Физика твердого тела, 1997, том 39, № 3

Черенковское излучение вихря Абрикосова–Джозефсона

© *В.П. Силин, А.В. Студенов*

Физический институт им. П.Н.Лебедева Российской академии наук,
117924 Москва, Россия

(Поступила в Редакцию 1 октября 1996 г.)

Рассмотрено черенковское излучение обобщенных волн Свихарта при медленном движении вихря Абрикосова–Джозефсона (АД), отвечающего 2π-кинку разности фаз куперовских пар по разные стороны туннельного перехода. Определена сила радиационного трения, действующая на такой вихрь. Найдена скорость стационарного движения вихря, устанавливающаяся в результате компенсации ускоряющего влияния на вихрь постоянной плотности электрического тока через джозефсоновский переход и радиационного торможения вихря, обусловленного черенковским излучением вихря АД.

Вихри Абрикосова–Джозефсона (АД) возможны в джазефсоновских переходах с достаточно большой плотностью критического тока j_c, когда выполняется условие (см., например, [1])

$$j_c > j_0 = \hbar c^2 (16\pi|e|\lambda^3)^{-1} = 1.24 \cdot 10^4 \lambda^{-3} \ [\mathrm{A/cm^2}], \quad (1)$$

где лондоновская длина λ выражается в микронах. При этом ток j_0 меньше плотности тока распаривания j_d для сверхпроводников с большим значением параметра Гинзбурга–Ландау $\varkappa = \lambda(T = 0)/\xi$, где ξ — корреляционная длина. При выполнении условия (1) характерный масштаб вихря АД может оказаться меньше лондоновской длины. Для описания вихревых структур в условиях (1), согласно работе [2], вместо обычного уравнения синус-Гордона используется уравнение

$$\frac{1}{\omega_j^2}\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2} + \frac{\beta}{\omega_j^2}\frac{\partial\varphi}{\partial t} + \sin\varphi - \frac{\lambda_j^2}{\pi\lambda}\frac{\partial^2}{\partial z^2} \times \int\limits_{-\infty}^{+\infty} dz'\varphi(z',t) K_0\left(\frac{|z-z'|}{\lambda}\right) = 0, \quad (2)$$

где φ — разность фаз куперовских пар по разные стороны бесконечно длинного туннельного перехода между одинаковыми массивными сверхпроводниками, ω_j и λ_j —джозефсоновская частота и длина, параметр β характеризует диссипативные свойства перехода, $K_0(x)$ — функция Макдональда. Подробнее о необходимости нелокального описания джозефсоновских переходов [1–6].

В [2] были рассмотрены, в частности, обобщенные волны Свихарта, частота $\omega(k)$ которых описывается соотношением

$$\omega^2(k) = \omega_j^2 + k^2 v_s^2/(1 + k^2\lambda^2)^{1/2}, \quad (3)$$

где k — волновой вектор, $v_s = \omega_j \lambda_j$ — скорость Свихарта.

В пределе $k\lambda \ll 1$ формула (3) отвечает обычной волне Свихарта. Авторы работы [7] рассмотрели черенковское излучение волн (3) движущимся с постоянной скоростью джозефсоновским вихрем в условиях, когда $\lambda \ll \lambda_j$, т. е. в условиях, противоположных (1). При этом они рассмотрели силу радиационного трения, а также установили зависимость скорости установившегося движения джозефсоновского вихря от плотности тока через контакт.

В настоящей будет рассмотрено черенковское излучение вихря АД, несущего один квант магнитного потока, характерный пространственный масштаб которого l удовлетворяет условию сильной нелокальности

$$l = (\lambda_j^2/\lambda) \ll \lambda_j \ll \lambda. \quad (4)$$

В отличие от теории обычных джозефсоновских вихрей (см., например, [8]), где известно аналитическое решение для бегущего в отсутствие внешнего тока вихря, в нелокальной электродинамике, основанной на уравнении (2), такие точные решения неизвестны. Также неизвестны подобные решения, отвечающие вихрям, несущим один квант магнитного потока, в пределе сильной нелокальности (4), когда (2) принимает вид [3,4]

$$\frac{1}{\omega_j^2}\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2} + \frac{\beta}{\omega_j^2}\frac{\partial\varphi}{\partial t} + \sin\varphi - \frac{l}{\pi} \fint\limits_{-\infty}^{+\infty} \frac{dz'}{z'-z}\frac{\partial\varphi(z',t)}{\partial z'} = 0, \quad (5)$$

где интеграл понимается в смысле главного значения Коши.

