих электронов (дырок). Здесь можно пренебречь кулоновским взаимодействием и рассматривать модель ферромагнитной кондо-решетки в традиционном виде. При этом, как уже обсуждалось в начале этого раздела, можно ограничиться рассмотрением предела сильной связи. В этом пределе выполняется следующая цепочка неравенств:

$$J_H S \gg W \gg J_{ff} S^2, \quad (2)$$

а наиболее существенная физика становится связанной не со стандартным взаимодействием Рудермана–Киттеля–Касуи–Иосиды (РККИ), а с так называемым механизмом двойного обмена [28–30]. При этом сама модель ферромагнитной кондо-решетки при выполнении неравенств (2) обычно называют моделью двойного обмена. Нашей задачей является построение фазовой диаграммы для данной модели при $T=0$. Для ее решения найдем оптимальные энергии всех возможных однородных состояний системы и сравним их с энергией состояния, соответствующего расслоению на фазы. В качестве возможных однородных состояний будем рассматривать коллинеарное АФМ состояние, подкошенное состояние и коллинеарное ФМ состояние. Для состояния, отвечающего фазовому расслоению, также проанализируем простейшую возможность, соответствующую возникновению ФМ спиновых поляронов (капель) внутри АФМ матрицы. Прежде чем перейти к более детальному анализу, напомним читателям физическую причину возникновения подкошенного состояния в модели двойного обмена [28, 30]. Как известно, в рамках классического рассмотрения электрон не может двигаться в окружении антиферромагнитно расставленных спинов. Поэтому ему выгодно подкосить одну АФМ подрешетку относительно другой при своем прыжке на соседний узел. При этом эффективная ширина зоны проводимости в классическом подкошенном состоянии определяется формулой $t_{\text{eff}} = t \cos(\theta/2)$ и связана со спиновым характером волновой функции электрона. Дело в том, что в пределе сильного хундовского взаимодействия, $J_H \gg W$, электрон проводимости и локальный спин образуют на заполненном узле связанное состояние с суммарным спином $S^{\text{tot}} = (S + 1/2)$. Поэтому если АФМ подрешетки повернуты друг относительно друга на угол θ , то спиновая волновая функция электронов при прыжке с узла на узел должна быть повернута на угол $\theta/2$. При этом сам угол подкоса θ оказывается функцией плотности электронов проводимости. В классической задаче он определяется из условия минимизации энергии системы:

$$E = -ztn \cos \frac{\theta}{2} + zJ_{ff} S^2 \cos \theta, \quad (3)$$

где z — число ближайших соседей, n — плотность электронов проводимости.

Здесь первый член отвечает выигрышу в кинетической энергии за счет возникновения зоны проводимости, а

второй член — проигрышу в энергии антиферромагнитного взаимодействия локальных спинов. Отметим, что в формуле (3) и далее в выражении для энергии будем опускать постоянный член $J_H S/2$, связанный с хундовским взаимодействием на узле. Этот член фактически приводит к сдвигу начала отсчета энергии и не существен для нашего анализа. Минимизация энергии (3) по параметру $\cos(\theta/2)$ приводит к следующему результату [30]:

$$\cos \frac{\theta}{2} = \frac{tn}{4J_{ff} S^2}. \quad (4)$$

Соответственно,

$$E = -\frac{zt^2 n^2}{8J_{ff} S^2} - zJ_{ff} S^2. \quad (5)$$

Таким образом, в отсутствие допирования ($n=0$) угол подкоса $\theta = \pi$, что отвечает коллинеарному АФМ состоянию. При $n \neq 0$ угол подкоса $\theta \neq \pi$ и мы имеем подкошенное состояние. Наконец, при $n = n_c = 4J_{ff} S^2/t$ угол подкоса $\theta = 0$ и система переходит в коллинеарное ФМ состояние.

Квантовая версия для описания подкошенного состояния была предложена Нагаевым [31]. Согласно ей имеются две зоны, t_+ и t_- , для движения электронов проводимости. Они отвечают двум различным проекциям полного спина, $S_z^{\text{tot}} = S + 1/2$ и $S_z^{\text{tot}} = S - 1/2$. Естественно, что эти две зоны находятся в состоянии термодинамического равновесия, т.е. имеют общий химический потенциал μ . При этом переход к классическому описанию Де Жена соответствует пределу $t_- \rightarrow 0$.

Квантовое рассмотрение показывает, что при $\theta = \pi$, т.е. в случае АФМ коллинеарного состояния $t_+ = t_- = t/\sqrt{2S+1}$. В этом и проявляется главное отличие квантовой версии подкоса от классической. В квантовой версии ширина зоны t_- при $S \gg 1$ мала лишь как $1/\sqrt{S}$, в отличие от классического предела Де Жена, когда t_- мала как $1/S$. Классический предел реализуется лишь вблизи перехода в ФМ коллинеарное состояние, т.е. при $\theta \rightarrow 0$. В этом случае при $S \gg 1$ имеем $t_+ = t$, а $t_- = t/(2S+1)$.

Вновь вернемся к случаю малого допирования, $n \rightarrow 0$. Оказывается, что коллинеарное АФМ состояние с углом $\theta = \pi$ остается энергетически выгодным вплоть до критического значения плотности носителей тока n_{c1} , определяемого следующим выражением [31, 32]:

$$n_{c1} = \frac{\pi^4}{4} \left[16 \frac{J_{ff} S^2}{zt} \frac{1}{\sqrt{2S+1}} \right]^3. \quad (6)$$

Легко видеть, что начало возникновения подкошенного состояния соответствует по порядку величины ситуации, когда $n_{c1} \sim (J_{ff} S^2/t\sqrt{S})^3$, т.е. параметрически много меньше оценки по Де Жене $n_c \sim (J_{ff} S^2/t)$ для перехода в коллинеарное ФМ состояние.

Здесь вновь проявляется сильное отличие классического рассмотрения от квантового. В классическом рассмотрении $n_{c1} \equiv 0$ в пределе сильной связи и большого спина, т.е. в пределе, когда $J_{ff} S^2/t \ll 1$, $S \gg 1$. В результате, подкос возникает при сколь угодно малых плотностях допирования. В квантовом случае подкос возникает лишь для плотностей $n > n_{c1}$. Физической причиной, разрешающей перескоки электрона (дырки) в

АФМ окружении в квантовом случае, является возможность когерентного движения струнного типа [33]. При этом движении электрон перескакивает из состояния с проекцией полного спина $S_z^{\text{tot}} = S + 1/2$ на одном узле в состояние с проекцией полного спина $S_z^{\text{tot}} = S - 1/2$ на соседнем узле, затем вновь в состояние с $|S_z^{\text{tot}} = S + 1/2\rangle$ и т.д. При этом формируется зона с шириной $2zt/\sqrt{2S+1}$.

При плотностях допирования $n > n_{c1}$ возникает состояние двухзонного квантового подкоса, однако уже очень скоро, а именно при $n = n_{c2} \approx (27/2)n_{c1}$ [34], вторая зона в квантовом подкосе оказывается пустой: $n_- = 0$, $n_+ = n$, и мы переходим от двухзонного к однозонному квантовому подкосу. При $n \gtrsim n_{c2}$ угол подкоса θ все еще близок к π и, следовательно, ширина зоны t_+ все еще не намного больше ширины зоны t_- ($t_+ \gtrsim t_-$). Однозонный характер подкоса связан в этом случае с тем, что при $n > n_{c2}$ дно второй зоны становится выше, чем уровень химического потенциала (рис. 2).

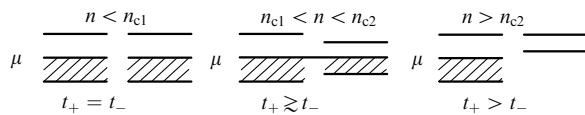


Рис. 2. Картина расположения зон t_+ и t_- в зависимости от степени допирования.

Ширина зоны t_+ все еще определяется квантовой формулой

$$t_+ \approx \frac{t}{\sqrt{2S+1}} + \frac{t}{2} \cos \frac{\theta}{2}.$$

Переход к классическому однозонному подкосу происходит только при существенно больших плотностях [34]:

$$n = n_{c3} = \frac{8J_{ff}S^2}{t} \frac{1}{\sqrt{2S+1}}. \quad (7)$$

При этих плотностях

$$\cos \frac{\theta}{2} \approx \frac{m_{c3}}{4J_{ff}S^2} = \frac{2}{\sqrt{2S+1}}.$$

В результате

$$t_+ \approx t \cos \frac{\theta}{2}; \quad t_- \approx \frac{t}{2S+1}$$

и мы переходим к классическому подкошенному состоянию Де Жена.

Наконец, при $n > n_{c4} = 4J_{ff}S^2/t$ угол $\theta = 0$ и состояние классического подкоса трансформируется в коллинеарное ФМ состояние.

В результате получаем следующую картину зависимости оптимальной энергии однородного состояния системы от плотности n :

при $0 < n < n_{c1}$ реализуется коллинеарное АФМ состояние,

при $n_{c1} < n < n_{c2}$ возникает двухзонный квантовый подкос,

при $n_{c2} < n < n_{c3}$ имеет место однозонный квантовый подкос,

при $n_{c3} < n < n_{c4}$ реализуется классическое подкошенное состояние Де Жена,

при $n > n_{c4}$ стабилизируется коллинеарное ФМ состояние.

График зависимости энергии однородного состояния системы от плотности приведен на рис. 3.

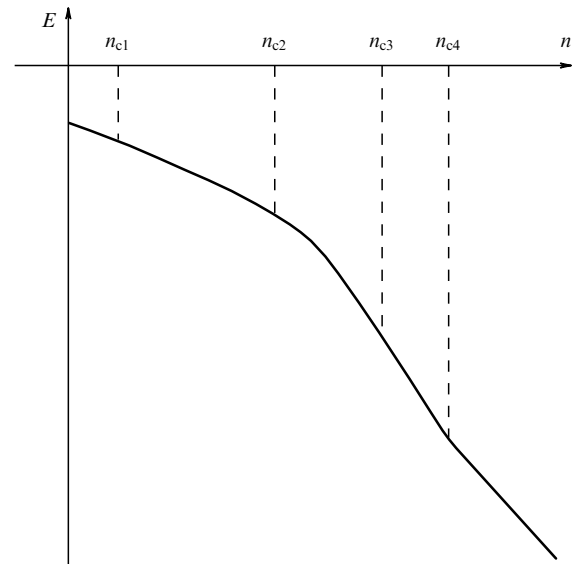


Рис. 3. Зависимость энергии однородного состояния системы от плотности n .

3.1. Устойчивость однородного состояния

Проверим теперь полученные нами решения для энергии однородного состояния системы на устойчивость. Для этого необходимо определить знак обратной сжимаемости $\kappa^{-1} = d^2E/dn^2$ для всех решений. Оказывается, что при $n < n_{c1}$ имеем $d^2E/dn^2 > 0$ и коллинеарное АФМ состояние соответствует, по крайней мере, локальному минимуму энергии. Аналогично, при $n > n_{c4}$ величина $d^2E/dn^2 > 0$ и коллинеарное ФМ состояние также является, по крайней мере, локальным минимумом. Однако для всех плотностей $n_{c1} < n < n_{c4}$ имеем $d^2E/dn^2 < 0$ и подкошенное состояние — абсолютно неустойчиво. Это обстоятельство особенно просто увидеть на примере классического деженовского подкоса, где взятие второй производной по плотности от энергии (5) приводит к следующему результату:

$$\kappa^{-1} = -\frac{zt^2}{4J_{ff}S^2} < 0. \quad (8)$$

Конечно, при выводе (8) мы пренебрегли условием локальной электронейтральности и взаимодействием электронной подсистемы с решеткой. Тем не менее даже на уровне таких упрощенных оценок формула (8) является очень тревожным знаком, заставляющим серьезно задуматься об устойчивости подкошенного состояния. В связи с этим необходимо подчеркнуть, что отрицательный знак сжимаемости всегда свидетельствует о неустойчивости однородного состояния относительно расслоения на фазы. В следующем разделе мы рассмотрим простейшее фазово-расслоенное состояние, соответствующее образованию ФМ поляронов внутри

АФМ матрицы, и покажем, что это состояние более энергетически выгодно по сравнению со всеми однородными состояниями во всем интересующем нас интервале плотностей $0 < n < n_{c4}$. Подчеркнем, что это состояние более выгодно, чем ФМ коллинеарное состояние, и при $n > n_{c4}$.

3.2. Энергия состояния с ферромагнитными поляронами внутри антиферромагнитной матрицы

Энергия простейшего фазово-расслоенного состояния с ФМ поляронами внутри АФМ матрицы определяется выражением [4, 32]

$$E_{\text{pol}} = -tn \left(z - \frac{\pi^2 a^2}{R^2} \right) + \frac{4}{3} \pi J_{ff} z S^2 \left(\frac{R}{a} \right)^3 n - J_{ff} z S^2 \left[1 - \frac{4}{3} \pi n \left(\frac{R}{a} \right)^3 \right], \quad (9)$$

где R — радиус ФМ полярона (феррона), a — период решетки. Соответственно, $\Omega = (4/3)\pi(R/a)^3$ — объем ФМ полярона в трехмерном изотропном случае в единицах объема элементарной ячейки. В этом случае мы предполагаем, что ФМ полярон имеет сферическую форму. Схематично ФМ полярон внутри АФМ матрицы изображен на рис. 4.

