

УДК 538.945

ЧЕРЕНКОВСКИЕ ПОТЕРИ В ДЖОЗЕФСОНОВСКОМ ПЕРЕХОДЕ

А. С. Малишевский, В. П. Силин, С. А. Урюпин, С. Г. Успенский

Установлено, что в узкой области скоростей вихря вблизи предельной скорости v_1 , близкой к скорости Свихарта, изменяется соотношение между вкладом в связь тока со скоростью вихря от черенковских и от диссипативных потерь. Показано, что максимальный вклад от черенковских потерь в полный ток достигает 50%, если диссипативные потери близки к имеющим место в эксперименте.

Черенковское излучение волн Свихарта вихрем, движущимся в протяженном джозефсоновском переходе (ДП) [1, 2], является причиной ряда своеобразных явлений. Среди них отметим черенковское наполнение элементарного вихря стоячей волной [3] (иными словами, структурирование 2π -кинка); черенковский захват волн Свихарта движущейся группой вихрей с образованием мультикинков [4, 5]; наконец, явление дискретности (квантования) собственных скоростей как элементарного вихря [3], так и мультикинков [4 – 6], обусловленное структурой захваченного волнового поля.

Надо отметить, что на фоне обычной (не черенковской) диссипации отмеченные своеобразные явления проявляются на зависимости скорость–ток в широкой области скоростей движения вихрей в виде ряби, обнаружение которой представляет непростую задачу для эксперимента. С другой стороны, уже из работы [3] (см. также [7]) можно усмотреть, что роль черенковского эффекта возрастает при приближении скорости вихря к скорости Свихарта v_s . В данном сообщении рассмотрена именно такая область скоростей, близких к скорости v_s , в которой выявлено значительное усиление влияния черенковского эффекта на связь тока со скоростью вихря. При этом показано, что в уже экспериментально достижимых условиях сравнительно легко реализуется ситуация, когда вклад черенковских потерь в ток оказывается соизмеримым с вкладом, связанным с

обычной диссипацией. Это продемонстрировано посредством расширения результатов работы [3].

Следуя работе [3], рассмотрим джозефсоновский переход, который состоит из не-сверхпроводящего слоя с диэлектрической постоянной ϵ и проводимостью σ , расположенного в области $-d < x < d$ между двумя массивными сверхпроводниками с лондоновской длиной $\lambda \gg d$ и проводимостью нормальных электронов σ_n . Будем считать, что электромагнитные поля не зависят от координаты y , а характерные пространственные масштабы изменения магнитного поля вдоль оси Oz велики по сравнению с лондоновской длиной сверхпроводников. Для описания равномерно движущегося вдоль оси Oz с постоянной скоростью v джозефсоновского вихря используем уравнение [3]:

$$F[\Psi] + \frac{j}{j_c} = \frac{2}{\pi} k_j^{-2}(v) \Psi''(\zeta) + \frac{\lambda^2 \lambda_j^2}{2} \Psi^{IV}(\zeta), \quad (1)$$

где $\Psi(\zeta = z - vt)$ – разность фаз параметра порядка по разные стороны перехода, $F[\Psi]$ – безразмерная плотность туннельного тока, протекающего через ДП, j – плотность транспортного тока, j_c – критическая плотность тока Джозефсона, величина $k_j(v)$ определена следующим образом:

$$k_j(v) \equiv \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{\lambda_j} \frac{1}{(1 - v^2/v_s^2)^{1/2}}, \quad (2)$$

$v_s \equiv c\sqrt{d/\epsilon\lambda}$ – скорость Свихарта ДП, $\lambda_j \equiv v_s/\omega_j$ – джозефсоновская длина, $\omega_j \equiv 4\pi\sqrt{c j_c d/\epsilon\phi_0}$ – джозефсоновская частота, $\phi_0 \equiv \pi\hbar c/|e|$ – квант магнитного потока. При написании уравнения (1) опущены малые диссипативные слагаемые.

Второе слагаемое в правой части уравнения (1) учитывает отличие от обычной локальной теории, проявляющееся в наличии слабой пространственной дисперсии. Именно это отличие открывает возможность черенковского излучения волн Свихарта джозефсоновским вихрем.