Однако известно решение уравнения (5), описывающее покоящийся вихрь АД [3,4];

$$\varphi_0(z) = \pi + 2\mathrm{arctg}\,(z/l). \quad (6)$$

Будем рассматривать такой вихрь движущимся с малой скоростью v под действием постоянной во времени и однородной в пространстве плотности тока j. Такое предположение отвечает подходу, позволяющему говорить о состоянии, близком к описываемому точным решением (ср. обзор [8]). При этом подобно работе [7], но для случая вихря АД установим величину скорости движения вихря на основе компенсации воздействия плотности тока j черенковским излучением обобщенных волн Свихарта. Отметим здесь, что при медленном движении вихря $v \ll v_x$ изучаются волны с малой длиной волны [7,9], когда

$k\lambda \gg 1$ и когда формула (3) принимает вид

$$\omega^2(k) = \omega_j^2(1 + l|k|). \qquad (7)$$

В разделе 1 статьи установлен вид функции Грина линеаризованного уравнения (5). В разделе 2 установлен вид возмущения разности фаз φ куперовских пар, обусловленного скоростью движения вихря АД, отвечающий в соответствии с результатами раздела 1 как неубывающему с расстоянием черенковскому излучению обобщенных волн Свихарта, так и резко спадающему с удалением от вихря неволновому возмущению. Раздел 3 посвящен определению энергии, которую теряет движущийся вихрь АД благодаря черенковскому излучению, и определению действующей на вихрь силы радиационного трения. В разделе 4 рассмотрено влияние слабого тока через контакт и определена скорость стационарного движения вихря при учете радиационной диссипации.

1. Функция Грина

Для изучения задач излучения полезно использовать функцию Грина. В случае линеаризованного уравнения (5) функция Грина удовлетворяет уравнению

$$\frac{1}{\omega_j^2}\frac{\partial^2 g}{\partial t^2} + \frac{\beta}{\omega_j^2}\frac{\partial g}{\partial t} + g - \frac{l}{\pi} \times \fint_{-\infty}^{+\infty} \frac{dz'}{z' - z}\frac{\partial d(z',t)}{\partial z'} = \delta(z - vt). \qquad (8)$$

Решение этого уравнения имеет вид

$$g(z,t) = \frac{\omega_j^2}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dk \exp[ik(z - vt)]}{\omega^2(k) - k^2v^2 - l\beta kv}, \qquad (9)$$

где в отличие от [9] $\omega(k)$ определяется формулой (7).

Рассмотрение черенковского излучения будем проводить в приближении $\beta \to +0$. Соответственно условие черенковского излучения обобщенных волн Свихарта имеет обычный вид

$$\omega^2(k) = k^2v^2. \qquad (10)$$

Поэтому, а также согласно (7), для волнового вектора излучаемой волны имеем [9]

$$k_{1,2} = \pm\frac{\omega_j^2 l}{2v^2}\left[1 + \sqrt{1 + \frac{4v^2}{\omega_j^2 l^2}}\,\right]. \qquad (11)$$

Эти значения отвечают полосам подынтегрального выражения (9), определяющим вид вклада в функцию Грина от черенковского излучения

$$g_{\mathrm{ch}}(z - vt) = \frac{2\sin[k_1(vt - z)]}{l\sqrt{1 + (4v^2/\omega_j^2 l^2)}}\theta(vt - z), \qquad (12)$$