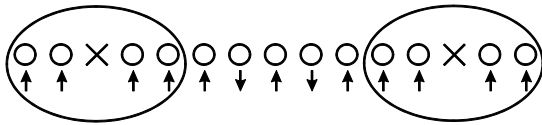


Рис. 4. ФМ поляроны с одним электроном проводимости внутри АФМ непроводящей матрицы. Крестиком на рисунке изображен электрон проводимости, локализованный в центре феррона.

Подчеркнем, что первый член в формуле (9) описывает выигрыш в кинетической энергии, поскольку в ФМ спиновом окружении электрон может находиться на дне зоны проводимости. Поправка к члену tnz , пропорциональная ta^2/R^2 , соответствует энергии локализации электрона в ферромагнитной капле радиусом R . Второй член в формуле (9) отвечает проигрышу в АФМ гейзенберговской энергии взаимодействия между локализованными спинами внутри ферромагнитной капли. Наконец, третий член описывает АФМ энергию взаимодействия между спинами в области свободной от ФМ поляронов.

Отметим, что при плотностях носителей

$$n = n_{c5} = \frac{3}{4\pi} \left(\frac{a}{R} \right)^3,$$

ФМ поляроны начинают соприкасаться друг с другом и в результате весь образец переходит в ФМ состояние. Найдем оптимальный радиус полярона из условия минимизации энергии $dE/dR = 0$. В трехмерном изотропном случае получаем [15]

$$R_{\text{pol}} = a \left(\frac{\pi t}{4J_{ff} S^2} \right)^{1/5} \quad (10)$$

и соответственно

$$n_{c5} = \frac{3}{4\pi} \left(\frac{4J_{ff} S^2}{\pi t} \right)^{3/5}.$$

Отметим, что в реальных манганитах $n_{c5} \sim 0,16$, и, соответственно, $R \sim (2-3)a \sim 10 \text{ \AA}$.

В результате, оптимальная энергия неоднородного (поляронного) состояния запишется в виде

$$E_{\text{pol}} = -ztn + \pi zn (\pi t)^{3/5} (4J_{ff} S^2)^{2/5} n + zJ_{ff} S^2. \quad (11)$$

Конечно, как поляронная энергия (11), так и энергия деженовского подкошечного состояния (5), в разделе 3.1 были найдены с помощью вариационной процедуры

$$\frac{dE_{\text{pol}}}{dR} = 0, \quad \frac{dE_{\text{cant}}}{d \cos(\theta/2)} = 0.$$

Тем не менее легко видеть (рис. 5), что поляронное состояние является гораздо лучшей аппроксимацией к точному основному состоянию системы, чем все оптимальные энергии однородных состояний.

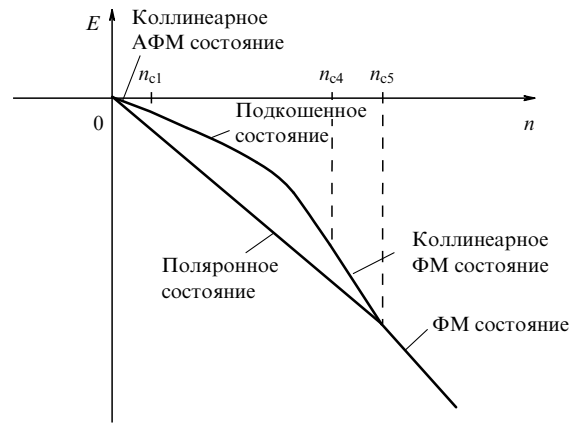


Рис. 5. Зависимость энергий однородного состояния и энергии поляронного состояния от плотности носителей.

3.3. Симметрия электрон–дырка для фазовой диаграммы ферромагнитной кондо-решетки

Фазовая диаграмма модели ферромагнитной кондо-решетки в пренебрежении кулоновским взаимодействием между электронами имеет ярко выраженный возвратный характер, т.е. характеризуется симметрией электрон–дырка. Действительно, рассмотрим теперь противоположный угол фазовой диаграммы, где плотность электронов $n \rightarrow 1$, и соответственно величина $\delta = 1 - n \ll 1$. Подчеркнем, что если n — плотность электронов, то δ — плотность дырок.

Видно, что при $\delta = 0$ в пределе сильного хундовского обмена на узле вновь имеет место АФМ основное состояние, но теперь уже для спинов $S + 1/2$. При слабом дырочном допировании, $0 < \delta \ll 1$, возникает малое количество "неспаренных" спинов S в окружении "спаренных" спинов $S + 1/2$ (рис. 6).

Более того, движение электрона от одного локального спина к соседнему фактически эквивалентно пере-

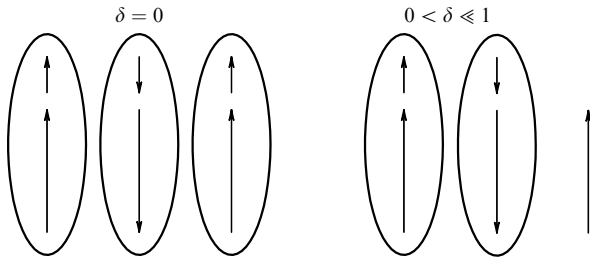


Рис. 6. Неспаренные спины S в окружении спаренных спинов $S + 1/2$ при слабом дырочном допировании $0 < \delta \ll 1$.

становке неспаренного спина S со спаренным $S + 1/2$. Таким образом, эффективно роль носителей заряда в случае малого количества дырок, $\delta \ll 1$, играют неспаренные спины S , причем их движение происходит в направлении, противоположном движению электронов. Такая ситуация полностью эквивалентна ситуации, возникающей в t - J -модели [35]. Роль дырки (синглета Жанга–Райса в t - J -модели [35]) в нашем случае играют спаренные спины $S + 1/2$. В ВТСП-материалах синглет Жанга–Райса — это локальный кондо-синглет, стянутый на магнитный узел меди [36]. Подчеркнем, что в нашем случае на магнитный узел марганца стягивается связанное состояние локального спина и спина электрона проводимости, обладающее суммарным спином $S + 1/2 = 2$. Приведенные качественные соображения позволяют установить интересные нас выражения для наиболее существенных матричных элементов при малом дырочном допировании, $\delta \ll 1$. В частности, $J_{ff}S^2 \rightarrow J_{ff}(S + 1/2)^2$. Соответственно, для матричного элемента перескока при струнном движении неспаренного спина S в АФМ окружении спинов $S + 1/2$ надо сделать замену

$$\frac{t}{\sqrt{2S+1}} \rightarrow \frac{t}{\sqrt{2(S+1/2)+1}}.$$

В то же время при движении неспаренного спина S по ФМ окружению спинов $S + 1/2$ эффективный матричный элемент перескока не меняется и по-прежнему равен t . В результате и для противоположного угла фазовой диаграммы ($1 - n = \delta \ll 1$) глобальный минимум энергии вновь будет отвечать ситуации с ФМ поляронами внутри АФМ матрицы из спинов $S + 1/2$. При этом критическая плотность дырок, при которой поляроны начнут перекрываться и весь образец перейдет в ФМ состояние, будет теперь определяться соотношением

$$\delta_{c5} = \frac{3}{4\pi} \left(\frac{4J_{ff}(S + 1/2)^2}{\pi t} \right)^{3/5}. \quad (12)$$

Таким образом, окончательно фазовая диаграмма модели ферромагнитной кондо-решетки в отсутствие кулоновского взаимодействия будет иметь схематический вид, представленный на рис. 7.

При плотности электронов $n = 0$ стабилизируется АФМ изолятор со спином S . При $0 < n < n_{c5}$ возникают ФМ металлические поляроны внутри диэлектрической АФМ матрицы. При $n_{c5} < n < 1 - \delta_{c5}$ ФМ металл стабилизируется во всем объеме образца. При плотности электронов $1 - \delta_{c5} < n < 1$ фазовая диаграмма модели

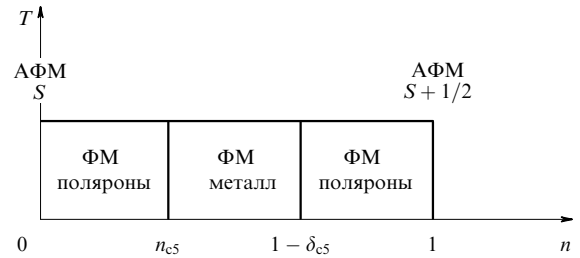


Рис. 7. Схематический вид фазовой диаграммы модели ферромагнитной кондо-решетки в координатах плотность электронов – температура.

ферромагнитной кондо-решетки имеет ярко выраженный возвратный характер с ФМ поляронами внутри АФМ матрицы. Наконец, при плотности электронов $n = 1$ мы вновь имеем АФМ изолятор, но теперь уже со спином подрешетки, равным $S + 1/2$. Подчеркнем, что в реальных манганитах фазовая диаграмма обладает сильной асимметрией при переходе от электронного допирования ($n \ll 1$) к дырочному ($\delta = 1 - n \ll 1$) и обусловлена в основном орбитальным упорядочением [21, 23, 25–27]. Кроме сильной асимметрии фазовая диаграмма реальных манганитов существенно богаче той, что изображена на рис. 7. Это в особенности проявляется на интервале электронных плотностей $n_{c5} < n < 1 - \delta_{c5}$, где в простейшей модели ферромагнитной кондо-решетки стабилизируется фаза ФМ металла. Решающим образом это богатство фаз обусловлено кулоновским взаимодействием между электронами, которое мы подробно рассмотрим в следующем разделе.

4. Роль кулоновского взаимодействия между электронами проводимости

Вернемся теперь к базовой теоретической модели (1), т.е. добавим к гамильтониану ферромагнитной кондо-решетки член, описывающий взаимодействие между электронами проводимости на соседних узлах. Обсуждение в разделе 2 показывает, что рассматривается случай сильного взаимодействия, когда выполняется соотношение $V > t$. Более конкретно, имеется следующая цепочка неравенств для базовой модели (1):

$$J_H S > V > zt > J_{ff} S^2. \quad (13)$$

Подчеркнем, что условие $V > t$ фактически соответствует разреженному кулоновскому газу с корреляционным радиусом $r_s > 1$. Таким образом, вместо случая слабой связи, когда справедлива теория возмущений и применимо приближение хаотических фаз, имеет место существенно непертурбативный случай сильной связи. Отметим, что, строго говоря, в манганитах $r_s \gtrsim 4$ и оба подхода (сильной и слабой связи), в общем-то, имеют право на жизнь. Тем не менее подход сильной связи представляется нам более предпочтительным, поскольку позволяет объяснить все важные явления на простом и качественном языке. Для этого подхода характерны явления типа вигнеровской кристаллизации. Подчеркнем, что в пределе $V > t$ при плотностях электронов $n \rightarrow 1/2$ в системе будет возникать зарядовое упорядочение. Мы вернемся к этому явлению несколько позже, а пока рассмотрим случай малых плотностей $n \ll 1$. В этом

случае модель ферромагнитной кондо-решетки стабилизирует состояние с ФМ поляронами внутри АФМ матрицы. При $n \ll n_{c5} = (3/4\pi)(a/R_{\text{пол}})^3$ радиус полярона $R_{\text{пол}}$ удовлетворяет следующим соотношениям: $a/n^{1/3} \gg R_{\text{пол}} \gg a$. Это значит (рис. 8), что расстояние между электронами проводимости гораздо больше радиуса полярона, а тот, в свою очередь, много больше периода решетки a .

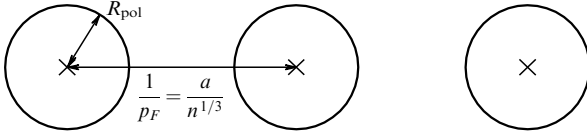


Рис. 8. Распределение электронов проводимости в случае фазово-расслоенного состояния с ФМ поляронами внутри АФМ матрицы.

Таким образом, для ФМ поляронов (ферронов) с одним электроном проводимости на феррон учет даже сильного кулоновского взаимодействия между электронами на соседних узлах не приводит к перераспределению заряда. Поэтому как энергия фазово-расслоенного состояния с ФМ поляронами внутри АФМ матрицы, так и энергия однородного состояния приобретают при учете кулоновского взаимодействия лишь хартри-фоковскую поправку, пропорциональную Vn^2 . В результате разность энергий поляронного и однородного состояний, $E_{\text{пол}} - E_{\text{гом}}$, не изменяется, и глобальный минимум для энергии системы по-прежнему соответствует состоянию с ФМ поляронами внутри АФМ матрицы. Главное, что следует вновь подчеркнуть, — это присутствие лишь одного электрона проводимости в каждом ферроне. В этом проявляется основное отличие мелкомасштабного фазового расслоения от крупномасштабного с большим числом электронов проводимости на ФМ кластер (каплю). Подчеркнем, однако, что в рамках простейшей модели (1) и в случае крупномасштабного расслоения можно создать условия достаточной разреженности электрического заряда внутри ФМ капли так, чтобы кулоновская энергия взаимодействия не сильно возросла. Вероятно, именно в этом и состоит качественное объяснение экспериментальных работ [19, 20, 23], в которых были обнаружены ФМ капли размером 100–1000 Å, с большим количеством электронов проводимости. Отметим также, что для анализа крупномасштабного фазового расслоения, по-видимому, необходим учет упругой энергии, связанной с искажением решетки при образовании неоднородного состояния. Искажения решетки могут облегчить изменение электронной плотности без нарушения электронейтральности.