Указанное выше своеобразное проявление черенковского эффекта в виде ряби на зависимости тока от скорости вихря установлено в модели Сакаи–Татено–Цедерсена, которая используется ниже. В этой модели [8, 9]

$$F[\Psi] = \frac{2}{\pi} \begin{cases} \Psi, & -\pi/2 < \Psi < \pi/2, \\ \pi - \Psi, & \pi/2 < \Psi < 3\pi/2, \\ \Psi - 2\pi, & 3\pi/2 < \Psi < 2\pi. \end{cases} \quad (3)$$

В работе [3] найдено решение уравнения (1), описывающее бегущий 2π -кинк в модели Сакаи–Татено–Педерсена со слабой пространственной дисперсией. Здесь нет необходимости выписывать это решение. Но для дальнейшего изложения важны два уравнения, полученные в [3] при построении теории 2π -кинка. Эти уравнения связывают три величины – скорость движения вихря, плотность тока и размер $2\zeta_j$ внутренней области вихря, в которой происходит черенковский захват волн. Эти уравнения имеют вид:

$$\frac{j}{j_c} = \left(1 - \frac{j}{j_c}\right) \frac{1}{2\sqrt{1-\epsilon^2}(1+\sqrt{1+\epsilon^2})} \times \\ \times [(1 - \sqrt{1-\epsilon^4}) \sin^2(k_0\zeta_j)M_0^2 - (1 + \sqrt{1-\epsilon^4}) \sin^2(k_1\zeta_j)M_1^2], \quad (4)$$

$$\frac{j}{j_c} = \frac{1}{4} \left(1 - \frac{j}{j_c}\right) \left[\left(\sqrt{\frac{1+\epsilon^2}{1-\epsilon^2}} + 1 \right) \frac{k_e}{k_1} \sin(2k_1\zeta_j)M_1 - \right. \\ \left. - \left(\sqrt{\frac{1+\epsilon^2}{1-\epsilon^2}} - 1 \right) \frac{k_e}{k_0} \sin(2k_0\zeta_j)M_0 \right], \quad (5)$$

где использованы следующие обозначения:

$$k_0 \equiv \sqrt{2(1 + \sqrt{1-\epsilon^2})}k_j/\epsilon, \quad k_1 \equiv \sqrt{2(1 - \sqrt{1-\epsilon^2})}k_j/\epsilon, \quad (6)$$

$$k_e \equiv \sqrt{2(-1 + \sqrt{1+\epsilon^2})}k_j/\epsilon, \quad (7)$$

$$M_0 \equiv 1 - \frac{k_e}{k_0} \operatorname{ctg}(k_0\zeta_j), \quad M_1 \equiv 1 - \frac{k_e}{k_1} \operatorname{ctg}(k_1\zeta_j), \quad (8)$$

$$\epsilon \equiv \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\lambda}{\lambda_j} \frac{1}{1 - (v/v_s)^2}. \quad (9)$$

Согласно (6), волновые числа k_0 и k_1 действительны только тогда, когда $\epsilon \leq 1$. В соответствии с (9) это означает, что скорость вихря ограничена условием [3]:

$$v^2 < v_l^2 \equiv (1 - 2\lambda/\sqrt{\pi}\lambda_j)v_s^2. \quad (10)$$

Имея в виду неравенство (10), ниже ограничимся рассмотрением области скоростей, меньших предельной скорости $v_l < v_s$. Численное решение уравнений (4), (5) позволит получить зависимость j от v и выявить сильное возрастание черенковских потерь при приближении скорости вихря к ее предельному значению v_l . Как уже отмечалось выше, динамика джозефсоновского вихря описывается уравнением (1) только в том случае, когда характерные пространственные масштабы изменения разности фаз велики по

сравнению с лондоновской длиной. Для ДП, у которых $\lambda \ll \lambda_j$, это эквивалентно тому, что скорость вихря не может быть малой [3]:

$$1 - (v/v_s)^2 \ll 1. \quad (11)$$

Область скоростей, малых по сравнению со свихартовской, ниже не рассматривается.

В [3] приведено приближенное аналитическое решение системы (4) – (5), отвечающее $\epsilon^2 \ll 1$. С учетом (11), это означает, что в [3] рассмотрена область скоростей

$$\lambda/\lambda_j \ll 1 - (v/v_s)^2 \ll 1. \quad (12)$$

Для этих скоростей в [3] найдено, что

$$\frac{j(v)}{j_c} \cong \frac{\epsilon^4}{8} \left(\sin \frac{\pi}{2\epsilon} - \frac{\epsilon}{2} \cos \frac{\pi}{2\epsilon} \right)^2. \quad (13)$$