где $\theta(k)$ — функция Хевисайда, $\theta(x) = 1$ при $x > 0$ и $\theta(x) = 0$ при $x < 0$. Второй вклад в функцию Грина при $\beta = +0$ определяется интегрированием в (9) по берегам разреза плоскости комплексного переменного k: $(-i\infty, 0)$ и $(0, +i\infty)$, исходящим из точки ветвления $k = 0$. Этот вклад имеет вид

$$g_b(z - vt) = \frac{l}{\pi}\int_0^{\infty} \frac{d\rho\rho\exp(-p|z - vt|)}{[1 + (p^2v^2/\omega_j^2)]^2 + l^2\rho^2}. \qquad (13)$$

Это выражение быстро убывает при росте $|z - vt|$, что отличает этот неволновой вклад в функцию Грина от выражения (12), которое позади бегущего источника осциллирует в приближении $\beta = 0$ с постоянной амлитудой. Последнее отвечает одномерной картине излучения.

В заключение этого раздела отметим, что в пределе малых скоростей формулы (12) и (13) принимают соответственно следующий асимптотический вид:

$$g_{\mathrm{ch}}(z - vt) = \frac{2}{l}\sin\left[\frac{\omega_j^2 l}{v^2}(vt - z)\right]\theta(vt - z), \qquad (14)$$

$$g_b(z - vt) = -\frac{1}{\pi l}\left[\mathrm{Ci}\frac{|z - vt|}{l}\cos\frac{|z - vt|}{l} + \mathrm{Si}\frac{|z - vt|}{l}\sin\frac{|z - vt|}{l}\right]. \qquad (15)$$

2. Поле возмущения при движении 2π-кинка

Рассмотрим то возмущение разности фаз φ, которое возникает при движении единичного вихря (6). При этом будем соответственно пределу сильной нелокальности (4) использовать уравнение (5). Решение этого уравнения представим в виде

$$\varphi(z,t) = \varphi_0(s) + \varphi_1(s), \qquad (16)$$

где $s = z - vt$, и $\varphi_0(s)$ дается формулой (6). Считая φ_1 малой по сравнению с φ_0 и линеаризуя уравнение (5), получаем

$$\frac{v^2}{\omega_j^2}\frac{d^2\varphi_1}{ds^2} - \frac{\beta v}{\omega_j^2}\frac{d\varphi_1}{ds} + \varphi_1\cos\varphi_0(s) - \frac{l}{\pi}\fint_{-\infty}^{+\infty}\frac{ds'}{s' - s}\frac{d\varphi_1(s')}{ds'} = -\frac{v^2}{\omega_j^2}\frac{d^2\varphi_0}{ds^2} + \frac{\beta v}{\omega_j^2}\frac{d\varphi_0}{ds}. \qquad (17)$$

Как и в предыдущем разделе, будем рассматривать случай слабой диссипации, когда учет конечного β необходим только для правильного понимания особенностей, т. е. будем считать $\beta \to +0$. Далее, интересуясь возмущением, связанным с мелкомасштабными волнами, можем считать, что слагаемое $\varphi_1\cos\varphi_0$ в левой части уравнения (17) мало по сравнению с первым, содержащим вторую производную. Если при этом положить $\cos\varphi_0 = 1$, то можно непосредственно воспользоваться полученной в предыдущем разделе функцией Грина. Приведем здесь возникающее решение в асимптотическом пределе

$$|s| \gg l. \tag{18}$$

Тогда, согласно (12), при $s < 0$ возникает черенковский вклад

$$\varphi_{1,\mathrm{ch}}(s) = \frac{4\pi k_1 v^2}{\omega_j^2 l\sqrt{1+(4v^2/\omega_j^2 l^2)}} e^{-lk_1}\cos k_1 s, \tag{19}$$

где k_1 — положительный волновой вектор, определяемый формулой (11). Малость выражения (19) по сравнению с φ_0 реализуется при условии

$$v \ll l\omega_j, \tag{20}$$

когда формула (19) принимает следующий вид:

$$\varphi_{1,\mathrm{ch}}(z-vt) = 4\pi\exp\left(-\frac{l^2\omega_j^2}{v^2}\right)\cos\left[\frac{l\omega_j^2}{v^2}(z-vt)\right]\theta(vt-z), \tag{21}$$

