

Влияние транспортного тока на микроволновое поглощение вихрями в сверхпроводниках второго рода

В.А. Шкловский^{1,2}, Хоп Данг Тхи Бик¹

¹Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина, г. Харьков, 61077, Украина
E-mail: shklovskij@univer.kharkov.ua

²Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»
Институт теоретической физики, ул. Академическая, 1, г. Харьков, 61108, Украина

Статья поступила в редакцию 5 декабря 2008 г.

Приведены результаты теоретических расчетов вольт-амперной характеристики, поглощенной мощности и импеданса сверхпроводников второго рода в модели анизотропного пиннинга.

Наведено результати теоретичних розрахунків вольт-амперної характеристики, потужності, яка поглинається, та імпедансу надпровідників другого роду в моделі анізотропного пінінгу.

PACS: 74.25.Fy Транспортные свойства;
74.25.Qt Вихревые решетки, пиннинг потока, ползучесть потока;
74.25.Sv Критические токи.

Ключевые слова: пиннинг, критический ток, микроволновое поглощение, вольт-амперная характеристика, магнитосопротивление.

1. Введение

Один из наиболее распространенных экспериментальных методов изучения динамики вихрей в сверхпроводниках второго рода связан с измерением комплексного электродинамического отклика в радиочастотном или микроволновом диапазоне. Такой отклик на частотах, значительно меньших характерных частот разрушения энергетической щели, содержит, тем не менее, важную информацию о диссипативных процессах в сверхпроводнике. В случае, когда сила Лоренца, действующая на вихри, является переменной, резистивный отклик на частоте внешнего воздействия приобретает, благодаря наличию пиннинга, мнимую (т.е. не совпадающую по фазе) компоненту. По этой причине измерения зависимости комплексного отклика от частоты могут содержать определенную информацию о силах пиннинга.

Наиболее ранняя теоретическая модель Гиттлемана и Розенблюма (ГР) [1] рассматривала малые колебания вихря в гармоническом потенциале пиннинга в условиях вязкого трения. ГР изучили поглощение мощности на вихрях в пленках PbIn и NbTa в широком

диапазоне частот ω и успешно проанализировали свои экспериментальные результаты на основе простейшего уравнения движения вихря

$$\eta \dot{x} + k_p x = F_L, \quad (1)$$

где x есть смещение вихря, k_p — константа, характеризующая возвращающую силу в потенциальной яме пиннинга (так называемый параметр Лабуша [2]), η — линейная вязкость вихря, $F_L = (\Phi_0/c)j$ — сила Лоренца, Φ_0 — квант магнитного потока, c — скорость света и $j = j_0 e^{i\omega t}$ есть плотность переменного транспортного тока с амплитудой j_0 . Из уравнения (1) легко получить [1], что комплексное магнитосопротивление $\rho_v = E_v/j_0$ (где E_v есть напряженность электрического поля) дается формулой

$$\frac{\rho_v}{\rho_f} = \frac{i(\omega/\omega_p)}{1 + i(\omega/\omega_p)}, \quad (2)$$

где $\rho_f = B\Phi_0/\eta c^2$ — сопротивление течения магнитного потока в поле B и $\omega_p \equiv k_p/\eta$ — частота депиннинга. Как следует из уравнений (1) и (2), силы пиннинга доминируют на низких частотах ($\omega \ll \omega_p$), где ρ_v недис-

сипативно, тогда как на высоких частотах ($\omega \gg \omega_p$) доминируют вязкие силы и ρ_v является диссипативным.