4.1. Зарядовое упорядочение при плотностях $n \rightarrow 1/2$

Рассмотрим теперь большие плотности электронов проводимости, а именно случай зоны, заполненной на одну четверть, $n \rightarrow 1/2$. Мы знаем, что при половинном заполнении, $n \rightarrow 1$, в пределе сильного отталкивания на узле, $U \gg W = 2zt$, в системе возникает так называемая локализация Мотта–Хаббарда [37]. При этом все узлы однократно заполнены, а перескок с узла на узел запрещен из-за сильного проигрыша в кулоновской энергии. Рассмотрим теперь ситуацию, когда ширина зоны W столь мала, что не только $U \gg W$, но и $V \gg W$, где V —

кулоновское отталкивание на соседних узлах. Другими словами, рассмотрим случай, когда $U \gg V \gg W$. Тогда простейший гамильтониан задачи можно записать в виде

$$\hat{H} = -t \sum_{\langle ij \rangle} P c_{i\sigma}^\dagger c_{j\sigma} P + V \sum_{\langle ij \rangle} n_i n_j, \quad (14)$$

где проекционный оператор вновь запрещает двойное заполнение на одном узле.

Гамильтониан (14) описывает два локализационных перехода в системе. А именно, кроме мотт-хаббардовского локализационного перехода при $n \rightarrow 1$, в системе возникает еще один локализационный переход (локализация по Фервею) при $n \rightarrow 1/2$. Впервые этот сценарий локализации был предложен для объяснения резкого изменения проводимости магнетита Fe_3O_4 (переход Фервея) [38]. Он состоит в стабилизации зарядово-упорядоченного состояния с шахматным расположением электронов и дырок (рис. 9).

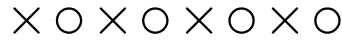


Рис. 9. Сценарий локализации по Фервею при плотностях электронов $n \rightarrow 1/2$.

В этом случае перескок электрона на соседний (незанятый) узел запрещен из-за сильного проигрыша в кулоновской энергии взаимодействия электронов на соседних узлах. Подчеркнем, что если ширина зоны W так мала, что даже меньше кулоновского взаимодействия между электронами на более отдаленных друг от друга узлах $V \gg V_2 \gg V_3 \gg \dots \gg V_m \gg W$ (где $V_m \sum_i n_i n_{i+m}$ — член, отвечающий кулоновскому взаимодействию между электронами на расстоянии ma), то в системе при изменении плотности носителей будет возникать целый каскад локализационных фазовых переходов с различными структурами основного состояния. Так, при $V_2 > W$ в системе возникает дополнительный фазовый переход в локализованное состояние при плотностях электронов $n \rightarrow 1/3$.

Более общий критерий локализации в узкозонных системах ($aV V(r) > W$) был предложен в работах Кагана и Максимова [39].

Вернемся к простейшей модели (14) и рассмотрим сначала однородное состояние системы при плотностях близких к $1/2$ для случая $V \gg W$. Отметим, что для плотности $n = 1/2$ зарядовое упорядочение возникает для любого, в том числе и малого, значения V . Это происходит благодаря наличию нестинга в простейшей модели с постоянной плотностью одноэлектронных состояний. В более общем случае при $n = 1/2$ зарядовое упорядочение возникает пороговым образом при $V > V_{\text{cr}}$, где критическое значение $V_{\text{cr}} \sim W$ [40]. Такой же результат получается и в двухорбитальной модели [26].

При произвольной электронной плотности, $n \neq 1/2$, будем использовать тот же анзац для однородного зарядово-упорядоченного состояния, что и в работе Хомского [40], а именно:

$$n_i = n[1 + (-1)^i \tau]. \quad (15)$$

Такое выражение предполагает удвоение периода решетки с локальными плотностями $n_1 = n(1 + \tau)$ и

$n_2 = n(1 - \tau)$ на соседних узлах. Для $\tau \rightarrow 1$ выбранный нами анзац представляется вполне естественным, поскольку при $n \rightarrow 1/2$ имеем $n_1 \rightarrow 2n \rightarrow 1$ и $n_2 \rightarrow 0$ в соответствии с простейшей шахматной структурой для зарядово-упорядоченного состояния, приведенной на рис. 9. Далее покажем, что в случае сильной связи, $V \gg t$, значение t действительно близко к единице. Отметим, что спектр квазичастиц для зарядово-упорядоченного состояния, заданного анзацем (15), определяется по формуле [41]

$$\varepsilon_{k\pm} = Vnz - \mu \pm \omega_k, \quad (16)$$

где

$$\omega_k = \sqrt{(Vn\tau z)^2 + t_k^2}. \quad (17)$$

При этом $t_k = 2t(\cos k_x + \cos k_y + \cos k_z)$ — спектр невзаимодействующих электронов на кубической решетке, μ — химический потенциал. Подчеркнем, что спектр квазичастиц, определенный по формулам (16), (17), очень напоминает спектр квазичастиц в сверхпроводнике. Поэтому первый член под квадратным корнем в (17) играет роль щели для зарядово-упорядоченного состояния:

$$\Delta = Vn\tau z. \quad (18)$$

Соответственно,

$$\omega_k = \sqrt{\Delta^2 + t_k^2} \quad (19)$$

и единственное отличие от спектра квазичастиц в сверхпроводнике,

$$\omega_k = \sqrt{\Delta^2 + (t_k - \mu)^2},$$

состоит в отсутствии химического потенциала μ под знаком квадратного корня в (19).

Таким образом, решение задачи об однородном зарядово-упорядоченном состоянии сводится фактически к самосогласованному определению щели Δ и химического потенциала μ как функций плотности и температуры. Более конкретно, значения Δ и μ определяются из решения системы уравнений [41]

$$2n = \int \frac{d^3k}{\Omega_{\text{BZ}}} [f_{\text{F}}(\varepsilon_{k-}) + f_{\text{F}}(\varepsilon_{k+})],$$

$$1 = \frac{Vz}{2} \int \frac{d^3k}{\Omega_{\text{BZ}}} \frac{1}{\omega_k} [f_{\text{F}}(\varepsilon_{k-}) - f_{\text{F}}(\varepsilon_{k+})], \quad (20)$$

где $f_{\text{F}}(\varepsilon_{k\pm}) = 1/(\exp\{\varepsilon_{k\pm}/T\} + 1)$ — фермиевские функции распределения, Ω_{BZ} — объем первой зоны Бриллюэна. Легко видеть, что первое уравнение в (20) — это условие для полной плотности числа частиц, в то время как второе уравнение аналогично уравнению самосогласования для сверхпроводящей щели в теории Бардина–Купера–Шриффера. При $T = 0$ имеем $f_{\text{F}}(\varepsilon_{k\pm}) = \theta(\varepsilon_{k\pm})$ и фактически значения щели Δ и химического потенциала μ зависят только от полной плотности числа частиц n .

Рассмотрим случай сильной связи, $V \gg t$. Здесь для электронных плотностей меньших, но близких к $1/2$ (т.е. для плотностей $n = 1/2 - \delta$) решение системы уравнений (20) приводит к следующим результатам:

$$\mu(\delta) \approx Vnz(1 - \tau) - \frac{4W^2}{Vz} \delta^2 \approx \frac{W^2}{3Vz} + \frac{4W^2}{3Vz} \delta + O(\delta^2),$$

$$\Delta \approx \frac{Vz}{2} \left[1 - 2\delta - \frac{2W^2}{3V^2z^2} (1 + 4\delta) \right]. \quad (21)$$

Соответственно

$$\tau \approx 1 - \frac{2W^2}{3V^2z^2} (1 + 6\delta) \quad (22)$$

и выполняется наше предположение о том, что $\tau \rightarrow 1$ в пределе сильной связи, $V \gg t$. Важно отметить, что полная энергия системы в зарядово-упорядоченном состоянии описывается формулой

$$E_{\text{co}}(\delta) = E_{\text{co}}(0) + \frac{W^2}{3Vz} \delta - \frac{2W^2}{3Vz} \delta^2 + O(\delta^3), \quad (23)$$

где $E_{\text{co}}(0) = -W^2/6Vz$ — энергия зарядово-упорядоченного состояния для четвертичного заполнения, т.е. для плотности $n = 1/2$. Отметим, что в пределе сильной связи $|E_{\text{co}}(0)| \ll W$.

Перейдем теперь к случаю электронных плотностей немного больших $1/2$, когда $n = 1/2 + |\delta|$. Энергия зарядово-упорядоченного состояния здесь начинает быстро возрастать из-за большого вклада кулоновского взаимодействия, и каждый добавленный в систему электрон обязательно имеет заполненные соседние узлы в шахматной структуре, что ведет к увеличению на $Vz|\delta|$ полной энергии системы при плотностях $n = 1/2 + |\delta|$. Можно сказать, что начинает частично заполняться верхняя зона Фервея. В результате, для плотностей $n = 1/2 + |\delta|$ полная энергия системы имеет вид

$$E_{\text{co}}(\delta) = E_{\text{co}}(0) + \left(Vz - \frac{W^2}{3Vz} \right) |\delta| - \frac{2W^2}{3Vz} \delta^2 + O(\delta^3). \quad (24)$$

Соответственно химический потенциал определяется выражением

$$\mu = \frac{dE}{dn} = Vz - \frac{W^2}{3Vz} - \frac{4W^2}{3Vz} |\delta| + O(\delta^2). \quad (25)$$

Легко видеть, что при $\tau \rightarrow 1$ химический потенциал претерпевает скачок, равный Vz , в точке $n = 1/2$. Отметим, что зарядово-упорядоченная щель симметрична при $n > 1/2$ и отвечает формуле

$$\Delta \approx \frac{Vz}{2} \left[1 - 2|\delta| - \frac{2W^2}{3V^2z^2} (1 + 4|\delta|) \right]. \quad (26)$$

Как мы уже обсуждали, выражение для химического потенциала асимметрично при переходе от плотностей $n < 1/2$ к плотностям $n > 1/2$. Асимметрию, однако, можно легко устранить, сдвинув все одноэлектронные уровни энергии и химический потенциал системы на $Vz/2$, т.е. определив величину $\mu' = \mu - Vz/2$. В терминах

μ' формулы (21), (25) переписутся в виде

$$\mu' = -\frac{V_z}{2} + \frac{W^2}{3V_z} + \frac{4W^2}{3V_z} \delta, \quad n < \frac{1}{2},$$

$$\mu' = \frac{V_z}{2} - \frac{W^2}{3V_z} - \frac{4W^2}{3V_z} |\delta|, \quad n > \frac{1}{2}.$$

По аналогии с полупроводниковой ситуацией непосредственно в точке $n = 1/2$ химический потенциал $\mu' = 0$ (рис. 10) находится в середине запрещенной зоны. При плотностях $n = 1/2 - 0$ химический потенциал $\mu' = -V_z/2$ совпадает с верхним краем заполненной зоны Фервея.

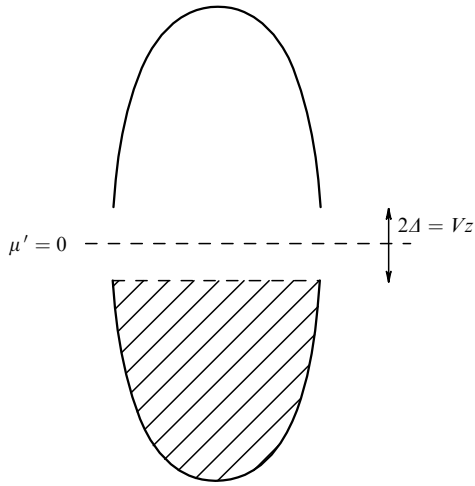


Рис. 10. Зонная структура модели Фервея при $n = 1/2$. Нижняя зона Фервея полностью заполнена. Верхняя зона Фервея пуста. Химический потенциал $\mu' = 0$ находится в середине запрещенной зоны шириной $2A$.

4.2. Устойчивость зарядово-упорядоченного состояния при плотностях близких к $n = 1/2$

Исследуем теперь зарядово-упорядоченное состояние на устойчивость. При плотностях, близких к $n = 1/2$, график зависимости энергии от плотности будет иметь вид, изображенный на рис. 11.

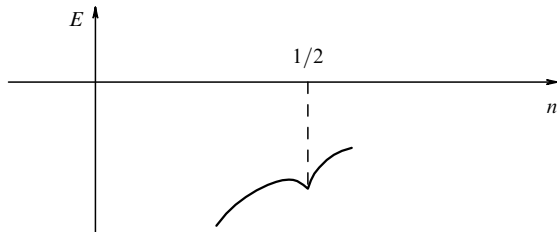


Рис. 11. Зависимость энергии зарядово-упорядоченного состояния от плотности при $n \rightarrow 1/2$.

