Физика низких температур, 2006, т. 32, № 8/9, с. 1078–1084

Псевдощелевые эффекты в сильно коррелированных электронных системах

Л.А. Боярский

Институт неорганической химии им. А.В. Николаева СО РАН
пр. Ак. Лаврентьева, 3, г. Новосибирск, 630090, Россия

Новосибирский госуниверситет, ул. Пирогова, 2, г. Новосибирск, 630090, Россия
E-mail: boy@che.nsk.su

Статья поступила в редакцию 26 декабря 2005 г., после переработки 7 февраля 2006 г.

Представлен аналитический обзор псевдощелевых эффектов в электронных спектрах сильно коррелированных систем. Высказаны соображения относительно связи этих явлений с моделью виртуальных уровней Фриделя.

Представлено аналітичний огляд псевдощілинних ефектів в електронних спектрах сильно корельованих систем. Висловлено міркування щодо зв'язку цих явищ із моделлю віртуальних рівнів Фріделя.

PACS: **71.27.+a**, **74.72.–h**

Ключевые слова: псевдощель, сильно коррелированные системы, купраты.

Введение

В последние десятилетия классическая теория твердого тела, основанная на квантово-механическом рассмотрении свободных электронов, движущихся в периодическом потенциале решетки, встретилась со значительными трудностями при описании различных новых веществ, в частности, редкоземельных соединений, окислов переходных металлов, а также высокотемпературных сверхпроводников. Не в последнюю очередь это связано с такими «неприятностями» как неоднородное распределение зарядовой и спиновой плотности в веществе, гетерофазностью состава, флуктуациями и т.п. В предыдущей работе [1] мы привели ряд примеров аномального поведения различных свойств электронных подсистем как в сложных, так и в относительно простых веществах. В частности, речь шла о возникновении псевдощели на кривой плотности электронных состояний. По-видимому, в связи с тем, что псевдощель впервые была обнаружена в высокотемпературных сверхпроводниках, ее возникновение связывали с явлением сверхпроводимости. В этой связи характерно название одной из последних работ группы Пайнса [2]: «Псевдощель: друг или враг сверхпроводимости?». К этой работе мы обратимся позже, а сейчас следует заметить, что подобная аномалия плотности электронных состояний наблюдается не только в сверхпроводниках, но и в других веществах, например в магнетиках. Далее будет предпринята попытка описать общие черты указанных аномалий (или просто особенностей?) электронной подсистемы в различных твердых телах.

Магнетики и проводники

Ранее [1] мы упоминали о псевдощелевых явлениях в антиферромагнитном хроме, допированном атомами ванадия. Однако цитированная работа [3] была посвящена лишь теоретической интерпретации наблюдавшихся эффектов. Очевидно, нужно обратиться к оригинальной экспериментальной работе [4]. Авторы исследовали монокристаллические образцы чистого хрома и его сплавов с ванадием в пределах до 10 ат.%. Измерялось электросопротивление, холловское сопротивление, магнитные свойства. Металлический хром, как хорошо известно, ниже 300 К характеризуется антиферромагнитным упорядочением. Магнетизм обусловлен взаимодей-

© Л.А. Боярский, 2006

ствием электронов в зоне проводимости и описывается поперечной (а ниже 120 К продольной) волной спиновой плотности. Энергия взаимодействия, в числе прочих параметров, зависит от количества участвующих в процессе электронов, следовательно, при изменении концентрации соответствующих носителей заряда температура антиферромагнитного превращения может также изменяться. Именно это явление имело место на опыте — значение точки Нееля падало линейно с повышением концентрации ванадия и обращалось в нуль в точке квантового фазового перехода при концентрации ванадия, равной 0,035. Уменьшался и магнитный момент, приходящийся на атом хрома. В то же время анализ холловского сопротивления привел к выводу, что общее количество носителей в квантовой критической точке возрастало вдвое, скачком увеличивалась и парамагнитная восприимчивость. На наш взгляд, это можно объяснить, если вспомнить, что ниже точки Нееля разные группы электронов принимают различное участие в поведении металла. Делокализованные 3*d*-электроны, участвующие в образовании волн спиновой плотности (вдоль определенных направлений в импульсном пространстве имеется нестинг и, следовательно, энергетическая щель), не вносят существенного вклада в электропроводность. Казалось бы, скачок плотности состояний в точке квантового фазового перехода связан именно с таким «высвобождением» упомянутых групп электронов. Однако экспериментальные данные свидетельствовали о том, что плотность состояний при концентрации ванадия выше критической остается несколько пониженной, что указывает на наличие псевдощели. Эта псевдощель более или менее убедительно связывается с неполным исчезновением антиферромагнитного порядка. Объяснение может быть дано, если предположить существование относительно долговечных антиферромагнитных кластеров. Эта гипотеза прекрасно укладывается в представление о динамическом характере фриделевских виртуальных уровней, высказанное нами ранее [1]. Время жизни упомянутых флуктуаций оказывается, как и в случае подобного же явления в купратах [5], большим по сравнению с временем пробега свободных электронов, что обусловливает дополнительное рассеивание.

