может быть «жидкой» (ближний порядок) и «кристаллической», с точки зрения электронных свойств она может быть «металлом» либо «диэлектриком». Есть, правда, и существенное отличие: здесь f-электроны или f-дырки и s-электроны — это тождественные частицы, могущие переходить друг в друга. Это может привести к ряду важных следствий и существенно усложняет теоретическое описание этих систем.

ЛИТЕРАТУРА

1. Varma C. M.— Rev. Mod. Phys., **1976**, v. 78, p. 219.
2. Хомский Д. И.— УФН, **1979**, т. 129, с. 443.
3. Lawrence J. M., Riseborough P. S., Parks R. D.— Rept. Progr. Phys. **1981**, v. 44, p. 1.
4. Anderson P. W.— Phys. Rev., **1961**, v. 124, p. 41.
5. Falicov L. M., Kimball J. C.— Phys. Rev. Lett., 1969, v. 22, p. 997.
6. Кочарян А. Н., Хомский Д. И.— ЖЭТФ, **1976**, т. 71, с. 767; Khomskii D. I., Kocharyan A. N.— Sol. State. Comm., **1976**, v. 18, p. 985.
7. Khomskii D. I., Kocharyan A. N., Ovnanyan P. S. Препринт ФИАН СССР № 190.— Москва, 1980.
8. Хомский Д. И.— Письма ЖЭТФ, **1978**, т. 27, с. 352; Sol. State Comm., **1978**, v. 27, p. 705.
9. Келдыш Л. В., Копаев Ю. В.— ФТТ, **1964**, т. 6, с. 2791.

537.312.62(048)

Б. И. Ивлев, Н. Б. Копнин. Теория резистивных состояний в узких сверхпроводящих каналах. Рассмотрим узкий сверхпроводящий канал с поперечными размерами, меньшими глубины проникновения магнитного поля и длины когерентности $\xi(T)$. Теория Гинзбурга — Ландау предсказывает, что когда плотность тока j, протекающего по такому каналу, превысит величину j_c, называемую критическим током Гинзбурга — Ландау, сверхпроводимость в канале разрушится, и канал перейдет в нормальное состояние. Эксперимент показывает, однако, что выше j_c существует область токов, где сверхпроводимость не исчезает полностью, а продолжает существовать, несмотря на то, что образец оказывает конечное сопротивление постоянному току [1,2]. Такое состояние сверхпроводника называется резистивным состоянием (РС). В сверхпроводнике, находящемся в РС, существует электрическое поле, которое ускоряет электрически заряженные куперовские пары. Рост скорости куперовских пар $v_s=(\hbar/2m)\nabla\chi$, где χ — фаза параметра порядка, связан с ростом разности фаз $\chi_2-\chi_1$ на концах сверхпроводящего канала. Поскольку сверхпроводимость в РС не разрушается, это означает, что существует механизм, компенсирующий рост разности фаз под действием электрического поля. Таким механизмом является проскальзывание фазы. Его суть состоит в следующем. В некотором месте образца модуль параметра порядка Δ начинает уменьшаться и в некоторый момент времени обращается в нуль. В этот момент разность фаз справа и слева от этой точки скачком уменьшается на 2π, после чего сверхпроводимость в этой точке восстанавливается, и параметр порядка начинает возрастать. Через некоторое время процесс повторяется. Точка, где параметр порядка, осциллируя, обращается в нуль, а его фаза испытывает скачок на 2π, называется центром проскальзывания фазы [3] (ЦПФ). Если образец имеет достаточно большую длину, он может содержать несколько ЦПФ. В пределе бесконечно длинного образца ЦПФ располагаются периодично по длине образца с определенной плотностью, зависящей от тока.

Описанный процесс сброса фазы удобно рассматривать в двумерном пространстве-времени $\{x, ct\}$, где x — координата вдоль образца. Введем двумерные векторы

$$\mathbf{\rho}=\{x; ct\},\quad \mathbf{q}=\{Q_x; -\Phi\},\quad \mathbf{a}=\{A_x; -\varphi\},$$

где

$$Q_x=A_x-\frac{\hbar c}{2e}\frac{\partial\chi}{\partial x}\quad\text{и}\quad \Phi=\varphi+\frac{\hbar}{2e}\frac{\partial\chi}{\partial t}$$

— градиентно инвариантные векторный и скалярный потенциалы (A и φ — обычные электромагнитные потенциалы). Векторы $\mathbf{q}$ и $\mathbf{a}$ связаны соотношением $\mathbf{q}=\mathbf{a}-(\hbar c/2e)\,\partial\chi/\partial\mathbf{\rho}$. Момент проскальзывания фазы изображается в пространстве-времени $\{x;\ ct\}$ точкой. Окружим эту точку замкнутым контуром l и рассмотрим интеграл

$$\oint_l \mathbf{q}\,d\mathbf{\rho}=\oint_l \mathbf{a}\,d\mathbf{\rho}-\frac{\hbar c}{2e}\oint_l \frac{\partial\chi}{\partial\mathbf{\rho}}\,d\mathbf{\rho}. \qquad (1)$$

Процесс сброса фазы эквивалентен условию, что при обходе вокруг этой точки фаза параметра порядка изменяется на $2\pi n$, где n — целое число. С помощью определения электрического поля

$$E=-\frac{1}{c}\frac{\partial A}{\partial t}-\frac{\partial\varphi}{\partial x}=(\mathrm{rot}\ \mathrm{a})_3$$

из (1) получаем «правило квантования» [4]

$$\int\limits_S E\,\mathrm{d}x\,c\,\mathrm{d}t=\varphi_0 n,$$

где $\varphi_0=\pi\hbar c/e$ — квант потока, а интегрирование распространяется на площадь в пространстве $\{x, ct\}$, занимаемую одним ЦПФ. Это выражение является обобщением соотношения Джозефсона.

