

УДК 538.945

К ВОПРОСУ О НЕЛИНЕЙНОЙ ДИНАМИКЕ УЕДИНЕННОГО ВИХРЯ АБРИКОСОВА–ДЖОЗЕФСОНА, ДВИЖУЩЕГОСЯ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ПЕРИОДИЧЕСКОГО ТОКА

А. В. Зверев

Аналитически получено решение уравнений нелокальной резистивной джозефсоновской электродинамики, соответствующее движению уединенного вихря Абрикосова–Джозефсона под воздействием тока, плотность которого определенным образом, периодически зависит от времени, причем амплитуда этой зависимости больше критической плотности тока. Изложен метод нахождении установившегося периодического решения. Последнее позволило рассмотреть зависимость работы тока над вихрем от амплитуды и частоты.

Электродинамика джозефсоновских туннельных переходов оказывается существенно нелокальной в случае, когда относительно велико значение критической плотности тока

$$j_c \gg j_0 \equiv \frac{\hbar c^2}{16\pi|e|\lambda}, \quad (1)$$

где j_c – критическая плотность тока, $|e|$ – заряд электрона, \hbar – постоянная Планка, c – скорость света, а λ – лондоновская длина. При этом необходимо использовать нелокальное уравнение, рассматриваемое в [1, 2, 3]. И тогда особенно результативным оказывается так называемое приближение резистивной модели, когда выполнено неравенство

$$C_s \ll \frac{\Phi_0}{2\pi c j_c R_s^2}, \quad (2)$$

где Φ_0 – квант магнитного потока, R_s – сопротивление единицы площади перехода, C_s – емкость единицы площади перехода. В указанных выше условиях (1) и (2) основное уравнение нелокальной джозефсоновской электродинамики принимает вид

$$t_0 \frac{\partial \varphi}{\partial t} = \frac{l}{\pi} \int_{-N}^N \frac{dz'}{z - z'} \frac{\partial \varphi(z', t)}{\partial z'} - \sin \varphi + \gamma. \quad (3)$$

Оно определяет разность фаз φ волновых функций куперовских пар по разные стороны перехода. Во всех ограниченных выражениях принимается $N = \infty$, в оценках можно считать $N \gg l$. В уравнении (3) $t_0 = \Phi_0 / 2\pi c R_s j_c$ – время релаксации, $l = c\Phi_0 / 16\pi^2 \lambda^2 j_c$ – характерный масштаб изменения $\varphi(z)$, $\gamma(t) = j(t) / j_c$ – безразмерный ток.

В работах [1, 3 – 6] рассмотрено решение уравнения (3), являющееся решением солитонного типа, которое отличается от обычного джозефсоновского вихря локальной джозефсоновской электродинамики. Оно имеет вид

$$\varphi(x, t) = \pi + 2 \operatorname{arctg} \left(\frac{z + vt}{l} \right). \quad (4)$$

Это решение получило название вихря Абрикосова–Джозефсона (АД) [3]. Оно представляет собой 2π -кинк, имеющий размер l и движущийся со скоростью v .

В работе (4) обсуждается динамика уединенного вихря АД, движущегося под воздействием постоянного тока, а также тока, меняющегося во времени по гармоническому закону. В первом случае рассмотрение было точным, а во втором получено лишь приближенное решение.

В [6] было рассмотрено поведение вихря под действием периодического тока в виде прямоугольных, меняющих свой знак импульсов. Простота этой зависимости позволяет получить точное решение задачи. При этом, рассмотренная в [6] картина является неполной, так как амплитуда плотности тока предполагалась меньше критической плотности тока. В данном сообщении также будет рассмотрена задача об эволюции вихря под действием тока с указанной выше зависимостью плотности тока от времени, однако в отличие от работы [6] амплитуда этой зависимости предполагается большей критической плотности тока; при этом особое внимание будет уделяться моментам, объединяющим данное сообщение с работой [6].

