Письма в ЖЭТФ, том 46, вып. 11, стр. 463 – 465 10 декабря 1987 г.

ЭКЗОТИЧЕСКАЯ СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ ПЛОСКОСТЕЙ ДВОЙНИКОВАНИЯ

А.Ф.Андреев

Развита феноменологическая теория двумерных дефектов в сверхпроводниках. Отмечается возможность экзотических сверхпроводящих состояний двойниковых плоскостей, на которых происходит скачок на π-фазы параметра порядка и могут оканчиваться вихревые нити.

Хайкин и Хлюстиков [1] наблюдали сверхпроводимость, локализованную на плоскостях двойникования. В последнее время этот эффект приобрел особый интерес в связи с обнаружением в высокотемпературных сверхпроводниках двойниковых доменов. Буздин и Булаевский [2] предложили простую феноменологическую модель локализованной сверхпроводимости. Характерной чертой их подхода является априорное предположение о непрерывности сверхпроводящего параметра порядка на особой плоскости. В настоящей работе развита более последовательная теория двумерных дефектов в сверхпроводниках, основанная на теории Гинзбурга – Ландау.

При наличии в сверхпроводнике произвольного плоского дефекта полная свободная энергия является суммой объемной и поверхностной частей

$$\mathcal{F} = \int dVF_V + \int dSF_S \, , \tag{1}$$

где F_V – обычная энергия Гинзбурга – Ландау

$$F_V = \frac{1}{4m} \, |(i\nabla + 2e\mathbf{A})\psi|^2 + a\tau|\psi|^2 + \frac{b}{2}|\psi|^4 \, ,$$

$\tau = (T - T_{cV})/T_{cV}$, T_{cV} – объемная критическая температура, a, b – положительные постоянные.

Поверхностный интеграл берется по плоскости $z = 0$, в которой расположен дефект. Свободная энергия F_S единицы площади локально зависит от параметра порядка ψ и ее можно разложить по степеням ψ. Поскольку плоскость $z = 0$ является особой поверхностью, функция ψ, а также в общем случае и вектор-потенциал $\mathbf{A}$ являются при $z = 0$ разрывными функциями координат. Однако, путем разрывного калибровочного преобразования всегда можно сделать вектор-потенциал непрерывным. Действительно, в силу условия непрерывности нормальной компоненты магнитного поля, имеем $[H_z] = (\partial/\partial x)[A_y] - (\partial/\partial y) \times [A_x] = 0$, где $[f] \equiv f(z = +0) - f(z = -0)$, откуда ясно, что $[A_\alpha] = \partial f/\partial x_\alpha$, f – некоторая функция x_α, $\alpha = 1,2$. Произведем калибровочное преобразование $\mathbf{A}' = \mathbf{A} + \nabla\chi$, в котором функция χ ведет себя при $z \to 0$ следующим образом: $\chi = z\chi_1(x_\alpha) + \chi_2(x_\alpha)$, причем $[\chi_1] = -[A_z]$, $[\chi_2] = -f$. Получим $[\mathbf{A}'] = 0$. Считая вектор-потенциал непрерывной функцией, мы должны ограничиться рассмотрением калибровочных преобразований с непрерывными χ и $\partial\chi/\partial z$.

В силу непрерывности χ имеется четыре калибровочно инвариантных квадратичных комбинации параметра порядка $|\psi_+|^2$, $|\psi_-|^2$, $\psi_+^*\psi_-$, $\psi_+\psi_-^*$, где $\psi_\pm = \psi(\pm 0)$. С учетом симметрии относительно обращения времени $\psi \to \psi^*$ (считаем дефект немагнитным и не характеризующимся каким-либо чисто двумерным комплексным параметром порядка, не связанным с объемным ψ) имеем разложение

$$F_S = F_{S0} - A|\psi_+|^2 - B|\psi_-|^2 - C(\psi_+^*\psi_- + \psi_-^*\psi_+), \tag{2}$$

