Физика низких температур, 1996, т. 22, № 6, с. 626–628

# Вихри Абрикосова—Джозефсона

Ю. М. Алиев, Г. Л. Алфимов, К. Н. Овчинников, В. П. Силин, С. А. Урюпин

*Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Россия, 117924, г. Москва, Ленинский пр., 53*

Изложены новые результаты нелокальной джозефсоновской электродинамики вихрей.

Викладено нові результати нелокальної джозефсонівської електродинаміки вихорів.

Обычная теория вихрей в джозефсоновских переходах строится в предположении малости лондоновской длины $\lambda$ по сравнению с характерным масштабом пространственного изменения вихря [1–3]. Наиболее просто увидеть возможность нарушения такого предположения можно в случае смешанного состояния, когда внутрь джозефсоновского перехода проникает периодическая вихревая структура с периодом $L_{II} = \varphi_0 / 4\pi \overline{H}(d + \lambda)$ [2]. Здесь $\varphi_0 = \pi\hbar c/|e| = 2{,}05 \cdot 10^{-7}$ Э/см$^2$ — квант магнитного потока; $2d$ — толщина туннельного перехода; $\overline{H}$ — среднее значение магнитного поля в туннельном переходе. Если, например, принять $\lambda >> d$, то величина $L_{II}$ оказывается меньше $\lambda$ при $\overline{H} \sim 100$ Э, если $\lambda > 0{,}1$ мкм.

Другую возможность нарушения обычного условия малости лондоновской длины по сравнению с характерным масштабом джозефсоновского вихря можно усмотреть, если учесть тот факт, что обычный масштаб вихря определяется джозефсоновской длиной $\lambda_j = [\hbar c^2/16\pi|e|j_c(d + \lambda)]^{1/2}$, где $j_c$ — критическая плотность тока через туннельный переход. Джозефсоновская длина оказывается меньше лондоновской длины, если

$$j_c > j_0 = \hbar c^2 (16\pi |e| \lambda^3)^{-1} = 1{,}24 \cdot 10^4 \lambda^{-3} \, [\text{А/см}^2],$$

где $\lambda$ измеряется в мкм. Ток $j_0$ мал по сравнению с током распаривания $j_d$ для сверхпроводников с большим значением параметра Гинзбурга—Ландау $\kappa = \lambda(T=0)/\xi$, поскольку $j_d / j_0 \sim \lambda(T=0)/\xi$.

Джозефсоновская электродинамика в необычных условиях, когда $\lambda$ оказывается больше характерных размеров вихрей, является существенно пространственно нелокальной. Такой электродинамике для тонкой сверхпроводящей пленки, разделенной туннельным переходом, посвящены работы [4–8]. Нелокальная электродинамика туннельных переходов между массивными сверхпроводниками развивалась в работах [9–22]. Некоторые полученные в них результаты будут представлены ниже.

Прежде всего укажем здесь спектр $\omega(k)$ модифицированных волн Свихарта [9,18]:

$$\omega^2(k) = \omega_j^2 \left[ 1 + \frac{1}{2} k^2 \lambda_0^3 \left( d + \lambda \sqrt{1 + k^2 \lambda^2} \right)^{-1} \right], \quad (1)$$

где $\omega_j = (16\pi |e| d j_c / \hbar\varepsilon)^{1/2}$ — джозефсоновская частота; $\varepsilon$ — диэлектрическая постоянная нормального слоя, разделяющего сверхпроводники; $\lambda_0^3 = \hbar c^2 / 8\pi |e| j_c$. В пределе $k\lambda >> 1$ и $k\lambda^2 >> d$ формула (1) дает $\omega(k) = \omega_j [1 + (k\lambda_0^3/2\lambda^2)]^{1/2}$. Для случая, рассмотренного в [4,5], этот результат асимптотически повторен в работе [8] (с заменой $\lambda$ на $\lambda_{\text{eff}} = \lambda^2/a$, где $a$ — толщина пленки). Далее мы будем приводить результаты асимптотического подхода для разности фаз куперовских пар $\varphi$, когда характерный размер вихря внутри туннельного перехода оказывается меньше лондоновской длины. Эти результаты пригодны и для [4,5] с заменой $\lambda$ на $\lambda_{\text{eff}}$. В отличие от обычных джозефсоновских вихрей, в таком пределе силовые линии магнитного поля вихрей не прижаты к туннельному переходу, по своей структуре они сходны с обычными абрикосовскими вихрями. Поэтому мы их называем вихрями Абрикосова—Джозефсона (АД).