Коль скоро речь зашла о примесных эффектах в хроме, то любопытно вспомнить, что еще в конце 50-х годов прошлого века в Харькове, в лаборатории Бориса Георгиевича Лазарева в хроме и в празеодиме при низких температурах было обнаружено явление, ранее наблюдавшееся только в немагнитных металлах. Речь идет о возникновении минимума электросопротивления при допировании металла малыми примесями железа (эффект Кондо). Ранее этот эффект наблюдался только в нормальных (немагнитных) металлах, содержавших малые примеси переходных элементов. Однако как в хроме, так и в празеодиме все основные черты аномалии электросопротивления также имели место. Иными словами, и в этом случае, согласно Фриделю, примесные атомы провоцировали возбуждение виртуальных электронных уровней, что приводило к образованию сильно рассеивающих парамагнитных центров. Как и в случае разбавленных сплавов медь—марганец, эффект подавлялся внешним магнитным полем.

Ранее [1] мы указывали на некоторые случаи наличия псевдощели в сильно коррелированных несверхпроводящих системах. В последнее время появились сообщения о новых наблюдениях псевдощели в твердых телах. В частности, на конференции 2005 г. по свойствам сильно коррелированных систем SCES'05 в Вене были представлены работы, касающиеся изучения скуттерудитов MFe_4Sb_{12} (M — Na, K, Ca, Ba, Yb) [6,7]. В соединениях с натрием и калием наблюдается слабый ферромагнетизм на свободных электронах и связанные с этим нестинг и энергетическая щель. В то же время соединения с двухвалентными элементами, не обладающие магнитным упорядочением, обнаруживают при исследовании электронного спектра псевдощелевое состояние. Еще одна работа, доложенная на той же конференции [8], посвящена свойствам соединения CeSb при низких температурах, высоких давлениях и сильных магнитных полях. Авторы обнаружили в этом соединении два вида антиферромагнитного упорядочения на свободных носителях. На температурных зависимостях электросопротивления имелись аномалии, которые авторы интерпретировали как проявление псевдощели в спектре. На наш взгляд, здесь, возможно, имеется ошибка — упорядочение приводит к появлению реальной щели, подобной всем случаям возникновения волн спиновой или зарядовой плотности. В ряде работ (см., например, [9,10]) используется термин «анизотропная щель» для описания состояния, трактуемого рядом авторов как наличие орбитального магнитного упорядочения выше точки сверхпроводящего перехода. Мы вернемся к этому вопросу несколько позже.

Существует, однако, еще один класс веществ, в которых при определенных температурах наблюдается псевдощель в спектре электронных состояний. Это квазиодномерные проводники, на фазовых диаграммах которых есть область существования волн зарядовой плотности (ВЗП). Одно из таких соединений — $(TaSe_4)_2I$. В работах [11,12] приведены результаты измерений термодинамических и магнитных свойств указанного вещества как выше, так

и ниже температуры перехода в состояние с ВЗП. Анализируя эти результаты, авторы работы [13] в рамках теории эффективного поля получили фазовую диаграмму селенита в широком интервале температур (рис. 1).

