Физика низких температур, 1995, т. 21, № 4, с. 456–458 УДК 538.945

Особенности диссипативных свойств квазидвумерных сверхпроводников в области сильных флуктуаций фазы параметра порядка

Ю. А. Гененко, В. Н. Криворучко, Ю. В. Медведев

Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина НАН Украины, Украина, 340114, г. Донецк, ул. Р. Люксембург, 72

Статья поступила в редакцию 10 октября 1994 г.

Предложен «парамагнитный» механизм резистивных потерь в слоистых сверхпроводниках, обусловленный магнитной поляризацией флуктуационных вихревых петель полем движущегося джозефсоновского вихря. Подобный механизм существен в области температур, при которых слоистость системы становится определяющей и интенсивные квазидвумерные флуктуации в виде пар вихрь–антивихрь определяют сверхпроводящие свойства системы.

Запропоновано «парамагнітний» механізм резистивних втрат в шаруватих надпровідниках, обумовлений магнітною поляризацією флуктуаційних вихорових петель полем джозефсонівського вихора, що рухається. Схожий з ним механізм є суттєвим в області температур, при яких шаруватість системи стає визначальною та інтенсивні квазідвовимірні флуктуації у вигляді пар вихор–антивихор визначають надпровідні властивості системи.

Как известно, в планарных сверхпроводниках (СП) в окрестности температуры Костерлица–Таулесса T_{KT} ($T_{KT} < T_C$, T_C — среднеполевая температура сверхпроводящего перехода в теории БКШ) резко возрастает число флуктуационных термических $2D$ вихрей, связанных в пары размером $R(T)$ с нулевой общей завихренностью [1]. Их плотность $f(R, T) \approx \exp[-\beta U(R, T)]$, β — обратная температура; $U(R, T)$ — энергия, связанная с образованием пары вихрей:

$$U(R, T) = q^2 \ln(R/\xi) \ , \quad q = \Phi_0 / \left(2\pi\sqrt{2\lambda_\perp}\right) \ . \quad (1)$$

В (1) q — эффективный заряд вихря; ξ — сверхпроводящая длина корреляции; Φ_0 — квант магнитного потока; $\lambda_\perp = \lambda^2/s$, λ — лондоновская глубина проникновения магнитного поля, s — толщина СП. Выше T_{KT} возникает, кроме того, конечная плотность свободных $2D$ вихрей $n_f \sim \xi_+^2$, ξ_+ — характерная длина Костерлица [2].

Имеются многочисленные, хотя и косвенные, экспериментальные свидетельства [3–6] того, что аналогичные процессы происходят и в отдельных СП слоях сильно анизотропных высокотемпературных СП (например, на основе Bi или Tl). Причиной этого является весьма слабая магнитная связь между слоями, из-за которой взаимодействие $2D$ вихрей в соседних слоях пропорционально малому параметру $(d/\lambda_c)^2 << 1$, d — расстояние между СП слоями; λ_c — глубина проникновения магнитного поля, направленного параллельно СП слоям. В результате более существенным оказывается притяжение между вихрем и антивихрем в паре, обусловленное наличием джозефсоновской связи между слоями. Это притяжение линейно возрастает с размером пары [7], в отличие от более слабого (логарифмического) магнитного взаимодействия между вихрями в слое, что приводит к запрету распада пар. Тем не менее в окрестности T_{KT} среднеквадратичный размер пар резко возрастает, достигая значений ξ_+ . Хотя экранировка межвихревого джозефсоновского взаимодействия флуктуационным вихревым фоном активно обсуждается в литературе [7–9], его роль еще далеко не ясна. Отчетливые признаки перехода Костерлица—Таулесса на ВАХ сильно анизотропных систем [3–6] свидетельствуют в пользу существенного влияния флуктуаций двумерного типа на проводяшие свойства системы в окрестности температуры T_{KT} .

В настоящей работе обсуждается роль «парамагнитного» механизма вязких потерь в формировании транспортных свойств слоистых СП в окрестности температуры перехода Костерлица—Таулесса. Механизм вязких потерь обусловлен поляризацией магнитных петель, образованных благодаря двумерным флуктуациям фазы параметра порядка, неоднородным магнитным полем движущегося джозефсоновского вихря.

