Письма в ЖЭТФ, том 49, вып. 12, стр. 683–685 *25 июня 1989 г.*

ЧАСТОТНАЯ ДИСПЕРСИЯ ПРОВОДИМОСТИ МЕТАЛЛООКСИДНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ

И.О.Кулик

Показано, что проводимость локальных пар в нормальном состоянии металлооксидного сверхпроводника обратно пропорциональна температуре T и убывает с частотой по закону $\sigma(\omega) = \sigma_* /(1 + \omega^2/\omega_*^2)$, где частота отсечки $\omega_* = \Gamma_* T/T_c$, причем $\Gamma_* \sim 10^{11}$ $с^{-1}$. Наблюдение такой зависимости в области низких частот будет свидетельствовать об экзотическом (парноэлектронном) механизме подвижности металлооксидных соединений и бозе-конденсации пар как возможном механизме высокотемпературной сверхпроводимости.

Обсуждаемый в последнее время механизм высокотемпературной сверхпроводимости, аналогичный механизму Шафрота–Батлера–Блатта [1], но отличающийся от последнего наличием двух подсистем – зонных носителей и локальных электронных (дырочных) пар, сильно взаимодействующих друг с другом и обеспечивающих неустойчивость в канале бозе-конденсации пар, приводит к предсказанию линейного по температуре вклада в сопротивление выше точки сверхпроводящего перехода [2,3]. Этот вклад может быть одного порядка (или даже превосходить) вклад зонных носителей, поскольку последние из-за сильного рассеяния на локальных парах и дефектах решетки имеют малое время релаксации $\tau_1 \sim 10^{-14}$ с и близки к порогу андерсоновской локализации [4]. Локальные пары остаются сильно связанными при всех температурах, в том числе выше T_c, при этом время их распада, т.е. превращения в два электронных (дырочных) возбуждения в зоне проводимости существенно превышает время релаксации одноэлектронных состояний и составляет $\tau_2 \sim 10^{-10}–10^{-11}$ $с^{-1}$. В результате оказывается, что несмотря на относительно малую ширину W_2 эффективной парноэлектронной зоны, величина произведения $W_2\tau_2 \sim \epsilon_F/T$ велика по сравнению с единицей (ширина одноэлектронной зоны $W_1 \sim \epsilon_F$ и $W_1\tau_1 \lesssim 1$). Пары не являются каноническими квазичастицами (фермиевскими или бозевскими) и к ним неприменимо обычное кинетическое уравнение. Тем не менее, в отличие от прыжковой проводимости в полупроводниках проводимость пар не является экспоненциальной функцией температуры и существенно зависит от частоты при $\omega\tau_2 \sim 1$, а их локализация возможна только за счет диагонального беспорядка (флуктуаций энергии пары в пространстве).

Мы связываем зонные возбуждения в металлооксидных соединениях типа $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ с дырками на кислороде в медь-кислородных плоскостях, а локальные пары – с пероксидными комплексами O_2^{2-}, либо с атомами нейтрального кислорода (т.е. парой дырок в заполненной p-оболочке иона O^{2-}), расположенными между плоскостями. Гибридизация локальных состояний с зонными приводит к совместной куперовской конденсации в зоне и к бозе-конденсации в парноэлектронной системе. При этом критическая температура перехода (мы опускаем медленный логарифм $\ln(\epsilon_0/T)$ в выражении для T_c из [2,3]) определяется формулой

$$T_c \approx N(\epsilon_F)\langle |V|^2\rangle \frac{1-2\nu}{\ln[(1-\nu)/\nu]}, \qquad (1)$$

где V – константа гибридизации, ν – среднее число пар на узле, определяемое уровнем легирования (x).

Рассматривая кинетическое уравнение для матрицы плотности пар $\rho_{ij} = \langle A_i^+ A_j \rangle$:

$$\partial\rho_{ij}/\partial t + 2ieE(R_i - R_j)\rho_{ij} = \hat{I}_{ij}, \qquad (2)$$

$$\hat{I}_{ij} = -\int_{-\infty}^{0} dt \langle [H_{int}(t), [H_{int}, A_i^+ A_j]] \rangle,$$

где H_{int} – гамильтониан гибридизации, $A_j^+(A_j)$ – оператор рождения (уничтожения) пары на узле (атомном кластере) с координатой R_j, получим время релаксации

$$\tau_2^{-1} \approx \Gamma_0 T/T_c, \quad \Gamma_0 = 2\pi N(\epsilon_F) W_2^2 \tag{3}$$

и оценку эффективной массы пары (m_1 – зонная, т.е. одноэлектронная масса):

$$m_1/m_2 \approx N(\epsilon_F) W_2, \quad W_2 = N(\epsilon_F) V^2, \tag{4}$$

где $N(\epsilon_F)$ – плотность состояний дырок на уровне Ферми.