На диаграмме, кроме областей нормального металлического состояния и фазы ВЗП, существует обширная область необычной волны зарядовой плотности (НВЗП), а также, что наиболее любопытно, области сосуществования ВЗП и НВЗП. Под НВЗП авторы понимают волну зарядовой плотности, величина щели в спектре которой зависит от волнового вектора. В гамильтониан, используемый авторами, включены члены, содержащие параметр порядка волны зарядовой плотности. В этот параметр, в свою очередь, входит коэффициент $P(\mathbf{k},\mathbf{l})$, представляющий собой линейную комбинацию взаимодействия матричных элементов между ближайшими соседями. С точки зрения решаемой задачи этот коэффициент следует записать в виде

$$P(\mathbf{k},\mathbf{l}) = -P_0 - P_1 \sin(bk_y)\sin(bl_y),$$

где $P_0, P_1 > 0$, b — параметр решетки, а k_y, l_y — компоненты волнового вектора. Заметим, что ничего необычного в появлении такого типа псевдощели, по-видимому, нет. Достаточно вспомнить о том, что в спектрах спиновых волн антиферромагнитных диэлектриков энергетическая щель с зависящей от волнового вектора величиной также имеет место. Авторы утверждают, что переходы между состояниями ВЗП, ВЗП+НВЗП и НВЗП являются фазовыми переходами II рода. Естественно, что именно указанные последними состояния связываются с псевдощелью. Это подтверждается цитированными выше экспериментальными данными. Таким образом, в описываемом случае псевдощель возникает из-за неполного исчезновения обычной щели при переходе из состояния ВЗП в состояние НВЗП. Что же касается вопроса о роде перехода при пересечении фазовых границ, то с логикой авторов можно не согласиться. Прежде всего, само существование фазового перехода в связи с возникновением псевдощелевого состояния подтверждается единственной работой [14], в которой измерялась теплоемкость недодопированных купратов. Если же фазовый переход имеет место, то наблюдающаяся область расслоения, свидетельствующая о сосуществовании фаз ВЗП и НВЗП, заставляет предположить, что здесь мы имеем дело с переходом I рода. Поскольку превращение происходит с весьма малой долей вещества, то скрытая теплота перехода вряд ли может быть зарегистрирована. Не исключено, что происходящее явление следовало бы интерпретировать как фазовый переход I рода, близкий ко II.

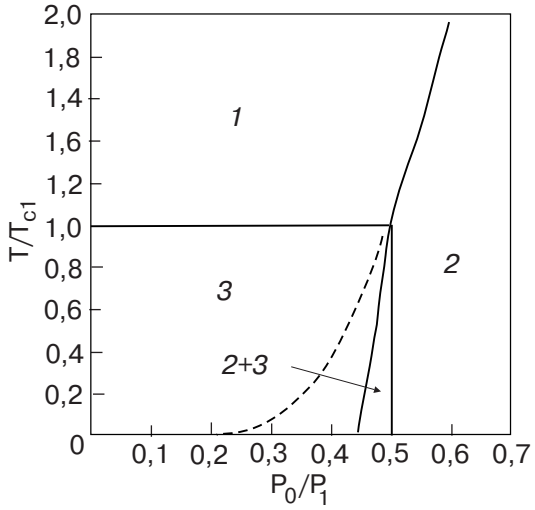

Рис. 1. Расчетная фазовая диаграмма [13]. Область нормального металла (*1*); область ВЗП (*2*); область НВЗП (*3*); область расслоения ВЗП + НВЗП (*2 + 3*); T_{c1} — температура перехода, P/P_1 — отношение концентрационных коэффициентов для ВЗП и НВЗП. Пунктирная линия — расчетное положение границы ВЗП—нормальный металл при отсутствии фазы НВЗП.

Высокотемпературные сверхпроводники

Вернемся, однако, к проблеме псевдощели в сверхпроводящих купратах. Прежде чем обратиться к магнитной природе псевдощели, отметим, что концепция некоррелированных электронных пар (спаренных кластеров) как причины возникновения псевдощели в ВТСП также достаточно широко обсуждается в научной литературе. Наиболее последовательно эту точку зрения отстаивает Сривастава [15]. Утверждается, что в рамках модели спаренных кластеров можно объяснить целый ряд свойств высокотемпературных сверхпроводников, включая всю совокупность псевдощелевых явлений. Теоретические расчеты при этом базируются на тех же измерениях электронных спектров, которые используют авторы, придерживающиеся другой точки зрения. Прямых же доказательств справедливости предложенной модели, насколько нам известно, не существует. В связи с затронутым подходом нельзя не упомянуть еще одну, совершенно новую работу [16]. Авторы подробно излагают свою точку зрения на природу псевдощели в купратах, базирующуюся на представлении о некоррелированных парах, а в конце статьи прямо пишут, что в своем рассмотрении они пренебрегают влиянием антиферромагнитных спиновых флуктуаций.

