

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

Объединенная научная сессия Отделения физических наук Российской академии наук и Объединенного физического общества Российской Федерации

(24 сентября 2003 г.)

24 сентября 2003 г. в конференц-зале Физического института им. П.Н. Лебедева РАН состоялась Объединенная научная сессия Отделения физических наук Российской академии наук и Объединенного физического общества Российской Федерации. На сессии были заслушаны доклады:

1. **Белявский В.И., Копаев Ю.В.** (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва). *Обобщающий взгляд на природу высокотемпературной сверхпроводимости (по материалам M2S-HTSC-VII).*

2. **Звездин А.К., Пятаков А.П.** (Институт общей физики РАН, Москва). *Фазовые переходы и гигантский магнитоэлектрический эффект в мультиферроиках.*

Краткое содержание докладов публикуется ниже.

PACS numbers: 74.20.Mn, 74.72. -h

Обобщающий взгляд на природу высокотемпературной сверхпроводимости (по материалам M2S-HTSC-VII)

В.И. Белявский, Ю.В. Копаев

1. Проблемы физики купратов

Вскоре после открытия высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП) в купратных соединениях Андерсон [1] сформулировал три положения, которые могли бы стать основой для понимания их необычного поведения как в сверхпроводящем (SC), так и в нормальном (N) состояниях: 1) квазидвумерность (2D) кристаллической структуры, главным элементом которой являются слабо связанные друг с другом медно-кислородные (CuO_2) плоскости; 2) возникновение SC-состояния обусловлено допированием CuO_2 -плоскостей, которые в отсутствие допирования представляют собой моттовский диэлектрик; 3) близость SC и диэлектрической фаз в 2D-системе может быть причиной того, что электронные состояния допированного диэлектрика выше температуры SC-перехода T_c радикально отличаются от состояний нормальной ферми-жидкости.

Медно-кислородные плоскости купратного соединения образуют коррелированную 2D электронную

систему, в которой основную роль играет единственная невырожденная электронная зона [2], а преобладающим взаимодействием является кулоновское отталкивание электронов на одном и том же узле. Характерная энергия этого отталкивания (хаббардовская энергия U_0) в купратах по порядку величины сравнима с шириной зоны t_0 , что ограничивает возможности использования простейших приближений сильно или слабо взаимодействующих электронов уже при описании диэлектрической фазы, имеющей место в отсутствие допирования. Принципиальной трудности здесь нет, поскольку антиферромагнитное (AF) диэлектрическое состояние возникает и при слабом взаимодействии, благодаря нестингу контура Ферми (FC), в который вырождается поверхность Ферми 2D-системы [3], и при сильном отталкивании на одном и том же узле из-за ограничения на заполнение узла двумя электронами с противоположными спинами. SC-состояние возникает при конечном допировании, когда дальний AF-порядок уже отсутствует, и диэлектрические корреляции проявляются в ближнем AF-порядке.

Типичная фазовая диаграмма ВТСП купратов [4] показывает, что SC-состояние существует в конечном интервале допирования $x_* < x < x^*$ (x — доля избыточных по отношению к половинному заполнению носителей в CuO_2 -плоскости). В передопированном режиме ($x_{\text{opt}} < x < x^*$, где x_{opt} — уровень допирования, соответствующий максимальной T_c) переход из SC-фазы с необычной симметрией щели в N-состояние происходит, как принято считать, в соответствии с теорией Бардина, Купера и Шриффера (BCS), т.е. свойства несверхпроводящей фазы близки к свойствам нормальной ферми-жидкости. В недодопированном режиме ($x_* < x < x_{\text{opt}}$) существует интервал температур $T_c < T < T^*$, в котором плотность одночастичных возбуждений оказывается сильно подавленной, что интерпретируется как возникновение псевдощели. Здесь T^* — температура возникновения псевдощели, которая возрастает с уменьшением допирования и, по-видимому, совпадает с T_c при $x \approx x_{\text{opt}}$.

При конечном x возможно сосуществование различных фаз, близких по энергии, например, состояния резонирующих валентных связей (RVB), вигнеровские кристаллы частиц и их пар, волны зарядовой плотности

(CDW) на узлах и связях, орбитальный антиферромагнетизм (OAF), сверхпроводящие состояния различной симметрии. Феноменология таких конкурирующих фаз, основанная на весьма общих соображениях симметрии [5, 6], позволяет установить возможную симметрию упорядоченных состояний.

Рассматривая три компоненты AF-параметра порядка как генераторы группы $SO(3)$, а две компоненты SC-параметра порядка (соответствующие куперовскому спариванию с нулевым суммарным импульсом), связанные с его амплитудой и фазой, — как генераторы группы $U(1)$, можно ввести [5] пятимерный вектор суперспина, составленный из этих генераторов. Дополнив прямое произведение $SO(3) \times U(1)$ до минимальной группы $SO(5)$, допускающей взаимное преобразование AF- и SC-параметров порядка при вращениях суперспина, можно прийти к выводу о необходимости введения операторов, соответствующих триплетным парам частиц с большим (AF) суммарным импульсом. В [5] показано, что в рамках моделей сильной связи с отталкиванием такие возбуждения соответствуют антисвязывающим состояниям вне полосы сплошного спектра пар.

Замкнутой алгебре, включающей генераторы, рассмотренные в [5], соответствует симметрия $SU(4)$ [6]. В число ее генераторов, помимо уже перечисленных, входят операторы, соответствующие синглетному спариванию с большим суммарным импульсом, а также операторы, описывающие OAF. Цепочки подгрупп группы $SU(4)$, одна из которых содержит $SO(5)$ и, таким образом, связывает антиферромагнетизм и сверхпроводимость, приводят к большому разнообразию упорядоченных состояний, которые могут оказаться близкими по энергии. Отметим, что каждая из цепочек содержит подгруппу $SU(2)$.

Один из важных критериев выбора адекватной микроскопической модели — необходимость описания псевдощелевого состояния, наблюдаемого в недодопированных ВТСП-купратах. В настоящее время имеются экспериментальные данные, недвусмысленно указывающие на то, что псевдощелевой режим купратов при $T_c < T < T^*$ обусловлен существованием некогерентных SC-пар (так что T^* соответствует разрыву связи в паре, а T_c — возникновению фазовой когерентности в системе пар [7]): 1) симметрия псевдощели совпадает с d-волновой симметрией SC-щели [8]; 2) аномально большой эффект Нернста в псевдощелевом режиме, который может быть связан с движением вихрей [9]; 3) соотношение между действительной и мнимой частями высокочастотной (до 600 ГГц) проводимости в псевдощелевом режиме подобно соотношению для статической проводимости в SC-состоянии [10]; 4) гигантский эффект близости, наблюдаемый в системах, когда прослойка между двумя SC-фазами находится в псевдощелевом состоянии [11].

Из спектров фотоэмиссии с угловым разрешением (ARPES) следует, что наблюдаемый вблизи уровня Ферми при $T < T_c$ ярко выраженный квазичастичный пик в псевдощелевом состоянии отсутствует [12]. Это указывает на то, что одночастичные возбуждения, хорошо определенные при $T < T_c$, сильно затухают при $T > T_c$, из-за чего псевдощелевое состояние не может быть описано в рамках теории ферми-жидкости Ландау. Понимание природы этого состояния является ключом к

пониманию как SC, так и иных необычных свойств ВТСП-купратов [13].

