

# О квантовой природе носителей заряда в псевдощелевом состоянии недостаточно допированных купратных ВТСП

Г.Г. Сергеева, А.А. Сорока

*Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»*

*ул. Академическая, 1, г. Харьков, 61108, Украина*

E-mail: gsergeeva@kipt.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 4 декабря 2006 г.

Обсуждается предположение о том, что в псевдощелевом состоянии недостаточно допированных (НД) купратных ВТСП при  $T \leq T^*(p_{sh})$  переход плоскости  $\text{CuO}_2$  при понижении температуры к металлическому поведению обусловлен квантовой диффузией, предсказанной для «дефектонов» в 1969 г. А.Ф. Андреевым и И.М. Лифшицем. Показано, что особенности псевдощелевого состояния определяются только свойствами  $\text{CuO}_2$ -плоскости и концентрацией допирования  $p_{sh}$ . Понижение температуры  $T \leq T_{AL}(p_{sh})$  приводит к существованию на общей магнитной фазовой диаграмме состояний универсальной линии  $T_{AL}(p_{sh}) = 815p_{sh}$  перехода плоскости  $\text{CuO}_2$  в состояние  $2D$  вихревого металла с подвижными носителями заряда —  $2D$  вихрями, совместимыми с антиферромагнетизмом плоскости  $\text{CuO}_2$ . Построена фазовая диаграмма состояний НД монокристалла  $\text{YBaCu}_3\text{O}_y$  с линией  $T_{AL}(p_{sh}) \leq T^*(p_{sh})$ , которая согласуется с известными экспериментальными данными для других НД купратных ВТСП.

Обговорюється припущення про те, що у псевдощелинному стані недостатньо допованих (НД) купратних ВТСП при  $T \leq T^*(p_{sh})$  перехід площини  $\text{CuO}_2$  при зниженні температури до металевого поведіння є обумовленим квантовою дифузією, що запропонована для «дефектонів» у 1969 р. О.Ф. Андрієвим та І.М. Ліфшицем. Показано, що особливості псевдощелинного стану визначаються тільки властивостями  $\text{CuO}_2$ -площини та концентрацією допування  $p_{sh}$ . Зниження температури  $T \leq T_{AL}(p_{sh})$  призводить до існування на загальній магнітній фазовій діаграмі станів універсальної лінії  $T_{AL}(p_{sh}) = 815p_{sh}$  переходу площини  $\text{CuO}_2$  до стану  $2D$  вихревого металу з рухомими носіями заряду —  $2D$  вихорами, які сумісні з антиферомагнетизмом площини  $\text{CuO}_2$ . Побудовано фазову діаграму станів НД монокристалів  $\text{YBaCu}_3\text{O}_y$  з лінією  $T_{AL}(p_{sh}) \leq T^*(p_{sh})$ , що погодиться з відомими експериментальними даними для інших НД купратних ВТСП.

PACS: 74.40.+k Флуктуации (шумы, хаос, неравновесная сверхпроводимость, локализация и т.д.);  
74.62.Dh Влияние дефектов кристаллической структуры, допирования и примесей замещения.

Ключевые слова: псевдощелевое состояние, квантовая диффузия, концентрация допирования, фазовая диаграмма состояний.

## 1. Введение

Известно, что антиферромагнетизм и высокотемпературная сверхпроводимость в медь-кислородных ( $\text{CuO}_2$ ) плоскостях недостаточно допированных купратов тесно связаны. Сосуществование антиферромагнитного (АФМ) и сверхпроводящего (СП) параметров порядка наблюдалось при измерениях вращения спина мюонов ( $\mu\text{SR}$ ) в псевдощелевом (PG)

состоянии  $T \leq T^*(p_{sh})$  недостаточно допированных (НД) купратов [1,2]. Эти исследования поликристаллических соединений  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  (LaSr-214) и  $\text{Y}_{1-x}\text{Ca}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$  (YCa-123) позволили в работе [2] построить общую магнитную фазовую диаграмму с двумя переходами в магнитном состоянии  $\text{CuO}_2$ -плоскости (рис. 1). Первый переход из трехмерного ( $3D$ ) АФМ состояния  $T_N(p_{sh})$  в состояние кластерного

