Письма в ЖЭТФ, том 28, вып. 10, стр. 640 – 644 *20 ноября 1978 г.*

О РЕЗИСТИВНОМ СОСТОЯНИИ СВЕРХПРОВОДНИКОВ

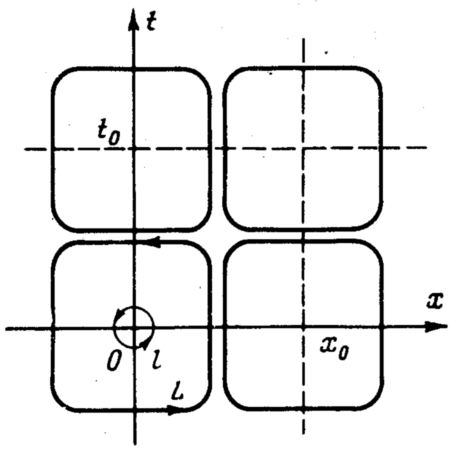
Б.И.Ивлев, Н.Б.Копнин

Рассмотрено резистивное состояние квазиодномерного сверхпроводника как результат возникновения топологических особенностей. На этой основе рассчитывается вольт-амперная характеристика.

Хорошо известно, что в бесконечном сверхпроводнике с однородным и стационарным параметром порядка не может существовать постоянное и однородное электрическое поле. В противном случае линейно растущие по времени или по координатам потенциалы разрушили бы сверхпроводимость. В реальной ситуации в сверхпроводящем образце, на концах которого существует разность потенциалов, устанавливается состояние, которое принято называть резистивным. Оно характеризуется разрушением макроскопически когерентного состояния в некоторых точках образца, где происходят скачки фазы параметра порядка. Понятие о центрах проскальзывания фазы в сверхпроводнике было введено Ланжером и Амбегаокаром [1].

Существуют разные способы реализации резистивного состояния в сверхпроводниках. К одному из них относится случай статических центров проскальзывания фазы, где на каждом из центров терпит разрыв химический потенциал пар с тем, чтобы конденсат подстраивался под растущий химический потенциал квазичастиц. Такая картина стационарна, если не принимать во внимание джозефсоновский ток через каждый центр. Этот случай исследовался в ряде работ [2 – 4]. Наиболее последовательно он рассмотрен Галайко [5].

К другому способу относится случай динамических центров проскальзывания фазы. Параметр порядка при этом в некоторые моменты времени обращается в ноль, в некоторых точках сверхпроводника. Именно ситуация такого типа была указана в [1] и изучалась также Ригером, Скалапино и Мерсеро [6].



Остановимся более детально на этом случае. Пусть имеется бесконечный, узкий сверхпроводящий образец. Комплексный параметр порядка $\Delta = |\Delta| \exp(-2ie\chi/c\hbar)$, где $-2e\chi/c\hbar$ – фаза. Наряду с электромагнитными потенциалами $A = A_x$ и ϕ можно ввести градиентно-инвариантные комбинации $Q = A + \partial\chi/\partial x$ и $\Phi = \phi - \partial\chi/\partial(ct)$. Введем в двумерном пространстве $\rho = \{x; ct\}$ двумерные векторы

$$\mathbf{q} = \{Q; -\Phi\} \qquad \mathbf{a} = \{A; -\phi\}, \tag{1}$$

между которыми существует соотношение

$$\mathbf{q} = \mathbf{a} + \partial\chi/\partial\vec{\rho}. \tag{2}$$

Тогда, если циркуляция вектора q по некоторому замкнутому контуру L, охватывающему площадку S (см. рисунок), равна нулю, то

$$\oint \mathbf{q} d\rho = \int_S \operatorname{rot} \mathbf{a} \, d\mathbf{S} + \oint_L \frac{\partial \chi}{\partial \vec{\rho}} \partial \vec{\rho} = 0; \quad |d\mathbf{S}| = d^2 \rho. \tag{3}$$

Поскольку изменение фазы при обходе по замкнутому контуру должно быть кратно 2π, а электрическое поле равно формально вектору

$$E = -\frac{1}{c} \frac{\partial A}{\partial t} - \frac{\partial \phi}{\partial x} = (\operatorname{rot} \mathbf{a})_3, \tag{4}$$

направленному по $d\mathbf{S}$, то

$$\int_S E d^2 \rho = n \Phi_0, \tag{5}$$

где $\Phi_0 = \pi c \hbar / e$ – "квант потока" (по аналогии с вихрями в сверхпроводнике второго рода [7]).

Таким образом, центры проскальзывания фазы можно представлять себе, как топологические особенности типа вихрей в двумерном пространстве-времени. Если они образуют правильную решетку, то в качестве контура L можно взять границу ячейки, тогда в силу периодичности циркуляция вектора q равна нулю. Для случая прямоугольной решетки солитонов усредненное по координате и времени электрическое поле, которое и измеряется в эксперименте, имеет вид

$$\bar{E} = \frac{1}{x_0 t_0 c} \int_S E d^2 \rho = \frac{n \Phi_0}{c x_0 t_0}. \tag{6}$$

Это соотношение совместно с граничным условием для бесконечно малого контура l (см. рисунок)

$$\int_l \mathbf{q} \, d\vec{\rho} = -n \Phi_0 \tag{7}$$

оказывается полезным для нахождения вольт-амперной характеристики сверхпроводника, если по заданному току определить периоды колебаний.