В настоящее время развиваются два подхода к построению теории ВТСП-купратов. В первом рассматривается возникновение SC-фазы из одной из диэлектрических фаз при увеличении допирования. Во втором исследуется проявление диэлектрических корреляций на фоне SC-состояния при уменьшении допирования.

2. Псевдощель. Алгебраическая ферми-жидкость

Псевдощель можно рассматривать как "след" SC-щели при переходе в псевдощелевую N-фазу. С ростом температуры в недодопированном режиме этот след становится все менее заметным, исчезая при температуре $\sim T^*$. Таким образом, переход из псевдощелевого состояния при $T < T^*$ в состояние нормальной ферми-жидкости при $T > T^*$ является не фазовым переходом, а неким кроссовером [14]. При этом требуется установить механизм, который, разрушая фазовую когерентность пар, сохраняет щель в фермионной ветви спектра элементарных возбуждений.

Параметр SC-порядка $\Delta(\mathbf{r}) = \Delta_0 \exp[i\Phi(\mathbf{r})]$ характеризуется амплитудой Δ_0 , определяющей величину щели и зависящей от координат фазой $\Phi(\mathbf{r})$. В когерентном состоянии среднее значение параметра порядка отличается от нуля ($\langle \Delta(\mathbf{r}) \rangle \neq 0$), тогда как в некогерентном псевдощелевом режиме, из-за случайных флуктуаций фазы, очевидно, $\langle \Delta(\mathbf{r}) \rangle = 0$. Согласно сценарию [7] температура T_{ph} , при которой происходит сбой фазы, определяется величиной сверхтекучей жесткости $\rho_s \sim n_s(0)$, где $n_s(0)$ — плотность SC-электронов при $T = 0$. В обычных сверхпроводниках сверхтекучая жесткость велика, так что оказывается $T_{ph} \gg T_c$, и роль флуктуаций фазы незначительна. В таком случае T_c может быть определена в приближении среднего поля в соответствии с теорией BCS. Купратные сверхпроводники, рассматриваемые как допированные моттовские диэлектрики, характеризуются малой сверхтекучей жесткостью (пропорциональной уровню допирования x) и, как это, по видимому, имеет место в недодопированном режиме, $T_{ph} \sim T_c$, т.е. фазовый переход определяется именно той температурой, при которой происходит сбой фазы параметра порядка. Этим может быть качественно объяснен наблюдаемый в купратах так называемый график Уемуры [15], согласно которому $T_c \sim n_s(0)$. Фазовый переход из некогерентного состояния в когерентное при T_c в недодопированных купратах в [7] рассматривается как *бозе-конденсация* уже существующих (возникших при $T \sim T^*$) некогерентных пар.

Малость сверхтекучей жесткости и d-волновой характер SC-щели и псевдощели в 2D электронной системе могут быть положены в основу единой феноменологической схемы, позволяющей с помощью небольшого числа параметров и независимо от деталей микроскопического поведения описывать свойства купратов, которые определяются низкоэнергетическими возбуждениями. В такой схеме, соответствующей концепции *квантового протектора* [16], фазовый переход из SC-состояния в псевдощелевое рассматривается, в отличие от [7], как переход Березинского–Костерлица–Таулеса. Флуктуации фазы параметра порядка, рассматриваемые как классические [17, 18] или квантовые [19], обусловлены элементарными возбуждениями, возникающими при разрыве или ослаблении связи в паре вихрь–антивихрь.

Такой подход позволяет качественно проследить переход от d-волновой SC-щели, нодальные точки которой после SC-перехода преобразуются в протяженные бесщелевые дуги, образующие контур Ферми в псевдощелевом состоянии.

Наиболее последовательная феноменология, учитывающая квантовые и тепловые флуктуации фазы параметра порядка и основанная на предположении о том, что SC-состояние с d-волновой симметрией щели возникает при допировании из сильно коррелированного диэлектрического состояния, развита в работах [20, 21]. Необычная симметрия параметра порядка, имеющего нодальные точки, в которых SC-щель обращается в нуль на контуре Ферми, приводит к низкоэнергетическим фермионным возбуждениям вблизи этих точек. Оценка характеризующего флуктуационные эффекты безразмерного параметра $(\xi_0 k_F)^{-1}$, где ξ_0 — длина когерентности, соответствующая приближению среднего поля, k_F — фермиевский волновой вектор, показывает, что в купратах величина этого параметра превышает 10^{-1} (в отличие от обычных сверхпроводников, где $(\xi_0 k_F)^{-1} \sim 10^{-4} - 10^{-3}$), чем обеспечивается широкая флуктуационная область температур $T_c < T < T^*$, в которой могут существовать расфазированные пары.

Цель "инвертированного" подхода к проблеме сверхпроводимости в купратах, развиваемого в [21], — определение состояния при $T > T_c$, реализуемого за счет некоторой более мягкой (по сравнению с одночастичными возбуждениями, обусловленными разрывом пар) моды. Фундаментальное утверждение теории заключается в том, что важнейшим следствием электронных корреляций на микроскопическом уровне является возникновение происходящей в результате спаривания частиц большой псевдощели с d-волновой симметрией. Подобно тому как в теории нормальной ферми-жидкости квазичастицы Ландау возникают при адиабатическом включении взаимодействия из состояний свободных частиц, в схеме [21] псевдощелевой режим возникает из свободных квазичастиц Боголюбова с d-волновой симметрией. При этом температура открытия псевдощели T^* (пропорциональная амплитуде псевдощели) играет роль наибольшего энергетического масштаба теории подобно энергии Ферми в теории Ландау. Таким образом, благодаря своеобразному *протекторату спаривания* [21] низкоэнергетические возбуждения оказываются достаточно хорошо определенными.

Элементарными фермионными возбуждениями являются боголюбовские квазичастицы, взаимодействующие с коллективными модами, которые проявляются как тепловые и квантовые флуктуации фазы параметра порядка, т.е. как возбужденные пары вихрь – антивихрь. Согласно [20] такое взаимодействие может быть описано двумя U(1) калибровочными полями, одно из которых, массивное как в когерентном, так и в некогерентном состояниях, учитывает доплеровский сдвиг энергий квазичастиц [17, 18, 22], тогда как второе, массивное в когерентном (SC) состоянии, становится безмассовым при переходе в некогерентный (псевдощелевой) режим, соответствующий образованию несвязанных состояний вихрь и антивихрь. Такая мягкая (с нулевой массой) хорошо определенная (со слабым затуханием) коллективная мода на фоне некогерентных пар частиц играет роль квантового протектората, какую в теории BCS играют слабо затухающие одночастичные состояния ферми-

жидкости. Малость сверхтекучей жесткости при слабом допировании объясняется малой величиной энергии связи вихрь – антивихрь.

Оказывается [21], что благодаря наличию нулей d-волнового параметра порядка соответствующая теория формально эквивалентна анизотропной $(2 + 1)$ -мерной квантовой электродинамике (QED_{2+1}). Согласно этой теории поведение фермионных возбуждений существенно отличается от ферми-жидкостного. Возникающая таким образом так называемая "алгебраическая" ферми-жидкость (AFL) заменяет обычную ферми-жидкость как основу теории псевдощелевого состояния. По своим свойствам AFL гораздо ближе к жидкости Латинджера, чем к ферми-жидкости: квазичастичные возбуждения имеют большое затухание, тогда как, напротив, хорошо определенными оказываются коллективные моды.