Итак, рассмотрим решение уравнения (6), предложенное в [4]

$$\varphi(x, t) = \Theta(t) + \pi + 2 \operatorname{arctg} \left(\frac{z - z_0(t)}{\rho(t)} \right). \quad (5)$$

Подстановка (5) в (3) дает систему обыкновенных дифференциальных уравнений

$$\dot{\Theta} + \sin \Theta = \gamma(t), \quad (6)$$

$$\dot{\rho} + \rho \cos \Theta = l, \quad (7)$$

$$\dot{z} + \rho \sin \Theta = 0. \quad (8)$$

Точка обозначает производную по безразмерному времени $\tau = t/t_0$. В соотношении (5) $\rho(t)$ имеет смысл размера вихря, а $z_0(t)$ – его положения. Система уравнений (6), (7), (8) полностью описывает динамику вихря, находящегося под воздействием переменного тока. Будет рассматриваться периодическая зависимость γ от t вида

$$\gamma(t) = \gamma_0 \operatorname{sgn} \left(\sin \left(\frac{2\pi t}{T} \right) \right). \quad (9)$$

При этом $\gamma_0 > 1$.

Первым шагом в исследовании динамики вихря должно быть решение уравнения (6). Для того, чтобы найти $\Theta(\tau)$ необходимо сшить решения уравнений

$$\dot{\Theta} + \sin \Theta = \pm \gamma_0, \quad (10)$$

в точках $\tau = nT/t_0$ и $\tau = nT/t_0 + T/2t_0$.

Однако прежде необходимо сделать несколько замечаний относительно решений уравнений (10). Эти решения представляют собой монотонно возрастающие (убывающие для $-\gamma_0$) функции, содержащие периодичность с периодом $T_\gamma = 2\pi t_0 / \sqrt{\gamma_0^2 - 1}$. Поэтому в случае, когда T совпадает с этим периодом или кратно ему, возникают резонансы. В дальнейшем будет анализироваться зависимость от величины $x = \pi T / 2T_\gamma$. Тогда резонансы возникают при $x = \pi N / 2$, $N = 1, 2, 3, \dots$

Производя указанную выше сшивку, можно найти значение исследуемого решения в точке $nT/t_0 + T/t_0$, зная его значение в точке $nT/2t_0$

$$\Theta \left((n+1) \frac{T}{t_0} \right) = 2 \operatorname{Arctg} \left(\frac{1}{\gamma_0} \frac{[1(\sqrt{\gamma_0^2 - 1} + \operatorname{tg} x)^2 + \gamma_0^2 \operatorname{tg}^2 x] \gamma_0 \operatorname{tg} \frac{\Theta \left(\frac{nT}{t_0} \right)}{2} - 2\gamma_0^2 \operatorname{tg}^2 x}{(\sqrt{\gamma_0^2 - 1} + \operatorname{tg} x)^2 + \gamma_0^2 \operatorname{tg}^2 x + 2\operatorname{tg}^2 x \gamma_0 \operatorname{tg} \frac{\Theta \left(\frac{nT}{t_0} \right)}{2}} \right) \equiv (11)$$

$$f \left(\Theta \left(\frac{nT}{t_0} \right) \right),$$

где $x = \sqrt{\gamma_0^2 - 1}T/4t_0$. Функция f выражает зависимость значения $\Theta(t = nT/t_0 + T/t_0)$ от значения в начале периода $\Theta(t = nT/t_0)$. Поскольку уравнение (6) с зависимостью $\gamma(t)$, выражаемой (9), инвариантно относительно преобразования $t \rightarrow t + T$, можно утверждать, что $\Theta((n + 2)T/t_0) = f(\Theta((n + 1)T/t_0)) = f(f(\Theta(nT/t_0)))$. В связи с этим удобно ввести функцию

$$f^N \equiv \underbrace{f(f(\dots f(\Theta)\dots))}_{N\text{-раз}}. \quad (12)$$

Используя определенную в (12) функцию, можно написать

$$\Theta\left(\frac{NT}{t_0}\right) = f^N(\Theta_0), \quad (13)$$

где $\Theta_0 = \Theta(0)$.