Рассмотрим сверхпроводник с большой концентрацией парамагнитных примесей [8]. В единицах $\widetilde{\Delta}^2 = 2\pi^2 (T_c^2 - T^2)$; $\xi^2 = 6D/\tau_s \widetilde{\Delta}^2$; $\widetilde{t}^{-1} = 2\tau_s \widetilde{\Delta}^2$; $2e\widetilde{\Phi} = \widetilde{t}^{-1}$, $\frac{2e}{c}\widetilde{Q} = \xi^{-1}$ ($\hbar = 1$) уравнения для модуля параметра порядка и градиентно-инвариантных потенциалов имеют вид

$$12 \frac{\partial |\Delta|}{\partial t} - \frac{\partial^2 |\Delta|}{\partial \chi^2} + (|\Delta|^2 - 1)|\Delta| + Q^2 |\Delta| = 0, \quad -\left(|\Delta|^2 Q + \frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial \Phi}{\partial x}\right) = j;$$
$$12 \Phi |\Delta|^2 = -\frac{\partial}{\partial x} (|\Delta|^2 Q). \tag{8}$$

Крамер и Баратов нашли численными методами [9], что при $j > j_{min} \approx 0{,}74 j_c$, где $j_c = 2/3\sqrt{3}$ – критический ток Гинзбурга – Ландау, существует периодическое по времени решение рассмотренного выше типа. Причем, если $j - j_{min} \to +0$, то временной период стремится к бесконечности, а решение для параметра порядка при $t \to \pm\infty$ переходит в неустойчивое статическое решение Ланжера и Амбегаокара [1]

$$\Delta_{\infty}(x) = \Delta_0 - (3\Delta_0^2 - 2)\,\mathrm{ch}^{-2}\left[x\left(\frac{3\Delta_0^2 - 2}{2}\right)^{1/2}\right]. \qquad (9)$$

Значок "∞" указывает на период структуры по координате. Граничные условия при численном счете в [9] позволяли возникать периодически во времени лишь одному центру проскальзывания фазы на длине образца. Однако для бесконечного образца или при граничных условиях, допускающих проникновение в образец новых солитонов, число их может варьироваться в пространстве. По этой причине период структуры по координате, также как и по времени будет определяться надкритичностью $j - j_{min}$.

При $j = j_{min}$, решение (8), полученное в [9], есть $\Delta(x,t) = \Delta_\infty(x) + \psi(x,t)$, где $\psi \to 0$ при $x \to \pm\infty$, $t \to \pm\infty$. При этом, как можно убедиться из анализа кривой [9] для химического потенциала, выполняется правило квантования (5) с $n = 1$. При $(j - j_{min}) \ll j_{min}$ можно записать решение в виде

$$\Delta(x,t) = \Delta_{x_0}(x) + \sum_{nm} \psi(x - nx_0,\ t - mt_0) + \Delta_1(x,t), \qquad (10)$$

где $\Delta x_0(x)$ есть статическое решение при токе $j = j_{min}$ уравнений (8) с периодом x_0, при $x \ll x_0$ слабо отличающееся от (9). Тогда при достаточно больших периодах функция Δ_1 будет малой. Правая часть уравнения для Δ_1 содержит помимо $(j - j_{min})$ малые члены перекрытия типа $\psi(x,t)\,\psi(x, t + t_0) \sim \exp(-b\,t_0)$ и кроме того $[\Delta_{x_0}(x) - \Delta_\infty(x)] \sim \exp(-a\,x_0)$. Можно предположить, что точное решение уравнений (8) должно быть устроено так, чтобы все эти величины были одного порядка. Отсюда получаем для периодов решетки солитонов

$$x_0 \sim \xi \ln\frac{j_{min}}{j - j_{min}} \qquad t_0 \sim \tilde{t} \ln\frac{j_{min}}{j - j_{min}}. \qquad (11)$$

Используя теперь соотношение (6) для среднего электрического поля, получим вольт-амперную характеристику при $(j - j_{min}) \ll j_{min}$

$$\frac{j - j_{min}}{j_{min}} \sim \exp\left[-C\left(\frac{j_{min}}{\sigma E}\right)^{1/2}\right], \qquad C \sim 1. \qquad (12)$$

В заключение хотим отметить, что рассмотренная периодическая структура может быть в принципе ответственна за наблюдавшееся экспериментально электромагнитное излучение из сверхпроводящего образца, находившегося в резистивном состоянии [10]. Кроме того, вхождение в образец через его границу новых солитонов должно приводить к скачкам напряжения, экспериментально обнаруженным в [11].

Мы благодарны А.И.Ларкину и Ю.Н.Овчинникову, а также Е.Б.Богомольному и С.В.Манакову за ценные обсуждения.

Институт теоретической физики
им. Л.Д.Ландау
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
16 октября 1978 г.

Литература

[1] J.S.Langer, V.Ambegaokar. Phys. Rev., 164, 498, 1967.

[2] В.П. Галайко. ЖЭТФ, 66, 379, 1974.

[3] W.J.Skocpol, M.R.Beasley, M.Tinkham. J. Low Temp. Phys., 16, 145, 1974.

[4] H.J.Fink, R.S.Poulsen. Phys. Rev. Lett., 32, 762, 1974; Phys. Rev., B11, 1870, 1975.

[5] В.П.Галайко. ЖЭТФ, 71, 273, 1976.

[6] T.J.Rieger, D.J.Scalapino, J.E.Mercereau. Phys. Rev., B6, 1734, 1972.

[7] Д.Сан-Жам, Г.Сарма, Е.Томас. Сверхпроводимость второго рода, М., изд. Мир, 1970.

[8] Л.П.Горьков, Г.М.Элиашберг. ЖЭТФ, 54, 612, 1968.

[9] L. Kramer, A.Baratoff. Phys. Rev. Lett,. 38, 518, 1977.

[10] Г.Е.Чурилов, В.М.Дмитриев, А.П.Бескорсый. Письма в ЖЭТФ, 10, 231, 1969.

[11] J.D. Meyer, Appl. Phys., 2, 303, 1973.