Вместе с тем следует отметить, что в предложенном авторами работы [1] подходе не были учтены два важных для эксперимента обстоятельства. Одно из них связано с возможностью проанализировать не только одномерную, но и двумерную динамику вихря в использованном в [1] периодическом потенциале пиннинга типа «стиральной доски». Оно позволяет также рассмотреть влияние на микроволновое поглощение и эффектов направленного движения вихрей, которое ранее исследовалось лишь применительно к изучению резистивных откликов в аналогичной задаче только на постоянном токе [3]. Второе обстоятельство связано с возможным влиянием постоянного (транспортного) субкритического тока (плотность которого $j < j_c$, где j_c — плотность критического тока в отсутствие микроволнового облучения) на форму и величину барьеров эффективного потенциала пиннинга $U_{ef} = U_p(x) - F_{Lx}$, где $U_p(x)$ есть потенциал пиннинга в отсутствие субкритического тока, а $F_{Lx} < F_{Lx}^c$, где F_{Lx} и F_{Lx}^c есть компоненты силы Лоренца, соответствующие плотности тока j и j_c .

Поэтому цель предлагаемой работы является двоякой. Во-первых, рассмотрен микроволновый магнито-резистивный отклик вихрей в потенциале пиннинга типа «стиральной доски» при условии их двумерного движения. Во-вторых, показано, что вычисляемый нами тензор импеданса зависит как от величины угла между направлением постоянного транспортного тока и направлением каналов периодического потенциала пиннинга, вдоль которых возможен guiding (т.е. направленное движение вихрей), так и от величины субкритического транспортного тока.

2. Формулировка задачи и ее решение

Пусть ось x (с ее ортом \mathbf{x} , см. рис. 1) направлена перпендикулярно каналам стиральной доски, а ось y (с ортом \mathbf{y}) — вдоль этих каналов. Уравнение движения для вихря, который двигается со скоростью \mathbf{V} в магнитном поле $\mathbf{B} = B\mathbf{n}$ ($B = |\mathbf{B}|$, $\mathbf{n} = n\mathbf{z}$, \mathbf{z} есть орт в направлении оси z и $n = \pm 1$) следующее:

$$\eta\mathbf{V} = \mathbf{F} + \mathbf{F}_p, \quad (3)$$

где $\mathbf{F} = (\Phi_0/c)\mathbf{j} \times \mathbf{n}$ — сила Лоренца, $\mathbf{j} = \mathbf{j}_0 + \mathbf{j}_1(t)$, где $\mathbf{j}_1(t) = \mathbf{j}_1 e^{i\omega t}$, а \mathbf{j}_0 и \mathbf{j}_1 — амплитуды плотности постоянного субкритического и малого переменного тока с частотой ω соответственно. Ввиду того, что $\mathbf{F} = \mathbf{F}(t) = \mathbf{F}_0 + \mathbf{F}_1(t)$, где $\mathbf{F}_0 = (\Phi_0/c)\mathbf{j}_0 \times \mathbf{n}$ — сила Лоренца на постоянном субкритическом токе и $\mathbf{F}_1 = (\Phi_0/c)\mathbf{j}_1(t) \times \mathbf{n}$ — сила Лоренца на малом переменном токе, то мы считаем, что $\mathbf{V}(t) = \mathbf{V}_0 + \mathbf{V}_1(t)$, где \mathbf{V}_0 не зависит от времени, а $\mathbf{V}_1(t) = \mathbf{V}_1 e^{i\omega t}$. В уравнении

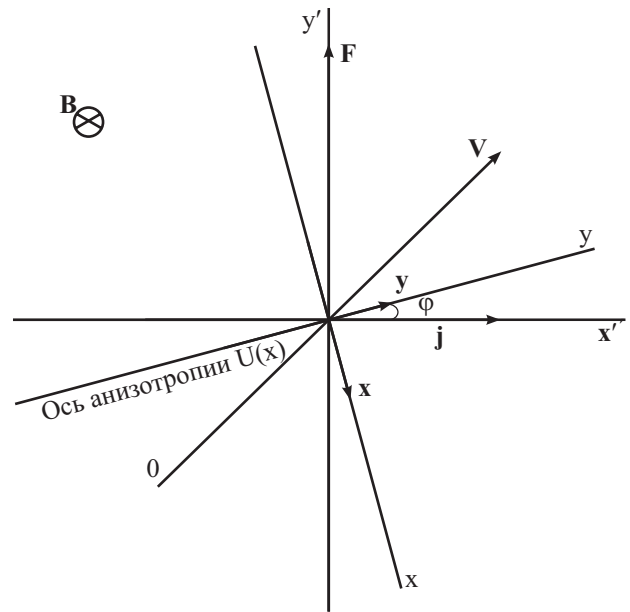


Рис. 1. Система координат xu , связанная с «каналами» потенциала пиннинга (каналы параллельны оси y), и система координат $x'y'$, связанная с направлением тока (вектор плотности тока \mathbf{j} направлен вдоль оси x'); φ — угол между осью анизотропии и вектором плотности тока; \mathbf{F} — сила Лоренца.