F_{S0} – свободная энергия двойника в нормальном состоянии, A, B, C – произвольные положительные или отрицательные постоянные. Варьируя $\mathcal{F}$ по значениям $\delta\psi$ в объеме и на поверхности, получим объемное уравнение Гинзбурга – Ландау и граничные условия при

$z = \pm 0$:

$$\xi_0 \left[\left(\frac{\partial}{\partial z} - 2ieA_z \right) \psi \right]_{z=+0} = -\alpha\psi_+ - \gamma\psi_- , \tag{3}$$

$$\xi_0 \left[\left(\frac{\partial}{\partial z} - 2ieA_z \right) \psi \right]_{z=-0} = \gamma\psi_+ + \beta\psi_- , \tag{4}$$

где $\xi_0^{-1} = 2\sqrt{ma}$, постоянные A, B, C записаны соответственно в виде $a\xi_0\alpha$, $a\xi_0\beta$, $a\xi_0\gamma$ с безразмерными α, β, γ. Для применимости теории Гинзбурга – Ландау во всей температурной области существования локализованной сверхпроводимости необходимо потребовать, как это видно из полученной ниже формулы (6), малось $|\alpha|, |\beta|, |\gamma|$. Используя обычное выражение для объемного тока и пользуясь непрерывностью его z-компоненты j_z найдем при $z = 0$

$$j_z = ie\sqrt{\frac{a}{m}}\,\gamma\,(\psi_+^* \psi_- - \psi_+ \psi_-^*). \tag{5}$$

Условия типа (3) – (5) использовались де Женом [4] для описания свойств $S-I-S$ и $S-N-S$-контактов ниже T_{cV}.

Предположим, что в некотором температурном интервале $0 < \tau < \tau_c$ существует сверхпроводимость, локализованная вблизи дефекта, и вычислим τ_c в отсутствие магнитного поля ($\mathrm{A} = 0$). Вблизи τ_c модуль ψ мал и уравнение Гинзбурга – Ландау можно линеаризовать. Получим $\psi(z) = \psi_\pm \exp\left(-\frac{|z|}{\xi_0}\sqrt{\tau}\right)$ при $z \gtrless 0$. После подстановки в (3), (4) имеем из условия равенства нулю детерминанта системы

$$\tau_c^{1/2} = \frac{\alpha+\beta}{2} + \sqrt{\left(\frac{\alpha-\beta}{2}\right)^2 + \gamma^2}\,. \tag{6}$$

Положительность этого выражения является единственным условием на три постоянные α, β, γ, обеспечивающим существование при $T > T_{cV}$ локализованной сверхпроводимости.

Подстановка (6) в (3) приводит к равенству

$$\psi_- = \frac{1}{\gamma}\left[\sqrt{\left(\frac{\beta-\alpha}{2}\right)^2 + \gamma^2} + \frac{\beta-\alpha}{2}\right]\psi_+ .$$

Имеется, таким образом, два существенно различных случая. Если $\gamma > 0$, то фаза параметра порядка непрерывна. Если же $\gamma < 0$, то при $z = 0$ имеется скачок фазы на величину π. Эти свойства дефекта сохраняются и при температурах ниже T_{cV}. При этом фазы в объемах, лежащих по обе стороны дефекта, отличаются на π. Дефект, таким образом, является границей своеобразных сверхпроводящих доменов [1)].

Для плоскости двойникования в отсутствие ψ всегда существует инвариантность относительно пространственного преобразования S (отражение в плоскости $z = 0$, поворот C_2 или инверсия), в силу чего $\alpha = \beta$. При $\gamma < 0$ осуществляется состояние с неинвариантным относительно S-параметром порядка. Имеется однако инвариантность относительно комбинированного преобразования $e^{i\pi}S$, состоящего из S и умножения параметра порядка на -1. Такая симметрия аналогична симметрии экзотических сверхпроводящих фаз [3].

