Физика низких температур, 1997, т. 23, № 4, с. 372–374

Особенности резистивных свойств слоистых сверхпроводников в магнитном поле

А. М. Гришин, Ю. В. Медведев

Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина НАН Украины, Украина, 340114, г. Донецк, ул. Р. Люксембург, 72
E-mail:grishin@gam.dipt.donetsk.ua
medvedev@host.dipt.donetsk.ua

K. B. Pao

Royal Institute of Technology (KTH), Sweden

Статья поступила в редакцию 10 октября 1996 г.

Изучены особенности электродинамики слоистых ВТСП материалов в продольном магнитном поле, обусловленные флуктуациями формы абрикосовского вихря, представляющего собой набор слабо связанных $2d$-вихрей, центрированных в равновесии по сверхпроводящим плоскостям. Оценено значение и найдена температурная зависимость продольного критического тока слоистых сред.

Вивчено особливості електродинаміки шаруватих ВТНП матеріалів у поздовжньому магнітному полі, обумовлені флуктуаціями форми абрикосівського вихора, що являє собою набір слабко зв'язаних $2d$-вихорів, центрованих у рівновазі по надпровідним площинам. Оцінено значення і знайдено температурну залежність поздовжнього критичного струму шаруватих середовищ.

PACS: 74.60.Ec, 74.60.Jg

В слоистых сверхпроводниках магнитный вихрь внешнего поля, ориентированного вдоль оси c (поле $H > H_{c1}$, где H_{c1} — нижнее критического поле), представляет собой набор слабо взаимодействующих плоских вихрей ($2d$-вихрей), центрированных в равновесии по сверхпроводящим слоям. Такая единая стопка двумерных вихрей может разрушаться термическими флуктуациями. Наиболее вероятным начальный этап этого разрушения можно представить в виде отклонения отдельного $2d$-вихря в плоскости CuO_2 на расстояние R от оси вихря [1]. В новом классе c-ориентированных мультислоев на основе высокотемпературных сверхпроводящих пленок этот процесс может затрагивать плоский вихрь, локализованный в отдельной пленке. Подобные флуктуации следует считать коротковолновыми в отличие от длинноволновых, у которых искривление оси вихря Абрикосова затрагивает множество слоев. Вклад последних (длинноволновых флуктуаций) существен при изучении плавления решетки абрикосовских вихрей [2]. Термические флуктуации позиций вихревых линий способны существенно уменьшить критическую плотность тока пиннинга [3–5].

При объяснении результатов эксперимента по продольной (вдоль оси c) резистивности ВТСП монокристаллов в работе [6] развиваются представления о диссипации, природа которой не определяется силой Лоренца. В основе этих представлений лежит учет конфигурационных флуктуаций слабо связанных $2d$-вихрей, эффект от которого описывается феноменологически с помощью эффективной джозефсоновской энергии связи E_j между плоскостями, зависящей от поля H и дополнительным образом, а именно в виде

$$E_j = E_{j_0}\, a(H)(\Delta T/T_c)^{\alpha}$$

от $\Delta T = T - T_{\text{irr}}$ (T_{irr} — температура необратимости; T_c — температура перехода; α — параметр ($\alpha > 0$)). Однако при таком описании в условиях равновесия $E_j = 0$.

В настоящей работе эффективная джозефсоновская энергия связи E_j рассчитывается на основе простой физической модели электродинамического механизма подавления межслоевого взаимодействия [7]. Оценена величина продольного критического тока слоистых сред в пределе коротковолновых флуктуаций вихревой структуры и определена его температурная зависимость.

© А. М. Гришин, Ю. В. Медведев, К. В. Рао, 1997

Искривление силовых линий магнитного поля вихря, вызванное смещением $2d$-вихря от оси абрикосовского вихря, приводит к появлению координатной зависимости фаз параметров порядка электродов $\varphi(r)$. Поэтому критический ток перехода (а вместе с ним и энергия джозефсоновского взаимодействия $E_j = \hbar j_c / 2e$, e — заряд электрона) следует определять как максимальное значение сверхтока по соотношению $j_c = \max(j_s(\varphi(r)))$. О важности учета этого момента свидетельствуют численные расчеты, проведенные в работе [8] применительно к SNS-сэндвичам.