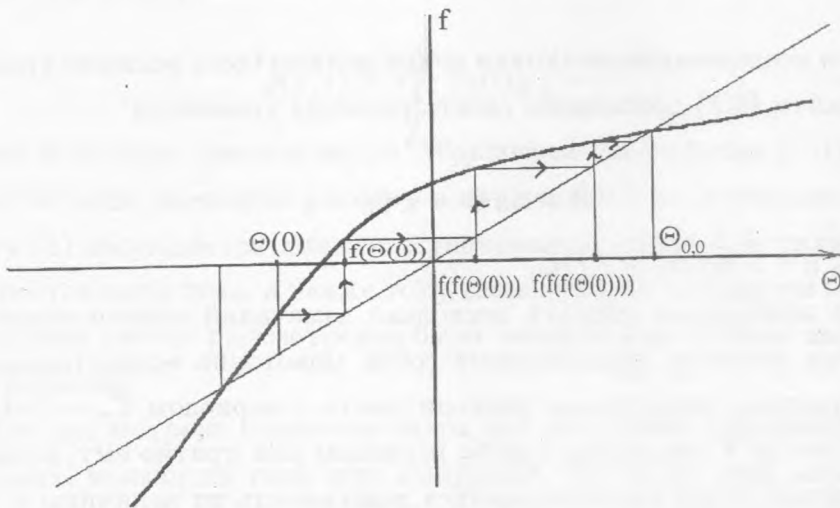


Рис. 1. График зависимости $f(\Theta)$.

График функции $f(\Theta)$ приведен на рис. 1. Из него явствует, что если все решения характеризовать параметром $\Theta_0 = \Theta(0)$, то среди всего множества решений уравнения (6) имеются два периодических, характеризующихся параметрами $\Theta_{0;1,2}$

$$\operatorname{tg} \frac{1}{2} \Theta_{0;1,2} = \frac{\sqrt{\gamma_0^2 - 1} \pm \sqrt{\gamma_0^2 - 1 + \gamma_0^2 \operatorname{tg}^2 x}}{\gamma_0 \operatorname{tg} x}. \quad (14)$$

Это следует из уравнения $\Theta_{0;1,2} = f(\Theta_{0;1,2})$. При этом, для всех остальных решений имеет место соотношение

$$\lim_{N \rightarrow \infty} \Theta_N = \lim_{N \rightarrow \infty} \Theta \left(\frac{2N T}{2 t_0} \right) = \lim_{N \rightarrow \infty} f^N [\Theta_0 \neq \Theta_{0;1,2}] = \begin{cases} \Theta_{0;1} \text{tg} x > 0 \\ \Theta_{0;2} \text{tg} x < 0. \end{cases} \quad (15)$$

Определим величину $\Theta_{0;0}$ посредством соотношения

$$\text{tg} \frac{1}{2} \Theta_{0;0}(\gamma_0, T) = \frac{\sqrt{\gamma_0^2 - 1} + \text{sgn}(\text{tg} x) \sqrt{\gamma_0^2 - 1 + \gamma_0^2 \text{tg}^2 x}}{\gamma_0 \text{tg} x}; \quad \Theta_{0;0} = \begin{cases} \Theta_{0;1} \text{tg} x > 0 \\ \Theta_{0;2} \text{tg} x < 0. \end{cases} \quad (16)$$

При этом из (15) следует, что $\lim \Theta_N = \Theta_{0;0}$ для любых решений, отвечающих параметрам $\Theta(0) \neq \Theta_{0;1,2}$. Тогда можно утверждать, что решение $\Theta_{ycm.}(t)$, отвечающее условию $\Theta_{ycm.}(0) = \Theta_{0;0}(\gamma_0, T)$, определяет единственный установившийся периодический режим для любых γ_0 и T . То есть, любое решение со временем релаксирует к $\Theta_{ycm.}(t)$. $\Theta_{ycm.}(t)$ можно записать как