Рассмотрим резистивное состояние слоистого СП с током, протекающим перпендикулярно СП

© Ю. А. Гененко, В. Н. Криворучко, Ю. В. Медведев, 1995

слоям (ось c) в сравнительно слабом магнитном поле $H_{c1} < H$, где H_{c1} — нижнее критическое поле, параллельном слоям. Последнее формирует редкую решетку вихрей джозефсоновского типа, которая может под действием силы Лоренца двигаться перпендикулярно току. Флуктуационно индуцированная пара $2D$ вихрей из-за джозефсоновского взаимодействия между слоями превращается в вихревую петлю, состоящую из пары противоположно ориентированных «пирловских» и пары противоположно ориентированных джозефсоновских вихрей (ДВ). Поскольку полный магнитный момент петли равен нулю, однородное магнитное поле, конечно, не будет ориентировать ее. Однако внешнее магнитное поле, проникающее между СП плоскостями в виде ДВ, будучи неоднородным, с разной силой взаимодействуют с антипараллельными джозефсоновскими компонентами флуктуационной петли. Вследствие этого каждая пара вихрь—антивихрь ведет себя в поле ДВ как эффективный «магнитный момент» величиной $M(T) \sim (d/\lambda_c)\Phi_0 R(T)$. Здесь фактор d/λ_c отражает меру неоднородности поля внешнего ДВ.

Движущийся под действием транспортного тока вихрь внешнего поля ориентирует в межплоскостном пространстве подсистему «магнитных моментов» флуктуационных вихревых петель, которая после прохождения вихря релаксирует, становясь хаотичной. Тем самым в сопротивление движению вихрей вносит вклад дополнительный поляризационный механизм вязкого трения, аналогичный рассмотренному ранее для движения вихрей Абрикосова в магнитных СП [10,11].

Оценим величину эффекта. При скольжении ДВ внешнего магнитного поля вдоль СП плоскостей в области размером $\lambda_c \lambda_{ab}$ (λ_{ab} — глубина проникновения магнитного потока в СП слое) вблизи остова вихря происходит изменение равновесного («немагнитного») состояния газа вихревых молекул. Пусть τ — время установления локального равновесия, а $t_0 \sim \lambda_{ab}/v$ (v — скорость вихря) — характерное время прохождения вихря. При медленном ($\tau \ll t_0$) движении ДВ характерное изменение плотности энергии есть $\mathbf{hm} \sim \chi_0 H_{c1}^2$, причем ее доля $\sim(\tau/t_0)\chi_0 H_{c1}^2$ рассеивается необратимым образом. Здесь $\mathbf{h}$ — магнитное поле вихря, которое считаем порядка H_{c1}, $\mathbf{m}$ — приращение «намагниченности» молекул, индуцированное полем; χ_0 — статическая продольная магнитная восприимчивость газа молекул. Выражение для последней можно получить, следуя рассуждениям при выводе магнитной восприимчивости системы с изменяющейся амплитудой спиновых флуктуаций [12]. А именно, как и в случае мягких продольных спиновых флуктуаций, имеем

$$\chi_0(T) = \text{const}\,\langle M^2(T)\rangle/(\rho T) =$$

$$= \text{const}\,(d/\lambda_c)^2\Phi_0^2\langle R^2(T)\rangle/(\rho T)\ . \qquad (2)$$

Здесь величину ρ следует рассматривать как параметр продольной жесткости вихревой структуры, а $\sqrt{\langle M^2(T)\rangle}$ — как среднее значение эффективного магнитного момента при данной температуре. Вблизи температуры диссоциации молекул T_{KT} поведение ρ^{-1} описывается выражением [12]

$$\rho^{-1} \sim \left[\langle R^2(T_{KT})\rangle - \langle R^2(T)\rangle\right]\ . \qquad (3)$$

Существенным в данном случае является то, что в окрестности T_{KT} величина эффективного момента быстро растет вместе с ростом среднеквадратичного размера пары. В двумерной системе среднеквадратичное расстояние между вихрями (см. [1])

$$\langle R^2(T)\rangle = \left(\int dR\, R^3 f(R, T)\right)\left(\int dR\, Rf(R, T)\right)^{-1} =$$

$$= \xi^2(\beta q^2 - 2)/(\beta q^2 - 4) \sim \xi^2 (T_{KT} - T)^{-1}$$

расходится при $T \to T_{KT} = q^2/4$. Тогда в (3) вблизи T_{KT} имеем

$$\langle R^2(T_{KT})\rangle - \langle R^2(T)\rangle \sim$$

$$\sim \frac{T_{KT} - T}{T_{KT}} \frac{\partial\langle R^2(T)\rangle}{\partial T} \sim \xi^2 (T_{KT} - T)^{-1}\ .$$

В результате для магнитной восприимчивости справедливо выражение

$$\chi_0(T) \sim (d/\lambda_c)^2 (T_{KT} - T)^{-2}\ . \qquad (4)$$

Наконец, для времени установления локального равновесия получаем $\tau \sim \lambda_{ab}^2/D$, где D — коэффициент диффузии «пирловского» вихря.