Из рисунка 11 можно понять, что зарядово-упорядоченное состояние неустойчиво. Действительно, вычисление величины обратной сжимаемости $\kappa^{-1} = d^2E/dn^2$ с использованием выражений (23), (24) для энергии системы приводит нас к следующему результату:

$$\frac{1}{\kappa} = \frac{d^2E}{dn^2} = \frac{d^2E}{d\delta^2} = -\frac{4W^2}{3V_z} < 0. \tag{27}$$

Отрицательный знак сжимаемости — это проявление неустойчивости системы по отношению к фазовому расслоению при $\delta \neq 0$. Подчеркнем, что наличие кинка (разрыва первой производной) на рис. 11, связанное с появлением в полной энергии системы при $n > 1/2$ быстро растущего линейного члена $V_z|\delta|$, приводит к очень существенным последствиям. Действительно, условие сохранения полной энергии системы вместе с условием сохранения полного числа частиц приводят к тому, что состояние с плотностью $n < 1/2$ может распасться лишь на фазы с плотностями $n_1 < n < 1/2$ и $n_2 = 1/2$. Соответственно, состояние с плотностью $n > 1/2$ может распасться лишь на фазы с плотностями $1/2 < n < n_1$ и $n_2 = 1/2$. Рассмотрим теперь случай, когда плотность системы в точности равна $n = 1/2$. Условие сохранения числа частиц приводит к тому, что такое состояние может распасться лишь на фазы с плотностями $n_1 < 1/2$ и $n_2 > 1/2$. Однако этот распад энергетически невыгоден из-за наличия в выражении для энергии второй фазы с плотностью $n_2 > 1/2$ быстро растущего линейного члена. Таким образом, распад состояния с плотностью $n \equiv 1/2$ энергетически запрещен и оно в определенном смысле устойчиво. В следующем разделе рассмотрен простейший сценарий фазового расслоения для состояния с плотностью $n < 1/2$. Мы покажем, что в простейших моделях этот сценарий отвечает возникновению металлических капель малого радиуса внутри зарядово-упорядоченной матрицы.

4.3. Простейший пример фазового расслоения в модели Фервея при плотностях $n < 1/2$

Вновь вернемся к модели (14) и напишем выражение для энергии, отвечающей простейшему сценарию фазового расслоения с металлическими каплями малого радиуса внутри зарядово-упорядоченной матрицы. Оно имеет вид [41]

$$E_{\text{drop}} = -n_{\text{drop}} \left(z - \frac{\pi^2 a^2}{R^2} \right) - \frac{W^2}{6V_z} \left[1 - \frac{4}{3} \pi n_{\text{drop}} \left(\frac{R}{a} \right)^3 \right], \tag{28}$$

что отвечает ситуации, приведенной на рис. 12, и описывает образование металлических капель, содержащих один электрон проводимости внутри зарядово-упорядоченной матрицы.



Рис. 12. Простейший сценарий фазового расслоения, отвечающий образованию металлических капель с одним электроном проводимости внутри зарядово-упорядоченной матрицы.

В этом выражении, как и в формуле (9), R — радиус капли, a — межатомное расстояние. Первый член в формуле (28) описывает выигрыш в кинетической энергии делокализации электрона внутри капли. Второй член отвечает энергии зарядового упорядочения в непроводящей части образца. При этом n_{drop} в формуле (28) — это концентрация металлических капель. Отметим, что и в формуле (9) для магнитного полярона и в формуле (28)

для металлической капли можно в полную энергию системы включить член, связанный с поверхностной энергией. Он, однако, имеет порядок $W^2 R^2/V$ для случая металлических капель в зарядово-упорядоченной матрице. Поэтому член, отвечающий поверхностной энергии, при $R \gg a$ всегда мал по сравнению с членом, соответствующим объемной энергии и пропорциональным R^3 , и мы будем пренебрегать им в дальнейшем. Минимизация энергии (28) по радиусу капли R приводит к следующему условию:

$$\frac{R}{a} \propto \left(\frac{V}{t}\right)^{1/5}. \quad (29)$$

В результате, при критической концентрации капель

$$n_{\text{drop cr}} = \frac{3}{4\pi} \left(\frac{a}{R}\right)^3 \propto \left(\frac{t}{V}\right)^{3/5} \quad (30)$$

металлические капли перекрываются и весь образец переходит в металлическое состояние. Выражение (30) фактически является аналогом теоремы Нагаоки для модели Фервея (14). Подчеркнем, что с помощью соотношения (30) для критической концентрации капель, можно переписать выражение для полной энергии системы (28) в виде

$$E_{\text{drop}} = -tn_{\text{drop}}(z - \alpha n_{\text{drop cr}}^{2/3}) - \frac{W^2}{6Vz} \left[1 - \frac{n_{\text{drop}}}{n_{\text{drop cr}}}\right], \quad (31)$$

где α — численный коэффициент порядка единицы.

Отметим, что в выражении (31) отношение $n_{\text{drop}}/n_{\text{drop cr}}$ описывает относительный объем $\Omega_{\text{drop}}/\Omega$, занятый каплями. Этот объем может быть найден из условия сохранения полного числа частиц в системе. Это условие гласит:

$$N = \frac{1}{2}(\Omega - \Omega_{\text{drop}}) + n_{\text{drop cr}}\Omega_{\text{drop}} = n\Omega, \quad (32)$$

где n — средняя плотность электронов проводимости.

Из условия (32) немедленно следует искомое соотношение [41]:

$$\frac{\Omega_{\text{drop}}}{\Omega} = \frac{1/2 - n}{1/2 - n_{\text{drop cr}}}. \quad (33)$$

В результате получаем формулу для концентрации капель в выражении (31):

$$n_{\text{drop}} = n_{\text{drop cr}} \frac{1/2 - n}{1/2 - n_{\text{drop cr}}} = n_{\text{drop cr}} \frac{\delta}{\delta_{\text{cr}}}, \quad (34)$$

где $\delta = 1/2 - n$ — вновь, как и в однородном случае, есть отклонение от плотности $1/2$. Из формулы (32) следует, что при плотности $n = 1/2$ величина $n_{\text{drop}} = 0$. Соответственно, при плотности $n_{\text{drop}} = n_{\text{drop cr}}$ имеем $\delta = \delta_{\text{cr}} = 1/2 - n_{\text{drop cr}}$. Окончательно выражение для энергии фазово-расслоенного состояния примет вид

$$\begin{aligned} E_{\text{drop}} &= -t \frac{\delta}{\delta_{\text{cr}}} n_{\text{drop cr}} \left[z - \alpha n_{\text{drop cr}}^{2/3} \right] - \frac{W^2}{6Vz} \left(1 - \frac{\delta}{\delta_{\text{cr}}} \right) \approx \\ &\approx -\frac{W}{2} \frac{\delta}{\delta_{\text{cr}}} n_{\text{drop cr}} - \frac{W^2}{6Vz} \left(1 - \frac{\delta}{\delta_{\text{cr}}} \right). \end{aligned} \quad (35)$$

Сравнение энергии (35) с энергией однородного зарядово-упорядоченного состояния (23) показывает, что при плотностях $n_{\text{drop cr}} < n < 1/2$

$$E_{\text{drop}} - E_{\text{co}} \approx -\frac{W}{2} \frac{\delta}{\delta_{\text{cr}}} n_{\text{drop cr}} < 0.$$

Таким образом, фазово-расслоенное состояние с малыми металлическими каплями более выгодно, чем однородное состояние. Отметим, что фазово-расслоенное состояние с малыми металлическими каплями внутри зарядово-упорядоченной матрицы более выгодно и чем состояние, отвечающее полному фазовому расслоению на два больших (металлический и зарядово-упорядоченный) кластера (рис. 13).



Рис. 13. Полное фазовое расслоение на два больших (металлический и зарядово-упорядоченный) кластера.

Действительно, энергия полностью расслоенного состояния описывается формулой

$$E_{\text{tot sep}} = E_{\text{met}} \frac{\Omega_{\text{met}}}{\Omega} + E_{\text{co}} \frac{\Omega_{\text{co}}}{\Omega}, \quad (36)$$

где $\Omega_{\text{met}}/\Omega$ и $\Omega_{\text{co}}/\Omega$ — относительные объемы, занятые металлическими и зарядово-упорядоченными кластерами,

$$E_{\text{met}} = -tzn_{\text{met}} + \beta tn_{\text{met}}^{5/3} + Vn_{\text{met}}^2 \quad (37)$$

— энергия единицы объема в металлическом кластере, а

$$E_{\text{co}} = -\frac{W^2}{6Vz}$$

— энергия на единицу объема в зарядово-упорядоченном кластере.

Минимизация энергии единицы объема (37) по плотности n_{met} приводит для металлического кластера к следующему результату:

$$\begin{aligned} n_{\text{met}0} &\approx \frac{tz}{2V}, \\ E_{\text{met}} &\approx -\frac{t^2 z^2}{4V} = -\frac{W^2}{16Vz}. \end{aligned} \quad (38)$$

В результате, при плотностях $n_{\text{met}0} < n < 1/2$ система полностью расслаивается на металлическую фазу с плотностью $n_{\text{met}0}$ и зарядово-упорядоченную фазу с плотностью $1/2$. При этом по аналогии с формулой (32) относительные объемы фаз задаются формулой

$$\frac{\Omega_{\text{met}}}{\Omega} = 1 - \frac{\Omega_{\text{co}}}{\Omega} = \frac{1/2 - n}{1/2 - n_{\text{met}0}} = \frac{\delta}{\delta_0}. \quad (39)$$

Соответственно, энергия полностью расслоенного состояния примет вид

$$E_{\text{tot sep}} \approx -\frac{W^2}{16V} \frac{\delta}{\delta_0} - \frac{W^2}{6Vz} \left(1 - \frac{\delta}{\delta_0} \right). \quad (40)$$

Легко видеть, что по аналогии с теоремой Нагаоки для модели Хаббарда плотность металлического кластера $n_{\text{met}0} < n_{\text{drop cr}}$ в модели Фервея и в результате $E_{\text{drop}} < E_{\text{tot sep}}$. Физически это связано с тем, что даже при перекрытии металлических капель каждый электрон проводимости содержится внутри сферы с радиусом $R/a \sim (V/t)^{1/5}$ и тем самым находится эффективно дальше от других электронов, чем в случае полного фазового расслоения. Поэтому при полном фазовом расслоении кулоновская энергия взаимодействия электронов оказывается выше, чем при образовании металлических капель малого радиуса.

Отметим, что наряду с металлическими каплями, содержащими один электрон, можно организовать мелкомасштабное фазовое расслоение по сценарию, представленному на рис. 14. Здесь металлическая капля организуется путем замены одного электрона на дырку в центре капли.



Рис. 14. Сценарий мелкомасштабного фазового расслоения с недорасплавленным зарядово-упорядоченным состоянием внутри металлических капель.

Подчеркнем, однако, что энергию такого недорасплавленного зарядово-упорядоченного состояния ("состояния с резонансной валентной связью (RVB)" для модели Фервея) вычислить гораздо сложнее, чем энергию металлической капли с одним электроном проводимости, и эта задача в данном обзоре рассматриваться не будет.

В заключение данного раздела вновь кратко сформулируем его основные результаты.

При $V \gg W$ и плотностях $(t/V)^{3/5} < n < 1/2$ модель Фервея (14) оказывается неустойчивой относительно расслоения на фазы, причем в простейшем случае наиболее энергетически выгодный сценарий фазового расслоения соответствует малым металлическим каплям с одним электроном проводимости внутри зарядово-упорядоченной матрицы.

Вернемся теперь к базовой модели ферромагнитной кондо-решетки с кулоновским взаимодействием (1) и определим в ней структуру фазово-расслоенного состояния при плотностях n , близких к $1/2$.

4.4. Фазовое расслоение в базовой модели ферромагнитной кондо-решетки с кулоновским взаимодействием при плотностях, близких к $n = 1/2$

Энергия состояния с фазовым расслоением в базовой модели (1) при плотностях, близких к $1/2$, имеет следующий вид [41]:

$$E_{\text{drop}} = -m_{\text{drop}} \left(z - \frac{\pi^2 a^2}{R^2} \right) + z J_{ff} S^2 \frac{4}{3} \pi \left(\frac{R}{a} \right)^3 n_{\text{drop}} - z J_{ff} S^2 \left[1 - \frac{4}{3} \pi \left(\frac{R}{a} \right)^3 n_{\text{drop}} \right] - \frac{W^2}{6Vz} \left[1 - \frac{4}{3} \pi \left(\frac{R}{a} \right)^3 n_{\text{drop}} \right]. \quad (41)$$

Фактически первые три члена в формуле (41) тождественно совпадают с выражением для энергии магнитных поляронов в модели двойного обмена (9) с заменой плотности электронов n на плотность капель n_{drop} . В то же время последний член в формуле (41) тождественно совпадает со вторым членом, отвечающим энергии однородного зарядово-упорядоченного состояния в модели Фервея (28). Эти совпадения неудивительны, поскольку базовая модель (1) получается из модели двойного обмена после добавления кулоновского члена. Минимизация энергии капли (41) по радиусу R приводит к следующему результату [41]:

$$\frac{R}{a} \sim \frac{1}{(t/V + J_{ff} S^2/t)^{1/5}}. \quad (42)$$

Отметим, что при $t/V \ll J_{ff} S^2/t$ величина $R/a \sim (t/(J_{ff} S^2))^{1/5}$ и для радиуса металлической капли воспроизводится результат (10) для модели двойного обмена. В противоположном пределе, $t/V \gg J_{ff} S^2/t$, имеем $R/a \sim (V/t)^{1/5}$ и получаем результат (30) для модели Фервея. Соответственно, критическая концентрация перекрытия металлических капель определяется выражением

$$n_{\text{drop cr}} \sim \left(\frac{t}{V} + \frac{J_{ff} S^2}{t} \right)^{3/5}. \quad (43)$$

Естественно, что концентрация капель в выражении для энергии фазово-расслоенного состояния (41) вновь задается формулой

$$n_{\text{drop}} = n_{\text{drop cr}} \frac{\delta}{\delta_{\text{cr}}}$$

с $n_{\text{drop cr}}$ из формулы (43). Физически минимизация полного выражения для энергии (41) по радиусу капли предполагает, что внутри металлической капли существует один электрон проводимости в окружении ФМ упорядоченных локальных спинов. В то же время, вне капель имеется зарядово-упорядоченное (шахматное) расположение электронов проводимости в окружении АФМ упорядоченных локальных спинов (рис. 15).