Аналитические результаты, получаемые в рамках QED_{2+1} , представляются в виде формального разложения по степеням величины $1/N$, где N — число пар нодальных точек. Так, для купратного соединения с одной CuO_2 -плоскостью в элементарной ячейке, в [21] принимается $N = 2$ в соответствии с предполагаемой d-волновой симметрией щели. Для соединений с большим числом слоев на элементарную ячейку принимается [21] $N = 4$ (две CuO_2 -плоскости) или $N = 6$ (три CuO_2 -плоскости). Оценка главного (пропорционального $1/N$) члена в разложении по степеням $1/N$ тем лучше, чем больше N .

Как отмечено в [21], при $N < N_c$, где $N_c = 32/\pi^2$, спонтанно возникает щель в спектре фермионных возбуждений при $T = 0$ из-за нарушения киральной симметрии в QED_{2+1} , что в согласии с фазовой диаграммой купратов означает фазовый переход в AF-состояние из состояния AFL. Образование щели приводит к AF-состоянию, которое можно рассматривать как предвестник моттовского AF-состояния при половинном заполнении. При $N > N_c$ несверхпроводящее состояние сохраняет киральную симметрию даже при $T \rightarrow 0$, и AF-упорядочение может возникать из этого состояния только в результате уменьшения допирования. Такой вывод, как отмечается в [21], в принципе, не противоречит выводам ряда теорий, в которых псевдощелевое поведение связывается с конкуренцией упорядоченных состояний, возникающих в канале спаривания частица – дырка. В частности, в качестве такого упорядочения, нарушающего киральную симметрию, можно рассматривать [23] OAF с d-волновой симметрией щели и связанную с ним волну d-плотности (DDW).

В феноменологии QED_{2+1} не обсуждается вопрос о микроскопическом механизме появления состояния типа BCS с d-волновым спариванием, как не учитывается и влияние кулоновского взаимодействия, приводящего к диэлектризации системы при половинном заполнении и возникновению состояния, отличающегося от BCS (возможно, при сохранении d-симметрии). Поэтому выводы теории [21] остаются в силе и при учете кулоновского взаимодействия, роль которого обсуждается ниже.

3. Резонирующие валентные связи.

Разделение зарядовой и спиновой степеней свободы

Любой микроскопический подход к проблеме сверхпроводимости купратов как к задаче многих сильно взаимодействующих частиц, не допускающей решения методами теории возмущений, так или иначе связан с необ-

ходимостью угадать, как и в теории BCS, волновую функцию основного состояния, наилучшим образом описывающую все существенные свойства системы.

Функция, предложенная Андерсоном [1] и соответствующая *резонирующим валентным связям* (RVB), представляется линейной комбинацией конфигураций, состоящих из синглетных связей (пар электронов с противоположными спинами, локализованных на атомах меди в CuO_2 -плоскости) и вакансий (дырок, введенных при допировании) при условии абсолютного запрета на двукратное заполнение электронами с противоположными спинами одного и того же узла. Связи рассматриваются как уже сформированные электронные пары, поэтому соответствующая им волновая функция могла бы быть записана в обычной форме BCS (в предположении о d-волновой симметрии щели):

$$|\text{BCS}\rangle = \prod_k (u_k + v_k \hat{c}_{k\uparrow}^\dagger \hat{c}_{-k\downarrow}) |\text{vac}\rangle, \quad (1)$$

где $|\text{vac}\rangle$ — вакуумное состояние, u_k и v_k — амплитуды преобразования Боголюбова, $\hat{c}_{k\uparrow}^\dagger (\hat{c}_{-k\downarrow})$ — операторы рождения (уничтожения) электронов с импульсами $\pm k$ и спинами $\sigma = \uparrow, \downarrow$, соответственно. Запрет на двукратное заполнение одного и того же узла может быть учтен при помощи гуцвиллеровского оператора проектирования [24]

$$\hat{P} = \prod_i (1 - \hat{n}_{i\uparrow} \hat{n}_{i\downarrow}), \quad (2)$$

где $\hat{n}_{i\sigma}$ — оператор числа заполнения узла i электроном со спином σ . Таким образом, андерсоновская RVB волновая функция записывается как

$$|\text{RVB}\rangle = \hat{P} |\text{BCS}\rangle. \quad (3)$$

Такая волновая функция рассматривается как пробная с параметром порядка Δ в $|\text{BCS}\rangle$, являющимся вариационным параметром и интерпретируемым как величина псевдощели. При уменьшении допирования Δ возрастает, что качественно согласуется с наблюдаемой зависимостью $T^*(x)$. Сверхтекучая жесткость оказывается пропорциональной допированию x , а не полной концентрации электронов $1 - x$. Таким образом, гуцвиллеровское проектирование естественным образом соответствует диэлектризации системы при $x \rightarrow 0$.

Последствия выбора волновой функции вида (3) исследованы численными методами в рамках модели Хаббарда многими авторами (например, [25, 26]). Обнаружено, что теория, основанная на предположении о RVB, позволяет предсказать весьма разнообразное поведение системы в зависимости от величины отношения хаббардовской энергии к ширине энергетической зоны U_0/t_0 , которое является параметром теории. Некоторые из выводов, вытекающих из модели RVB (в особенности, касающиеся магнитных свойств купратов), качественно согласуются с имеющимися экспериментальными данными.

При подходе к описанию диэлектрического (моттовского) состояния при половинном заполнении широко используется t - J -модель, в которой интегралы перескока электронов между соседними узлами подавляются по сравнению с исходными (t_0), благодаря запрету заполнения одного узла двумя электронами с противоположными спинами, и оказываются пропорциональными уровню допирования x . Обменное взаимодей-

ствие между электронами на соседних узлах пропорционально t^2/U_0 . Такой подход к теоретическому исследованию купратов в настоящее время весьма распространен, хотя, как отметил Лафлин [27], результаты, полученные разными авторами в рамках модели Хаббарда или t - J -модели, оказываются весьма чувствительными к деталям вычислений, вследствие чего нередко трудно согласуются друг с другом. Убедительные свидетельства возможности SC-состояния в рамках 2D-модели Хаббарда, по-видимому, отсутствуют [27].

Более последовательным является лежащий в основе модели RVB подход [1], связанный с предположением (строго обоснованным лишь для одномерной электронной системы) о возможности разделения зарядовых и спиновых степеней свободы. Причина такого разделения состоит в сильном электрон-электронном взаимодействии, исключив которое можно определить новые квазичастицы — бесспиновый *холон*, переносящий заряд дырки, и незаряженный *спинон*, переносящий спин $\sigma = \pm 1/2$. Холоны и спиноны можно рассматривать как слабо взаимодействующие квазичастицы и использовать для их описания приближение среднего поля.