Наличие в сверхпроводнике областей с отличающимися на π значениями фазы может быть обнаружено непосредственно. Если к двум точкам поверхности сверхпроводника присоединить концы сверхпроводящей проволоки, то по ней должен потечь ток или нет в зависимости от того, принадлежат эти две точки доменам разного или одного типа.

[1)] На несимметричных дефектах, не инвариантных относительно обращения времени, всегда происходит ненулевой скачок фазы.

Наконец, отметим следующее. Плоскость двойникования с $\gamma < 0$ в микроскопической теории должна характеризоваться наличием нуля ψ. Поэтому фаза параметра порядка на ней не определена и магнитный поток может легко проникать в область вблизи нуля ψ. Отсюда ясно, что вихревые нити могут оканчиваться на таких плоскостях. Точки окончания вихревых нитей являются при этом своеобразными двумерными магнитными зарядами. Для выяснения закона их взаимодействия введем двумерный вектор

$$b_\alpha(x_\alpha) = \int dz\, H_\alpha(z, x_\alpha),$$

где интегрирование магнитного поля фактически производится по узкой области вблизи двойниковой плоскости. При малых $\mathbf{b}$ для поверхностной энергии можно использовать разложение $F_S(\mathbf{b}) = F_S(0) + (\pi/\lambda)\mathbf{b}^2$, λ – постоянная размерности длины (в сверхпроводниках с большим параметром Гинзбурга – Ландау κ имеем $\lambda = (4\pi)^2\delta$, δ - глубина проникновения). Вектор $\mathbf{b}(\mathbf{r})$ ($\mathbf{r} = \{x_\alpha\}$) удовлетворяет (при $j_z = 0$) уравнениям двумерной магнитостатики

$$\operatorname{div}\mathbf{b} = \sum_a \phi_a\, \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_a), \quad \operatorname{rot}_z \mathbf{b} = 0,$$

$\mathbf{r}_a$ – координаты точек окончания вихрей, $\phi_a = \pm\phi_0$, ϕ_0 – квант потока, знак зависит от того оканчивается или начинается вихревая нить на плоскости. Энергия взаимодействия двух точек окончания равна

$$U(r) = -\frac{\phi_1\phi_2}{\lambda}\ln\frac{r}{\delta}.$$

Так как энергия притяжения разноименных точек окончания растет при $r \to \infty$ лишь логарифмически, вихревая нить, пересекающая под углом систему параллельных двойниковых плоскостей неустойчива относительно распада на почти перпендикулярные плоскостям отрезки, каждый из которых начинается в точке пересечения исходной нити с одной из плоскостей и заканчивается на соседней плоскости. Энергия нити умножается в результате распада на $\cos\theta$ (θ – угол между исходной нитью и нормалью к плоскостям). Соответственно, должна наблюдаться анизотропия нижнего критического поля вида $H_{c1}(\theta) = H_{c1}(0)\cos\theta$. Возможность разрыва вихрей на короткие отрезки существенно уменьшает эффективную силу пиннинга за исключением случая, когда вихри параллельны двойниковым плоскостям.

В недавней работе Дойчер и Мюллер [5] для объяснения целого ряда аномальных свойств высокотемпературных сверхпроводников предположили возможность подавления сверхпроводимости вблизи двойников с образованием областей типа туннельных контактов. Рассмотренная в данной работе возможность обуславливает существование джозефсоновских туннельных явлений одновременно со стимулированием (экзотической) сверхпроводимости вблизи двойника.

Литература

1. *Хайкин М.С., Хлюстиков И.Н.* Письма в ЖЭТФ, 1981, **33**, 167.
2. *Буздин А.И., Булаевский Л.Н.* Письма в ЖЭТФ, 1981, **34**, 118.
3. *Воловик Г.Е., Горьков Л.П.* ЖЭТФ, 1985, **88**, 1412.
4. *Де Жен П.* Сверхпроводимость металлов и сплавов. М.: Мир, 1968, глава VII, §3.
5. *Deutscher G., Müller K.A.* Phys. Rev. Lett., 1987, **59**, 1745.

Институт физических проблем
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
11 ноября 1987 г.