Однако даже при беглом анализе работ в рамках одной, магнитной концепции природы псевдощели в купратах также можно увидеть разнообразие точек зрения. В предыдущей работе [1] мы вкратце изложили один из подходов, основанный на определен-

ных экспериментальных фактах. Речь шла о том, что в недодопированных купратах выше точки сверхпроводящего перехода в металлической фазе сохраняются флуктуирующие антиферромагнитные кластеры. Эта модель в последние годы успешно развивается в теоретических работах Садовского с соавторами [17,18]. В последней из цитируемых работ авторы обобщили динамическую теорию среднего поля, куда включили в соответствующие уравнения члены, зависящие от корреляционной длины псевдощелевых флуктуаций, выражаемые при помощи дополнительной, зависящей от импульса, собственной энергии. Эта собственная энергия описывает нелокальные динамические корреляции, индуцируемые короткодействующими коллективными флуктуациями типа антиферромагнитных волн спиновой плотности (или же подобных волн зарядовой плотности). Любопытно, что теоретические выводы опираются на результаты исследований фотоэмиссионной спектроскопии с угловым разрешением (ARPES), подобно используемым для обоснования других моделей псевдощели в ВТСП [19]. Заметим вслед за многими авторами, что ARPES играет заметную роль в установлении микроскопических электронных свойств ВТСП. Эта техника позволяет напрямую получить вид обратной решетки твердого тела.

Несколько иной подход не так давно был развит Варма [9] в рамках приближения эффективного поля. Представленная авторами фазовая диаграмма (рис. 2) не содержит, что характерно, кривой «верхней» границы псевдощели — так называемой фазы слабой псевдощели. Основной вывод обширной теоретической работы [9] заключается в том, что спин-спиновые флуктуации, приводящие к псевдощелевым эффектам, образуются не на локализованных моментах, а в зоне проводимости.

Данный подход напоминает рассмотренную выше модель псевдощели в хром-ванадиевых сплавах.

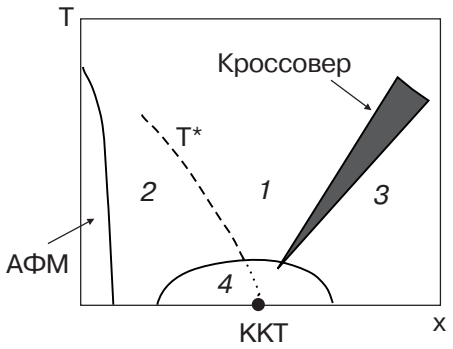

Рис. 2. Фазовая диаграмма системы YBCO согласно [9]. Маргинальная ферми-жидкость (слабая псевдощель) (*1*); область псевдощели (*2*); ферми-жидкость (*3*); область сверхпроводимости (*4*). АФМ — антиферромагнитная фаза, ККТ — квантовая критическая точка.

Автор приводит ссылки на экспериментальные работы, результаты которых подтверждают (во всяком случае, не противоречат) выдвинутой гипотезе. Этот же вывод сделан на основе опытов по дифракции поляризованных нейтронов французскими исследователями [10]. Изучены четыре образца иттриевого купрата с содержанием кислорода ниже оптимального. Во всех случаях выше точки сверхпроводящего перехода вплоть до некоторой граничной температуры обнаружены сверхструктурные рефлексы, интенсивность которых была достаточно мала. Характерно, что при использовании неполяризованного нейтронного пучка никакие особенности в спектрах рассеяния не наблюдались. Слабость сигнала еще раз подчеркивает то обстоятельство, что в рассматриваемых процессах принимает участие лишь некоторая часть электронной подсистемы. Граничную температуру, при которой псевдощелевой эффект исчезал, следует интерпретировать как точку магнитного превращения. Авторы цитируемой работы пришли к выводу, что в псевдощелевой области имеет место своеобразное антиферромагнитное упорядочение орбитальных моментов, что соответствует модели [9]. Однако, на наш взгляд, нейтронные эксперименты не противоречат и модели, развиваемой Садовским с соавторами. Кстати, магнитная концепция псевдощели вполне укладывается в представление высокотемпературной сверхпроводимости, основанное на использовании группы SO(5) [20].

