УДК 538.945

О ПРИРОДЕ СКЕЙЛИНГОВЫХ СООТНОШЕНИЙ В КУПРАТНЫХ ВТСП

К. В. Мицен, О. М. Иваненко

Показано, что экспериментально установленные универсальные скейлинговые соотношения, связывающие критическую температуру и сверхтекучую плотность в купратных ВТСП при различных режимах допирования, могут быть поняты в рамках предложенной ранее модели, предполагающей самолокализацию допированных носителей.

Ключевые слова: высокотемпературная сверхпроводимость, купраты, сверхтекучая плотность, допирование.

Введение. Вопрос о природе нормального состояния и механизме сверхпроводимости в купратных ВТСП по-прежнему остается открытым. В связи с этим следует отметить недавние работы, авторы которых сообщают об обнаружении ими необычных скейлинговых соотношений, связывающих сверхтекучую плотность $\rho_s(0)$ в различных интервалах допирования с другими параметрами сверхпроводника. Так, в работе [1] авторы сообщают об установлении ими простого соотношения, связывающего величину $\rho_s(0)$ в недопированных и оптимально допированных купратах с величиной критической температуры T_c и со значением проводимости на постоянном токе σ_{dc} при $T = T_c$:

$$\rho_s \propto \sigma_{dc}(T = T_c) \cdot T_c.$$

Данное соотношение выполняется для всех купратных ВТСП в областях недодопирования и оптимального допирования независимо от уровня допирования и типа допанта, кристаллической структуры, наличия беспорядка, а также направления, в котором производятся измерения. В настоящей работе мы хотим показать, что эти результаты могут быть объяснены в рамках предложенной нами модели [2].

Основные положения модели. Согласно модели [2] допированные носители в купратах локализованы и их роль сводится к формированию т. н. Гайтлер–Лондоновских (HL) центров. Таким HL-центром в купратах является пара соседних Cu катионов в

ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53; e-mail: mitsen@lebedev.ru.

CuO_2-плоскости, на которых (при соответствующем допировании) два электрона в состоянии $Cu3d^{10}$ и две O2p дырки на соседних ионах кислорода образуют связанное состояние (внутрикристаллический аналог молекулы водорода). При этом оптимальному допированию соответствует существование в CuO_2-плоскости перколяционного кластера HL-центров, тогда как недодопированное состояние характеризуется сосуществованием отдельных кластеров HL-центров и недопированных областей [2].

Свободные дырочные носители в кластере HL-центров возникают вследствие перехода части электронов из кислородной подзоны на HL-центры [3]. Концентрация свободных носителей n определяется из условия равенства химпотенциалов для электронных пар на HL-центрах и электронов в кислородной зоне и зависит от концентрации HL-центров N_{HL} и температуры T как $n \propto N_{HL} \cdot T$ (для достаточно низких T). В оптимально допированной фазе проводимость и сверхпроводимость имеют место в перколяционном кластере HL-центров. Переход в недодопированную фазу отвечает распаду перколяционного кластера HL-центров на конечные кластеры различных размеров, погруженных в изолирующую матрицу и связанных джозефсоновскими связями.

Из-за взаимодействия электронов с HL-центрами в пределах кластера распределение свободных дырочных носителей оказывается невырожденным [3] в том смысле, что химпотенциал для дырок $\mu = 0$ для всех T, тогда как условием вырождения является требование $\mu > 0$. Учитывая невырожденный характер распределения (отсутствие паулиевской блокировки) следует ожидать, что все свободные дырки (с концентрацией $n \sim 10^{21}$ cm^{-3}) принимают участие как в проводимости, так и в процессах рассеяния. В нашем случае основным механизмом рассеяния носителей при оптимальном допировании является рассеяние дырок на заполненных электронами HL-центрах. Частота ν рассеяния свободной дырки на заполненных HL-центрах пропорциональна их концентрации n и объему фазового пространства для рассеявшихся дырок $\Gamma \propto T$. Т. е.:

$$\nu \propto n\Gamma.$$

Величина $\sigma_{dc}(T)$ в такой модели может быть получена из формулы Друде: $\sigma_{dc} = ne^2/m^*\nu$ (здесь m^* – эффективная масса). Откуда $\sigma_{dc} \propto \Gamma^{-1} \propto T^{-1}$ и не зависит от концентрации носителей.

Результаты и обсуждения. Рассмотрим теперь связь между $\rho_s(0)$, $\sigma_{dc}(T = T_c)$ и T_c при измерениях в ab-плоскости. Поскольку проводимость осуществляется через перколяционный кластер, то она, помимо температуры, будет также определяться геометрическим фактором [4], т. е. мощностью перколяционного токонесущего кластера $P(x)$

(x – уровень допирования) или концентрацией составляющих его HL-центров. Таким образом $\sigma_{dc}(T) \propto P(x)T^{-1}$. Поэтому произведение $\sigma_{dc}(T = T_c) \cdot T_c$ будет определяться (помимо численных коэффициентов) только величиной $P(x)$. Поскольку сверхтекучая плотность $\rho_s(0)$ (концентрация сверхпроводящих пар при $T = 0$) равна концентрации HL-центров, принадлежащих токонесущему кластеру, то $\rho_s(0) \propto \sigma_{dc}(T = T_c) \cdot T_c$.