Простейшая форма разделения $\hat{c}_{n\sigma}^\dagger = \hat{f}_{n\sigma}^\dagger \hat{b}_n$ [28], соответствующая U(1)-симметрии ($\hat{c}_{n\sigma}^\dagger$ — оператор рождения частицы со спином σ на узле n , $\hat{f}_{n\sigma}^\dagger$ — оператор рождения спинона с нулевым зарядом и спином σ на узле n , $\hat{b}_n$ — оператор уничтожения холона с нулевым спином на узле n), приводит к ряду трудностей, для преодоления которых предложено основанное на SU(2)-симметрии преобразование, вводящее вместо $\hat{f}_{n\sigma}^\dagger$ дублет фермиевских операторов [29]. Поскольку при неполновинном заполнении SU(2)-симметрия нарушается, для ее восстановления при $x \neq 0$ бозонный синглет $\hat{b}_n$ был заменен дублетом бозевских операторов $\hat{b}_{n1}, \hat{b}_{n2}$ [30, 31]. Разнообразие фазовых переходов описывается имеющими различную симметрию наборами аномальных средних, определенных на операторах $\hat{f}$ и $\hat{b}$ и нарушающих SU(2)-симметрию. Выход за рамки приближения среднего поля, соответствующий проектированию на SU(2)-подпространство найденных таким образом волновых функций различных упорядоченных состояний, восстанавливает SU(2)-симметрию и может соответствовать сильно развитым флуктуациям таких упорядоченных состояний.

Вещества с большими значениями U_0 , очевидно, при всех условиях являются диэлектриками и никаких признаков сверхпроводимости не обнаруживают. В купратных соединениях U_0 имеет умеренную величину, поэтому полное исключение возможности заполнения узла двумя электронами с противоположными спинами, реализуемое гуцвиллеровским оператором проектирования, представляется излишне жестким. В [26] предложена пробная волновая функция вида

$$|\text{PRT}\rangle = e^{i\hat{S}} |\text{RVB}\rangle, \quad (4)$$

где оператор $e^{i\hat{S}}$ частично восстанавливает возможность заполнения узла двумя электронами. По-прежнему вариационный параметр Δ в $|\text{BCS}\rangle$ играет роль псевдощели, а вычисленный в [26] параметр недиагонального дальнего порядка (ODLRO) и, следовательно, T_c обращаются в нуль при $x = 0$ и имеют максимум при некотором оптимальном допировании. Скачок функции распределения при импульсе Ферми в направлениях нулей SC-щели стремится к нулю при $x \rightarrow 0$, что соответ-

ствует диэлектризации системы и малой сверхтекучей жесткости, $\rho_s \sim x$. Согласно экспериментальным данным ρ_s и T_c в сильно недодопированном режиме пропорциональны $x - x_*$, а из фазовой диаграммы купратов видно, что их областью определения является интервал допирования $x_* < x < x^*$.

Отметим также, что, по-видимому, нет принципиальных трудностей для обобщения феноменологии QED₂₊₁, основанной на функции |BCS⟩ с d-волновой симметрией щели, на соответствующие функции |RVB⟩ или |PRT⟩.

4. Гамильтониан Лафлина

Экспериментальные данные, в целом, согласуются с представлениями о том, что при повышении температуры сверхпроводимость "сохраняется" при $T > T_c$ в псевдощелевом состоянии недодопированных купратов, а также сосуществует с антиферромагнетизмом [27]. Крайне слабое проявление свойств SC-состояния, над которым в псевдощелевом режиме доминирует диэлектрическое состояние, приводит к тому, что при SC-переходе электронная система обладает малой сверхтекучей жесткостью и проявляет сильные флуктуационные эффекты. Такая "затаенная" глубоко внутри диэлектрического состояния сверхпроводимость получила [27] трудно переводимое на русский язык название *gossamer superconductivity*.

Допуская возможность заполнения узла двумя электронами с противоположными спинами (которая полностью исключается лишь в пределе очень больших U_0), Лафлин [27] предложил волновую функцию, описывающую *gossamer superconductor* (GS), в виде

$$|\text{GS}\rangle = \hat{P}(\alpha)|\text{BCS}\rangle, \quad (5)$$

где $0 \leq \alpha_0 \leq 1$ — мера того, насколько эффективно оператор

$$\hat{P}(\alpha) = \prod_j z_0^{(\hat{n}_{j\uparrow} + \hat{n}_{j\downarrow})/2} (1 - \alpha_0 \hat{n}_{j\uparrow} \hat{n}_{j\downarrow}) \quad (6)$$

препятствует двукратному заполнению узла. В реальном материале α_0 определяется кулоновским отталкиванием U_0 . Оператор $\hat{P}(\alpha)$, называемый оператором частичного проектирования, на самом деле проекционным оператором не является и, в отличие от гудвиллеровского оператора $\hat{P}$, имеет обратный оператор $\hat{P}^{-1}(\alpha)$. Параметр z_0 в (6) введен для того, чтобы сохранять полное число частиц $1 - x$ неизменным при варьировании параметра α_0 . Параметр $\alpha = 1 - (1 - \alpha_0)^2$, так что при $\alpha = 0$ функция (5) совпадает с |BCS⟩, а при $\alpha = 1$ — с |RVB⟩, поскольку $\hat{P}(1) \equiv \hat{P}$.

Преобразовав боголюбовские операторы квазичастиц $\hat{b}_{k\sigma}$ с помощью оператора частичного проектирования (6), т.е. введя новые операторы

$$\hat{B}_{k\sigma} = \hat{P}(\alpha) \hat{b}_{k\sigma} \hat{P}^{-1}(\alpha), \quad (7)$$

можно получить гамильтониан системы в виде

$$\hat{H} = \sum_{k\sigma} E_k \hat{B}_{k\sigma}^\dagger \hat{B}_{k\sigma}, \quad (8)$$

где энергия квазичастицы $E_k = (\xi_k^2 + \Delta_k^2)^{1/2}$, ξ_k — отсчитанная от химического потенциала кинетическая энергия электрона, $\Delta_k = \Delta_0(\cos k_x a - \cos k_y a)$ есть d-волновая щель. По определению

$$\hat{B}_{k\sigma} |\text{GS}\rangle = 0, \quad (9)$$

т.е. |GS⟩ — точная собственная функция гамильтониана (8). Поскольку последний является неотрицательным оператором, |GS⟩ оказывается точным основным состоянием с энергией, равной нулю.

Так как преобразование (7) не каноническое, оно не сохраняет антикоммутиационные соотношения между фермиевскими операторами $\hat{b}_{k\sigma}^\dagger, \hat{b}_{k\sigma}$ при переходе к новым операторам $\hat{B}_{k\sigma}^\dagger, \hat{B}_{k\sigma}$. Поэтому последние нельзя рассматривать как операторы рождения и уничтожения новых фермиевских квазичастиц. Физическое содержание этого результата связывается со взаимодействием квазичастиц, для определения которых вводятся вариационные функции

$$|k\sigma\rangle = \hat{P}(\alpha) \hat{b}_{k\sigma}^\dagger |\text{BCS}\rangle, \quad (10)$$

позволяющие найти энергию квазичастицы. Оказывается [27], что частичное проектирование практически не изменяет закон дисперсии квазичастиц.

При непрерывном адиабатическом переходе $\alpha_0 \rightarrow 0$ основное состояние |GS⟩ непрерывно переходит в основное состояние |BCS⟩. Основные состояния и низкоэнергетические возбуждения GS и BCS сверхпроводников находятся во взаимно однозначном соответствии, поэтому GS описывает то же самое состояние вещества, что и BCS [32].

Частичный запрет на двукратное заполнение узла приводит к присущей псевдощелевому состоянию перенормировке BCS-факторов когерентности и подавлению интенсивности фотоэмиссии и сверхтекучей жесткости: при изменении α_0 от 0 до 1 жесткость ρ_s уменьшается от 1 до $2|x|/(1+|x|)$, обращаясь в нуль при $x = 0$. Уменьшая ρ_s , "частичное проектирование" одновременно ведет к усилению AF диэлектрических корреляций.