Выражение для уединенного стационарного вихря

$$\varphi(z) = \pi + 2 \operatorname{arctg}(z/l), \quad (2)$$

где $l = \lambda_0^3/2\lambda^2$, приведено в [10]. Релаксация вихря к стационарному состоянию, а также распад вихрей рассмотрены в [12]. В [11,13] найден бегущий $4\pi$-кинк:

$$\varphi(z, t) = 4 \operatorname{arctg}[(z/l) - \omega_j t], \quad (3)$$

© Ю. М. Алиев, Г. Л. Алфимов, К. Н. Овчинников, В. П. Силин, С. А. Урюпин, 1996

где $v = l\omega_j$. В работе [15] получены стационарные периодические цепочки вихрей с равным нулю средним магнитным полем:

$$\varphi(z) = \pi + 2\,\mathrm{arctg}\left(\sqrt{L^2/l^2 - 1}\,\sin\frac{z}{l}\right) \qquad (4)$$

и с отличным от нуля магнитным полем:

$$\varphi(z) = \pi + 2\,\mathrm{arctg}\left[\left(\sqrt{L^2/l^2 + 1} + \frac{L}{l}\right)\mathrm{tg}\,\frac{z}{2L}\right]. \qquad (5)$$

В пределе $L \to \infty$ эти цепочки переходят в уединенный вихрь (2). Также в [15] получены бегущие периодические цепочки вихрей АД со средним магнитным полем:

$$\varphi(z, t) = 4\,\mathrm{arctg}\left[\sqrt{\frac{\omega_j + v}{\omega_j - v}}\,\mathrm{tg}\left(\frac{z - vt}{2L}\right)\right], \qquad (6)$$

$$v^2 = \frac{L}{2}\omega_j^2\left(\sqrt{L^2 + 4l^2} - L\right)$$

и без среднего магнитного поля:

$$\varphi(z, t) = 4\,\mathrm{arctg}\left\{\frac{\sin\left[(z - vt)/L\right]}{\sqrt{v/\omega_j - 1}}\right\}, \qquad (7)$$

$$L = \frac{v/\omega_j}{\sqrt{1 - \omega_j/v}}.$$

В сильно диссипативном (резистивном [23]) пределе в работе [21] было получено выражение для бегущего $2\pi$-кинка

$$\varphi(z, t) = -\theta + \pi + 2\,\mathrm{arctg}\,[z - vt)/l], \qquad (8)$$

а в работе [16] для бегущей периодической структуры вихрей АД, приводящейся в движение током с постоянной плотностью $j$, текущим через переход,

$$\varphi(z, t) = -\theta + \pi + 2\,\mathrm{arctg}\left\{\frac{\mathrm{tg}\,[(z - vt)/2L_H]}{\mathrm{th}\,(\alpha/2)}\right\}. \qquad (9)$$

В формуле (8)

$$\cos^2\theta = (l/L_H\,\mathrm{sh}\,\alpha)^2,$$

$$\mathrm{sh}^2\alpha = \left[\frac{1}{4}\left(1 - \frac{j^2}{j_c^2} - \frac{l^2}{L_H^2}\right)^2 + \frac{l^2}{L_H^2}\right]^{1/2} - \frac{1}{2}\left(1 - \frac{j^2}{j_c^2} - \frac{l^2}{L_H^2}\right),$$

$$v = \frac{\omega_j^2}{\beta}L_H\left\{\left[\frac{1}{4}\left(1 - \frac{j^2}{j_c^2} - \frac{l^2}{L_H^2}\right)^2 + \frac{l^2}{L_H^2}\right]^{1/2} - \frac{1}{2}\left(1 - \frac{j^2}{j_c^2} + \frac{l^2}{L_H^2}\right)\right\}^{1/2},$$

где $\beta = 4\pi\sigma/\varepsilon$, $\sigma$ — проводимость нормального слоя. Формула (9) позволила получить вольт-амперную $(V, j)$ характеристику [16,20] (ср. [23]):

$$j^2 = \frac{V^2}{R_s^2} + \left[\frac{1}{j_c^2} + \frac{l^2}{L_H^2}\frac{R_s^2}{V^2}\right]^{-1}, \qquad (10)$$