спинового стекла  $T_g(p_{sh})$  при малых  $p_{sh} \leq 0,02$  ( $p_{sh}$  — доля допированных дырок на ион меди в  $\text{CuO}_2$  плоскости) наблюдался при понижении температуры  $T \leq T_f(p_{sh})$ , когда появляются подвижные носители заряда:

$$T_f(p_{sh}) = (815 \text{ K}) p_{sh}, \quad p_{sh} \leq p_{cr}. \quad (1)$$

Здесь  $p_{cr}$  — критическое значение концентрации, при котором допированный антиферромагнетик с температурой Нееля  $T_N(p_{sh})$ , кластерное спиновое стекло с температурой  $T \leq T_g(p_{sh})$  и PG состояние с подвижными носителями заряда при  $T \leq T_f(p_{sh})$  сосуществуют:

$$T_f(p_{cr}) = T_g(p_{cr}) = T_N(p_{cr}). \quad (2)$$

Подвижные носители заряда при  $T \leq T_f(p_{sh})$  собираются в металлические области, покидая мезоскопические области с АФМ сильно коррелированными спинами ионов  $\text{Cu}^{2+}$  [2]. При понижении температуры  $T < T_g(p_{sh}) < T_c(p_{sh})$  второй переход при  $p_{sh} \geq 0,06$  свидетельствует о существовании магнитных корреляций в состоянии СП кластерного спинового стекла с размерами немагнитных областей не больше 20 Å.

Как отмечено авторами работы [2], зависимость  $T_f(p_{sh})$  одна и та же (1) и для LaSr-214 образцов, и для двухслойного соединения YCa-123, т.е. сегрегация носителей заряда и образование в плоскости  $\text{CuO}_2$  металлических областей является характерным свойством динамики дырки в плоскости  $\text{CuO}_2$  при  $T \leq T_f(p_{sh})$ . С учетом более высокой концентрации допирования двухслойного YCa-123 критическое значение концентрации  $p_{cr}$  для YCa-123  $p_{YCr} \approx 0,035$  больше, чем для LaSr-214:  $p_{Lacr} \approx 0,023$ . Эти наблюдения противоречат обычному определению слабо допированных купратов как АФМ изоляторов и согласуются с предположением авторов работ [3–5] о том, что при  $T \leq T^*(p_{sh})$  с понижением температуры переход изолятора Мотта к металлическому поведению при  $T \leq T_f(p_{sh})$  состоит в появлении отличного от нуля числа подвижных нефермиевских носителей заряда, совместимых с АФМ порядком плоскости  $\text{CuO}_2$ . Такими подвижными носителями заряда в PG состоянии НД купратных ВТ сверхпроводников при  $T \leq T_f(p_{sh})$  в металлических U-страйпах могут стать локализованные при  $T_f(p_{sh}) < T < T^*(p_{sh})$  на магнитных комплексах  $\text{Cu}^{2+}\text{O}_4^{2-}$  вихри и антивихри [4,5]. В настоящей работе обсуждается предположение о том, что при  $T \leq T_f(p_{sh})$  переход плоскости к металлическому поведению обусловлен квантовой диффузией, предсказанной для подвижных «дефектонов» в 1969 г. А.Ф. Андреевым и И.М. Лифшицем [6]. При этом роль нулевых колебаний, которые при понижении температуры приводят к квантовой диффузии локализованных вихрей, играют квантовые вибранные ян-теллеровские колебания ионов кислорода

в медь-кислородном комплексе, энергия которых при  $T \leq T_f(p_{sh})$  больше энергии их тепловых колебаний. Показано, что особенности PG состояния НД купратных ВТСП при  $T \leq T^*(p_{sh})$  определяются только свойствами  $\text{CuO}_2$ -плоскости, что приводит к существованию на общей магнитной фазовой диаграмме состояний универсальной линии перехода плоскости  $\text{CuO}_2$  в состояние с подвижными носителями заряда при  $T \leq T_f(p_{sh})$ .

## 2. Проблема Абрикосова для локализованной дырки в плоскости $\text{CuO}_2$

Имеется определенная аналогия между воздействием магнитного поля на свойства сверхпроводников второго рода и влиянием допирования на свойства АФМ оксидов меди. Учет воздействия магнитного поля спинов четырех ближайших двухвалентных ионов меди на локализованную дырку иона меди в плоскости  $\text{CuO}_2$  напоминает проблему Абрикосова–Гофстадтера [7–9] в сверхпроводниках второго рода для делокализованного носителя заряда в магнитном поле. Несмотря на то, что давно известны экспериментальные свидетельства содержания в функции локализованной дырки  $\text{Cu}^{2+}$  иона  $\approx 90\%$   $d$ -вклада и  $\approx 10\%$   $p$ -вклада, а в функции делокализованного носителя заряда  $\approx 80\%$   $p$ -вклада [10,11], только недавно ( $d+ip$ )-смешанная симметрия локализованной на ионе  $\text{Cu}^{2+}$  дырки была убедительно подтверждена теоретически и экспериментально [12–14]. Для локализованной  $d$ -дырки «примесного» немагнитного  $\text{Cu}^{3+}(U)$  иона в U-страйпах плоскости  $\text{CuO}_2$  с октаэдральной координацией ионов кислорода при  $T^*(p_{sh}) \geq T \geq T_f(p_{sh})$ , обобщение модели орбитальных токов Вармы [4,12], показало, что движение  $d$ -дырки вокруг ионов кислорода магнитного комплекса  $\text{Cu}_{\uparrow}^{2+}\text{O}_4^{2-}$  образует круговой ток  $v_{\downarrow}$  (или ток  $v_{\uparrow}$  на комплексе  $\text{Cu}_{\downarrow}^{2+}\text{O}_4^{2-}$ ) такой, что:

$$m_{\text{Cu}^{3+}} = m_{\text{Cu}_{\downarrow}^{2+}} + m_{v_{\uparrow}} = m_{\text{Cu}_{\uparrow}^{2+}} + m_{v_{\downarrow}} = 0. \quad (3)$$

Магнитные моменты  $m_{v_{\uparrow}} = -m_{\text{Cu}_{\downarrow}^{2+}}$ ,  $m_{v_{\downarrow}} = -m_{\text{Cu}_{\uparrow}^{2+}}$  круговых токов компенсируют спин двухвалентных ионов меди, и комплекс  $\text{Cu}^{3+}\text{O}_4^{2-}(U) \rightarrow \text{Cu}^{2+}\text{O}_4^{2-} + v$  остается немагнитным. При этом ион  $\text{Cu}^{3+}(U)$  в U-страйпе из невырожденного A-состояния с энергией  $\varepsilon_A^U$  переходит в дваждывырожденное E-состояние  $\text{Cu}(U)$  с энергией  $\varepsilon_E^U < \varepsilon_A^U$ .

Таким образом, в U-страйпе немагнитный комплекс  $\text{Cu}^{3+}\text{O}_4^{2-}$  переходит в немагнитный комплекс  $\text{Cu}^{2+}\text{O}_4^{2-}$  с закрепленным на нем круговым током — «запиннированным» вихрем  $v_{\downarrow}$  на  $\text{Cu}_{\downarrow}^{2+}\text{O}_4^{2-}$  или антивихрем  $v_{\uparrow}$  на  $\text{Cu}_{\uparrow}^{2+}\text{O}_4^{2-}$ . Впервые такие закрепленные вихревые возбуждения наблюдались в PG состоянии на тонких пленках LaSr-214 с  $T_c = 18 \text{ K}$  в работе [15].

«Смешанная» симметрия  $2D$  вихреподобного состояния дырки  $d_{x^2-y^2} \pm i(p_x \pm p_y)$  свидетельствует о том, что переход локализованной дырки иона  $\text{Cu}^{3+}$  в локализованное на медь-кислородном комплексе состояние нельзя считать ионизацией иона  $\text{Cu}^{3+}$ . Заряд  $2D$  вихревого возбуждения равен нулю, магнитный момент равен  $\hbar c / 2e$ , и его можно было бы назвать аналогом спинона Лафлина, расчеты дисперсии для которого хорошо согласуются с результатами ARPES измерений [16].

### 3. Квантовая диффузия «запиннигованных» вихреподобных возбуждений при понижении температуры $T \leq T_f(p_{sh})$

Известно [3], что с понижением температуры  $2D$  анизотропия приводит к сильным квантовым флуктуациям и к нефермиталлическому состоянию плоскостей. Это позволяет предположить [17], что с понижением температуры переход запиннигованных магнитными комплексами  $\text{Cu}^{2+}\text{O}_4^{2-}$  вихреподобных возбуждений в делокализованные состояния (которые можно назвать «дефектонами» Андреева–Лифшица [6]) происходит в результате квантовой диффузии при температуре  $T \leq T_{AL}(p_{sh})$ , где

$$T_{AL}(p_{sh}) = \Theta(\Delta\varepsilon\Theta)^{1/9}. \quad (4)$$

Здесь  $\Theta$  — температура Дебая допированной  $\text{CuO}_2$ -плоскости,  $\Delta\varepsilon$  — ширина полосы энергии «дефектонов». «Дефектон» Андреева–Лифшица — это  $2D$  подвижный вихрь  $v_{\downarrow}$  (или антивихрь  $v_{\uparrow}$ ), образующий круговой ток на ионах кислорода магнитного комплекса  $\text{Cu}^{2+}\text{O}_4^{2-}$ . Энергия «дефектона»  $\varepsilon_0 = E_{v_{\uparrow}} = E_{v_{\downarrow}}$  равна разности  $\varepsilon_A^U - \varepsilon_E^U$  — энергии  $\varepsilon_A^U$  невырожденного  $A$ -состояния иона  $\text{Cu}^{3+}(\uparrow, U)$  или  $\text{Cu}^{3+}(\downarrow, U)$  в  $U$ -страйпе и энергии  $\varepsilon_E^U$  дважды вырожденного  $E$ -состояния иона  $\text{Cu}_{\uparrow}^{2+}(U)$  или  $\text{Cu}_{\downarrow}^{2+}(U)$ :

$$\Delta_U = \varepsilon_0 = \varepsilon_A^U - \varepsilon_E^U; \quad \varepsilon_A^U > \varepsilon_E^U. \quad (5)$$