Гамильтониан (8) содержит хаббардовский член U , возникающий в результате "частичного проектирования" (5). По мере приближения к половинному заполнению U неограниченно возрастает. Однако при этом неограниченно возрастает и перенормированная кинетическая энергия ($t_0 \rightarrow t$), причем таким образом, что имеющий физический смысл безразмерный параметр сохраняет конечное значение $U/t \sim 1$. В этом смысле гамильтониан (8) приводит к разумному описанию AF-корреляций и диэлектризации при половинном заполнении [33]. Ответственная за сверхпроводимость часть гамильтониана (8) также перенормируется, вследствие чего при $x \rightarrow 0$ амплитуда SC-параметра порядка возрастает при одновременном уменьшении, как уже отмечалось, сверхтекучей жесткости. Вблизи половинного заполнения и при достаточно сильном "частичном проектировании" гамильтониан (8) соответствует гамильтониану Хаббарда, дополненному взаимодействием, приводящим к d-волновому спариванию [32].

Основное состояние GS имеет много общего с |RVB⟩ как основным состоянием допированного моттовского диэлектрика. Однако в схеме GS химический потенциал оказывается расположенным приблизительно посередине между краями нижней и верхней хаббардовских зон (что и обнаружено экспериментально), в отличие от схемы RVB, в которой имеет место сдвиг химического потенциала к краю нижней зоны в результате допирования [34].

В [34] рассмотрен "эффективный" гамильтониан Хаббарда, дополненный (естественным образом возникающим в $t - J$ -модели) членом, описывающим AF спин-

спиновое взаимодействие, и найдены (в зависимости от вероятности $d \equiv \langle \hat{n}_i \hat{n}_{i+1} \rangle$ двукратного заполнения узла) факторы перенормировки g_t и g_s для компонент параметра порядка, соответствующих зарядовым и спиновым степеням свободы. Оказывается, что вблизи половинного заполнения и при $d \ll 1$ $g_t \sim 8d$, а $g_s \approx 4$. Необходимо заметить [34], что в схеме RVB $g_t \sim 2x$.

Смысл введенного в (7) вариационного параметра α_0 и соответствующих перенормировок отчасти проясняет рассмотрение [35] d-волновой сверхпроводимости в присутствии DDW. Пусть $\Delta_1(k) = \Delta_1 f(k)$ и $\Delta_2(k) = \Delta_2 g(k)$ — SC- и DDW-параметры порядка соответственно, где Δ_1 и Δ_2 — амплитуды, а функции $f(k)$ и $g(k)$ определяют угловые зависимости параметров порядка. Тогда, если эти зависимости совпадают, т.е. $f(k) = g(k) = \cos 2\varphi$ (что, скорее всего, может иметь место в купратах), сверхпроводящая жесткость имеет вид [35]

$$\rho_s = \frac{\Delta_1^2}{\Delta_1^2 + \Delta_2^2}, \quad (11)$$

соответствующий существенному подавлению ρ_s при малых x , когда доминирующими являются AF-корреляции, и $\Delta_1 \ll \Delta_2$. Отметим, что для случая $f(k) = \cos 2\varphi$, $g(k) = \sin 2\varphi$ в [35] найдено, что $\rho_s = \Delta_1 / (\Delta_1 + \Delta_2)$.

5. Скрытый порядок и токовые циркуляции

В [23] предполагается, что наблюдаемая в купратах псевдощель является истинной щелью в спектре одночастичных возбуждений с импульсами $(\pi, 0)$, проявляющейся в результате возникновения некоторого упорядоченного состояния, связанного с OAF (DDW-упорядочение, приводящее к шахматному порядку в распределении знака циркуляций орбитальных токов в элементарных ячейках — staggered flux state [36]). Упорядоченные токовые состояния исследовались ранее как в рамках зонной теории с нестингом поверхности Ферми (тороидное магнитное упорядочение) [37], так и в модели Хаббарда [38, 39]. Упорядочение, связанное с OAF, сложно наблюдать экспериментально, поэтому в [23] предполагаемое упорядочение, конкурирующее со сверхпроводимостью, названо "скрытым" (hidden order). Имеются указания на то, что подобный "скрытый" порядок действительно наблюдается в недодопированных купратах [40].

На основе такой модели удастся объяснить многие свойства купратов, например совпадение симметрии псевдощели (DDW-щель Δ_2) с симметрией d-волновой SC-щели [23]. Одно из возражений к модели псевдощелевого состояния [23] обусловлено отсутствием при $T = T^*$ присущих фазовому переходу второго рода термодинамических особенностей, например в теплоемкости.

В [41] показано, что фазовый переход из диэлектрического DDW-состояния происходит не за счет разрыва электронно-дырочных пар, а за счет флуктуаций, переводящих токовые контуры d-симметрии в контуры p-симметрии, что соответствует ограничению $\text{div } \mathbf{j} = 0$ на флуктуирующие токи $\mathbf{j}$, эквивалентному запрету заполнения одного узла двумя электронами в модели Хаббарда. Флуктуации с изменением симметрии $d \rightarrow p$ аналогичны возникновению пары вихрь – антивихрь в феноменологии QED₂₊₁. В [41] показано, что такой фазовый переход является переходом бесконечного рода, не приводящим к особенностям в поведении теплоемкости.

DDW-упорядочение приводит к расщеплению зоны Бриллюэна на две магнитные подзоны, в результате чего при малом допировании FC должен состоять из отдельных дырочных карманов. Однако ARPES показывает [42], что в купратах с дырочным допированием FC проявляется в виде дуг, а не карманов. Согласно [43] спектральная плотность, относящаяся к первой магнитной подзоне Бриллюэна, существенно превышает вклад второй магнитной подзоны. Различие в интенсивности и структуре спектров ARPES для сверхпроводящего и псевдощелевого состояния в [43] объясняется различием в характере факторов когерентности этих состояний и тем, что d-волновая SC-щель имеет только точки нулей, в отличие от линии нулей DDW-параметра порядка в псевдощелевом состоянии (предполагается, что затухание антинодальных квазичастиц, являющихся возбуждениями с относительно высокой энергией, обусловлено рождением электронно-дырочных пар вдоль дуг FC в DDW-состоянии).

В рамках обобщенной t – J -модели, сохраняющей SU(2)-симметрию даже вне половинного заполнения [30], псевдощелевое состояние описывается как флуктуации между d-волновыми SC- и OAF-(staggered flux phase)-состояниями. В этой модели исследованы [44] токовые корреляции в состоянии |RVB> с d-волновой симметрией параметра порядка. Оказалось, что в этом случае существуют медленно спадающие с расстоянием корреляции токов, имеющих противоположные знаки циркуляции в соседних элементарных ячейках [44, 45]. Это наводит на мысль, что в области псевдощели $T_c < T < T^*$ именно эти корреляции и проявляются как разорванные вихри и антивихри, которые и представляют собой токовые циркуляции противоположного знака. В соответствии со схемой QED₂₊₁ их возникновение является причиной нарушения фазовой когерентности. Таким образом может быть описана эволюция диэлектрического AF-состояния в SC-состояние при увеличении допирования.