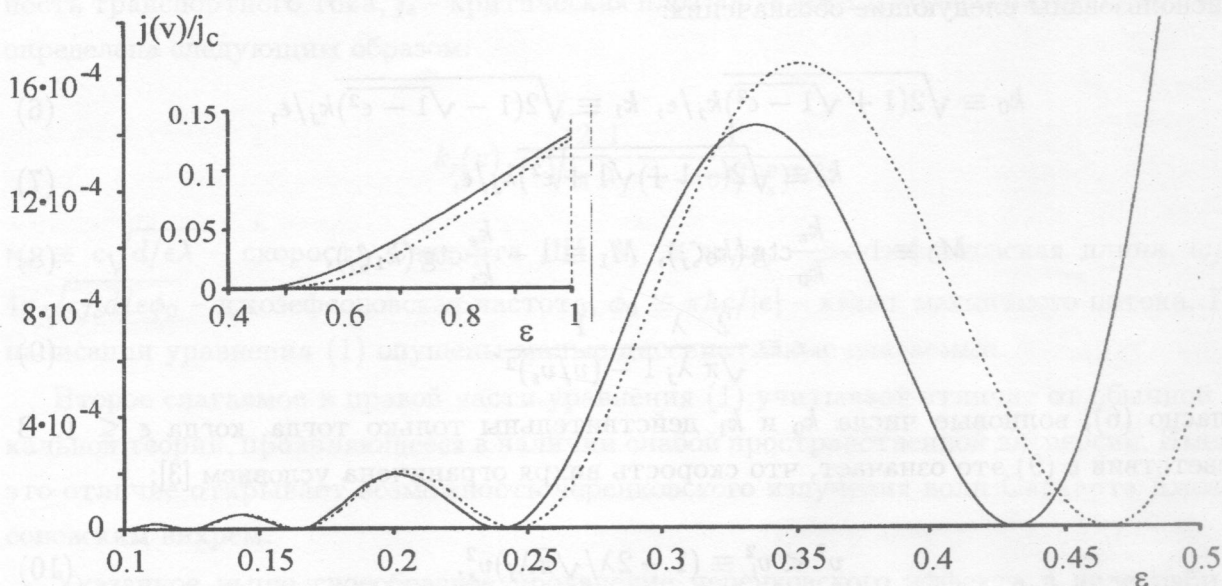


Рис. 1. Вклад в ток от черенковских потерь. Сплошная кривая – результат численного решения уравнений (4), (5). Точечная кривая – аналитическое решение, полученное в работе [3].

Результаты численного решения системы уравнений (4) – (5) показаны на рис. 1 сплошной кривой, а аналитическая зависимость (13) изображена точечной кривой. Из

этого рисунка видно, что (13) действительно хорошо описывает функцию $j(\epsilon)$ в рассмотренной в [3] области $\epsilon \lesssim 0.3$. Из сравнения рис. 1 и вставки к рис. 1 также видно значительное (на два порядка) возрастание черенковского тока при приближении ϵ к 1, то есть при приближении скорости вихря к предельной скорости v_l . Следует отметить, что $\max j = j(v_l) \approx 0.14j_c$ достигается при $v = v_l$, что отвечает значению $1 - (v/v_s)^2 = 2\lambda/\sqrt{\pi}\lambda_j$, то есть нарушению левого неравенства (12).

Для описания влияния диссипативных потерь в левую часть уравнения (1) следует добавить два дополнительных слагаемых:

$$-\frac{\beta}{\omega_j^2} v \Psi'(\zeta) + \frac{\eta \lambda_j^2}{\omega_j^2} v \Psi'''(\zeta), \quad (14)$$

где $\beta \equiv 4\pi\sigma/\epsilon$ характеризует омические потери, обусловленные диссипацией в несверхпроводящем слое, $\eta \equiv 2\pi\lambda^2\sigma_n\omega_j^2/c^2v_s^2$ характеризует так называемые поверхностные потери, обусловленные диссипацией в сверхпроводниках. Если потери, описываемые (14), можно считать малыми, то их вклад в плотность тока можно учитывать аддитивно с черенковским вкладом. В [3] показано, что при выполнении условия (11) транспортный ток, необходимый для поддержания равномерного движения элементарного вихря в отсутствие черенковской диссипации, связан со скоростью вихря следующим соотношением:

$$\frac{j(v)}{j_c} = \frac{1}{4} \left(\frac{\pi}{2}\right)^{3/2} \left[\left(1 + \frac{4}{\pi}\right) \beta + \frac{2}{\pi} \frac{\eta}{1 - (v/v_s)^2} \right] \frac{v}{\omega_j \sqrt{v_s^2 - v^2}}. \quad (15)$$