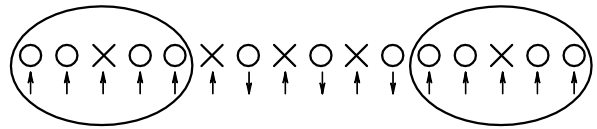


Рис. 15. Образование ФМ металлических капель малого радиуса внутри АФМ зарядово-упорядоченной матрицы.

Последнее обстоятельство иллюстрирует главное различие в структуре фазово-расслоенного состояния в базовой модели (1) при плотностях $n \rightarrow 0$ и $n \rightarrow 1/2$. При малых плотностях, $n \ll 1$, вне ФМ поляронов плотность электронов проводимости равна нулю, и весь электрический заряд содержится внутри металлических капель. В то же время при плотностях, близких к $1/2$, большая часть электронов проводимости локализована в зарядово-упорядоченных областях вне металлических капель.

Окончательно, фазовая диаграмма модели ферромагнитной кондо-решетки с кулоновским взаимодействием содержит следующие области:

1. При $0 < n < (J_{ff}S^2/t)^{3/5}$ возникает фазовое расслоение на ФМ металлические капли внутри АФМ непроводящей матрицы.

2. При $(J_{ff}S^2/t)^{3/5} < n < (t/V + J_{ff}S^2/t)^{3/5} < 1/2$ система является ФМ металлом. Конечно, у нас должен быть некоторый интервал для параметров задачи для удовлетворения неравенства в правой части этого выражения. Как мы уже обсуждали в разделе 2, в реальных манганитах $t/V \sim 1/2 - 1/3$ и $J_{ff}S^2/t \sim 0,1$. Поэтому неравенство

$$n < \left(\frac{t}{V} + \frac{J_{ff}S^2}{t} \right)^{3/5} < 1/2$$

не обязательно выполняется. Эксперименты свидетельствуют, что требуемый интервал для параметров присутствует в $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$. Однако он определенно отсутствует в $\text{Pr}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$.

3. Наконец, при $(t/V + J_{ff}S^2/t)^{3/5} < n < 1/2$ реализуется фазовое расслоение на ФМ металлические капли внутри АФМ зарядово-упорядоченной матрицы. Подчеркнем, что идеальную АФМ структуру образуют лишь локальные спины S . Большой хундовский обмен между локальным спином S и спином электрона проводимости приводит к ферромагнетизму зарядово-упорядоченной матрицы. Отметим, что при $n \geq 1/2$ фазовая диаграмма базовой модели (1), с качественной точки зрения, имеет возвратный характер. При $n = 1/2$ стабилизируется однородное зарядово-упорядоченное состояние. При $n > 1/2$ сначала вновь возникают ФМ металлические капли внутри АФМ зарядово-упорядоченной матрицы. Качественная разница будет состоять лишь в том, что внутри капли теперь будет локализован не один электрон, а одна дырка (рис. 16).

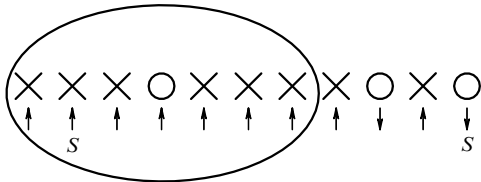


Рис. 16. ФМ металлическая капля на фоне АФМ зарядово-упорядоченной структуры при плотностях $n > 1/2$.

При этом сильный хундовский обмен приводит к тому, что картина фазового расслоения на рис. 16 становится эквивалентной картине на рис. 17.

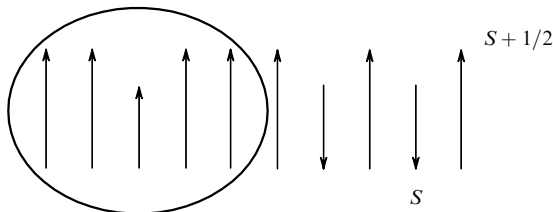


Рис. 17. Эффективная картина фазового расслоения при плотностях $n \geq 1/2$.

В последней роль эффективного носителя заряда играет неспаренный спин S , локализованный в центре металлической капли на фоне ФМ упорядоченных спи-

нов $S + 1/2$. Соответственно, вне металлических капель возникает ферромагнитная ситуация с двумя антипараллельными подрешетками из спинов $S + 1/2$ и S .

При больших плотностях носителей возникает ФМ дырочный металл, или, иначе, металлическая система из неспаренных спинов S . При еще больших плотностях, $n \rightarrow 1$, когда $\delta = 1 - n \ll 1$, появляются ФМ капли (содержащие в качестве носителей неспаренные спины S) внутри АФМ изолирующей матрицы из эффективных спинов $S + 1/2$. Структуру этого состояния, изображенного на рис. 18, мы уже обсуждали в разделе 3.3 данного обзора.

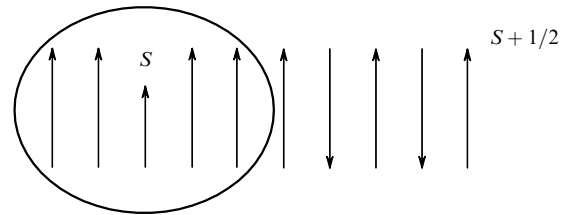


Рис. 18. Структура фазово-расслоенного состояния при плотности электронов проводимости $n \rightarrow 1$.

Наконец, при $n = 1$ ($\delta = 0$) весь образец будет антиферромагнетиком со спином $S + 1/2$.

Описанная выше фазовая диаграмма находится в хорошем качественном согласии как с экспериментами по мелкомасштабному фазовому расслоению в манганитах [42–47], так и с результатами численных расчетов Даготно с соавторами [48]. Отметим, что в реальных манганитах речь обычно идет о дырочном допировании. Поэтому в экспериментах под n часто понимается концентрация дырок. Это, однако, несущественно из-за возвратного характера фазовой диаграммы для базовой модели (1). Тем не менее в реальных манганитах фазовые диаграммы при электронном и дырочном допировании заметно различаются. Причины такой асимметрии пока еще до конца не выяснены. В частности, существенную роль здесь могут играть особенности орбитального упорядочения в манганитах и уже упоминавшаяся выше возможность образования неоднородных состояний, отличных от рассматриваемых здесь капельных структур, например, зарядово- и орбитально-упорядоченных полос. Учет всех этих особенностей требует, однако, рассмотрения моделей более сложных, чем (1).

Говоря про экспериментальные подтверждения наших результатов, в первую очередь необходимо отметить красивые измерения спектров ядерного магнитного резонанса (ЯМР) в $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ [42]. Эти эксперименты на ядрах ^{55}Mn свидетельствуют о существовании двух различных резонансных частот ЯМР в образце, вместо одной резонансной частоты, характерной для однородного состояния. При этом, естественно, отождествить две частоты ЯМР с ферромагнитными и антиферромагнитными доменами, возникающими при фазовом расслоении в манганитах. К аналогичным выводам приводят и измерения ЯМР на ядрах La в $\text{La}-\text{Pr}$ -манганитах [43].

Дополнительным экспериментальным подтверждением фазового расслоения в манганитах служат недавние эксперименты по нейтронному рассеянию [44, 47]. В этих экспериментах при неупругом рассеянии нейтронов

в системе существуют две ветви спиновых волн, причем одна ветвь подчиняется квадратичному закону дисперсии и соответствует ФМ магнонам, а другая — линейному закону дисперсии и соответствует магнонам в АФМ фазе.

Необходимо подчеркнуть, что в экспериментах по упругому рассеянию нейтронов интенсивность линии $I(q)$ имеет лоренцевскую форму. При этом для малых плотностей, $n \sim 0,05$, полуширина линии отвечает характерному значению радиуса полярона $R_{\text{pol}} \sim 1/q_0 \sim 10 \text{ \AA}$ [44]. При плотностях n , близких к $1/2$, полуширина линии вновь соответствует мелкомасштабному фазовому расслоению с характерным размером полярона $R_{\text{pol}} \sim 10-20 \text{ \AA}$.

Отметим, что аналогичные измерения спектра спиновых волн в магнитном поле методом антиферромагнитного резонанса интерпретируются авторами [49] в пользу некоего нетривиального компромисса между образованием магнитных поляронов и однородным подкосом. На возможность такого компромисса впервые обратил внимание Де Жен в классической работе [30]. Эта возможность связана с некоторой долей неоднородного подкоса на фоне ФМ состояния внутри магнитного полярона и с некоторой долей неоднородного подкоса на фоне АФМ состояния вне магнитного полярона. Такая структура, в принципе, может быть реализована, если волновая функция феррона убывает на больших расстояниях не экспоненциальным, а степенным образом.

Совсем недавно были получены дополнительные экспериментальные подтверждения в пользу поляронной картины. В экспериментах Бабушкиной с соавторами [45] измерена сильнонелинейная вольт-амперная характеристика в манганитах La–Pr вблизи фазовой границы между ферромагнитным и зарядово-упорядоченными состояниями. Такое нелинейное поведение вольт-амперной характеристики является косвенным подтверждением перколяционной картины [50] переноса заряда, естественно возникающей при фазовом расслоении. При этом критическая плотность перекрытия поляронов фактически играет роль порога протекания [50].

Наконец, в экспериментах Волошина и др. [46] наблюдался сдвинутый гистерезис в поведении намагниченности в манганитах. При этом центр гистерезисной петли при малой плотности носителей сдвигался от магнитного поля $H = 0$ к магнитным полям $H \sim 4-6$ Тл. В рамках поляронной картины сдвиг гистерезисной петли возникает вполне естественно. Дело в том, что в магнитном поле выражение для эффективного гейзенберговского обмена принимает вид

$$J_{ff}^{\text{eff}} S^2 = J_{ff} S^2 - g\mu_B H S,$$

где g — гиромагнитное отношение, μ_B — магнетон Бора. Поэтому радиус полярона $R/a \sim (t/J_{ff}^{\text{eff}} S^2)^{1/5}$ растет, и в результате в сильных магнитных полях поляроны перекрываются при меньшей плотности носителей: $n_{\text{cr}}(H) < n_{\text{cr}}(0) = 0,16$.

Отметим, что в настоящее время поставлены и более прямые эксперименты [19, 51], подтверждающие сценарий фазового расслоения. В экспериментах [51] металлические области внутри непроводящей матрицы были визуализованы методом сканирующей туннельной микроскопии. В экспериментах [19] методы электронной

дифракции и темного поля выявили появление металлических доменов на фоне зарядово-упорядоченной матрицы. Однако как в экспериментах [51], так и в экспериментах [19] наблюдалось фактически крупномасштабное фазовое расслоение, причем размер металлических доменов составлял $L \sim 100-200 \text{ \AA}$. Таким образом, эксперименты [19, 51] не противоречат, но и не подтверждают решающим образом поляронную картину.

Отметим также, что фазовая диаграмма с расслоением двух типов, похожая на рассматриваемую в данном разделе, была предсказана в работах [52, 53] для проблемы возникновения спонтанного ферромагнетизма в допированных экситонных диэлектриках.

4.5. "Температурные" ферроны

В заключение этого раздела обратим внимание на возможность еще одного типа неоднородных состояний, предсказываемых базовой моделью (1). Это образование автолокализованных состояний электронов проводимости типа ФМ капель (ФМ флуктуаций малого радиуса) в ферромагнетике вблизи точки Кюри. Отметим, что при $T > T_C$ в этой области концентраций, $n \sim 0,2-0,4$, наблюдается переход из фазы ФМ металла в область парамагнитного диэлектрика. Такая возможность активно обсуждалась еще в 70-е годы (см., например, [15, 16]), и сейчас имеются ее прямые подтверждения в экспериментах по рассеянию нейтронов в манганитах.

Действительно, выше температуры Кюри T_C можно по аналогии с (9) записать изменение свободной энергии ΔF при образовании ферромагнитных капель в виде

$$\Delta F = -tn \left(z - \frac{\pi^2 a^2}{R^2} \right) + \frac{4}{3} \pi T \left(\frac{R}{a} \right)^3 n \ln(2S+1). \quad (44)$$

Здесь первый и второй члены связаны соответственно с изменением энергии и энтропии системы при образовании ФМ капель. Мы предполагаем, что $J_{ff} S^2 \lesssim T_C < T < t$, а концентрация n при низких температурах отвечает области существования ферромагнитной фазы.

Минимизация (44) по R дает следующую оценку для радиуса "температурных" ферронов:

$$R \sim a \left(\frac{t}{T \ln(2S+1)} \right)^{1/5}. \quad (45)$$

Таким образом, получается формула типа (10) с заменой $J_{ff} S^2$ на $T \ln(2S+1)$. Отметим, что такие "температурные" ферроны могут оказать существенное влияние на магнитные и транспортные свойства манганитов вблизи точки Кюри.