Стрелки в  $(\downarrow, U)$  или  $(\uparrow, U)$  указывают в какой магнитной подрешетке  $U$ -страйпа находится ион  $\text{Cu}^{3+}$ . Ширина  $\Delta\varepsilon$  полосы энергии «дефектонов» пропорциональна их концентрации  $p_{sh}$  и равна

$$\Delta\varepsilon \approx p_{sh}\varepsilon_0. \quad (6)$$

При понижении температуры энергия  $\hbar\Omega_{Q_k}$  вибронных ян-теллеровских мод ионов кислорода уже больше энергии их тепловых колебаний и сравнима с энергией вихря (5)  $\varepsilon_0 \sim \hbar\Omega_{Q_k}$ . В первом по  $p_{sh}$  приближении вклад  $2D$  подвижных вихрей  $v_{\downarrow}$  и антивихрей  $v_{\uparrow}$  в температуру Дебая плоскости  $\text{CuO}_2$  равен  $p_{sh}\Theta_0$  ( $\Theta_0$  — тем-

пература Дебая недопированной  $\text{CuO}_2$ -плоскости), и с учетом (6) из выражения (4) для температуры  $T_{AL}(p_{sh})$ , при которой запиннигованные магнитными комплексами  $\text{Cu}^{2+}\text{O}_4^{2-}$  вихри становятся подвижными, получим

$$T_{AL}(p_{sh}) \approx p_{sh}\Theta_0(\varepsilon_0 / \Theta_0)^{1/9}. \quad (7)$$

При  $T \leq T_{AL}(p_{sh})$  вихрь  $v_{\downarrow}$  с иона кислорода немагнитного комплекса  $\text{Cu}_{\uparrow}^{2+}\text{O}_4^{2-} + v_{\downarrow}$  переходит на ион кислорода соседнего магнитного комплекса  $\text{Cu}_{\uparrow}^{2+}\text{O}_4^{2-}$  в той же магнитной подрешетке (или вихрь  $v_{\uparrow}$  переходит на ближайший комплекс  $\text{Cu}_{\downarrow}^{2+}\text{O}_4^{2-}$ ).

### 4. Об универсальной линии $T_f(p_{sh})$ на общей фазовой диаграмме состояний НД ВТСП

Как видно из выражения (7), температура  $T_{AL}(p_{sh})$  перехода запиннигованных магнитными комплексами  $\text{Cu}^{2+}\text{O}_4^{2-}$  вихреподобных возбуждений в делокализованные состояния пропорциональна доле допированных дырок на ион меди в  $\text{CuO}_2$ -плоскости и определяется только ее параметрами, т.е. для РГ состояния она универсальная. Это согласуется с выводом (1) работы [2] и позволяет предположить, что при  $p_{sh} \geq p_{cr}$  температура  $T_{AL}(p_{sh})$  появления подвижных носителей заряда является продолжением универсальной зависимости (1)

$$T_{AL}(p_{sh}) = T_f(p_{sh}).$$

Сравнив выражения (1) с (7), найдем, что

$$\Theta_0(\varepsilon_0 / \Theta_0)^{1/9} = 815 \text{ К}. \quad (8)$$

На фазовой диаграмме состояний  $T_{N,f,g,c}(\text{К}), p_{sh}$  (рис. 1, где температура нормирована  $T/815$ ) зависимость (1)  $T_f(p_{sh})/815 = p_{sh}$  продолжена вплоть до значений  $p_{sh}$ , близких к концентрации  $p_{sh}^*$  в точке пересечения  $T_f(p_{sh})$  с линией  $T^*(p_{sh})$  перехода в РГ состояние  $T_f(p_{sh}^*) = T^*(p_{sh}^*)$ . В дополнение к результатам работы [2] на рис. 1 на линии  $\tilde{T}_f(p_{sh}) = T_f(p_{sh})/815$  отмечены результаты измерений для монокристаллов  $\text{LaSr-214}$  с  $p_{sh} \sim 0,055, T_c = 29,3 \text{ К}$ , полученные с использованием тепловой и силы Лоренца одновременно [18], а также результаты наблюдения эффекта Нернста в магнитном поле  $H||c$  в образцах с  $p_{sh} \sim 0,035, T_c = 18 \text{ К}$  [19]. На рис. 4 работы [18] видно, что сопротивление  $R(H)$  теряет чувствительность к магнитному полю при  $50 \text{ К} > T > 40 \text{ К}$ , т.е. граница подвижности вихрей  $T_f(0,055) \approx 40 \text{ К}$ .