В [44] предполагается, что состояние волны d-плотности проявляется в виде развитых флуктуаций, получающихся из упорядоченного состояния |DDW> при его проектировании $\hat{P}_{\text{SU}(2)}$ на подпространство группы SU(2), допускающее на каждом узле одно из трех состояний: 1) один из двух фермионов дублета $\hat{f}_\uparrow, \hat{f}_\downarrow$; 2) бозон $\hat{b}_1$ в отсутствие фермионов; 3) бозон $\hat{b}_2$ вместе с обоими фермионами $\hat{f}_\uparrow, \hat{f}_\downarrow$. В результате проектирования восстанавливаются нарушенные состоянием DDW трансляционная и временная симметрии. Псевдощелевое состояние возникает при бозе-конденсации бозонов $\hat{b}_1$ и $\hat{b}_2$ в минимумы $(0, 0)$ и (π, π) соответствующих им зон.

В [44] показано, что между бозонами $\hat{b}_1$ и $\hat{b}_2$ существует притяжение, обеспечивающее образование пары с большим суммарным импульсом (π, π) . Каждой компоненте $\hat{b}_1$ и $\hat{b}_2$ этой пары может быть поставлен в соответствие вихрь или антивихрь. Полученное таким образом состояние эквивалентно состоянию |RVB>: $\hat{P}_{\text{SU}(2)}|\text{DDW}\rangle \equiv |\text{RVB}\rangle$. Таким образом, подход со стороны малых x позволяет более глубоко понять структуру как SC, так и псевдощелевого состояний. Качественно выводы, сделанные в [44], сохраняются при замене |RVB> на |PRT> или на |GS>. Отметим также, что при этом схема QED₂₊₁, основанная на состоянии |BCS>, может быть реализована на любом из указанных состояний.

6. Спаривание с большим суммарным импульсом при кулоновском отталкивании

Многие результаты относительно свойств ВТСП-купратов, полученные в рамках моделей с сильным электрон-электронным взаимодействием, когда $U_0/t_0 \gg 1$, получены и при зонном подходе, оправданном при $U_0/t_0 \ll 1$. Поскольку в купратах, скорее всего, $U_0/t_0 \sim 1$, то оба подхода к описанию диэлектрических и SC-свойств этих соединений могут рассматриваться как взгляд на них с двух разных сторон.

Имеются основания считать, что в таких 2D-системах, как купратные соединения, помимо обычного куперовского канала SC-спаривания частиц с нулевым суммарным импульсом пары, важную роль может играть канал SC-спаривания с большим суммарным импульсом [5, 6, 44, 46, 47]. Такое спаривание [48] в значительной степени отличается от обычного куперовского, прежде всего, из-за *кинематического* ограничения [49] на область определения импульса относительного движения пары $\mathbf{k}$, сильно зависящей от величины и направления импульса пары $\mathbf{K}$ и формы FC. При спаривании с нулевым импульсом какие-либо кинематические ограничения отсутствуют, поскольку $\mathbf{k}$ совпадает с импульсом частицы, входящей в состав пары, и в модели BCS область определения $\mathbf{k}$ ограничивается *динамически* той полосой импульсного пространства, в которой отлично от нуля взаимодействие, приводящее к спариванию.

Кинематическое ограничение в общем случае приводит к тому, что энергия возбуждения пары обращается в нуль не на линии, а всего в двух точках области определения $\mathbf{k}$. Кроме того, в этих точках плотность состояний относительного движения обращается в нуль, в результате чего логарифмическая особенность в уравнении самосогласования устраняется, и SC-спаривание оказывается невозможным при сколь угодно малых значениях константы связи. Однако при особой форме FC, совместимой с теми фактами, что в купратах FC располагается в протяженной окрестности седловой точки электронного закона дисперсии [50] и возможно образование страйповой структуры [13], для некоторых выделенных $\mathbf{K}$ область определения импульса относительного движения может включать не отдельные точки, а конечные участки FC, на которых энергия возбуждения пары обращается в нуль. Такое свойство (*зеркальный нестинг*) FC обеспечивает SC-спаривание уже при сколь угодно малой константе связи (при достаточно высокой "добротности" зеркального нестинга [51]).

Внутренняя структура пары с большим $\mathbf{K}$ определяется взаимодействием в относительном движении частиц, составляющих пару, а ее волновая функция представляется линейной комбинацией, учитывающей все кристаллографически эквивалентные $\mathbf{K}$. Коэффициенты в этой комбинации (следовательно, и симметрия возникающего состояния) определяются взаимодействием между частицами, входящими в состав пар с разными (но эквивалентными) $\mathbf{K}$. Основное состояние системы строится так же, как и в теории BCS, из волновых функций пар, т.е. может быть обозначено $|\text{BCS}\rangle$. Формально запрет на заполнение узла двумя электронами, естественно, не учитывается.

Относительно взаимодействия, приводящего к сверхпроводимости ВТСП-купратов, существуют разные точки зрения, принимающие во внимание как обычный

для теории BCS электрон-фононный механизм [52, 53], так и механизмы, связанные с прямыми электронными корреляциями, рассматриваемыми в рамках модели Хаббарда и родственных ей моделей, обсуждавшихся выше. В [48, 54] на основе зонной схемы рассмотрено SC-спаривание с большим суммарным импульсом, возникающее при кулоновском отталкивании электронов. В этом случае простая замена матричного элемента взаимодействия $U(\mathbf{x})$, зависящего от передачи импульса $\mathbf{x} = \mathbf{k} - \mathbf{k}'$ при рассеянии, единственной константой $U(\mathbf{x}) \rightarrow U(0) > 0$ может привести, очевидно, лишь к тривиальному решению уравнения самосогласования (такая замена оказывается достаточной в модели BCS с притяжением, когда $U(0) < 0$). Поэтому, учитывая, что кинематически разрешенная (для импульсов относительного движения пары с большим $\mathbf{K}$) область имеет ограниченные размеры, матричный элемент в пределах этой области можно приближенно представить как

$$U(\mathbf{x}) = U_0 r_0^2 \left(1 - \frac{\mathbf{x}^2 r_0^2}{2} \right), \quad (12)$$

где r_0 имеет смысл эффективного радиуса экранирования кулоновского взаимодействия, а U_0 , как это видно в узельном представлении, совпадает с хаббардовской энергией на одном узле. Следует отметить, что второе слагаемое в (12) можно интерпретировать как некое эффективное притяжение, которое, как указано в [32], следует добавить к хаббардовскому отталкиванию, чтобы получить SC-решение. Отметим, что для получения SC-решения модель Хаббарда, допускающая спаривание с импульсами 0 и π [46], должна быть дополнена взаимодействием, соответствующим обмену парами на соседних узлах (модель Пенсона – Колба – Хаббарда [47]).

Выражение (12), рассматриваемое как вырожденное ядро линейного интегрального оператора, имеет четыре собственных функции (две четные и две нечетные) [54], и SC-решение уравнения самосогласования с ядром (12) определяется только двумя четными собственными функциями, одной из которых соответствует положительное собственное значение, а другой — отрицательное. Наличие хотя бы одного отрицательного собственного значения ядра $U(\mathbf{x})$ является необходимым условием возникновения SC-решения. Экранированный кулоновский потенциал в ферми-системе таким свойством, очевидно, обладает, поэтому для описания SC-состояния, в принципе, нет необходимости рассматривать иное (как, например, электрон-фононное в модели BCS) взаимодействие между электронами, обусловленное каким-либо бозонным полем.