5. Фазовое расслоение в слоистых манганитах

В предыдущих разделах мы в основном рассматривали манганиты типа $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$, $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$, $\text{La}_{1-x}\text{Ba}_x\text{MnO}_3$, имеющие кубическую перовскитную структуру. Наряду с этими соединениями большой интерес вызывает также исследование слоистых манганитов со структурой $(\text{La}, \text{Sr})_{n+1}\text{Mn}_n\text{O}_{3n+1}$. Эти структуры носят название фаз Руддельсдена–Поппера. Наиболее известные среди них — La_2MnO_4 — аналог базового для ВТСП-систем соединения La_2CuO_4 , соответствующий

$n = 1$, и $\text{La}_3\text{Mn}_2\text{O}_7$ — двухслойное соединение, соответствующее $n = 2$. Подчеркнем, что при $n \rightarrow \infty$ вновь получается $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$, т.е. обычный кубический перовскит.

В отсутствие допирования и при малых концентрациях Sr в слоистых манганитах обычно реализуется так называемая А-структура (рис. 19). Она отвечает ситуации, когда спины в проводящем слое MnO выстроены ферромагнитным образом, однако ферромагнитные моменты соседних слоев антипараллельны друг другу. При допировании физика слоистых манганитов очень напоминает физику ВТСП-соединений.

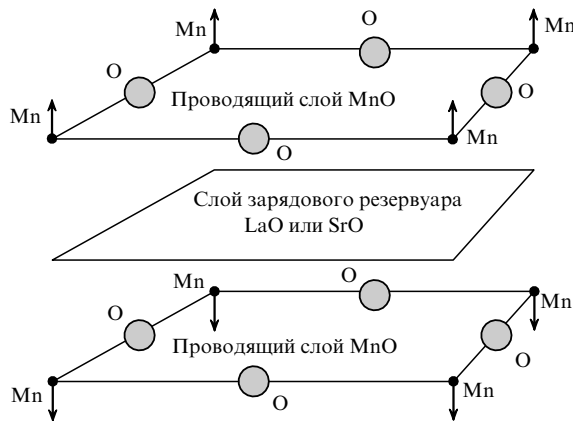


Рис. 19. Спиновая и зарядовая структуры слоистых манганитов.

Действительно, все существенные магнитные и транспортные свойства слоистых манганитов определяются металлическими двумерными слоями MnO, которые разделены диэлектрическими слоями LaO или SrO. Последние, как и в ВТСП-системах, играют роль зарядового резервуара. При малых плотностях допирования свойства слоистых манганитов могут быть адекватно описаны в рамках анизотропной модели двойного обмена. Гамильтониан этой модели имеет вид

$$\begin{aligned} \hat{H} = & -J_H \sum_{ia} \mathbf{S}_{ia} \boldsymbol{\sigma}_{ia} - t_{\parallel} \sum_{\langle ij \rangle a \sigma} c_{ia\sigma}^{\dagger} c_{ja\sigma} - t_{\perp} \sum_{ia\sigma} c_{ia\sigma}^{\dagger} c_{ia+1,\sigma} - \\ & - J_{FM} \sum_{\langle ij \rangle a} \mathbf{S}_{ia} \mathbf{S}_{ja} + J_{ff} \sum_{ia} \mathbf{S}_{ia} \mathbf{S}_{ia+1}, \end{aligned} \quad (46)$$

где индекс a обозначает номер слоя, а индексы i и j нумеруют узлы решетки внутри слоя (суммирование ведется по соседним узлам). Соответственно, t_{\parallel} и t_{\perp} обозначают интегралы перескока вдоль и поперек слоя. Наконец, J_{FM} отвечает ФМ обмену между локальными спинами внутри слоя, а J_{ff} — АФМ обмену между локальными спинами соседних слоев MnO. Мы вновь рассматриваем случай большого спина, $S \gg 1$, и работаем в пределе сильной связи, при котором выполняется цепочка неравенств

$$J_H S \gg \{t_{\parallel}; t_{\perp}\} \gg \{J_{ff} S^2; J_{FM} S^2\}.$$

В следующих разделах рассмотрим однородное подковошенное состояние, а также особенности фазового расслоения в слоистых манганитах. Ряд приведенных ниже результатов получен Нагаевым [54], который,

однако, не рассматривал важный случай эллипсоидальных ферронов.

5.1. Подковошенное состояние в слоистых манганитах

В этом случае электрон проводимости при движении параллельно слою должен находиться на дне зоны проводимости. В то же время его движение перпендикулярно слоям должно быть одномерным аналогом картины классического подкоса по Де Жену. Поэтому разумно предположить, что спектр электронов проводимости в слоистом случае будет иметь вид

$$\varepsilon = -4t_{\parallel} - 2t_{\perp} \cos \frac{\theta}{2}, \quad (47)$$

где θ — угол подкоса между ФМ моментами соседних металлических слоев MnO, а $z = 4$ — число ближайших соседей в слое MnO на квадратной решетке. Действительно, точное решение уравнений Нагаева [32] для слоистого случая подтверждает наше предположение. Электронный спектр, описываемый формулой (47), соответствует, как и в изотропном случае, полному спину на узле $S^{\text{tot}} = S + 1/2$ и проекции полного спина $S_z^{\text{tot}} = S + 1/2$. В то же время, в отличие от изотропной ситуации, вторая зона проводимости, отвечающая проекции полного спина $S_z^{\text{tot}} = S - 1/2$, имеет спектр

$$\varepsilon_- = -\frac{4t_{\parallel} - 2t_{\perp} \cos(\theta/2)}{2S + 1}. \quad (48)$$

Таким образом, электронный спектр, отвечающий второй зоне, содержит в слоистом случае квазиклассическую малость $\varepsilon_- \sim 1/(2S + 1)$ (см. раздел 3 нашего обзора). В результате, для всех степеней допирования второй зоной можно пренебречь и рассматривать чисто классическую картину подкоса по Де Жену. Таким образом, в слоистом случае отсутствует первая критическая концентрация n_{c1} (см. раздел 3) и подковошенное состояние возникает уже при плотности $n \rightarrow 0$. Минимизация энергии классического подкоса по параметру $\cos(\theta/2)$ приводит к следующему результату в слоистом случае:

$$\cos \frac{\theta}{2} = \frac{t_{\perp} n}{2J_{ff} S^2}. \quad (49)$$

При критической концентрации $n_{c2} = 2J_{ff} S^2 / t_{\perp}$ угол подкоса $\theta = 0$ и система переходит в коллинеарное ФМ состояние.

Однако исследование выражения для оптимальной энергии подкоса на устойчивость вновь приводит к отрицательной величине сжимаемости. Поэтому и в слоистом случае однородное подковошенное состояние неустойчиво относительно расслоения на фазы. Глобальному минимуму энергии вновь отвечает фазовое расслоение на ФМ поляроны малого радиуса внутри АФМ матрицы. Определим размер и форму полярона в этом случае.

5.2. Магнитные поляроны в слоистых манганитах

а) Рассмотрим вначале магнитные поляроны эллипсоидальной формы [55]. Энергия магнитного полярона аналогично изотропному случаю записывается в виде

$$E_{\text{пол}} = E_0 - 4t_{\parallel} n - t_{\perp} n \left(2 - \frac{a^2 \pi^2}{R_{\perp}^2} \right) + 2J_{ff} S^2 n \Omega, \quad (50)$$

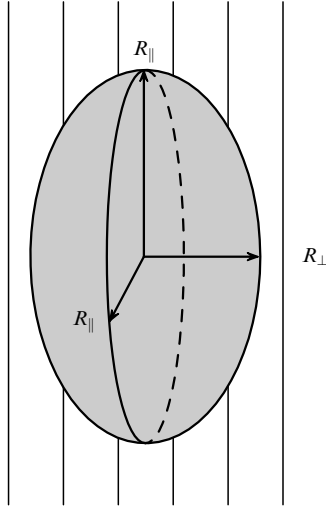


Рис. 20. Магнитный полярон эллипсоидальной формы в слоистых манганитах.

где Ω — объем ФМ полярона, R_{\perp} — радиус полярона в направлении, перпендикулярном к слоям, а величина E_0 определяется выражением

$$E_0 = -J_{ff}S^2 - 2J_{FM}S^2. \quad (51)$$

Отметим, что для магнитного полярона эллипсоидальной формы (рис. 20) его объем

$$\Omega_{\text{ell}} = \frac{4}{3} \pi \frac{R_{\perp} R_{\parallel}^2}{a^3}.$$

Более того, в модели анизотропного двойного обмена

$$R_{\parallel} = R_{\perp} \sqrt{\frac{t_{\parallel}}{t_{\perp}}} > R_{\perp}.$$

Это обстоятельство находится в соответствии с результатом экспериментов [44] по упругому рассеянию нейтронов в слоистых манганитах. В результате объем полярона переписывается в виде

$$\Omega_{\text{ell}} = \frac{4}{3} \pi \left(\frac{R_{\perp}}{a} \right)^3 \frac{t_{\parallel}}{t_{\perp}}.$$

Минимизация выражения для энергии магнитного полярона (50) по свободному параметру R_{\perp} приводит к следующему результату:

$$R_{\perp} = a \left(\frac{\pi t_{\perp}^2}{4J_{ff}S^2 t_{\parallel}} \right)^{1/5}. \quad (52)$$

Соответственно, оптимальный объем магнитного полярона эллипсоидальной формы имеет вид

$$\Omega_{\text{ell}} = \frac{4}{3} \pi \left(\frac{\pi t_{\perp}^2}{4J_{ff}S^2 t_{\parallel}} \right)^{3/5} \frac{t_{\parallel}}{t_{\perp}}. \quad (53)$$

б) Перейдем теперь к рассмотрению магнитных поляронов цилиндрической формы (рис. 21).

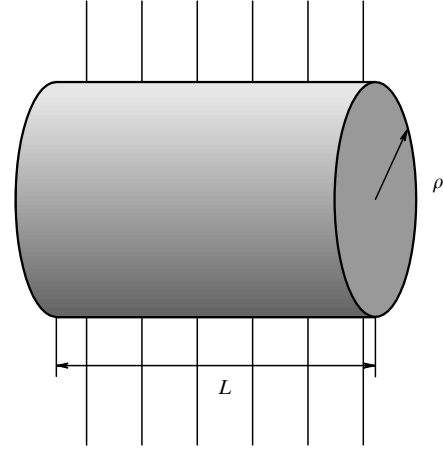


Рис. 21. Магнитный полярон цилиндрической формы в слоистых манганитах.

Поляроны такой формы будут иметь объем

$$\Omega_{\text{cyl}} = \frac{\pi \rho^2 L}{a^3}. \quad (54)$$

Соответственно, выражение для энергии цилиндрического полярона принимает вид

$$E_{\text{pol}} = E_0 - t_{\parallel} n \left(4 - \frac{9\pi^2 a^2}{16\rho^2} \right) - t_{\perp} n \left(2 - \frac{a^2 \pi^2}{L^2} \right) + 2J_{ff}S^2 n \Omega. \quad (55)$$

Подчеркнем, что коэффициент $9\pi^2/16$ в выражении для сдвига энергии относительно дна зоны, $-4t_{\parallel}n$, обусловлен нулем функции Бесселя. Действительно, $J_0(x) = 0$ при $x \approx 3\pi/4$. Одновременная минимизация энергии полярона по параметрам L и ρ приводит к следующим результатам:

$$\rho \approx 0,5L \sqrt{\frac{t_{\parallel}}{t_{\perp}}}, \quad L = a \left(\frac{2\pi t_{\perp}^2}{t_{\parallel} J_{ff} S^2} \right)^{1/5}. \quad (56)$$

В результате оптимальный объем цилиндрического полярона равен

$$\Omega_{\text{cyl}} \approx \pi \frac{L^3}{a^3} \frac{t_{\parallel}}{4t_{\perp}} = \pi \left(\frac{2\pi t_{\perp}^2}{J_{ff} S^2 t_{\parallel}} \right)^{3/5} \frac{t_{\parallel}}{4t_{\perp}}. \quad (57)$$

Прямое сравнение оптимальных энергий для магнитных поляронов эллипсоидальной и цилиндрической формы приводит к результату

$$\frac{E_{\text{ell pol}} - \tilde{E}_0}{E_{\text{cyl pol}} - \tilde{E}_0} \approx \frac{0,7\Omega_{\text{ell}}}{\Omega_{\text{cyl}}} = 0,92, \quad (58)$$

где $\tilde{E}_0 = E_0 - 4t_{\parallel}n - 2t_{\perp}n$.

Итак, мы приходим к выводу, что эллипсоидальная форма полярона является оптимальной. Физически этот результат представляется вполне естественным, поскольку оптимальная форма полярона (своего рода "основное состояние" полярона) повторяет вид электронного спектра в слоистом случае: $\varepsilon(p) \sim t_{\parallel} p_{\parallel}^2 + t_{\perp} p_{\perp}^2$.

Необходимо отметить, что в слоистом случае поляроны начинают перекрываться при критической концентрации

$$n_{c5} = \frac{1}{\Omega_{\text{ell}}} = \frac{3}{4\pi} \left(\frac{4J_{ff} S^2 t_{\parallel}}{\pi t_{\perp}^2} \right)^{3/5} \frac{t_{\perp}}{t_{\parallel}}. \quad (59)$$

Отметим, что для всех плотностей $0 < n < n_{c5}$ энергия поляронного состояния ниже энергий всех однородных состояний.