Исходя из результатов анализа спектров оптической проводимости монокристаллов  $\text{YBaCu}_3\text{O}_y$  (см. рис. 4 работы [20]) можно на фазовой диаграм-

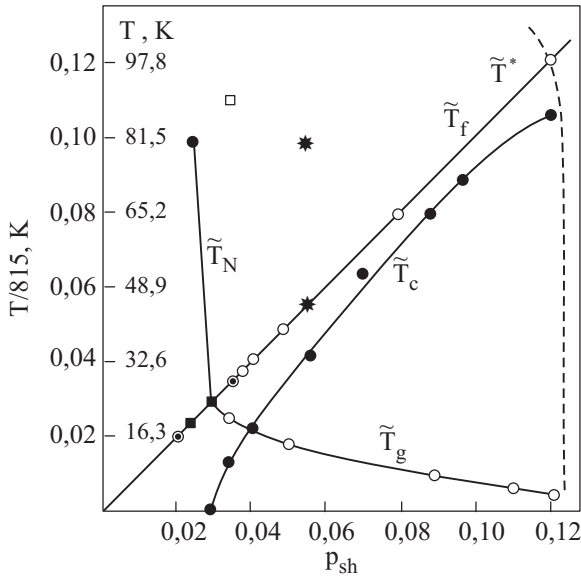


Рис. 1. Фазовая диаграмма псевдощелевого состояния НД купратных ВТСП [2,18–20]. Псевдощелевое состояние монокристаллов  $\text{YBaCu}_3\text{O}_y$  ограничено линиями  $T_N(p_{sh})$ ,  $T^*(p_{sh})$  и  $T_c(p_{sh})$  [20] (●) и линией перехода  $\text{YBaCu}_3\text{O}_y$  в состояние кластерного спинового стекла  $T_g(p_{sh})$ . Она построена с помощью найденной в (12) зависимости  $T_g(p_{sh})$  (○ — точки, по которым она строилась). Линия  $T_f(p_{sh})$  проведена через начало координат и точку с  $p_{sh} \approx 0,024$  ( $y = 6,35$ ,  $T = 20$  К рис. 4 работы [20]); (■) — [2] для поликристаллических соединений; (★) — результаты наблюдения теплового движения локализованных вихрей при  $T \sim 80$  К и при одновременном воздействии тепловой и силы Лоренца [18] на монокристалл  $\text{LaSr-214}$  с  $x = 0,11$  ( $p_{sh} \approx 0,055$ ) при  $T_f \sim 40$  К. Результаты наблюдения эффекта Нернста [19] при  $T \sim 90$  К в монокристалле  $\text{La}_{1,93}\text{Sr}_{0,07}\text{CuO}_4$  (□);  $p_{sh} = 0,035$  (■); (○) — предполагаемые значения температуры  $\tilde{T}_f$  для  $\text{YBaCu}_3\text{O}_y$  при соответствующих значениях  $p_{sh}$ .

ме\* провести линию  $T_f(y)$  через начало координат и точку с  $T = 20$  К и  $y = 6,35$ . Это позволяет, используя уравнение (1) и условие  $p_{sh}|_{y=6,2} = 0$ , перейти от  $y = 6,35$  к  $\tilde{p}_{sh}$ :

$$p_{sh} = (y - 6,2) / x, T_f|_{y=6,35} = 20 \text{ К} = 815 \tilde{p}_{sh} \text{ (К)},$$

$$\tilde{p}_{sh} = (6,35 - 6,2) / x = 20 / 815 = 0,024. \quad (10)$$

Из (10) следует, что  $x = 6,25$  и

$$p_{sh} = (y - 6,2) / 6,25. \quad (11)$$

\* В работе [19] отмечается, что на зависимости сопротивления от температуры переход к металлической проводимости при  $y = 6,35$  не наблюдается, несмотря на стандартный для металлов друде-отклик. Как видно из приведенных на рис. 4 оптических спектров  $\sigma_1(\omega)$ , конечное значение  $\text{Re } \sigma(\omega)$  при нулевой частоте свидетельствует о слабой локализации носителей заряда, и чем ниже значение  $\text{Re } \sigma(0)$ , тем сильнее локализация. Для точек на линии  $T_f(p_{sh})$  перехода диэлектрик–металл в медь-кислородной плоскости слабая локализация, например  $\text{Re } \sigma(0) \sim 1000$  (при  $y = 6,35$  или  $p_{sh} = 0,024$ ), естественна.