Для определения структуры ЦПФ и вычисления вольт-амперной характеристики (ВАХ) образца нужно обратиться к динамическим уравнениям сверхпроводимости. При этом появляется еще одна характерная длина — глубина проникновения электрического поля l_E [5,6], которая является длиной релаксации разности химического потенциала нормальных возбуждений $\mu_e=-e\varphi$ и химического потенциала куперовских пар $\mu_p=(\hbar/2)\,\partial\chi/\partial t$: $\Phi=(\mu_p-\mu_e)/e$. Глубина проникновения l_E при температурах вблизи T_c была вычислена в [5,6]. Она значительно превышает $\xi\,(T)$.

Расстояние L между соседними ЦПФ в РС имеет порядок глубины проникновения электрического поля: $L\sim l_E$. Анализ динамических уравнений сверхпроводимости показывает [7], что на интервале $-L/2\leqslant x\leqslant L/2$ (точка $x=0$ отвечает ЦПФ) можно выделить три участка:

1. $|x|\lesssim x_1\sim\xi^2/l_E$ — область осцилляций параметра порядка Δ. В этой области он значительно подавлен по сравнению с равновесным значением Δ_0.

2. $\xi^2/l_E\lesssim|x|\lesssim x_2\sim\sqrt{\xi l_E}$. В этой области происходят осцилляции сверхпроводящего тока j_s. Параметр порядка не зависит от времени и имеет вид $\Delta(x)=\Delta_0\,\mathrm{th}\,(x/\sqrt{2}\xi)$. Размер динамических областей x_1 и x_2 значительно меньше L: $x_1, x_2\ll L$.

3. $\sqrt{\xi l_E}\lesssim|x|\leqslant L/2\sim l_E$. В этой области все величины не зависят от времени. Здесь происходит формирование напряжения на ЦПФ. По причине узости динамических областей x_1 и x_2 основной вклад в падение потенциала на ЦПФ вносит статическая область, в которой имеют место простые уравнения

$$j=\sigma E+j_s,\quad E=-\frac{\partial\Phi}{\partial x}, \tag{2}$$

$$\frac{\partial^2\Phi}{\partial x^2}=\frac{1}{l_E^2(\Delta)}\,\Phi, \tag{3}$$

а сверхпроводящий ток j_s связан с Δ уравнением Гинзбурга — Ландау: $j_s=j_s(\Delta)$. Уравнения (2), (3) легко интегрируются;

$$\Phi^2(j_s)=\frac{2}{\sigma^2}\int\limits_{j_s}^{j_c} l_E^2(\Delta)\,(j-j_s)\,\mathrm{d}j_s,\quad L=\frac{2}{\sigma}\int\limits_0^{j_c} l_E^2(\Delta)\,\frac{\mathrm{d}j_s}{\Phi(j_s)}, \tag{4}$$

откуда определяется среднее электрическое поле в образце [7,8]

$$E=\frac{2\Phi}{L},\quad \bar{j}_s=0. \tag{5}$$

ВАХ (4), (5) получена для длинного канала с большим числом ЦПФ. При больших токах $j\gg j_c$ она идет параллельно закону Ома $j=\sigma E+j_{exc}$ с избыточным током $j_{exc}=0{,}68j_c$. Начальный участок ВАХ описывается формулой

$$j-j_c=j_c\exp\left(-0{,}91\,\frac{j_c}{\sigma E}\right).$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Meyer J., Minnigerode G. V.— Phys. Lett. Ser. A, **1972**, v. 38, p. 529.
2. Skocpol W. J., Beasley M. R., Tinkham M.— J. Low. Temp. Phys., 1974, v. 76, p. 145.
3. Langer J. S., Ambegaokar V.— Phys. Rev., **1967**, v. 164, p. 498.
4. Ивлев Б. И., Копнин Н. Б.— Письма ЖЭТФ, **1978**, т. 28, с. 640.
5. Schmid A., Schön G.— J. Low Temp. Phys., **1975**, v. 20, p. 207.

6. Artemenko S. N., Volkov A. F., Zaitsev A. V.— Ibid., 1978, v. 30, p. 487.
7. Ivlev B. I., Kopnin N. B.— Ibid., 1981, v. 44, p. 453.
8. Ивлев Б. И., Копнин Н. Б., Маслова Л. А.— ЖЭТФ, 1980, т. 78, с. 1963.