Окончательно, в слоистом случае наблюдается следующая картина поведения энергии как функции плотности (рис. 22):

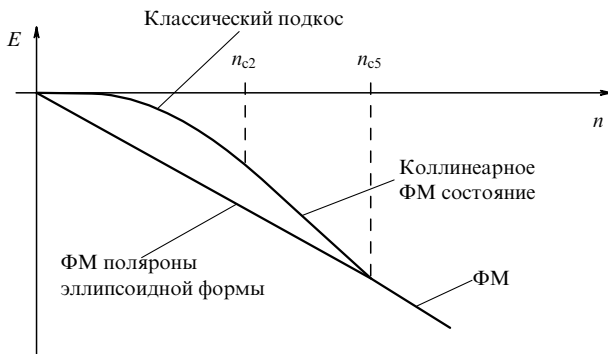


Рис. 22. Энергия системы как функция плотности в слоистых манганитах.

при $0 < n < n_{c5}$ система расслоена на ФМ поляроны эллипсоидальной формы внутри АФМ диэлектрической матрицы;

при $n > n_{c5}$ система становится ФМ металлом.

6. Транспортные свойства фазово-расслоенных манганитов

В последней части обзора рассмотрим транспортные свойства фазово-расслоенных манганитов. А именно, на основе развитых в данной работе теоретических представлений проанализируем поведение основных транспортных характеристик этих систем. К транспортным характеристикам, в первую очередь, относятся поведение сопротивления и магнитосопротивления при малых плотностях допирования. Кроме того, рассмотрим популярную в настоящее время проблему $1/f$ -шума большой амплитуды в фазово-расслоенных манганитах. Отметим, что изучение транспортных характеристик в веществах с колоссальным магнитосопротивлением столь же важно, сколько и изучение сверхпроводящих характеристик в ВТСП-системах.

6.1. Сопротивление в перколяционном режиме фазово-расслоенных манганитов

Как уже обсуждалось в разделе 3.2, при малых плотностях электронов система расслаивается на ФМ поляроны внутри АФМ матрицы. При этом в каждом ФМ полароне находится по одному электрону проводимости (см. рис. 4).

Говоря о транспортном механизме в такой системе, нужно иметь в виду две возможности: движение ФМ поляронов как целого и перколяционные перескоки электронов проводимости с одного ФМ полярона на

соседний. Первый механизм, однако, малоэффективен, поскольку с каждым ФМ полароном связана довольно большая эффективная масса локализованных в нем спинов. Поэтому ферроны двигаются крайне медленно. Более того, в реальных манганитах ферроны очень часто бывают запинингованы на примесных центрах. Таким образом, доминирующий механизм связан с перколяционным перескоком электронов проводимости с феррона на феррон.

Рассмотрим первый шаг перколяции. Для него характерен процесс, изображенный на рис. 23.



Рис. 23. Первый шаг перколяции в фазово-расслоенных манганитах.

Этот шаг требует преодоления энергетического барьера, равного по величине [56]

$$A = 2E(1) - E(2) - E(0). \quad (60)$$

Отметим, что в формуле (60) $E(1)$ — энергия феррона с одним электроном проводимости, $E(2)$ — энергия феррона с двумя электронами и $E(0)$ — энергия "пустого" феррона. Предполагается, что время жизни пустого феррона много больше характерного времени перескока электрона с двукратно занятого феррона на пустой. Это предположение подтверждается оценкой для времени жизни, приведенной в работе [56]. В результате, без ограничения общности можно положить $E(0) = 0$. Величина $E(1)$ определяется, в основном, энергией делокализации электрона внутри феррона. Таким образом, для оценки можно считать, что

$$E(1) \sim t \frac{a^2}{R_{\text{pol}}^2}. \quad (61)$$

Подставляя сюда величину поляронного радиуса, выраженного через критическую концентрацию перекрывания ферронов n_c , получаем

$$E(1) \sim t n_{c5}^{2/3}, \quad (62)$$

где концентрация n_{c5} , как уже обсуждалось, фактически соответствует порогу протекания [50]. В реальных манганитах $n_{c5} \sim 0,16$, и в результате $E(1) \sim 200-300$ К. Естественно, что $E(2)$ можно оценить по формуле

$$E(2) \sim 2E(1) + V_{\text{Coul}}, \quad (63)$$

где V_{Coul} — величина кулоновской энергии.

Отсюда приходим к выводу, что энергетический барьер A по порядку величины равен

$$A \sim V_{\text{Coul}} \sim \frac{e^2}{\epsilon R_{\text{pol}}}, \quad (64)$$

где ϵ — статическая диэлектрическая проницаемость.

В реальных манганитах, как уже обсуждалось в разделе 4, корреляционный радиус $r_s \gtrsim 4$ и, соответственно, величина A порядка 1000 К. Видно, что физика, определяющая транспорт в фазово-расслоенных манга-

нитах, очень близка к элегантной физике кулоновской блокады в теории мезоскопических явлений [57, 58].

По аналогии с кулоновской блокадой можно понять, что сопротивление системы велико при температурах $T \ll A$.

Рассмотрим теперь второй шаг перколяции. Для него характерна картина, приведенная на рис. 24.

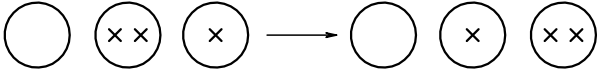


Рис. 24. Второй шаг перколяции в фазово-расслоенных манганитах.

Понятно, что второй шаг перколяции уже не требует преодоления энергетического барьера. То же самое справедливо и для всех следующих шагов перколяции. Таким образом, наблюдается ситуация, похожая на ту, которая имеет место в невырожденных полупроводниках: после преодоления энергетического барьера носители попадают в зону проводимости, а затем свободно двигаются по ней. Такова качественная картина возникновения проводимости в поляронном режиме. Отметим, что при низких температурах, $T \ll A$, и малых постоянных приложенных напряжениях, $U_{dc} \ll A$, характерное время электронного перескока для первого шага перколяции запишется в виде [56]

$$\gamma = \frac{1}{\tau} = \omega_0 \exp\left\{-\frac{r}{l} - \frac{A}{2T}\right\}, \quad (65)$$

где l — туннельная длина ($l \gtrsim 2R_{pol}$), ω_0 — характерная частота, связанная с перестройкой (деполяризацией) спиновой структуры внутри ФМ полярона. По порядку величины частота ω_0 совпадает с энергией Ферми электронов проводимости, т.е. $\omega_0 \sim \varepsilon_F \sim tn^{2/3}$.

Главное в том, что доминирующая экспонента $\exp(-A/2T)$ в формуле (65) связана с кулоновской блокадой. Дополнительная экспонента $\exp(-r/l)$ по порядку величины равна $\exp[-(n_{c5}/n)^{1/3}]$ и связана с подбарьерным туннелированием электрона проводимости через диэлектрическую матрицу между ферронами.

Фактически, здесь и далее мы игнорируем АФМ структуру диэлектрической матрицы между ферронами. Отметим, что фактор $2T$ в выражении $A/2T$ связан с необходимостью выполнить условие детального равновесия при рождении ферронов с двумя электронами [56].

Итак, в пределе сильного кулоновского взаимодействия

$$\frac{A}{T} \gg \left(\frac{n_{c5}}{n}\right)^{1/3} > 1. \quad (66)$$

Этот предел противоположен высокотемпературному пределу $(n_{c5}/n)^{1/3} \gtrsim A/T$, обычно рассматриваемому в перколяционных задачах в легированных полупроводниках [59]. Физически наш предел ближе к пределу, рассмотренному в монографии Мотта [17]. Вычисление проводимости, выполненное в работе [56], приводит к следующему результату:

$$\sigma = \frac{1}{\rho} = B\sigma_{min} \frac{\omega_0}{T} \exp\left(-\frac{A}{2T}\right), \quad (67)$$

где σ_{min} — минимальная проводимость в нашей системе.

Видно, что проводимость возрастает с температурой по закону $(1/T) \exp(-A/2T)$, характерному для туннельных систем [17]. Не зависящий от температуры коэффициент B в формуле (67) кроме численных факторов содержит, по-видимому, перколяционную экспоненту $\exp[-\beta/(n^{1/3}l)]$, хотя авторы не имеют строгого математического доказательства этого факта. Отметим, что формально в формуле (67) имеется максимум в проводимости (минимум в сопротивлении) при температурах $T = A/2$. Однако этот минимум лежит на границе применимости нашей теории (см. цепочку неравенств (66)).

6.2. Магнитосопротивление в фазово-расслоенных манганитах

Магнитосопротивление — одна из важнейших транспортных характеристик манганитов. В данном классе соединений оно, как правило, большое и отрицательное. Магнитосопротивление определяется по стандартной формуле:

$$|MR| = \frac{\rho(0) - \rho(H)}{\rho(H)} = \frac{\rho(0)}{\rho(H)} - 1. \quad (68)$$

Знак модуля здесь появляется, поскольку мы предполагаем, что магнитосопротивление в нашей системе отрицательно. Подставляя в эту формулу выражение (67) для сопротивления, получим

$$|MR| = \exp\left[\frac{A(H=0) - A(H)}{2T}\right] - 1. \quad (69)$$

Теперь необходимо определить величину $A(H)$. Для этого вновь воспользуемся оценкой (64) и запишем $A(H)$ в виде

$$A(H) \sim \frac{e^2}{\varepsilon R_{pol}(H)}.$$

Но, как уже обсуждалось в разделе 2, радиус полярона в магнитном поле записывается в виде

$$R_{pol}(H) \sim a \left(\frac{t}{J_{ff}^{eff} S^2}\right)^{1/5},$$

где $J_{ff}^{eff} S^2 = J_{ff} S^2 - g\mu_B HS$.

Таким образом, в экспериментально доступном интервале магнитных полей, $g\mu_B HS < J_{ff} S^2$, имеет место следующее соотношение:

$$A(H) = A(0)[1 - bH], \quad (70)$$

где $b = (1/5)g\mu_B/(J_{ff} S)$.

Отсюда следует, что при $T < A$ магнитосопротивление действительно отрицательно и определяется в фазово-расслоенной области по формуле

$$|MR| = \exp\left(\frac{A}{2T} bH\right) - 1. \quad (71)$$

Подчеркнем, что для малых магнитных полей и низких температур абсолютное значение магнитосопротивления

тивления мало:

$$|MR| = \frac{A}{2T} bH \ll 1.$$

В более высоких полях (но все еще при выполнении условия $bH \ll 1$) абсолютное значение магнитосопротивления при понижении температуры в конце концов становится больше единицы и начинает экспоненциально расти:

$$|MR| = \exp\left(\frac{A}{2T} bH\right).$$

Отметим, что для не очень низких температур, $T \lesssim A$, и типичных значений гиромангнитного отношения, $g \sim 10$, магнитосопротивление в фазово-расслоенной области становится по модулю больше единицы лишь в довольно больших магнитных полях, $H \sim 10$ Тл.

Здесь не рассматривались эффекты, связанные с зависимостью вероятности рассеяния от угла между спином электрона проводимости и магнитного момента капли. Эти эффекты могут привести к появлению предэкспоненты в (71), нетривиально зависящей от H и T .

6.3. 1/f-шум в фазово-расслоенных манганитах

Нетривиальная физика, связанная с возникновением во многих полупроводниковых и металлических системах низкочастотного 1/f-шума, широко обсуждалась в литературе с начала 80-х годов (см. обзоры [60, 61]). В фазово-расслоенных манганитах серьезное внимание исследователей к проблеме 1/f-шума возникло в результате экспериментов Подзорова и др. [62]. Было обнаружено, что амплитуда 1/f-шума даже вдали от порога протекания в фазово-расслоенной области превышает характерные значения амплитуды 1/f-шума в однородных полупроводниковых и металлических системах на 5–6 порядков. Для объяснения этого явления вновь рассмотрим простую ферронную модель и свяжем характерные для 1/f-шума флуктуации напряжения с флуктуациями проводимости [56]. Флуктуации же проводимости мы свяжем, в свою очередь, с флуктуациями числа двукратно заполненных (или пустых) ферронов, возникающими при перескоках электронов проводимости между ферронами.

На математическом языке такая идеология описывается следующими соотношениями:

$$\frac{\langle \delta U^2 \rangle_\omega}{U_{dc}^2} = \frac{\langle \delta \sigma^2 \rangle_\omega}{\sigma^2} = \frac{\langle \delta n_2^2 \rangle_\omega}{\bar{n}_2^2}, \quad (72)$$

где $\delta \sigma$ — флуктуация проводимости, δn_2 — флуктуация числа ферронов с двумя электронами, а \bar{n}_2 — их термодинамическое среднее. В формуле (72) символ $\langle \dots \rangle_\omega$ обозначает спектральную компоненту соответствующей величины. Примем во внимание релаксационное уравнение для флуктуации плотности δn_2 :

$$\delta \dot{n}_2 = -\frac{\delta n_2}{\tau(r)}, \quad (73)$$

где время релаксации τ вновь определяется по формуле (65):

$$\frac{1}{\tau} = \omega_0 \exp\left(-\frac{r}{l} - \frac{A}{2T}\right).$$

В результате, приходим к следующему соотношению:

$$\langle \delta n_2^2 \rangle_\omega = 8\pi \bar{n}_2 \langle \delta n_2^2 \rangle_T \int_0^\infty \frac{\tau(r)}{1 + \omega^2 \tau^2(r)} r^2 dr, \quad (74)$$

где $\langle \delta n_2^2 \rangle_T = \bar{n}_2 / 2V_s$ — термодинамическое среднее квадрата флуктуаций числа ферронов с двумя электронами, $V_s = L_1 L_2 L_3$ — объем экспериментально измеряемого образца.