С помощью зависимости  $T_N(p_{sh})$  на рис. 4 работы [20] и соотношений (11), (2) на рис. 1 можно найти температуру сосуществования трех фаз  $T_g = T_N = T_f = 24$  К для монокристалла  $\text{YBaCu}_3\text{O}_y$ , величину  $p_{cr} = 0,029$  ( $y = 6,38$ ) и, воспользовавшись зависимостью  $T_g(p_{sh}) \approx G p_{sh}^{-1}$  [21], найти константу  $G \approx T_g(p_{cr}) p_{cr} \approx 0,696$ :

$$T_g(p_{sh}) \approx 0,696 p_{sh}^{-1}. \quad (12)$$

Воспользовавшись данными о зависимости  $T_N(y)$ , значением температуры сверхпроводящего перехода  $T_c(y)$  в  $\text{YBaCu}_3\text{O}_y$  ([20], рис. 4) и зависимостью (12), на рис. 1 построена фазовая диаграмма состояний  $T_{N,f,g,c}$ (К),  $p_{sh}$  монокристалла  $\text{YBaCu}_3\text{O}_y$ . Линия  $T_f(p_{sh})$  проведена через начало координат и точку с  $p_{cr} = 0,029$

$$T_f|_{p_{cr}} = T_f(0,029) = 24 \text{ К}.$$

Видно, что при слабом допировании  $0,029 < p_{sh} < 0,04$  переход в СП состояние  $T_c < T_g$  происходит в металлических кластерах спинового стекла при  $p_{sc} \approx 0,032$ , и только при  $p_{sh} > 0,04$  понижение температуры приводит к СП переходу с  $T_c \geq T_g$ . Таким образом, в монокристаллах  $\text{YBaCu}_3\text{O}_y$  сверхпроводимость и магнетизм сосуществуют уже при слабом допировании  $p_{sh} < 0,04$ , что может быть связано со спецификой этого монокристалла, в котором  $T_N(0,032) = T_c(0,032) = 0$ , и  $T_N \neq 0$  при  $p_{sh} < 0,029$ , а  $T_c \neq 0$  при  $p_{sh} > 0,032$ . На рис. 1 приведены также следующие результаты оптических измерений работы [20] (рис. 4) и значения температур  $T_N(6,35)$ ,  $T_f(6,35)$  и  $T_f(y)$  при  $6,35 < y < 6,9$  с переходом от  $y$  к  $p_{sh}$  (11):

- $y = 6,35, p_{sh} \approx 0,024, T_f \approx 20 \text{ К}, T_N \approx 80 \text{ К};$
  - $y = 6,38, p_{sh} \approx 0,029, T_g(0,029) \approx T_N \approx T_f \approx 24 \text{ К}, T_c(0,029) = 0;$
  - $y = 6,43, p_{sh} \approx 0,037, T_f \approx 30 \text{ К}, T_g \approx 20 \text{ К}, T_c = 10 \text{ К};$
  - $y = 6,45, p_{sh} \approx 0,04, T_f \approx 32,6 \text{ К}, T_g \approx T_c \approx 18 \text{ К};$
  - $y = 6,48, p_{sh} \approx 0,048, T_f \approx 39 \text{ К}, T_c = 20 \text{ К}, T_g \approx 14,5 \text{ К};$
  - $y = 6,75, p_{sh} \approx 0,088, T_f \approx 71,7 \text{ К}, T_c = 65 \text{ К}, T_g \approx 8 \text{ К}, T^* \approx 220 \text{ К};$
  - $y = 6,95, p_{sh} \approx 0,12, T_g \approx 6 \text{ К}, T_f = 97,8 \text{ К}, T_c \approx 86 \text{ К}.$
- (13)

Таким образом, результаты измерений в работах [2,18–20] позволяют определить в псевдощелевом состоянии область существования 2D вихревого металла, которая ограничена универсальной линией