$$\Theta_{ycm.} = 2 \text{Arctg} \xi,$$

$$\xi = (-1)^n \frac{\left(\sqrt{\gamma_0^2 - 1} - \text{tg} \frac{\sqrt{\gamma_0^2 - 1}}{2t_0} \left(t - \frac{nT}{2} \right) \right) \xi_0 - \gamma_0 \text{tg} \frac{\sqrt{\gamma_0^2 - 1}}{2t_0} \left(t - \frac{nT}{2} \right)}{\sqrt{\gamma_0^2 - 1} + \text{tg} \frac{\sqrt{\gamma_0^2 - 1}}{2t_0} \left(t - \frac{nT}{2} \right) - \gamma_0 \xi_0 \text{tg} \frac{\sqrt{\gamma_0^2 - 1}}{2t_0} \left(t - \frac{nT}{2} \right)}. \quad (17)$$

В этой формуле используются обозначения

$$\xi_0 = \frac{\sqrt{\gamma_0^2 - 1} + \text{sgn}(\text{tg} x) \sqrt{\gamma_0^2 - 1 + \gamma_0^2 \text{tg}^2 x}}{\gamma_0 \text{tg} x}.$$

Все приводимые ниже результаты будут относиться к решению $\Theta_{ycm.}(t)$. Зависимость от времени размера вихря ρ определяется из уравнения (10). Для его решения произведем замену переменных, при которой t заменяется на $\xi(t)$, $\xi = \text{tg} \Theta_{ycm.}(t)/2$. При этом $\rho(\tau) = R(\xi(t))$. Тогда уравнение (10) принимает вид

$$\frac{dR}{d\xi} + \frac{2(1 - \xi^2)}{(1 + \xi^2)(\pm \gamma_0(1 + \xi^2) - 2\xi)} R = \frac{2l}{(\pm \gamma_0(1 + \xi^2) - 2\xi)}. \quad (18)$$

Знак « \pm » означает, что это уравнение имеет различный вид в зависимости от временного интервала, в котором рассматривается R . « $+$ » берется, если $t \in [nT; (2n+1)T/2]$ ($\gamma(t) = \gamma_0$); « $-$ » берется, если $t \in [(2n+1)T/2; (n+1)T]$ ($\gamma(t) = -\gamma_0$).

Решение уравнения (7) имеет вид

$$R(\xi) = \frac{1 + \xi_0^2 (1 + \xi^2) \gamma(t) - 2\xi}{1 + \xi^2 (1 + \xi_0^2) \gamma_0 - 2\xi_0} R + 2l \frac{((1 + \xi^2) \gamma(t) - 2\xi)}{\gamma(t)(\gamma_0^2 - 1)} \times$$

$$\times \left(\frac{\xi - \gamma(t)}{(\xi^2 + 1)\gamma(t) - 2\xi} - \frac{\xi_0 - \gamma_0}{(\xi_0^2 + 1)\gamma_0 - 2\xi_0} + \frac{\gamma_0^2}{\gamma_0^2 - 1} \operatorname{Arctg} \frac{\xi\gamma(t) - 1}{\sqrt{\gamma_0^2 - 1}} - \frac{\gamma_0^2}{\gamma_0^2 - 1} \operatorname{Arctg} \frac{\xi_0\gamma_0 - 1}{\sqrt{\gamma_0^2 - 1}} \right), \quad (19)$$

где R есть значение размера вихря в начале некоторого периода. Далее разумно подчинить указанное решение $\rho(t, R) = R(\xi(t))$ условию периодичности подобно тому, как это было сделано с $\Theta(t)$. Однако из-за наличия третьего слагаемого в скобке, $\rho(t, R)$ за период T_γ приобретает положительную добавку, равную $\Delta R_\gamma = 2\pi/\gamma_0^2/(\gamma_0^2 - 1)^2$, как на первом полупериоде ($\gamma = \gamma_0$), так и на втором ($\gamma = -\gamma_0$). Следовательно, если $T > T_\gamma$, то за период T функция $\rho(t, R)$ увеличивается. Поэтому $\rho(t, R)$ можно подчинить условию периодичности только в случае $T < T_\gamma$ ($x < \pi/2$). При этом для периодичности оказывается необходимо

$$R = R(\xi_0) \equiv \frac{l}{\sqrt{\gamma_0^2 - 1}} \frac{|\operatorname{tg}x + \operatorname{ctg}x \operatorname{arctg}(\operatorname{tg}x) - 1|}{\sqrt{\gamma_0^2 - 1} + \gamma_0^2 \operatorname{tg}^2 x}. \quad (20)$$