Задача Купера о двух притягивающихся частицах с учетом ферми-заполнения, помимо связанного состояния, формально допускает еще одно решение, принадлежащее сплошному спектру относительного движения пары с нулевым суммарным импульсом и характеризующееся сильным затуханием. Аналогичная задача о паре частиц с большим суммарным импульсом, отталкивающихся в соответствии с (12), также приводит к связанному состоянию, помимо которого оказывается возможным возникновение слабо затухающего квазистационарного состояния (QSS) вблизи края полосы сплошного спектра относительного движения пары [55]. Такие QSS соответствуют особым элементарным возбуждениям, формируемым парами одночастичных состояний, и проявляются как резкое увеличение плотности состояний в

узком (порядка затухания QSS) интервале энергии. QSS формируются, вообще говоря, всеми одночастичными состояниями из области определения импульса относительного движения пары. Таким образом, возникновению QSS соответствует подавление плотности одночастичных состояний во всем диапазоне изменения энергии относительного движения. В этом смысле появление псевдощели в спектре одночастичных возбуждений в ограниченном диапазоне температуры $T_c < T < T^*$, причем T^* возрастает с уменьшением допирования [55], может быть непосредственно связано с возникновением QSS. Подчеркнем, что и QSS, и стационарное состояние пары возникают как решения *одного и того же* уравнения для волновой функции относительного движения пары.

Можно усмотреть аналогию между QSS и возбуждениями, приводящими к сбою фазы в феноменологии QED_{2+1} (разорванные пары вихрь–антивихрь), как и возбуждениями в виде флуктуаций орбитальных токов, циркулирующих в противоположных направлениях [41, 44].

Волновая функция относительного движения пары (как связанного состояния, так и QSS) с большим импульсом при отталкивании вида (12) является знакопеременной в области определения импульса относительного движения, меняющей знак на некоторой линии, дважды пересекающей FC в пределах этой области. Таким же свойством обладает и SC-параметр порядка, у которого, следовательно, имеется столько пар нодальных точек N , сколько кристаллографически эквивалентных $\mathbf{K}$ входит в состояние |BCS>. Так, при тетрагональной симметрии CuO_2 -плоскости, $N = 4$, что превышает критическое значение $N_c \approx 3$ в схеме QED_{2+1} и, таким образом, оправдывает применимость этой схемы при описании псевдощелевого состояния даже в случае купратов с одной медно-кислородной плоскостью в элементарной ячейке. Отметим, что анализ экспериментальных данных [56] показывает, что SC-щель (как и псевдощель) в купратах может иметь симметрию, отличающуюся от d-волновой. SC-параметр порядка и QSS, исследованные в [48, 54, 55], имеют восемь нодальных точек (пары которых, соответствующие одному и тому же $\mathbf{K}$, располагаются близко друг к другу) и могут быть отнесены к $s + g$ -симметрии [56].

Указания на то, что SC-щель существенно зависит от импульса относительного движения пары, вытекают из анализа туннельных вольт-амперных характеристик ВТСП-купратов [57], в котором предполагается, что асимметрия SC-щели может быть описана простой линейной зависимостью от энергии возбуждения пары. Зависимость SC-щели от $\mathbf{k}$ существенно влияет на факторы когерентности, что согласуется с выводом [32] об их перенормировке.

Представления о спаривании с большим импульсом пары при отталкивательном взаимодействии приводят к выводу о том, что SC-состояние существует в ограниченном интервале допирования $x_* < x < x^*$, причем при слабом допировании температура перехода (как и сверхтекучая жесткость) $T_c \sim (x - x_*)$.

То, что SC-параметр порядка определяется только (в общем случае — не менее чем) двумя собственными функциями ядра $U(\mathbf{x})$, связано с его выбором в виде (12), отражающем максимальную динамическую симметрию взаимодействия, приводящего к сверхпроводимости при отталкивании (в случае притяжения эта

симметрия выше, что, как уже отмечалось, позволяет рассматривать взаимодействие как точечное). Собственные функции ядра представляют собой естественный базис, по которому может быть разложен параметр порядка. Таким образом, SC-параметр порядка является двухкомпонентным, и именно инвариантные комбинации его компонент должны входить в свободную энергию, приводя к системе уравнений Гинзбурга–Ландау. Как и в случае сосуществования двух заряженных конденсатов, взаимодействующих через электромагнитное поле, рассмотренных в [58], можно ожидать, что топологические дефекты фазы параметра порядка имеют более сложную структуру по сравнению с возбуждениями вихрь и антивихрь в схеме QED_{2+1} .

В [54] подразумевается, что основное состояние описывается функцией вида |BCS>. Можно думать, что наличие в (12) "хаббардовского" слагаемого $U_0 r_0^2$, определяющего эффективность "частичного проектирования" в лафлиновском основном состоянии |GS>, в некотором смысле (и насколько это возможно при зонном описании) уже учитывает такое проектирование.

7. Заключение

Вопрос о том, в какой мере сложившиеся в настоящее время представления могут составить основу теории купратных сверхпроводников и как должна выглядеть эта теория, по-видимому, не имеет однозначного ответа. Ясно, однако, что теория купратов не может быть представлена в том простом виде, какой имеет теория BCS, в которой рассматривается SC-переход из состояния нормальной ферми-жидкости, не осложненный наличием близких по энергии конкурирующих со сверхпроводимостью фаз. В принципе, теория BCS в своем простейшем виде есть теория неустойчивости слабо неидеального ферми-газа по отношению к образованию синглетных пар в результате слабого притяжения между частицами. При реальном (не слабом) взаимодействии уравнение BCS в электрон-фононной модели заменяется уравнениями Элиашберга.

Сильная анизотропия купратных соединений, в которых электронные корреляции играют существенную роль, приводя к диэлектризации системы и установлению AF порядка при уменьшении допирования, а также развитые флуктуации, по-видимому, не оставляют надежд на построение столь простой и наглядной теории, как теория BCS.

Однако, можно думать, что рассмотренные здесь основные положения, установленные в результате использования различных подходов и методов и во многих случаях приводящие к сопоставимым друг с другом выводам, уже позволяют дать общее и, в целом, адекватное представление о необычных свойствах купратных соединений.

Список литературы

1. Anderson P W *Science* **235** 1196 (1987)
2. Zhang F C, Rice T M *Phys. Rev. B* **37** 3759 (1988)
3. Копаев Ю В, в сб. *Проблема высокотемпературной сверхпроводимости* (Под ред. В Л Гинзбурга, Д А Киржница) (М.: Наука, 1977) Гл. 5
4. Tallon J L, Loram J W *Physica C* **349** 53 (2001)
5. Zhang S-C *Science* **275** 1089 (1997)
6. Guidry M et al. *Phys. Rev. B* **63** 134516 (2001)
7. Emery V J, Kivelson S A *Nature* **374** 434 (1995)