В связи с обсуждаемой проблемой следует упомянуть работу китайских исследователей [21], посвященную магнитному анализу купратов. В этой работе внимание уделено верхней границе так называемой «слабой» псевдощели, выпавшей из рассмотрения в модели [9]. Все рассмотрение ведется в рамках представлений о резонирующей валентной зоне (RVB), предложенной Андерсоном [22]. Это представление, однако, претерпело некоторое видоизменение. Постулируется наличие зон двух типов: b-RVB (бозевская) и f-RVB (фермиевская). Первая ответственна за «сильную» псевдощель, а вторая — за «слабую». В соответствии с этими представлениями между кривой сверхпроводящего перехода $T_c(x)$ и кривой $T^*(x)$ располагается область «сильной» псевдощели, в которой пониженная плотность состояний связывается с существованием некоррелированных куперовских пар (см. рис. 3).

В области же «слабой» псевдощели между кривыми $T^*(x)$ и $T_0(x)$ существует орбитальное магнитоупорядоченное состояние. Разрушение магнитного порядка происходит при еще более высоких температурах, что соответствует измерениям температурной зависимости магнитной восприимчивости.

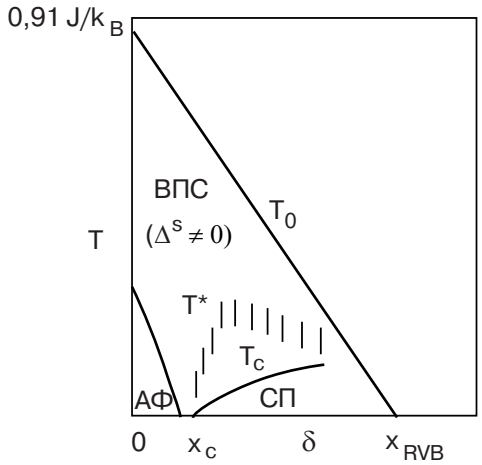

Рис. 3. Фазовая диаграмма системы YBCO [21]. Антиферромагнитная фаза (АФ); область сверхпроводимости (СП); область верхней («слабой») псевдощели (ВПС). T^* — точки перехода из области нижней (сильной) псевдощели в верхнюю область, T_0 — линия перехода в область нормального металла, δ — уровень допирования (содержания кислорода), X_c - точка перехода в СП состояние при $T = 0$, X_{RVB} — концентрация для резонирующей валентной зоны.

Вдоль кривой $T_0(x)$ наблюдается достаточно острый максимум восприимчивости. Несмотря на явный признак фазового перехода, авторы утверждают, что здесь имеет место кроссовер. Восприимчивость выше перехода подчиняется закону Кюри—Вейсса, что, вообще говоря, соответствует парамагнетизму локализованных магнитных моментов.

Вся совокупность приведенных авторами статьи [21] соображений и фактов вызывает определенное недоумение, поскольку содержит в себе внутренние противоречия. Можно, конечно, выстроить следующую цепочку событий. Выше температуры сверхпроводящего перехода в веществе сохраняются некоррелированные пары, регистрируемые как псевдощель. По мере удаления от T_c увеличивающееся количество свободных носителей благодаря обменному взаимодействию образует магнитоупорядоченные состояния (это уже область «слабой» псевдощели). При дальнейшем повышении температуры магнитный порядок разрушается. Наблюдаемая кюри-вейссовская восприимчивость связана с парамагнетизмом ионных остатков, которые при низкой концентрации кислорода участвовали в организации антиферромагнетизма купрата. Вся эта конструкция представляется, в общем-то, искусственной. Во всяком случае никакие серьезные доказательства ее справедливости нам не известны. Более того, эти самые «ионные остатки», согласно данным, приведенным в [1], образуют флуктуирующие антиферромагнитные кластеры в области «сильной» псевдощели.

Мы привели точку зрения авторов работы [21] исключительно для того, чтобы подчеркнуть разнообразие подходов, включая попытки примирить альтернативные точки зрения на генезис псевдощелевых явлений. Речь, в конечном счете, идет о том, какой вид упорядочения — пространства или скоростей [1] — энергетически более предпочтителен. В этой связи следует упомянуть еще одну работу, увидевшую свет совсем недавно [23]. Авторы сконструировали тонкопленочную туннельную структуру, состоявшую из оптимально допированного купрата, с одной стороны, и недодопированного купрата, с другой. Тонкой диэлектрической прослойкой служил празеодимовый купрат. Логика исследования была такова. Если в псевдощелевой области имеются некоррелированные пары, то в соответствующей области температур в изучаемой структуре должен фиксироваться джозефсоновский ток. Опыты, однако, привели к отрицательному результату. Соответствующий сигнал имел место только в очень узкой области температур в непосредственной близости от точки перехода недодопированного купрата в сверхпроводящее состояние.