Здесь и далее $\operatorname{arctg}(\operatorname{tg}(x))$ рассматривается как периодическая функция, с периодом π такая, что $\operatorname{arctg}(\operatorname{tg}(x)) = x$ при $x \in [-\pi/2, \pi/2]$ и $\operatorname{arctg}(\operatorname{tg}(x + \pi)) = \operatorname{arctg}(\operatorname{tg}(x))$.

В случае $T > T_\gamma$ $\rho(t, R)$ не является периодической и R для каждого следующего полупериода $T/2$ определяется, исходя из значения ρ в конце предыдущего. Но все же из всех таких решений можно выбрать установившееся, подобно тому как это было сделано для Θ . Для этих установившихся решений $R = R(\xi_0) + m^* \Delta R_\gamma$ ($m = 1, 2, \dots$). Обсуждаемые решения описывают расползание вихря. Для такого нестационарного вихря магнитное поле имеет вид

$$H_y(z, t) = -\frac{\Phi_0}{4\pi\lambda^2} \left\{ \frac{1}{2} \ln \left[\frac{4\lambda^2}{\rho^2(t, R) + z^2} \right] - C \right\},$$

где $C = 0.557$ – постоянная Эйлера.

Рассматриваемая аналогично $z(t) = Z(\xi(t))$, получаем

$$Z(\xi) = \omega(\xi_0, \gamma_0, l, R(\xi_0)) \frac{1}{1 + \xi^2} + \frac{2l\gamma_0^2}{\gamma(t)(\gamma_0^2 - 1)^{3/2}} \frac{1 - \xi^2}{1 + \xi^2} \operatorname{arctg} \frac{\xi\gamma(t) - 1}{\sqrt{\gamma_0^2 - 1}} + \frac{2l}{\gamma(t)(\gamma_0^2 - 1)} \frac{\xi\gamma(t)}{1 + \xi^2} + \operatorname{const}, \quad (21)$$

где

$$\omega(\xi_0, \gamma_0, l, R(\xi_0)) = \left\{ \frac{2(1 + \xi_0^2)R(\xi_0)}{(1 + \xi_0^2)\gamma_0 - 2\xi_0} - \frac{4l}{\gamma(t)(\gamma_0^2 - 1)} \right\} \times$$

$$\times \left\{ \frac{\xi_0 - \gamma_0}{\gamma_0(1 + \xi_0^2) - 2\xi_0} + \frac{\gamma_0^2}{\gamma_0^2 - 1} \frac{\xi_0 \gamma_0 - 1}{\sqrt{\gamma_0^2 - 1}} + \frac{2l}{\gamma(t)(\gamma_0^2 - 1)} \right\}.$$

Для вычисления работы в дальнейшем понадобится величина

$$Z(\xi_0) - Z(-\xi_0) = \frac{2l\gamma_0}{\gamma_0^2 - 1} \left| \frac{\operatorname{tg}x - \operatorname{arctg}(\operatorname{tg}x)}{\sqrt{\gamma_0^2 \operatorname{tg}^2 x + \gamma_0^2 - 1}} \right|. \quad (22)$$

Пусть Q – усредненная по периоду мощность работы тока над вихрем

$$Q = \frac{\hbar j_c}{2|e|T} \int_0^T dt \int_{-\infty}^{+\infty} dz \gamma(t) \frac{\partial \varphi(z, t)}{\partial t}. \quad (23)$$