Возвращаясь с резистивным потерям, учитываем, что диссипируемая в единицу объема в единицу времени энергия пропорциональна плотности числа молекул n:

$$W \sim \tau t_0^{-2} \chi_0(T) H_{c1}^2 \lambda_c \lambda_{ab} n \sim \tau v^2 \chi_0(T) H_{c1}^2 \lambda_c \lambda_{ab}^{-1} n\ . \qquad (5)$$

При низких температурах ($T < T_{KT}$), когда в системе зарождаются лишь вихревые молекулы, их плотность можно оценить по формуле

$$n = \frac{2\pi}{\xi^4}\int dR\, Rf(R, T) \sim \xi^{-2}(\beta q^2 - 2)^{-1}\ .$$

Поскольку при $T \to T_{KT}$ восприимчивость расходится как $(T_{KT} - T)^{-2}$, вблизи T_{KT} обсуждае-

мые потери существенны для динамики вихрей внешнего магнитного поля, несмотря на малость параметра d/λ_c.

На ВАХ образцов, включенных во внешнюю электрическую цепь параллельно оси c, это должно сказаться в виде смены степени нелинейности вольт-амперной характеристики, подобной наблюдаемой для монокристаллов ВТСП, включенных во внешнюю электрическую цепь вдоль СП плоскостей [3–6]. Действительно, при $T > T_{KT}$ вихревые пары распадаются. Учитывая, что поле отдельного вихря, образующего «плазму», ориентировано перпендикулярно внешнему полю и с ним не взаимодействует, ожидаем, что процесс диссоциации должен проявиться в виде изменения поведения ВАХ монокристалла. Заметим, что процесс диссоциации пар вихрь—антивихрь должен наблюдаться и в температурной зависимости магнитной восприимчивости слоистого ВТСП кристалла.

Воспользовавшись соотношением (5) для диссипируемой энергии, можно определить добавку $\Delta\eta$ к коэффициенту вязкости ДВ, если учесть, что рассеиваемая на единице длины вихря мощность равна $W = \eta v^2$. В результате находим, что

$$\Delta\eta \sim \tau\, \chi_0(T) H_{c1}^2 \lambda_c \lambda_{ab}^{-1} n \ ,$$

и в окрестности T_{KT} имеется особенность $\Delta\eta \sim (T_{KT} - T)^{-2}$.

Если скорость движения внешнего ДВ не мала ($t_0 > \tau$), то необходимо учитывать пространственную и временную дисперсии восприимчивости системы. Однако физика явления останется прежней: в диссипацию энергии в окрестности перехода Костерлица–Таулесса существенный вклад вносят резистивные потери, обусловленные рассеянием движущихся ДВ на термических флуктуациях фазы параметра порядка.

Авторы благодарны А. Н. Омельянчуку и Ю. И. Латышеву за полезное обсуждение работы.

Работа выполнена при финансовой поддержке Научного совета по ВТСП Украины в рамках Государственной научно-технической программы Украины «Высокотемпературная сверхпроводимость».

1. J. M. Kosterlitz and D. J. Thouless, *J. Phys.* C6, 1181 (1973).
2. J. M. Kosterlitz, *J. Phys.* C7, 1046 (1974).
3. M. A. Dubson, S. T. Herbert, and J. J. Calabrese, *Phys. Rev. Lett.* 60, 1061 (1988).
4. S. Martin, A. T. Fiory, R. M. Fleming, G. P. Espinosa, and A. S. Cooper. *Phys. Rev. Lett.* 62, 677 (1989).
5. D. H. Kim, A. M. Goldman, J. H. Kang, and R. T. Kampwirth, *Phys. Rev.* B40, 8834 (1989).
6. S. N. Artemenko, I. G. Gorlova, and Yu. I. Latyshev, *Phys. Lett.* A138, 428 (1989).
7. H. Weber and H. J. Jensen, *Phys. Rev.* B44, 454 (1991).
8. B. Horowitz, *Phys. Rev. Lett.* 67, 378 (1991); *Phys. Rev.* B145, 12632 (1992).
9. Yu. A. Genenko and Yu. V. Medvedev, *Phys. Lett.* A167, 427 (1992).
10. В. Н. Криворучко, Ю. А. Димашко, *СФХТ* 5, 967 (1992).
11. V. N. Krivoruchko, *J. Low Temp. Phys.* 92, 217 (1993).
12. Т. Мория, *Спиновые флуктуации в магнетиках с коллективизированными электронами*, Мир, Москва (1988).

Peculiarities of dissipation properties in quasi–two–dimensional superconductors at the intensive fluctuations of order parameter phase

Yu. A. Genenko, V. N. Krivoruchko, and Yu. V. Medvedev

A «paramagnetic» mechanism of resistivity losses due to magnetic polarization of fluctuated vortex loops by the field of a moving Josephson vortex have been discussed for layered superconductors. Such a mechanism is valid at temperatures where the layered structure of the system becomes a crucial factor and the intensive quasi–two–dimensional fluctuations like vortex—antivortex pairs determine superconducting properties of the system.