Окончательно имеем

$$\langle \delta n_2^2 \rangle_\omega = 4\pi \frac{\bar{n}_2^2}{V_s} \int_0^\infty \frac{\tau(r) r^2 dr}{1 + \omega^2 \tau^2(r)}, \quad (75)$$

и, соответственно,

$$\frac{\langle \delta U^2 \rangle_\omega}{U_{dc}^2} = \frac{4\pi}{V_s} \int_0^\infty \frac{\tau(r)}{1 + \omega^2 \tau^2(r)} r^2 dr. \quad (76)$$

Подчеркнем, что характерные частоты 1/f-шума лежат, как обычно, в широком интервале (см. [60]), определяемом неравенствами

$$\tilde{\omega}_0 \exp\left(-\frac{L_s}{l}\right) \ll \omega \ll \tilde{\omega}_0, \quad (77)$$

где $\tilde{\omega}_0 = \omega_0 \exp(A/2T)$, а $L_s \sim 10^{-1} - 1$ см — минимальный размер образца. Поэтому для низких температур, $T \ll A$, из формулы (76) получаем с логарифмической точностью

$$\frac{\langle \delta U^2 \rangle_\omega}{U_{dc}^2} \approx \frac{2\pi^2 l^3}{V_s} \frac{1}{\omega} \ln^2\left(\frac{\tilde{\omega}_0}{\omega}\right). \quad (78)$$

Таким образом, в широком низкочастотном интервале (определяемом соотношениями (77)) спектр квадратичных флуктуаций напряжения действительно имеет вид 1/f. Отметим, что в экспериментах Подзорова и др. [62] измерялся фактически коэффициент α , определяемый по формуле

$$\alpha = \frac{\langle \delta U^2 \rangle_\omega V_s \omega}{U_{dc}^2} = 2\pi^2 l^3 \ln^2\left(\frac{\tilde{\omega}_0}{\omega}\right). \quad (79)$$

При этом характерные частоты эксперимента лежали в интервале $\omega \sim 1$ Гц – 1 МГц.

Подставляя характерные значения туннельной длины $l \sim 2R_{pol} \sim 20 - 30$ Å в формулу (79) и имея в виду, что при температурах $T \lesssim A$ величина $\tilde{\omega}_0 \gtrsim 200$ К (т.е. $\tilde{\omega}_0 \gtrsim 2 \times 10^{13}$ Гц), получаем коэффициент $\alpha \sim 10^{-16} - 10^{-17}$ см³. Это значение α действительно на несколько порядков выше, чем в обычных полупроводниковых системах (см. обзор [60]). Дополнительное увеличение α связано с большим значением квадрата логарифма в (79). Отметим, что при приближении к порогу перколяции, $n \rightarrow n_{c5}$, коэффициент α возрастает еще сильнее (см. [62]).

В заключение данного раздела подчеркнем, что мы изучали транспортные свойства расслоенных манганитов в рамках упрощенной модели, в пренебрежении ФМ моментами ферронов и свойствами АФМ диэлектрической матрицы. Учет больших ФМ моментов соседних ферронов приведет при описании процесса туннелирования электронов с одного феррона на соседний к дополнительной красивой физике — так называемой физике

ассистированного спинами туннелирования (spin-assistant tunneling) [63]. Фактически возникнет зависимость предэкспоненты в выражениях для проводимости (67) и магнитосопротивления (71) от относительной ориентации магнитных моментов соседних ферромагнитных капель. Кроме того, учет взаимодействия туннелирующего электрона с АФМ флуктуациями диэлектрической матрицы сделает проблему сходной со знаменитой проблемой туннелирования с диссипацией [64–66].

7. Заключительные замечания

В данном обзоре мы попытались в рамках общего подхода описать основное состояние и транспортные характеристики фазово-расслоенных систем. При этом мы ограничились рассмотрением более физически прозрачного случая мелкомасштабного фазового расслоения. Отметим, что изучение транспортных свойств в системах с мелкомасштабным расслоением помогает перебросить мостик между двумя наиболее бурно развивающимися в настоящее время областями физики твердого тела, а именно, между физикой сильно-коррелированных систем и мезоскопической физикой. Это обстоятельство делает фазово-расслоенные манганиты очень привлекательным объектом как для теоретических, так и для экспериментальных исследований, что подтверждается быстрым ростом числа публикаций в этой области за последние два года.

В заключение авторы хотели бы выразить благодарность А.Ф. Андрееву, Н.А. Бабушкиной, Я.М. Блантеру, Й. ван ден Бринку, П. Вельфле, Д. Вольхардту, Э. Даготто, Д.В. Ефремову, Ю. Кагану, К. Ди Кастро, Х. Контани, Ф.В. Кусмарцеву, П. Литтлвуду, А. Лойдлу, М.С. Марбенко, М.В. Мостовому, В. Нолтингу, Н.М. Плакиде, А.Л. Рахманову, Л.М. Фишеру, П. Фулде, Г. Халиуллину, Л. Хелду, М. Хеннион, С.В. Чеонгу, Д. Эдвардсу и в особенности Э.Л. Нагаеву и Д.И. Хомскому за плодотворное научное сотрудничество и полезные дискуссии.

Работа выполнялась при финансовой поддержке ИНТАС (гранты 97-0963 и 97-11954), Российского фонда фундаментальных исследований (проекты 00-02-16255 и 00-15-96570), гранта Президента Российской Федерации (96-15-9694) и Российско-голландской программы научного сотрудничества.

Список литературы

- Jonker G H, van Santen J H *Physica* **16** 337 (1950); Jonker G H *Physica* **22** 707 (1956)
- Wollan E O, Koehler W C *Phys. Rev.* **100** 545 (1955)
- Jin S et al. *Science* **264** 413 (1994)
- Нагаев Э Л *УФН* **166** 833 (1996)
- Khomskii D I, Sawatzky G A *Solid State Commun.* **102** 87 (1997)
- Ramirez A P *J. Phys.: Condens. Matter* **9** 8171 (1997)
- Coe J M D, Viret M, von Molnár S *Adv. Phys.* **48** 167 (1999)
- Локтев В М, Погорелов Ю Г *ФНТ* **26** 231 (2000)
- Emery V J, Kivelson S A, Lin H Q *Phys. Rev. Lett.* **64** 475 (1990)
- Zaanen J, Gunnarsson O *Phys. Rev. B* **40** 7391 (1989)
- Castellani C, Di Castro C, Grilli M *Phys. Rev. Lett.* **75** 4650 (1995)
- Нагаев Э Л *УФН* **165** 529 (1995)
- Нагаев Э Л *Письма в ЖЭТФ* **6** 484 (1967); *ЖЭТФ* **54** 228 (1968)
- Нагаев Э Л *Письма в ЖЭТФ* **16** 558 (1972); Кашин В А, Нагаев Э Л *ЖЭТФ* **66** 2105 (1974)
- Kasuya T, Yanase A, Takeda T *Solid State Commun.* **8** 1543, 1551 (1970)
- Кривоглаз М А *УФН* **106** 360 (1972); **111** 617 (1973)
- Мотт Н Ф, Дэвис Э А *Электронные процессы в некристаллических веществах* 2-е изд. (М.: Мир, 1982)
- Булаевский Л Н, Нагаев Э Л, Хомский Д И *ЖЭТФ* **54** 1562 (1968)
- Uehara M et al. *Nature* **399** 560 (1999)
- Balagurov A M et al. *Eur. Phys. J. B* **19** 215 (2001)
- Khomskii D I *Physica B* **280** 325 (2000)
- Jirák Z et al. *J. Magn. Magn. Mater.* **53** 153 (1985)
- Mori S, Chen C H, Cheong S-W *Nature* **392** 473 (1998)
- Millis A J, Littlewood P B, Shraiman V I *Phys. Rev. Lett.* **74** 5144 (1995)
- van den Brink J, Khomskii D I *Phys. Rev. Lett.* **82** 1016 (1999); van den Brink J, Khaliulin G, Khomskii D I *Phys. Rev. Lett.* **83** 551 (1999)
- Jackeli G, Perkins N B, Plakida N M *Phys. Rev. B* **62** 372 (2000)
- Mutou T, Kontani H *Phys. Rev. Lett.* **83** 3685 (1999)
- Zener C *Phys. Rev.* **82** 403 (1951)
- Anderson P W, Hasegawa H *Phys. Rev.* **100** 675 (1955)
- de Gennes P-G *Phys. Rev.* **118** 141 (1960)
- Нагаев Э Л *ЖЭТФ* **57** 1274 (1969)
- Нагаев Э Л *Физика магнитных полупроводников* (М.: Наука, 1979)
- Zaanen J, Oles A M, Horsch P *Phys. Rev. B* **46** 5798 (1992)
- Kagan M Yu, Khomskii D I, Mostovoy M V *Eur. Phys. J. B* **12** 217 (1999)
- Zhang F C, Rice T M *Phys. Rev. B* **37** 3759 (1988)
- Sigrist M et al. *Phys. Rev. B* **70** 2960 (1993)
- Hubbard J *Proc. R. Soc. London Ser. A* **276** 238 (1963)
- Verwey E J W *Nature* **144** 327 (1939); Verwey E J W, Haayman P W *Physica* **8** 979 (1941)
- Каган Ю, Максимов Л А *ЖЭТФ* **87** 348 (1984); **88** 992 (1985)
- Хомский Д И, Препринт ФИАН № 105 (М.: ФИАН, 1969)
- Kagan M Yu, Kugel K I, Khomskii D I *ЖЭТФ* **120** (8) (2001)
- Allodi G et al. *Phys. Rev. B* **56** 6036 (1997)
- Yakubovskii A et al. *Phys. Rev. B* **62** 5337 (2000)
- Hennion M et al. *Phys. Rev. Lett.* **81** 1957 (1998)
- Babushkina N A et al. *Phys. Rev. B* **59** 6994 (1999)
- Волошин И Ф и др. *Письма в ЖЭТФ* **71** 157 (2000)
- Moritomo Y et al. *Phys. Rev. B* **60** 9220 (1999)
- Yunoki S, Hotta T, Dagotto E *Phys. Rev. Lett.* **84** 3714 (2000)
- Mukhin A A et al. *Europhys. Lett.* **49** 514 (2000)
- Горьков Л П *УФН* **168** 665 (1998); Горьков Л П, Кресин В З *Письма в ЖЭТФ* **67** 985 (1998)
- Fäth M et al. *Science* **285** 1540 (1999)
- Balents L, Varma C M *Phys. Rev. Lett.* **84** 1264 (2000)
- Barzykin V, Gor'kov L P *Phys. Rev. Lett.* **84** 2207 (2000)
- Нагаев Э Л *ЖЭТФ* **114** 2225 (1998); Nagaev E L *Phys. Rev. B* **60** 455 (1999)
- Kagan M Yu, Mostovoy M V, Khomskii D I *Physica B* **284–288** 1209 (2000)
- Rakhmanov A L, Kugel K I, Blanter Ya M, Kagan M Yu *Phys. Rev. B* **63** 174424 (2001)
- Averin D V, Likharev K K, in *Mesoscopic Phenomena in Solids* (Eds B L Altshuler, P A Lee, R A Webb) (Amsterdam: Elsevier, 1992)
- Beenakker C I M, Bootsma S K, in *Frontiers in Nanoscale Science of Micron/Submicron Devices* (Eds A-P Jauho, E V Buzaneva) (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 1996)
- Шкловский Б И, Эфрос А Л *Электронные свойства легированных полупроводников* (М.: Наука, 1979)
- Dutta P, Horn P M *Rev. Mod. Phys.* **53** 497 (1981)
- Kogan Sh *Electronic Noise and Fluctuations in Solids* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1996)
- Podzorov V et al. *Phys. Rev. B* **61** R3784 (2000)

63. Tomsovic S (Ed.) *Tunneling in Complex Systems* (Singapore: World Scientific, 1998)
64. Caldeira A O, Leggett A J *Ann. Phys.* (New York) **149** 374 (1983)
65. Vladár K, Zawadowski A *Phys. Rev. B* **28** 1564 (1983)
66. Kagan Yu, Prokof'ev N V, in *Quantum Tunneling in Condensed Matter* (Eds Yu Kagan, A J Leggett) (Amsterdam: Elsevier, 1992) p. 37

Inhomogeneous charge distributions and phase separation in manganites

M.Yu. Kagan

*P.L. Kapitza Institute for Physical Problems, Russian Academy of Sciences
ul. Kosygina 2, 117334 Moscow, Russian Federation
Tel. (7-095) 137-79 85
Fax (7-095) 938-20 30
E-mail: kagan@kapitza.ras.ru*

K.I. Kugel'

*Institute for Theoretical and Applied Electrodynamics, Russian Academy of Sciences
Izhorskaya ul. 13/19, 127412 Moscow, Russian Federation
Tel. (7-095) 362-51 47
Fax (7-095) 484-26 33
E-mail: kugel@orc.ru*

Mechanisms of electron phase separation in manganite-type oxide materials are analyzed using a simple Kondo-lattice model with intersite Coulomb repulsion between electrons. The model predicts the instability of magnetic (or charge) homogeneous ordering against the formation of droplet structures (magnetic polarons) for much of the phase diagram. Various types of magnetic polarons are studied. The transport characteristics and noise spectrum of phase-separated materials are also discussed.

PACS numbers: **64.75.+g**, **71.27.+a**, **72.10.-d**, 75.30.Vn

Bibliography — 66 references

Received 13 December 2000, revised 4 April 2001