В соответствии с [2] Q можно представить в виде

$$Q = Q_1 + Q_2, \quad (24)$$

$$Q_1 = -\frac{8j\hbar}{|e|T} N \operatorname{Arctg} \xi_0, \quad (25)$$

$$Q_2 = \frac{2\pi\hbar j}{|e|T} [z(\xi_0) - z(-\xi_0)]. \quad (26)$$

В таком представлении отдельно выделена важная величина – работа, связанная с неоднородностью вихревого состояния Q_2 . В работе [6] обсуждается поведение Q_1, Q_2 в зависимости от параметров T, γ_0 ; при этом рассматривалось поведение при $\gamma_0 \rightarrow 1$. Однако в [2] рассмотрение было неполным, так как предел рассматривался лишь слева ($\gamma_0 \rightarrow 1, \gamma_0 < 1$). Мы рассмотрим такой предел справа, а также общее поведение Q_1, Q_2 при $\gamma_0 > 1$.

Итак, из формул (25) и (11) следует

$$Q_1 = -\frac{8j\hbar N}{T|e|} \operatorname{Arctg} \left(\frac{\operatorname{sgn}(\operatorname{tg}x) \sqrt{\gamma_0^2 \operatorname{tg}^2 x + \gamma_0^2 - 1} - \sqrt{\gamma_0^2 - 1}}{\gamma_0 \operatorname{tg}x} \right). \quad (27)$$

Это выражение разумно записывать через arctg , то есть, преобразовать это выражение таким образом, чтобы выделялась отдельно монотонная часть, а также однозначная периодическая составляющая

$$Q_1 = \frac{8j\hbar N}{T|e|} \left\{ \operatorname{arctg} \left(\frac{-\gamma_0 \operatorname{tg}x \operatorname{tg} \frac{x}{2} + \operatorname{sgn}(\operatorname{tg}x) \sqrt{\gamma_0^2 \operatorname{tg}^2 x + \gamma_0^2 - 1} - \sqrt{\gamma_0^2 - 1}}{\gamma_0 \operatorname{tg}x + \operatorname{tg} \frac{x}{2} (\sqrt{\gamma_0^2 - 1} - \operatorname{sgn}(\operatorname{tg}x) \sqrt{\gamma_0^2 \operatorname{tg}^2 x + \gamma_0^2 - 1})} \right) + \frac{x}{2} \right\}. \quad (28)$$

В этой формуле первое слагаемое в фигурных скобках ограничено числом порядка единицы, поэтому при $x \gg 1$ можно написать

$$Q_1 = \frac{N\hbar j}{|e|T j_c} \sqrt{j^2 - j_c^2}, \quad (29)$$

и, в частности, при $\gamma_0 \gg 1$

$$Q_1 = 2NR_s j^2, \quad (30)$$

что, как и следует ожидать, соответствует омическим потерям. График зависимости Q_1 от параметра x приведен на рис. 2; при этом на оси ординат отложены значения $Q_1(x = \pi n/2)$, обозначенные $Q_{1,n}$.

$$Q_2 = \frac{2\pi\hbar j}{|e|T} \frac{2\gamma_0 l}{\gamma_0^2 - 1} \left| \frac{\text{arctg}(\text{tg}x) - \text{tg}x}{\sqrt{\gamma_0^2 \text{tg}^2 x + \gamma_0^2 - 1}} \right| = \quad (31)$$

$$= Q_0 \frac{\gamma_0^2}{\gamma_0^2 - 1} \frac{4t_0}{T} \left| \frac{\text{arctg}(\text{tg}x) - \text{tg}x}{\sqrt{\gamma_0^2 \text{tg}^2 x + \gamma_0^2 - 1}} \right| \left(Q_0 = \frac{\hbar\pi j_c l}{|e|t_0} \right).$$