Очевидно, что при выполнении условия (20) решение (21) не противоречит предположению о малости слагаемого $\varphi_1\cos\varphi_0$ в левой части уравнения (17). Подчеркнем здесь, что в силу неравенства (4) $l \ll \lambda_j$, а поэтому, согласно (20), рассматриваемая нами скорость движения вихря много меньше скорости Свихарта $v \ll v_s = \lambda_j\omega_j$.

Второй вклад в возмущение, согласно предыдущему разделу, определяется так называемым вкладом ветвления (19) и в пределе (18) имеет вид

$$\varphi_{1,b}(z-vt) = \frac{4v^2}{\omega_j^2 l^2}\left(\frac{l}{z-vt}\right)^3. \tag{22}$$

Сравнение формул (21) и (22) показывает, что только (21) описывает возбуждаемые в туннельном переходе медленно движущимся вихрем волны сравнительно малой длины волны $\sim v^2/\omega_j^2 l$ с частотой $\sim \omega_j^2 l/v$. Отметим, что учет малого, но конечного омического поглощения ($\beta \neq 0$) приводит к возникновению в правой части (21) дополнительного множителя $\exp(\beta[(z/v)-t])$.

3. Энергия, теряемая движущимся вихрем АД, и сила радиационного трения

Воспользуемся соответствующей уравнению (5) функцией Гамильтона [5], которая в случае (4) имеет вид

$$H = \frac{\hbar j_c}{2|e|}\left\{\int\limits_{-\infty}^{+\infty} dz\left[\frac{1}{2\omega_j^2}\left(\frac{\partial\varphi}{\partial t}\right)^2 + 1 - \cos\varphi\right]\right.$$
$$+\frac{l}{2\pi}\int\limits_{-\infty}^{+\infty} dz\int\limits_{-\infty}^{+\infty} dz'\frac{\partial\varphi(z,t)}{\partial z}\frac{\partial\varphi(z',t)}{\partial z'}$$
$$\left.\times\left[-\ln|z-z'| + \ln 2 - C - \frac{1}{2}\right]\right\}, \tag{23}$$

где C — постоянная Эйлера. Энергии черенковской волны отвечает квадратичный по φ_1 вклад в (23)

$$\delta H = \frac{\hbar j_c}{2|e|}\left\{\int\limits_{-\infty}^{+\infty} dz\frac{1}{2\omega_j^2}\left(\frac{\partial\varphi_1}{\partial t}\right)^2 + \frac{l}{2\pi}\int\limits_{-\infty}^{+\infty} dz\int\limits_{-\infty}^{+\infty} dz'\right.$$
$$\left.\times\frac{\partial\varphi(z',t)}{\partial z'}\frac{\partial\varphi(z,t)}{\partial z}\left[-\ln|z-z'| + \ln 2 - C - \frac{1}{2}\right]\right\}. \tag{24}$$

Здесь опущен вклад $(1/2)\cos\varphi_0\varphi_1^2$, являющийся малым в рассматриваемом нами случае коротковолнового излучения. Проинтегрируем во втором слагаемом (24) один раз по частям и учтем то, что $\varphi_{1,\mathrm{ch}}$ обращается в нуль при $z = +\infty$ согласно (21) и при $z = -\infty$ согласно замечанию в конце настоящего раздела при всяком конечном β. Тогда (24) принимает вид

$$\delta H = \frac{\hbar j_c}{2|e|}\left\{\int\limits_{-\infty}^{+\infty} dz\frac{1}{2\omega_j^2}\left(\frac{\partial\varphi_{1,\mathrm{ch}}}{\partial t}\right)^2\right.$$
$$\left.-\frac{l}{2\pi}\int\limits_{-\infty}^{+\infty} dz\int\limits_{-\infty}^{+\infty}\frac{dz'}{z'-z}\frac{\partial\varphi_{1,\mathrm{ch}}(z',t)}{\partial z'}\varphi_{1,\mathrm{ch}}(z,t)\right\}. \tag{25}$$