В области недодопирования кластеры, объединяющие разное число HL-центров, погружены в изолирующую матрицу и связаны джозефсоновскими связями. Будем считать, что длина токового пути $l \approx l_{HL}$ – суммарной длине пути через кластеры HL-центров (т. е. общая длина изолирующих прослоек пренебрежимо мала). Также будем полагать, что сопротивление R_N переходов между кластерами экспоненциально зависит от температуры ($R_N \propto \exp(T_0/T)$) с параметром T_0, изменяющимся в широких пределах для разных пар кластеров. При понижении температуры это будет приводить к последовательному "выключению" отдельных ветвей кластера (токовых путей) как из "нормальной" проводимости, так и из проводимости по сверхтоку. Последнее происходит вследствие уменьшения джозефсоновской энергии связи $E_j \propto R_N^{-1}$ между соседними кластерами ниже величины, способной обеспечить фазовую когерентность между гранулами: $E_j = kT + E_c$, где E_c – энергия кулоновской блокады [5].

Будем сначала считать, что температура такова, что все сопротивления межкластерных переходов, входящих в токопроводящий кластер, много меньше сопротивления, связанного с рассеянием носителей зарядов внутри кластеров HL-центров. В этом случае, как и при оптимальном допировании, сопротивление возникающего токонесущего кластера определяется только рассеянием на HL-центрах вдоль токовых путей.

С понижением температуры будет иметь место прогрессирующее "выключение" токовых путей (уменьшение мощности перколяционного кластера $P(x, T)$), приводящее к отклонению от зависимости $\sigma_{dc}(T) \propto T^{-1}$ и даже к уменьшению проводимости при $T \to 0$, что соответствует переходу от "металлического" к "полупроводниковому" ходу сопротивления. Т. е. сопротивление с понижением температуры изменяется не только за счет изменения частоты рассеяния с температурой, но и вследствие изменения мощности токонесущего кластера. *Тем не менее, для остающегося токонесущего кластера сопротивление по-прежнему определяется только рассеянием на HL-центрах вдоль оставшихся токовых путей, т. е. с понижением температуры сохраняется соотношение* $\sigma_{dc} \propto P(x, T)T^{-1}$. Ниже T_c, при установлении фазовой когерентности вдоль сверхпроводящего кластера, его мощность (т. е. концентрация формирующих его HL-центров) перестает зависеть от температуры. Поэтому $P(x, T) = P(x, 0)$ и $\rho_s(0) \propto \sigma_{dc}(T = T_c) \cdot T_c$ в согласии с [1].

Теперь рассмотрим связь между $\rho_s(0)$, $\sigma_{dc}(T = T_c)$ и T_c при измерениях в направлении оси "c". Для этого, прежде всего, нужно установить, каков механизм проводимости вдоль этой оси. Естественно предположить, что в любом кристалле в диапазоне концентраций, включающем области недодопирования и оптимального допирования, существует достаточно большое количество пар соседних недодопированных плоскостей CuO_2, где кластеры, объединяющие разное число HL-центров, погружены в изолирующую матрицу и связаны джозефсоновскими связями. Мы считаем, что в этом случае, в силу кластерной природы сверхпроводниковой фазы, проводимость также будет определяться в основном проводимостью вдоль ab-плоскости. Это будет иметь место в связи с тем, что перенос носителей между такими CuO_2-плоскостями происходит в основном в областях пересечения проекций кластеров HL-центров на плоскость и от одной точки (точки входа) пересечения до другой (точки выхода) токовый путь будет лежать в CuO_2-плоскости. Сопротивление слоя CuO_2 достаточно велико ($\sim$1–3 кОм/$\square$) и потому сопротивление вдоль кластера от одной точки до другой много больше сопротивления перехода между соседними CuO_2-плоскостями. Поскольку токонесущий кластер будет таким образом включать цепочки HL-центров, лежащих в CuO_2-плоскости, то общее сопротивление вдоль оси "c" будет определяться сопротивлением вдоль цепочек кластеров в таких недодопированных CuO_2-плоскостях, которое связано со сверхтекучей плотностью и T_c указанным скейлинговым соотношением.

Заключение. Таким образом, как в направлении "ab", так и в направлении "c", сверхтекучая плотность $\rho_s(0)$, как и проводимость σ_{dc}, будут определяться числом HL-центров, входящих в токонесущий кластер. Поэтому соотношение $\rho_s(0) \propto \sigma_{dc}(T = T_c) \cdot T_c$ справедливо для всех кристаллических направлений, что полностью согласуется с результатами работы [1].

Работа выполнена в рамках государственного задания АААА-А19-119083090048-5.

Л И Т Е Р А Т У Р А

[1] C. C. Homes, S. V. Dordevic, M. Strongin, et al., Nature **430**(6999), 539 (2004). DOI: 10.1038/nature02673.

[2] К. В. Мицен, О. М. Иваненко, УФН **187**, 431 (2017). DOI: 10.3367/UFNr.2016.12.038000.

[3] K. Mitsen and O. Ivanenko, Journal of Alloys and Compounds **791**, 30 (2019). DOI: 10.1016/j.jallcom.2019.03.273.

[4] Б. И. Шкловский, А. Л. Эфрос, *Электронные свойства легированных полупроводников* (М., Наука, 1979).

[5] O. Entin-Wohlman, A. Kapitulnik, and Y. Shapira, Phys. Rev. B **24**, 6464 (1981). DOI: 10.1103/PhysRevB.24.6464.

Поступила в редакцию 18 августа 2021 г.

После доработки 24 сентября 2021 г.

Принята к публикации 25 сентября 2021 г.