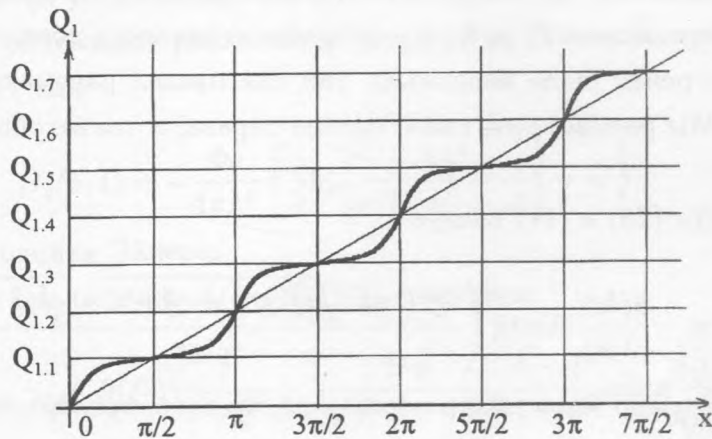


Рис. 2. График зависимости мощности Q_1 от безразмерного параметра x .

Графики зависимости Q_2 от величины безразмерной плотности тока, текущего через контакт, а также от безразмерного периода $T/4t_0$, приведены соответственно на рис. 3 и 4. На оси абсцисс рис. 3 отложены резонансные значения параметра γ_0 , обозначенные

$\gamma_{0,k}$, которые отвечают $T = nT_\gamma (n = 1, 2, \dots)$. На оси абсцисс рис. 4 отложены резонансные значения параметра T , равные nT_γ . Видно, что зависимость $Q_2(\gamma_0)$ представляет собой своего рода "гребенку" с набором пиков, находящихся в точках

$$\gamma_0 = \left(\left(\frac{\pi}{2} + \pi k \right)^2 \left(\frac{4t_0}{T} \right)^2 + 1 \right)^{1/2}, \quad (32)$$

где k – положительное целое число, нумерующее пики. Значение Q_2 в этих точках уменьшается с ростом k .

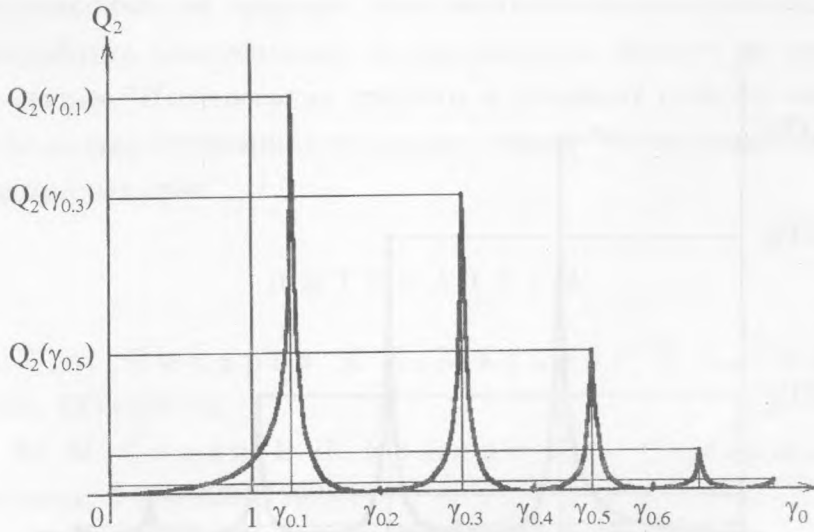


Рис. 3. График зависимости мощности Q_2 от величины амплитуды плотности тока, текущего через контакт.

При всем этом имеются также точки, в которых $Q_2 = 0$:

$$\gamma_0 = \left((\pi k)^2 \left(\frac{4t_0}{T} \right)^2 + 1 \right)^{1/2}, \quad (33)$$

где k – опять любое положительное целое число. Эти точки отвечают ситуации нестационарного расплзающегося вихря с $R = m^* \Delta R_\gamma (m = 1, 2, \dots)$.

Все вышеуказанные свойства относятся также и к зависимости Q_2 от T/t_0 рис. (3).