где $R_s$ — сопротивление на единицу площади туннельного перехода. Вольт-амперная характеристика для кольцевого перехода рассмотрена в [19]. Для слоистой структуры из двух джозефсоновских переходов вольт-амперная характеристика, а также набор стационарных и нестационарных решений синфазных вихрей получены в работе [20]. Коллективные возбуждения и устойчивость вихревых структур АД (2), (4), (5) изучены в работах [15,17,19]. В частности, показано, что структура вихрей (4) неустойчива. Для структуры вихрей (5) спектр коллективных возбуждений распадается на две ветви, отделенные щелью, что аналогично спектру, полученному в локальной джозефсоновской электродинамике. При этом нижняя акустическая ветвь характеризуется спектром

$$\omega = \omega_j\left\{\frac{1}{2}\sqrt{1 + l^2/L_H^2} - \sqrt{l^2q^2 + 1/4}\right\}^{1/2} \qquad (11)$$

и собственными функциями

$$\psi_q(z) = \left\{-\frac{1}{2}S(z) + \left(lq + \sqrt{l^2q^2 + 1/4}\right)S^*(z)\right\}, \qquad (12)$$

$$S(z) = \left[\left(\sqrt{\frac{L_H^2}{l^2} + 1} + \frac{L_H}{l}\right)\sin\left(\frac{z}{2L_H}\right) + i\cos\left(\frac{z}{2L_H}\right)\right]^{-1},$$

где $0 \le q \le 1/2L_H$.

Здесь представлены только некоторые результаты нового направления теории магнитных вихрей, которые определяются пространственно-временным изменением разности фаз куперовских пар по разные стороны джозефсоновского перехода в случае сильного магнитного поля или большой плотности критического тока Джозефсона.

1. A. A. Abrikosov, *Fundamentals of the Theory of Metals*, Elsevier, New York (1988).
2. I. O. Kulik and I. K. Yanson, *Josephson Effect in Superconducting Tunneling Structures*, Halstad, New York (1972).
3. A. Barone and G. Paterno, *Physics and Applications of the Josephson Effect*, Wiley, New York (1982).

4. Yu. M. Ivanchenko and T. K. Soboleva, *JETP Lett.* **51**, 114 (1990).
5. Yu. M. Ivanchenko and T. K. Soboleva, *Phys. Lett.* **A147**, 65 (1990).
6. R. G. Mints and I. B. Snapiro, *Physica* **A200**, 426 (1994).
7. R. G. Mints and I. B. Snapiro, *Phys. Rev.* **B49**, 6188 (1994).
8. R. G. Mints and I. B. Snapiro, *Phys. Rev.* **B51**, 3054 (1995).
9. Yu. M. Aliev, V. P. Silin, and S. A. Uryupin, *Sverkhprovodimost' (KIAB)* **5**, 228 (1992), *Superconductivity* **5**, 230 (1992).
10. A. Gurevich, *Phys. Rev.* **B46**, 3187 (1992).
11. Yu. M. Aliev and V. P. Silin, *JETP* **77**, 142 (1993).
12. Yu. M. Aliev, V. P. Silin, and S. A. Uryupin, *JETP Lett.* **57**, 193 (1993).
13. Yu. M. Aliev and V. P. Silin, *Phys. Rev.* **A177**, 259 (1993).
14. V. P. Silin, *JETP Lett.* **58**, 701 (1993).
15. G. L. Alfimov and V. P. Silin, *JETP* **79**, 369 (1994).
16. V. P. Silin, *JETP Lett.* **60**, 460 (1994).
17. G. L. Alfimov and V. P. Silin, *Phys. Lett.* **A198**, 105 (1995).
18. Yu. M. Aliev, K. N. Ovchinnikov, V. P. Silin, and S. A. Uryupin, *JETP* **80**, 551 (1995).
19. Г. Л. Алфимов, В. П. Силин, *ЖЭТФ* **108**, 1668 (1995).
20. В. П. Силин, С. А. Урюпин, *ЖЭТФ* **108**, 2163 (1995).
21. A. Gurevich, *Phys. Rev.* **B48**, 12857 (1993).
22. A. Gurevich, *Physica* **C243**, 191 (1995).
23. Л. Г. Асламазов, А. И. Ларкин, *ЖЭТФ* **68**, 766 (1975).

## Abrikosov—Josephson vortices

Yu. M. Aliev, G. L. Alfimov, K. N. Ovchinnikov, V. P. Silin, and S. A. Uryupin

The novel results of non-local Josephson electrodynamics of vortices are presented.