Вернемся теперь к работе [2]. Подводя итоги более чем пятнадцатилетнего изучения псевдощелевых явлений, авторы формулируют несколько вопросов, ответы на которые, на их взгляд, должны быть даны как теоретиками, так и экспериментаторами. Вкратце, эти вопросы следующие.

1. Главный вопрос: псевдощель — «друг» или «враг» сверхпроводимости? Если «враг», то можно ли избежать ее образования и, тем самым, повысить температуру сверхпроводящего перехода?

2. Существует ли дальний порядок, связанный с T^*? Можно ли определить для псевдощелевой фазы некий параметр порядка (например, типа коррелятора, вводимого для спинового стекла) так, чтобы стало возможным описание этой фазы в рамках модели среднего поля?

3. Псевдощелевая фаза представляет собой спиновую жидкость с топологическими возбуждениями или, в более общем виде, нефермиевскую жидкость?

4. Если кривая $T^*(x)$ на фазовой диаграмме пересекает кривую сверхпроводящего перехода, то отличаются ли сверхпроводящие состояния слева и справа от кривой $T^*(x)$?

5. Зарядовое упорядочение — это вторичное явление или же это главная часть псевдощелевого феномена?

6. Действительно ли недопированный купрат представляет собой моттовский диэлектрик? Состояния, наблюдаемые внутри диэлектрической щели,

влияние беспорядка или же внутреннее (врожденное) свойство системы?

7. Какова роль кристаллической решетки? Нужно ли рассматривать роль фононов и поляронных эффектов?

По мнению авторов, ответы на эти, а также на другие, возникающие в процессе исследований, вопросы должны позволить в будущем получить адекватное описание всего комплекса псевдощелевых явлений в высокотемпературных сверхпроводниках. Это, в свою очередь, откроет путь к построению теории высокотемпературной сверхпроводимости. Возможно, это и так, однако, по нашему мнению, псевдощель в купратах — это лишь частный случай более широкой проблемы возникновения особенностей электронной подсистемы в твердых телах.

Заключение

Рассмотрена лишь небольшая, хотя, на наш взгляд, наиболее значимая часть работ, посвященных различным аспектам псевдощелевых явлений в сильно коррелированных системах. Полный обзор в этой области знания выполнить совсем не просто — ежегодно выходит несколько десятков статей, посвященных псевдощели, главным образом, в купратах. Вне нашего внимания оставлен вопрос о поведении электронных ВТСП (лантановая система). Нам представляется, что здесь нет принципиальных различий со случаем дырочных (иттриевых) сверхпроводников. Главное — мы постарались акцентировать внимание на общности подходов к описанию зарядовых подсистем в сверхпроводниках, магнетиках, системах с волнами зарядовой плотности, структур пониженной размерности. В любом случае явно прослеживается тесная связь с флуктуационным характером аномалий, описываемым в модели Фриделя, рассмотренной в нашей предыдущей работе [1].

Подытоживая рассмотрение, можно сказать, что в науке о ВТСП, в каком-то смысле, повторяется ситуация пятнадцатилетней давности. Тогда на конференции LT-19 в Англии в ключевых обзорных докладах была высказана точка зрения на состояние науки о высокотемпературной сверхпроводимости. Речь шла о том, что в массиве работ можно найти эксперименты, объясняющие любую теоретическую модель, равно как можно найти теорию, объясняющую любые эксперименты. Нечто похожее мы наблюдаем в ситуации с псевдощелью.

В настоящей работе мы не рассматривали другой тип неоднородных состояний в ВТСП. Имеются ввиду так называемые страйпы. Этот раздел науки о высокотемпературных сверхпроводниках нуждается в подробном рассмотрении, однако он выходит за пределы настоящей работы. Библиография в этой области знания весьма обширна. В качестве примера приведем ссылку на одну из последних обзорных работ, посвященных упомянутой проблеме [24]. Что же касается нейтронографических исследований антиферромагнитных корреляций в купратах, то подробное рассмотрение результатов можно найти в обзоре [25].