В конце остановимся на зависимости Q_2 от γ_0 вблизи точки $\gamma_0 = 1$, объединяющую данное исследование с [6]. Для этого рассмотрим ближайший к точке $\gamma_0 = 1$ пик, находящийся в точке

$$\gamma_0 = \sqrt{\frac{\pi^2 t_0^2}{T^2} + 1}. \quad (34)$$

При этом в этой точке

$$Q_2 = \frac{2Q_0}{\pi} \left(1 + \frac{T^2}{4\pi^2 t_0^2}\right)^{1/2} \equiv Q_{2,1}. \quad (35)$$

Из формул (34) и (35) следует, что с увеличением T/t_0 , рассматриваемый пик смещается к точке $\gamma_0 = 1$, одновременно возрастая.

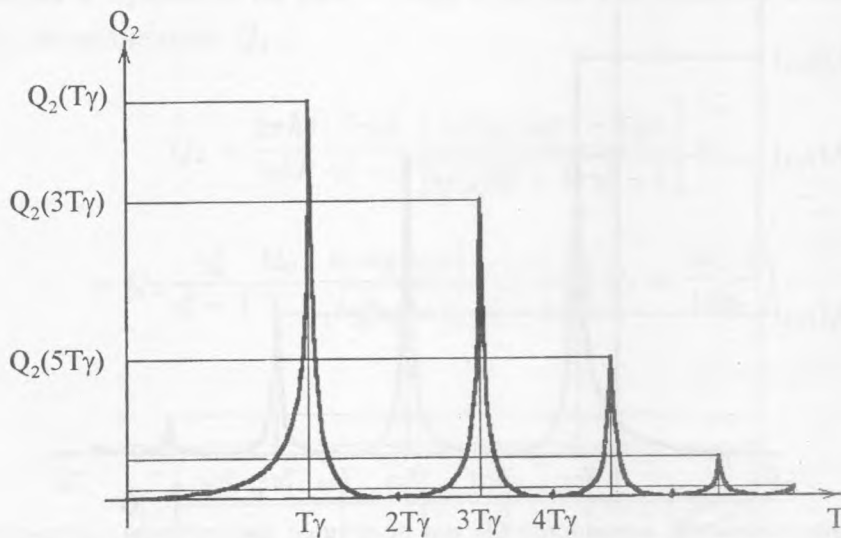


Рис. 4. График зависимости мощности Q_2 от периода плотности тока, текущего через контакт.

При этом, если в случае больших периодов $T \gg t_0$

$$Q_{2,1} = \frac{Q_0 T}{\pi^2 t_0}, \quad (36)$$

в обратном случае $T \ll t_0$

$$Q_{2,1} = \frac{Q_0}{\pi} \left(1 + \frac{T^2}{8\pi^2 t_0^2}\right). \quad (37)$$

Подводя итог всему вышеизложенному, можно утверждать, что по сравнению с работами [4, 6] сделан следующий шаг в рассмотрении нелинейного воздействия периодического тока на вихрь Абрикосова–Джозефсона. Именно, сформулирован подход, описывающий такое воздействие периодического тока, амплитуда плотности которого превышает критическую плотность тока Джозефсона.

В заключение я хотел бы выразить признательность моему научному руководителю В. П. Силину за неоценимую помощь и поддержку.

Работа выполнена в рамках комплексного проекта "Исследование особенностей высокотемпературных и других сверхпроводников с высокими критическими параметрами (изучение микроскопической природы электродинамического поведения сверхпроводящих сред и выработка рекомендаций по расширению области их практического использования)" секции "Исследование природы и основных свойств сверхпроводников" Научного совета по сверхпроводимости подпрограммы "Актуальные направления в физике конденсированных сред".

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Лапир Г. М., Лихарев К. К., Маслова Л. А., Семенов В. К. ФНТ, **1** (10), 1235 (1975).
- [2] Алиев Ю. М., Силин В. П., Урюпин С. А. Сверхпроводимость: физика, химия, техника, **5** (2), 228 (1992).
- [3] Gurevich A. Phys. Rev. B **46**, 3187 (1992).
- [4] Gurevich A. Physica C **243**, 191 (1995).
- [5] Силин В. П. ЖЭТФ, **112**, 1336 (1997).
- [6] Кузора И. В., Силин В. П. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 4, 44 (1998).

Поступила в редакцию 8 октября 1999 г.