$T_f(p_{sh})$  при  $p_{sh} > p_{cr}$  и линиями перехода к трехмерным состояниям. В области низких температур и слабого допирования — это линия  $T_g(p_{sh})$  перехода в состояние кластерного спинового стекла при  $p_{cr} < p_{sh} < p_{sh}^{3D}$ , затем линия трехмерных СП флуктуаций  $T_{3D}(p_{sh}) \sim 1,1T_c(p_{sh})$  при  $p_{sh} > p_{sh}^{3D}$ , а при высоких концентрациях  $p_{sh} > p_{sh}^*$ ,  $T^*(p_{sh}) = T_f(p_{sh}^*)$  — линия перехода в PG состояние  $T^*(p_{sh}), p_{sh} \approx 0,12$ . Энергия  $\epsilon_0$  вихря  $v_{\downarrow}$  (или антивихря  $v_{\uparrow}$ ) на магнитных комплексах  $\text{Cu}^{2+}\text{O}_4^{2-}$  не зависит от концентрации допирования и определяется разностью энергий невырожденного  $A$ -состояния трехвалентного иона меди и невырожденного  $E$ -состояния двухвалентного иона в  $U$ -страйпе. Зная величину  $\epsilon_0$ , из (7) можно было бы найти величину температуры Дебая  $\text{CuO}_2$ -плоскости  $\Theta_0 = 815(815/\epsilon_0)^{1/8}$  (К). По сравнению с результатами измерений в поликристаллических образцах  $\text{YCa-123}$  [2] ( $0 \leq T_c \leq 10$  К при  $0,07 \geq p_{sh} \geq 0,06$ ) в измерениях на монокристаллах [20] интересным является переход кластерного спинового стекла в сверхпроводящее состояние: он происходит при  $0,04 \geq p_{sh} \geq 0,032$  и в большом температурном интервале  $0 \leq T_c \leq 18$  К. При этом критические значения  $p_{cr}$  в (2) отличаются незначительно: для поликристалла  $\text{YCa-123}$   $p_{YCr} \approx 0,035$ , и  $p_{cr} \approx 0,029$  — для монокристалла  $\text{YBaCu}_3\text{O}_y$ .

## 5. Выводы

Развитый выше подход позволяет дать ответ на вопрос о природе псевдощелевого состояния — это двумерное состояние, которое полностью контролируется свойствами медь-кислородной плоскости, что приводит к существованию на общей фазовой диаграмме недостаточно допированных купратов универсальной линии  $T_f(p_{sh})$  перехода медь-кислородной плоскости из состояния с локализованными вихревыми возбуждениями при  $T > T_f(p_{sh})$  в состояние с подвижными вихрями при  $T < T_f(p_{sh})$ . Результаты измерений для монокристаллов  $\text{LaSr-214}$  [18,19] и  $\text{YBaCu}_3\text{O}_y$  [20] при  $p_{sh} \geq p_{cr}$  согласуются с предположением об универсальном характере линии  $T_f(p_{sh})$  для недостаточно допированных ВТСП. Линии  $T^*(p_{sh}), T_N(p_{sh}), T_g(p_{sh}), T_{3D}(p_{sh})$ , зависящие от взаимодействий вдоль оси  $c$ , ограничивают область псевдощелевого состояния.

Убедительные свидетельства существования локализованных двумерных вихревых возбуждений в PG состоянии получены недавно в работе [18]: для монокристалла  $\text{LaSr-214}$  с  $x = 0,11$  и  $p_{sh} = 0,055$  в нормальном состоянии при 80 К (см. рис. 8) было обнаружено влияние силы Лоренца на эффект Нернста, которое зависит от направления тока и магнитного поля  $H$  при наличии градиента температуры. Этот эффект может быть связан с движением в медь-кисло-

родной плоскости локализованных вихрей под воздействием теплового градиента. Результаты, приведенные на рис. 4 [18] позволяют найти  $T_f(0,055) \approx 40$  К как минимальное значение температуры, при котором сопротивление не зависит от магнитного поля (см. на рис. 1 точки с маркировкой \*). Большой интерес представляло бы продолжение исследований оптических спектров, начатых в работе [20]. Так, например, сравнение реальных частей  $\text{Re } \sigma(\omega)$  спектров инфракрасной проводимости  $\sigma_1(\omega)$  при температурах  $(T_f \pm 10)$  К в  $\text{YBaCu}_3\text{O}_y$  должно позволить при понижении температуры найти свидетельства перехода диэлектрик–металл в медь-кислородной плоскости недостаточно допированного сверхпроводника и существования универсальной линии  $T_f(p_{sh})$ . Найденное в работе [20] значение  $\text{Re } \sigma(0) \sim 1000$  при  $y = 6,35$  ( $p_{sh} = 0,025$ ) на линии  $T_f(p_{sh})$  можно считать критическим и ожидать, что значения  $\text{Re } \sigma(0) \geq 1000$  при  $p_{sh} > 0,025$  при температуре  $(T_f - 10)$  К свидетельствовали бы о металлической проводимости, а значения  $\text{Re } \sigma(0) < 1000$  при  $(T_f + 10)$  К — о локализации носителей заряда в медь-кислородной плоскости.