Воспользуемся тем, что вдали от излучающего вихря, согласно (17),

$$\frac{v^2}{\omega_j^2}\frac{d^2\varphi_{1,\mathrm{ch}}}{ds^2} - \frac{l}{\pi}\fint\limits_{-\infty}^{+\infty}\frac{ds'}{s'-s}\frac{d\varphi_{1,\mathrm{ch}}(s')}{ds'} = 0. \tag{26}$$

При этом пренебрегаем малым вкладом $\varphi_1\cos\varphi_0$. Тогда

$$\delta H_{\mathrm{ch}} = \frac{\hbar j_c}{2|e|}\frac{v^2}{2\omega_j^2}\int\limits_{-\infty}^{+\infty} ds\left[\left(\frac{d\varphi_{1,\mathrm{ch}}(s)}{ds}\right)^2\right.$$
$$\left.-\varphi_{1,\mathrm{ch}}(s)\frac{d^2\varphi_{1,\mathrm{ch}}(s)}{ds^2}\right]. \tag{27}$$

Однако (21), последняя формула дает следующее выражение для отнесенной к единице длины плотности энергии порождаемого вихрем АД черенковского излучения[1]

$$W_{\rm ch} = \frac{4\pi^2\hbar j_c}{|e|}\frac{\omega_j^2 l^2}{v^2}\exp\left(-\frac{2\omega_j^2 l^2}{v^2}\right). \qquad (28)$$

Поскольку частота и волновой вектор черенковской волны определяются скоростью движущегося вихря по формулам

$$\omega = (\omega_j^2 l/v), \quad k = (\omega_j^2 l/v^2), \qquad (29)$$

то фазовая скорость такой волны равна $v_{\rm ph} = (\omega/k) = v$, а для групповой скорости получаем

$$v_g = \frac{\partial\omega}{\partial k} = \frac{\partial\omega/\partial v}{\partial k/\partial v} = \frac{1}{2}v. \qquad (30)$$

Последняя формула позволяет, в частности, считать, что энергия черенковского излучения уходит от движущегося вихря со скоростью

$$v_r = v - v_g = \frac{1}{2}v. \qquad (31)$$

Теперь можно определить ту отнесенную к единице длины силу трения $f_{\rm fr}$, которую испытывает вихрь АД благодаря черенковскому излучению (ср. [7] в случае обычного вихря Джозефсона). Имея в виду, что работа, совершаемая в единицу времени (мощность) силой трения над вихрем, равна $vf_{\rm fr}$, то, приравняв такое выражение плотности энергии черенковского излучения $W_{\rm ch}$, умноженная на скорость ее удаления от вихря v_r, можем теперь записать

$$f_{\rm fr} = \frac{v_r}{v}W_{\rm ch} = \frac{1}{2}W_{\rm ch}. \qquad (32)$$

Окончательно, согласно (25), имеем

$$f_{\rm fr} = \frac{2\pi^2\hbar j_c}{|e|}\frac{\omega_j^2 l^2}{v^2}\exp\left(-\frac{2\omega_j^2 l^2}{v^2}\right). \qquad (33)$$

Таким образом, наличие потока энергии черенковского излучения, уходящего от вихря АД, может быть интерпретировано с помощью представления о радиационном трении, испытываемом вихрем.