8. Shen Z-X, Dessau D S *Phys. Rep.* **253** 1 (1995)
9. Wang Y et al. *Science* **299** 86 (2003)
10. Corson J et al. *Nature* **398** 221 (1999)
11. Decca R S et al. *Phys. Rev. Lett.* **85** 3708 (2000)
12. Loeser A G et al. *Phys. Rev. B* **56** 14185 (1997)
13. Orenstein J, Millis A J *Science* **288** 468 (2000)
14. Batlogg B, Emery V J *Nature* **382** 20 (1996)
15. Uemura Y J et al. *Phys. Rev. Lett.* **62** 2317 (1989)
16. Laughlin R B, Pines D *Proc. Natl. Acad. Sci.* **97** 28 (2000)
17. Kwon H-J, Dorsey A T *Phys. Rev. B* **59** 6438 (1999)
18. Franz M, Millis A J *Phys. Rev. B* **58** 14572 (1998)
19. Balents L, Fisher M P A, Nayak C *Int. J. Mod. Phys. B* **12** 1033 (1998)
20. Franz M, Tešanović Z *Phys. Rev. Lett.* **87** 257003 (2001)
21. Franz M, Tešanović Z, Vafek O *Phys. Rev. B* **66** 054535 (2002)
22. Воловик Г Е *Письма в ЖЭТФ* **58** 457 (1993)
23. Chakravarty S et al. *Phys. Rev. B* **63** 094503 (2001)
24. Gutzwiller M C *Phys. Rev. Lett.* **10** 159 (1963)
25. Zhang F C et al. *Supercond. Sci. Technol.* **1** 36 (1988)
26. Paramakanti A, Randeria M, Trivedi N *Phys. Rev. Lett.* **87** 217002 (2001)
27. Laughlin R B, cond-mat/0209269
28. Baskaran G, Zou Z, Anderson P W *Solid State Commun.* **63** 973 (1987)
29. Affleck I et al. *Phys. Rev. B* **38** 745 (1988)
30. Wen X-G, Lee P A *Phys. Rev. Lett.* **76** 503 (1996)
31. Lee P A et al. *Phys. Rev. B* **57** 6003 (1998)
32. Bernevig B A et al., cond-mat/0312573
33. Bernevig B A, Laughlin R B, Santiago D I, cond-mat/0303045
34. Zhang F C, cond-mat/0209272
35. Haas S et al., cond-mat/0311537
36. Nayak C *Phys. Rev. B* **62** 4880, R6135 (2000)
37. Волков Б А и др. *ЖЭТФ* **81** 729 (1981)
38. Marston J B, Affleck I *Phys. Rev. B* **39** 11538 (1989)
39. Hsu T C, Marston J B, Affleck I *Phys. Rev. B* **43** 2866 (1991)
40. Kaminski A et al., cond-mat/0203133
41. Chakravarty S *Phys. Rev. B* **66** 224505 (2002)
42. Damascelli A, Hussain Z, Shen Z-X *Rev. Mod. Phys.* **75** 473 (2003)
43. Chakravarty S, Nayak C, Tewari S *Phys. Rev. B* **68** 100504(R) (2003); cond-mat/0306084
44. Ivanov D A, Lee P A, Wen X-G *Phys. Rev. Lett.* **84** 3958 (2000)
45. Leung P W *Phys. Rev. B* **62** R6112 (2000)
46. Yang C N *Phys. Rev. Lett.* **63** 2144 (1989)
47. Japaridze G I et al. *Phys. Rev. B* **65** 014518 (2002)
48. Belyavsky V I, Kopaev Yu V *Phys. Rev. B* **67** 024513 (2003)
49. Белявский В И, Копеев В В, Копеев Ю В *ЖЭТФ* **118** 941 (2000)
50. Shen Z-X et al. *Science* **267** 343 (1995)
51. Лозовик Ю Е, Юдсон В И *ФТТ* **17** 1613 (1975)
52. Abrikosov A A *Physica C* **341** – **348** 97 (2000)
53. Максимов Е Г *УФН* **170** 1033 (2000)
54. Белявский В И и др. *ЖЭТФ* **124** 1149 (2003)
55. Белявский В И и др. *ЖЭТФ* (2004) (в печати)
56. Brandow B H *Phys. Rev. B* **65** 054503 (2002)
57. Hirsch J E *Phys. Rev. B* **59** 11962 (1999)
58. Babaev E, Faddeev L D, Niemi A J *Phys. Rev. B* **65** 100512(R) (2002)

PACS numbers: 75.80.+q, 77.80.-e

Фазовые переходы и гигантский магнитоэлектрический эффект в мультиферроиках

А.К. Звездин, А.П. Пятаков

1. Введение

Давно замечено, что три класса кристаллических твердых тел: ферромагнетики, сегнетоэлектрики и сегнетоэластики, несмотря на разную природу происходящих в них структурных фазовых переходов, демонстрируют целый ряд сходных свойств: возникновение доменов, аномалии физических свойств в окрестности перехода, наличие гистерезиса и др. В 1969 г. японским ученым Кетзиро Аизу они были объединены в один класс веществ

с общим названием ферроики, что связано с наличием в их английском названии общей приставки "ферро" [1]. Мультиферроики — класс кристаллических твердых тел, в которых сосуществуют хотя бы два из трех параметров порядка: магнитного, электрического или механического.

В данной работе рассмотрены материалы, обладающие одновременно магнитным и электрическим упорядочением — сегнетомагнетики [2, 3]. Связь между магнитной и электрической подсистемами в сегнетомагнетиках, проявляющаяся в виде *магнитоэлектрических (МЭ) эффектов*, предоставляет возможность с помощью электрического поля управлять магнитными свойствами материала и, наоборот, осуществлять модуляцию электрических свойств магнитным полем. Все это позволяет говорить о сегнетомагнетиках как о возможных материалах для создания сенсоров магнитного поля, устройств записи/считывания информации.

Хотя данная тематика не нова (первый сегнетомагнетик был синтезирован еще в 1961 г. [4]), она долгое время представляла чисто академический интерес, что связано со сравнительно небольшими величинами наблюдаемых магнитоэлектрических эффектов, а также с тем, что они наблюдались обычно лишь при низких температурах. Так, для классического магнитоэлектрического материала Cr_2O_3 величина магнитоэлектрического эффекта $\alpha = P/H$ составляет 3×10^{-10} Кл ($\text{м}^2 \text{ Э}$) $^{-1}$ ($3,7 \times 10^{-12}$ с м^{-1} или 10^{-4} в системе СГС). На два порядка большие величины МЭ-эффектов наблюдались в материале TbPO_4 [5]: 10^{-2} (в системе СГС) или 3×10^{-10} с м^{-1} . В принятой терминологии такие эффекты называют *гигантскими*. Однако магнитоэлектрический эффект в данном соединении существует лишь при температурах, меньших 2 К. Только в последнее время получены материалы с гигантским магнитоэлектрическим эффектом при комнатных температурах [6].

Обнаружение гигантских МЭ-эффектов особенно интересно в свете бурного развития новой отрасли микроэлектроники — *спиновой электроники*, использующей транспортные свойства спинполяризованных электронов. Главная проблема спиновой электроники — преобразование информации в форме намагниченности в электрическое напряжение. В настоящее время эта задача решается с использованием явления *гигантского магнитного сопротивления* (ГМС) [7]. Гигантский магнитоэлектрический эффект представляет собой альтернативное решение данной проблемы, и, возможно, в будущем приборы, работающие на гигантском магнитоэлектрическом эффекте, составят конкуренцию ГМС-устройствам.

Представляют интерес также перспективы использования магнитоэлектрических материалов в устройствах магнитной памяти. При повышении плотности записи информации существенным ограничивающим фактором является магнитодипольное взаимодействие. В связи с этим применение магнитоэлектриков, большинство из которых относятся к антиферромагнетикам, имеет большие перспективы. В качестве битов информации в таких материалах могут выступать магнитоэлектрические домены.

Итак, для использования сегнетомагнетика в практических целях желательно одновременное выполнение следующих требований: 1) высокие значения (выше комнатных) температур электрического и магнитного