В лондоновском приближении при $R \ll S$ (S — площадь перехода) и достаточно малых полях ($H \ll H_{c2}$, где H_{c2} — верхнее критическое поле), согласно [7], имеем

$$j_c = j_{c0}\left[1 - n\langle R^2\rangle \ln\left(S/\pi\langle R^2\rangle\right)\right]. \qquad (1)$$

Здесь j_{c0} — критический ток невозмущенного контакта; n — плотность вихревой решетки; угловые скобки означают термодинамическое усреднение с вероятностью $W \sim \exp\left(-\delta F(R)/kT\right)$, где $\delta F(R)$ — упругая энергия вихря.

Значение энергии $\delta F(R)$ находится в прямой зависимости от соотношения между величиной R и некоторым характерным размером $R = R_c = (J/E_j)^{1/2}$ ($J = \Phi_0^2 d_s / \pi(4\pi\lambda_{ab}^2)$ — «жесткость», характеризующая флуктуации параметра порядка; d_s — толщина сверхпроводящего слоя; Φ_0 — квант магнитного потока) (см., например, [9]). При $R \ll R_c$ энергия

$$\delta F(R) = 2\pi E_j R^2 \ln\left(R_c / R\right) \qquad (2)$$

квадратичным образом зависит от смещения R. При $R \gg R_c$ возникающая область неоднородного распределения разности фаз параметра порядка между ближайшими плоскостями эквивалентна линейному дефекту с натяжением, пропорциональным $(JE_j)^{1/2}$, и поэтому

$$\delta F(R) = 2\pi E_j R_c R. \qquad (3)$$

Упругая энергия стопки вихрей (2), (3) в d/λ_{ab} раз больше магнитной энергии взаимодействия двух ближайших элементов абрикосовского вихря и в d/λ_{ab} раз меньше энергии, необходимой для смещения элемента вихревой линии в однородных сверхпроводниках (d — расстояние между сверхпроводящими плоскостями; λ_{ab} — глубина проникновения в ab-плоскости).

В рамках термодинамической теории флуктуаций (используя соотношения (2) и (3)) имеем

$$\langle R^2\rangle \simeq a R_c^2 \frac{kT}{J}, \quad a = 3(4\pi \ln\gamma)^{-1}, \quad R < R_c, \qquad (4)$$

$$\langle R^2\rangle \simeq 2 R_c^2 \left(\frac{kT}{J}\right)^2, \qquad R > R_c. \qquad (5)$$

Здесь γ — параметр анизотропии системы.

Подставляя значения (4), (5) в определение j_c (1), получаем

$$\Delta j_c = j_{c0} - j_c =$$

$$= j_{c0} n R_c \begin{cases} a\dfrac{kT}{J}\ln\left(\dfrac{J}{kT}\dfrac{S}{\pi a R_c^2}\right), & T < T^*, \\ 2\left(\dfrac{kT}{J}\right)^2 \ln\left[\left(\dfrac{J}{kT}\right)^2 \dfrac{S}{2\pi R_c^2}\right], & T > T^*, \end{cases} \qquad (6)$$

где $T^* = T_c(1 - T_c/J_0)$ — температура, при которой среднеквадратичный размер флуктуации положения вихря совпадает с характерной величиной R_c (J_0 — значение «жесткости» волновой функции сверхпроводящих электронов при температуре абсолютного нуля).