4. Скорость стационарного движения вихря АД

Рассмотрим теперь такую ситуацию, когда через джозефсоновский туннельный переход протекает постоянный электрический ток с однородной плотностью j (см., например, [10]). Наличие такого тока приводит к воздействию на вихрь. Поскольку вихрь (6) отвечает одному кванту потока магнитного поля, отнесенная к единице длины действующая на него сила Лоренца равна

$$\frac{\pi\hbar c}{|e|}\frac{j}{c} \equiv \frac{\phi_j}{c}j. \qquad (34)$$

Поскольку сила Лоренца (34) ускоряет, (приводит в движение) вихрь (6), а сила радиационного трения (33) тормозит движение вихря, то случаю установившегося разномерного движения отвечает равенство сил (34) и (33), которое приводит к следующему уравнению, оценивающему скорость стационарного движения вихря АД:

$$\frac{j}{j_c} = \frac{2\pi^2\omega_j^2 l^2}{v^2}\exp\left(-\frac{2\omega_j^2 l^2}{v^2}\right). \qquad (35)$$

Рассматриваемый нами случай движения вихря АД с малыми скоростями (20) отвечает малым токам, когда

$$j \ll l_c. \qquad (36)$$

При учете (36) приближенное решение уравнения (35) можно записать в виде

$$v = (\omega_j l)/\sqrt{\psi}, \qquad (37)$$

где

$$\psi = \frac{1}{2}\ln\left(\frac{j_c}{j}\ln\frac{j_c}{j}\right). \qquad (38)$$

Значению скорости (37) отвечает волновой вектор излучаемой волны, равный

$$k = (\psi/l). \qquad (39)$$

Поскольку благодаря (35) $\psi \gg 1$, то $kl \gg 1$, и частота черенковской волны, согласно (7), равна

$$\omega \simeq \omega_j\sqrt{kl} = \omega_j\sqrt{\frac{1}{2}\ln\left(\frac{j_c}{j}\ln\frac{j_c}{j}\right)}. \qquad (40)$$

Помимо тормозящего влияния силы радиационного трения известна другая причина, приводящая к установлению стационарного движения вихря, ускоряемого током. Такой причиной является омическая диссипация, имеющая место при $\beta \neq 0$ и определяющаяся конечной проводимостью σ туннельного перехода. При этом

$$\beta = \frac{4\pi\sigma}{\varepsilon},$$

где ε — диэлектрическая постоянная вещества туннельного слоя. Согласно [11] (ср. также [6]), для скорости равномерного движения вихря АД, устанавливающейся благодаря конечной проводимости, в пределе слабого поля имеем

$$v = \frac{l\omega_j^2}{\beta}\,\frac{j}{j_c}. \qquad (41)$$

[1] $W_{\rm ch}$ представляет собой энергию, отнесенную к единице площади туннельного перехода.

Сравнивая это выражение с (37), следует иметь в виду, что радиационное трение, обусловленное эффектом Черенкова, может определять скорость стационарного движения вихря АД тогда, когда скорость (37) оказывается меньше значения (41). Это позволяет записать следующее неравенство, при выполнении которого роль радиационного торможения существенна

$$\frac{\beta^2}{\omega_j^2} < \frac{1}{2}\left(\frac{j}{j_c}\right)^2 \ln\left(\frac{j_c}{j}\ln\frac{j_c}{j}\right) \ll 1. \tag{42}$$

Обсудим результаты, полученные в настоящей работе. Сравнение силы трения (33) с соответствующим выражением работы [7] для обусловленной черенковским излучением силы трения обычного медленно движущегося джозефсоновского вихря позволяет видеть, во-первых, отличие в зависимости от скорости предэкспоненциального фактора, а, во-вторых, при одинаковой экспоненциальной зависимости от скорости существенное отличие показателя экспоненты, для которого, согласно [7], $\pi(\lambda_j/l)\omega_j^2 l^2/v^2$. Последнее выражение в наших условиях много меньше по абсолютной величине показателя в формуле (33), а в условиях обычной локальной джозефсоновской электродинамики — много больше полученного нами. Это говорит о качественном отличии влияния черенковского излучения на торможение вихря АД по сравнению со случаем обычного джозефсоновского вихря. Такое качественное отличие связано с тем, что в пределе сильной нелокальности (4), согласно (5), вместо обычной джозефсоновской длины возникает характерный масштаб l. Помимо этого пространственная структура вихря АД, описываемая уравнением синус-Гильберта (5), существенно отличается от структуры обычного джозефсоновского вихря, описываемого уравнением синус-Гордона.