Из (2) следует выражение для тока J_{ij}, перетекающего с узла i на узел j:

$$J_{ij} = ie(\gamma_{ij}^* \rho_{ij} - \gamma_{ij}\rho_{ji}), \tag{5}$$

$$\gamma_{ij} = N^2(\epsilon_F) V^2 \int d\xi_k \int d\xi_{k'} \frac{1 - n_k - n_{k'}}{\epsilon_k + \epsilon_{k'} - 2E_0 + i\delta} e^{i(k-k')(R_i - R_j)},$$

где

$$n_k = (e^{\beta(\epsilon_k - \mu)} + 1)^{-1}, \quad \mu = E_0 - \frac{T}{2} \ln \frac{1-\nu}{\nu};$$

E_0 – уровень энергии пары (в пересчете на одну дырку), расположенный между дном и потолком зоны. Проводимость пар на частоте ω равна

$$\sigma_2(\omega) = \sigma_2^0/(1 - i\omega\tau_2), \tag{6}$$

причем

$$\sigma_2^0 \approx \frac{ne^2\hbar}{m_1 T} \ln(\epsilon_0/T), \quad n = n_0\nu. \tag{7}$$

Полученный результат можно понять в духе формулы Друде для проводимости $\sigma_2^0 = ne^2\tau_2/m_2$. Поскольку согласно (3), (4) величины τ_2 и m_2 одинаково зависят от константы взаимодействия, последняя сокращается, и выражение для проводимости принимает простой вид (7) (без учета логарифма). Более точное соотношение для сопротивления имеет вид

$$\rho = \rho_0 \frac{T}{T_c} + \rho', \quad \rho_0 = m_1 W_2/ne^2\hbar, \tag{8}$$

где ρ' – "остаточное" сопротивление, обусловленное рассеянием на беспорядке

В качестве численной оценки, полагая $m_1 = 5m_0$, $N^{-1}(\epsilon_F) \sim \epsilon_F \sim 10^4$ К, $V \sim 10^3$ К, что соответствует, согласно (1), $T_c \sim 10^2$ К, получим $\rho_0 \sim 10^{-4}$ Ом · см и $\Gamma_0 \sim 1$ К, т.е. "частота отсечки" подвижности пар $\omega_0 \approx \Gamma_0/\hbar \sim 10^{11}$ с$^{-1}$. В том же приближении эффективная масса пары $m_2 \sim 10^2 m_1$, а длина свободного пробега $l_2 \sim \hbar v_F/T \sim 10^{-5}$ см при $T \approx T_c$. Разумеется, эти оценки относятся к усредненным по направлениям величинам и не исключают более высокой подвижности (и меньших значений m_2) в отдельных направлениях, скажем, вдоль плоскостей спайности в слоистых кристаллах.

Таким образом, парноэлектронный вклад в проводимость металлооксидного сверхпроводника: а) весьма велик по своей абсолютной величине и уже сам по себе способен обеспечить нужный порядок сопротивления; б) обратно пропорционален температуре независимо от соотношения между шириной парноэлектронной "зоны" и температурой; в) проявляет существенную частотную дисперсию на частотах, значительно (на несколько порядков величины) меньших частоты дисперсии одноэлектронной подвижности. Последнее обстоятельство позволяет отделить парноэлектронный вклад в проводимость от обычной (зонной) подвижности и установить наличие локальных пар в высокотемпературных сверхпроводниках.

Отметим в этой связи, что в недавно опубликованных работах [6,7] было обнаружено уменьшение проводимости в нормальном состоянии соединений $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ и $YBa_2Cu_3O_{7-x}$, начиная с частот $\omega \sim 10^{10}$ c^{-1}. Вызывает, однако, удивление последующий рост σ в области более высоких частот ($\omega > 10^{11}$ c^{-1}), не находящий объяснения в рамках развиваемых представлений. Тем не менее сам по себе факт существования дисперсии проводимости металлооксидных соединений в области столь низких частот указывает на неприменимость одноэлектронного приближения в качестве модели высокотемпературного сверхпроводника и необходимость включения "медленной" (инертной) электронной системы для описания его металлических свойств.

Литература

1. *Shafroth M. et al.* Helv. Phys. Acta, 1957, **30**, 93.
2. *Кулик И.О.* ФНТ, 1987, **13**, 879; 1988, **14**, 209.
3. *Kulik I.O.* Int. J. Mod. Phys. B, 1988, **1**, 851.
4. *Мощалков В.В. и др.* ФНТ, 1988, **14**, 988.
5. *Mattheiss L.F., Hamann D.R.* Sol. St. Comm., 1987, **63**, 395.
6. *Щербаков А.С. и др.* Письма в ЖЭТФ, 1987, **46**, 111; ФММ, 1987, **64**, 735.
7. *Щербаков А.С. и др.* Письма в ЖЭТФ, 1989, **49**, 102.

Физико-технический институт низких температур
Академии наук УССР

Поступила в редакцию
25 апреля 1989 г.

После переработки
29 мая 1989 г.