В общем случае равномерное движение вихря в ДП возможно при такой скорости, когда возникает баланс между тормозящей вихрь диссипативной силой, обусловленной радиационными (черенковскими), омическими и поверхностными потерями, и ускоряющей вихрь силой Лоренца, обусловленной воздействием транспортного тока. Для параметров ДП, близких к имеющим место в эксперименте работы [10]: $\beta = 3 \cdot 10^{-4}\omega_j$, $\eta = 5 \cdot 10^{-4}\omega_j$, $\lambda/\lambda_j = 10^{-2}$, на рис. 2 сплошной кривой представлена зависимость $j(v)$, учитывающая все три механизма диссипации. На этом же рисунке показаны и отдельные вклады в плотность тока: точечная кривая – вклад от омических потерь в диэлектрическом барьере; пунктирная кривая – вклад от потерь на черенковское излучение; штрихпунктирная кривая – вклад от поверхностных потерь. Согласно рис. 2, при скоростях вихря, близких к v_l , черенковский вклад в ток превышает вклад в ток, возникающий из-за омических потерь. При этом вклад от потерь на черенковское излучение становится сравнимым с вкладом в ток от поверхностных потерь. Согласно [10], значения

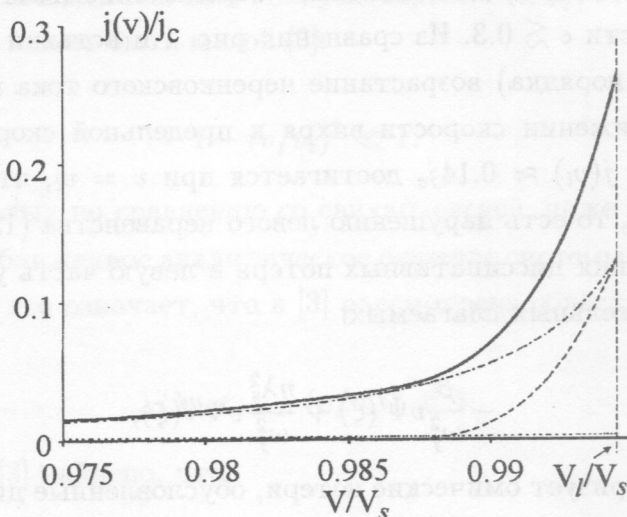


Рис. 2. Зависимость транспортного тока от скорости вихря при $\beta = 3 \cdot 10^{-4}\omega_j$, $\eta = 5 \cdot 10^{-4}\omega_j$, $\lambda/\lambda_j = 0.01$. Пунктирная кривая – вклад от потерь на черенковское излучение, точечная кривая – омические потери, штрих-пунктирная кривая – поверхностные потери. Сплошная кривая – полный ток.

$\beta = 3 \cdot 10^{-4}\omega_j$ и $\eta = 5 \cdot 10^{-4}\omega_j$ отвечают температуре ~ 1 К. Вместе с тем, параметры β и η уменьшаются с понижением температуры. Меньшим значениям β и η отвечают меньшие потери и меньшие диссипативные вклады в транспортный ток. Наличие такой тенденции и иллюстрируемые рис. 2 соотношения различных вкладов в ток позволяют полагать, что для переходов, изученных в [10], при температурах, меньших 1 К, вклад в ток от черенковских потерь станет доминирующим при скоростях вихря, близких к предельной скорости v_l .

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ N 05-02-17547, гранта Президента РФ N НШ-1385.2003.2, Госконтракта с Минпромнауки N 40.012.1.1.1357 от 22.04.2003 и Фонда содействия отечественной науки.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Mints R. G. and Snapiro I. V. Phys. Rev. B, **52**, 9691 (1995).
- [2] Силин В. П., Студенов А. В. ФТТ, **39**, 444 (1997).
- [3] Силин В. П., Студенов А. В. ЖЭТФ, **117**, 1230 (2000).

- [4] Malishevskii A. S., Silin V. P., and Uryupin S. A. Phys. Lett. A, **253**, 333 (1999).
- [5] Малишевский А. С., Силин В. П., Урюпин С. А. ЖЭТФ, **117**, 771 (2000).
- [6] Champneys A. and Kivshar Y. S. Phys. Rev. E, **61**, 2551 (2000).
- [7] Малишевский А. С., Силин В. П., Урюпин С. А., Успенский С. Г. ФТТ, (2005, в печати).
- [8] Sakai S. and Tateno H. Jpn. J. Appl. Phys., **22**, 1374 (1983).
- [9] Sakai S. and Pedersen N. F. Phys. Rev. B, **34**, 3506 (1986).
- [10] Franz A. Diplomarbeit "Fluxonendynamik in ringformigen Josephson-Kontakten". Universitat Erlangen-Nurnberg, 1999.

Поступила в редакцию 31 мая 2005 г.