Эти же причины приводят к качественно новой зависимости от параметра длины l выражения для скорости (37) установившегося движения вихря.

В нашем обсуждении необходимо также остановиться на условии (42). Возможности его выполнения в рассматриваемом нами случае больших значений критической плотности джозефсоновского тока (1) расширяются в связи с возможностью увеличения в этом случае джозефсоновской частоты

$$\omega_j = \sqrt{\frac{16\pi|e|dj_c}{\hbar\varepsilon}},$$

где d — толщина туннельного слоя. Для того чтобы стали очевиднее имеющиеся здесь возможности, запишем выражение для джозефсоновской частоты в случае $j_c = j_0$ (см. (1)), когда

$$\omega_{j0} = \sqrt{\frac{d}{\varepsilon\lambda}}\frac{c}{\lambda}. \tag{43}$$

Поскольку мы рассматриваем условия сильной нелокальности (4), в нашем случае $\omega_{j0} < \omega_j$. Это означает, что реализация возможности (42) отвечает условию $\beta < \omega_{j0}$, которое эквивалентно следующему ограничению на проводимость туннельного слоя:

$$\sigma < \frac{\sqrt{\varepsilon}}{4\pi}\frac{c}{\lambda}\sqrt{\frac{d}{\lambda}}. \tag{44}$$

Если, например, $(d/\lambda) = 0.01$, $\varepsilon \simeq 10$, то $\omega_{j0} \simeq \lambda^{-1} \cdot 10^{13}\ \mathrm{s}^{-1}$, а правая часть формулы (44) оказывается также $\sim \lambda^{-1} \cdot 10^{13}\ \mathrm{s}^{-1}$, где λ, как и в (6), есть лондоновская длина, выраженная в микронах. Эта оценка указывает на выполнение условия $\beta < \omega_{j0}$ тогда, когда проводимость оказывается меньше $\lambda^{-1}\,[\nu\mathrm{m}]\cdot 10^3\Omega^{-1}\cdot\mathrm{m}^{-1}$, что не накладывает больших ограничений. В то же время следует помнить о том, что частота излучаемой черенковской волны, которая при установившемся движении вихря, согласно (40), превышает джозефсоновскую частоту, должна отвечать энергии, меньшей ширины сверхпроводящей щели ($\hbar\omega < \Delta$). Последнее означает, что обсуждаемая нами ситуация превышения черенковской диссипации над омической может быть близка к возникающей благодаря возможностям высокотемпературных сверхпроводников.

Работа выполнена при частичной поддержке Научного совета по ВТСП (проект "АД" № 95008), а также при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 96-02-17303-а).

Список литературы

[1] Yu.M. Aliev, G.L. Alfimov, K.N. Ovchinnikov, V.P. Silin, S.A. Uruypin. Low Temp. Phys. **22**, *6*, 477 (1996).
[2] Ю.М. Алиев, В.П. Силин, С.А. Урюпин. СФХТ **5**, 228 (1992).
[3] М.Ю. Куприянов, К.К. Лихарев, А.К. Семенов. ФНТ **2**, *6*, 706 (1976).
[4] A. Gurevich. Phys. Rev. **B 46**, 3187 (1992).
[5] Yu.M. Aliev, V.P. Silin. Phys. Lett. **A 177**, 259 (1993).
[6] Г.Л. Алфимов, В.П. Силин. ЖЭТФ **108**, 1668 (1995).
[7] R.G. Mints, I.B. Snapiro. Phys. Rev. **B 52**, 9691 (1995).
[8] Yu.S. Kivshar, B.A. Malomed. Rev. Mod. Phys. **61**, 763 (1989).
[9] В.П. Силин, А.В. Студенов. Краткие сообщения по физике ФИАН, *1–2*, 71 (1996).
[10] A. Berone, G. Paterno. Physics and Applications of the Josephson Effect. Wiley, N.Y. (1982).
[11] A. Gurevich. Phys. Rev. **B 48**, 12857 (1993).