1. H. Kitazawa, K. Katsumata, E. Torikai, and K. Nagamine, *Solid State Commun.* **67**, 1191 (1988).
2. Ch. Niedermayer, C. Bernhard, T. Blasius, A. Golnik, A. Moodenbaugh, and J.I. Budnik, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 3846 (1998).
3. M. Imada, A. Fugimori, and Y. Tokura, *Rev. Mod. Phys.* **70**, 1039 (1998).
4. Г.Г. Сергеева, *ФНТ* **31**, 1371 (2005); там же **32**, 761 (2006).
5. G.G. Sergeeva and A.A. Soroka, *Intern. Conf. Statistical Physics, 2006. Condensed Matter: Theory and Application, September 12–15, 2006*, Kharkiv, Ukraine.
6. А.Ф. Андреев, И.М. Лифшиц, *ЖЭТФ* **56**, 2057 (1969).
7. А.А. Абрикосов, *ЖЭТФ* **32**, 1442 (1957).
8. А.А. Абрикосов, *Phys. Rev.* **B64**, 104521 (2001).
9. D.R. Hofstadter, *Phys. Rev.* **B14**, 2239 (1976).
10. A.J. Arko, R.J. List, R.J. Bartlett, S.V. Cheong, Z. Fisk, and J.D. Thompson, *Phys. Rev.* **B40**, 2268 (1989).
11. H. Romberg, M. Alexander, N. Nuker, P. Adelman, and J. Fink, *Phys. Rev.* **B42**, 8768 (1990).
12. Tai-Kai Ng and C.M. Varma, *Phys. Rev.* **B70**, 054514 (2004).
13. C.M. Varma, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 3538 (1999).
14. E. Simon and C.M. Varma, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 247003 (2002).
15. I. Iguchi, T. Yamaguchi, and S. Komoiya, *Nature (London)* **412**, 420 (2001).
16. F. Damascelli, Z. Hussain, and Z.-X. Shen, *Rev. Mod. Phys.* **75**, 473 (2003).
17. G.G. Sergeeva, in: *Problems of Atomic Energy and Technology*, №3, Kharkov (2007), p. 385.
18. Z. Wang, L. Shan, Y.Z. Zhang, J. Van, F. Zhou, J.W. Xiong, W.X. Ti, and H.H. Wen, *Phys. Rev.* **B72**, 054509 (2005).

19. Y. Wang, Z.A. Xu, T. Kakeshita, S. Uchida, S. Ono, Y. Ando, and N.P. Ong, *Phys. Rev.* **B64**, 224519 (2001).
20. Y.S. Lee, K. Segava, Y. Ando, Z.Q. Li, W.J. Padilla, M. Dumm, S.V. Dordevic, C.C. Homes, Y. Ando, and D.N. Basov. *Phys. Rev.* **B72**, 054529 (2005).
21. J.H. Cho, F. Borsa, D.C. Johnston, and D.R. Torgeson, *Phys. Rev.* **B46**, 3179 (1992).

On quantum nature of charge carriers  
in pseudogap state of underdoped cuprate HTS

G.G. Sergeeva and A.A. Soroka

It is assumed that the transition of the  $\text{CuO}_2$  plane to the metallic behavior in the underdoped (UD) pseudogap-state HTSC cuprates at lowering temperature  $T \leq T^*(p_{sh})$  is caused by quantum diffusion predicted by A.F. Andreev and I.M. Lifshits for «defectons» in 1969. The features of the pseudogap state are determined only by the properties

of the  $\text{CuO}_2$  plane and the doping concentration  $p_{sh}$ . As the temperature decreases,  $T \leq T_{AL}(p_{sh})$ , a universal line  $T_{AL}(p_{sh}) = 815p_{sh}$  appears in the general magnetic phase diagram. The line describes the transition of the plane into the «2D vortex metal» state with mobile charge carriers (2D) vortices consistent with antiferromagnism of the  $\text{CuO}_2$  plane. The phase diagram of states has been plotted for the UD single crystal  $\text{YBaCu}_3\text{O}_y$  with the line  $T_{AL}(p_{sh}) \leq T^*(p_{sh})$  which is consistent with the known experimental data for other UD cuprate HTSCs.

PACS: **74.40.+k** Fluctuations (noise, chaos, nonequilibrium superconductivity, localization, etc.);  
74.62.Dh Effects of crystal defects, doping and substitution.

Keywords: pseudogap state, quantum diffusion, doping concentration, phase diagram of states.