Вблизи среднеполевой температуры сверхпроводящего перехода T_c справедливы соотношения

$$J = J_0\tau, \qquad E_j = E_{j_0}\tau, \qquad \lambda^2 = \lambda_0^2 \tau^{-1},$$

$$\text{где } \tau = (1 - T/T_c).$$

Отсюда следует, что с увеличением температуры выражения (6) расходятся только при $T = T_c$. Это означает, что джозефсоновское взаимодействие препятствует полному распаду одиночной стопки вихрей вплоть до критической температуры перехода. Напомним, что при учете только магнитного взаимодействия стопка связанных вихрей распадается на отдельные кинки ($2d$-вихри) при $T = T_{2d} < T_c$. Их $\langle R^2\rangle \to \infty$ при $T \to T_{2d}$ [1] (T_{2d} — температура перехода Березинского—Костерлица—Таулесса).

Зависимость $\Delta j_c(\tau)$ вблизи температуры τ^* испытывает температурный кроссовер от линейного поведения при $\tau > \tau^*$ к слабому логарифмическому при $\tau < \tau^*$.

Согласно [10] (см. также [6]), резистивность перехода с неустойчивой фазовой когерентностью может быть записана в виде

$$\frac{\rho(T)}{\rho_n} = \left\{I_0[E_J S/2kT]\right\}^{-2}, \qquad (7)$$

где ρ_n — резистивность перехода в нормальном состоянии; $I_0(x)$ — модифицированная функция Бесселя; энергия Джозефсона определяется по соотношениям (4), (5).

Длинноволновые колебания вихревой структуры в слоистых средах по своей сути представляют собой суперпозицию ступенек из элементов джозефсоновских вихрей, длина которых задается радиусом искривления абрикосовского вихря. Поэтому роль таких отклонений может быть эффективно сведена к коротковолновым флуктуациям.

Очень ярко роль слабых звеньев стопки плоских вихрей проявляется в резистивных свойствах мультислоистых пленок с пиннингом и током вдоль слоев. Так, в работе [11] в рамках модели Бина была исследована ситуация, когда внешний ток совершает работу, сдвигая одно из звеньев длинного вихря из равновесного состояния. В результате найдено, что критический ток вдоль слоев $j \sim (1 - T/T_c)^2$ и экспоненциально зависит от толщины изолирующей прослойки, что подтверждается данными, полученными экспериментально.

Работа поддержана Королевской Академией наук Швеции.

1. John R.Clem , *Phys. Rev.* **B43**, 7837 (1991).
2. L. I. Glazman and A. E. Koshelev, *Phys. Rev.* **B43**, 2835 (1991).
3. M. V. Feigel'man and V. M. Vinokur, *Phys. Rev.* **B41**, 8986 (1990).
4. M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein, and A. I. Larkin, *Physica* **C167**, 177 (1990).
5. A. E. Koshelev and V. M. Vinokur, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 3580 (1994).
6. K. Kadowaki, S. L. Yuan, and K. Koishi, *Supercond. Sci. Technol.* **7**, 519 (1994); K. Kadowaki, S. L. Yuan, K. Kishio, T. Kimura, and K. Kirazawa, *Phys. Rev.* **B50**, 7230 (1994).
7. А. А. Голубов, М. Ю. Куприянов, *ЖЭТФ* **92б**, 1512 (1987).
8. S. L. Miller, Kevin R. Biagi, John R. Clem , and D. K. Finnemore, *Phys. Rev.* **B31**, 2684 (1985).
9. Л. И. Глазман, А. Е. Кошелев, *ЖЭТФ* **97**, 1371 (1990).
10. V. Ambegaokar and E. Halperin, *Phys. Rev. Lett.* **22**, 1364 (1969).
11. Jun-Hao Xu, A. M. Grishin, and K. V. Rao, Submitted to *Phys. Rev. Lett.*

Some features of layered superconductor resistance in magnetic field

A. M. Grishin, Yu. V. Medvedev, and K. V. Rao

The peculiarities of layered HTSC-materials electrodynamics in the longitudinal magnetic field, caused by fluctuations of the Abrikosov vortex shape are studied. The vortex is a set of weakly connected (bonded) 2*d*-vortices centered to equilibrium in superconductive planes. The critical current of layered media is estimated and its temperature dependence is found.