Настоящей работой автор отдает долг памяти и глубокого уважения Борису Георгиевичу Лазареву, чей вклад в современную физику конденсированного состояния вещества невозможно переоценить.

Работа выполнена в рамках Междисциплинарного интеграционного проекта СОРАН, грант №81.

1. Л.А. Боярский, С.П. Габуда, С.Г. Козлова, *ФНТ* **31**, 405 (2005).
2. M.R. Norman, D. Pines, and C. Kallin, *cond-mat/0507031* (2005).
3. C. Pepin and M.R. Norman, *cond-mat/0309580* (2003).
4. A. Yeh, Soh Yeong-Ah, J. Brooke, G. Aeppli, T.F. Rosenbaum, and S.M. Hayden, *Nature* **410**, 459 (2002).
5. E.B. Amitin, A.G. Blinov, L.A. Boyarsky, V.Ya. Dikovsky, K.R. Zhdanov, M.Yu. Kameneva, O.M. Kochergin, V.N. Naumov, and G.I. Frolova. *Phys. Rev.* **B51**, 15388 (1995).
6. A. Leithe–Jasper, W. Schnelle, H. Rosner, M. Baenitz, H. Borrmann, U. Burkhardt, U. Schwarz, J.A. Mydosh, V. Ksenofontov, and Y. Grin, *Int. Conf. Strongly Correlated Electron Systems*, Vienna (2005); *Abstracts* **We-CS-34** (2005).
7. J. Sichelschmidt, V. Voevodin, S. Kimura, H.J. Im, A. Leithe–Jasper, W. Schnelle, H. Rosner, J.A. Mydosh, Y. Grin, F. Steglich, *Int. Conf. Strongly Correlated Electron Systems*, Vienna (2005); *Abstracts* **We-Cs-35** (2005).
8. S. Kimura, T. Nishi, Y. Mori, T. Takahashi, Y.S. Kwon, H.J. Im, H. Kitazawa, *Int. Conf. Strongly Correlated Electron Systems*, Vienna (2005); *Abstracts.* **Fr-HFC-11** (2005).
9. C.M. Varma, *cond-mat/0507214* (2005).
10. B. Fauque, Y. Sidis, V. Hinkov, S. Pailhes., C.T. Lin, X. Chaud, and P. Burges, *cond-mat/0509210* (2005).
11. D.C. Johnston, M. Maki, and G. Gruner, *Solid State Commun*. **53**, 5 (1985).
12. D.C. Johnson, *Phys. Rev. Lett*. **52**, 2049 (1984).
13. B. Dora and A. Vanyolos, *cond-mat/0511576* (2005); A. Vanyolos, B. Dora, and A. Virosztek, *cond-mat/0512029* (2005).
14. Е.Б. Амитин, А.Г. Блинов, К.Р. Жданов, М.Ю. Каменева, Ю.А. Ковалевская, Л.П. Козеева, И.Е. Пауков, *ФНТ* **28**, 926 (2002).
15. J.K. Srivastava, *cond-mat/0503711*; *0504162; 0504245* (2005).
16. T. Eckl and W. Hanke, *cond-mat/0511541* (2005).
17. М.В. Садовский, *УФН* **171**, 539 (2001).
18. E.Z. Kuchinskii, I.A. Nekrasov, and M.V. Sadovskii, *cond-mat/0510376* (2005).

19. A. Damacscelli, Z. Hussain, and Z.-X. Shen, *Rev. Mod. Phys.* **75**, 473 (2003).
20. S.C. Zhang, *Science* **275**, 1089 (1997); E. Demler and S.C. Zhang, *Nature* **396**, 733 (1998).
21. Gu Zheng-Cheng and Weng Zheng-Yu, *cond-mat/0505608* (2005).
22. P.V. Anderson, *Science* **235**, 1196 (1987).
23. N. Bergeal, J. Lesueur, M. Aprili, G. Faini, J.P. Contour, and B. Leridon, *cond-mat/0601265* (2006).
24. J.M. Tranquada, *J. Phys., France* **131** 67 (2005).
25. J.M. Tranquada, *cond-mat/0512115* (2005).

Pseudogap effects in strong correlated electronic systems

L.A. Boyarsky

The paper reviews preudogap effects in electronic spectra of strong correlated systems. It is suggested that these effects are associated with the idea of Friedel virtual levels.

Keywords: pseudogap, strong correlated systems, cuprates.