(3) $\mathbf{F}_p = -\nabla U_p(x)$ — анизотропная сила пиннинга ($U_p(x)$ — периодический планарный потенциал пиннинга). Так как $U_p(x)$ зависит только от координаты x и является периодическим ($U_p(x) = U_p(x + a)$, где a — период потенциала), то сила пиннинга \mathbf{F}_p всегда направлена вдоль оси анизотропии x и не имеет составляющей вдоль оси y , т.е. $F_{py} = -dU_p/dy = 0$. Мы используем, как это обычно принято (см., например, [1]), периодический потенциал пиннинга вида

$$U_p(x) = (U_p/2)(1 - \cos kx), \quad (4)$$

где $k = 2\pi/a$, а $\mathbf{F}_p = F_{px}\mathbf{x}$ и $F_{px} = -F_c \sin kx$, где $F_c = U_p k/2$ — максимальное значение силы пиннинга. Нашей целью является определение \mathbf{V} из уравнения (3). Для этого запишем его в проекциях на оси координат:

$$\begin{cases} \eta(V_{0x} + V_{1x}(t)) = F_{0x} + F_{px} + F_{1x}(t), \\ \eta(V_{0y} + V_{1y}(t)) = F_{0y} + F_{1y}(t). \end{cases} \quad (5)$$

Рассмотрим сначала случай, когда $j_1 = 0$. Тогда в зависимости от величины плотности тока j_0 и угла φ между направлением вектора \mathbf{j}_0 и каналов периодического потенциала пиннинга (см. рис. 1) существуют два варианта динамики вихря, общим для которых является то, что если $\varphi \neq 0, \pi/2$, то всегда вихрь двигается вдоль каналов пиннинга (т.е. вдоль оси y) с постоянной скоростью $V_{0y} = F_{0y}/\eta$. Движение вихря вдоль оси x будет, однако, различным в зависимости от вели-

чины силы F_{0x} . Если $F_{0x} < F_c$, где F_c есть максимальное значение силы пиннинга вдоль оси x , то в этом направлении вихрь покоится (т.е. $V_{0x} = 0$). Как видно на рис. 2, координата покоя вихря x_0 в этом случае зависит от величины F_{0x} . Тогда из уравнений (4) и (5) следует, что для определения зависимости $x_0(F_{0x})$ необходимо решить уравнение $F_{0x}(x) + F_p(x) = 0$. Его решение дает:

$$x_0 = (1/k) \arcsin(F_{0x}/F_c), \quad (6)$$

где $F_{0x}/F_c = j_{0y}/j_c$, а j_c — критический ток при $\varphi = 0$. Во втором случае, когда $F_{0x} > F_c$ (см. рис. 2), вихрь преодолевает барьер пиннинга и будет двигаться с периодически зависящей от времени скоростью вдоль координаты x по наклоненной стиральной доске с эффективным потенциалом пиннинга $\tilde{U}_p(x) = U_p(x) - xF_{0x}$. Вычисление микроволнового поглощения в этом случае является гораздо более сложной задачей, которую здесь мы не будем обсуждать.

Перейдем теперь к рассмотрению влияния малой переменной силы $F_1(t)$ с частотой ω на динамику вихря в режиме субкритического ($j_{0y} < j_c$) постоянного тока. Основной физической величиной, позволяющей определить резистивные характеристики образца, т.е. тензор сопротивления на постоянном токе и импеданс на частоте ω , является величина электрического поля, индуцируемого движущейся вихревой системой

$$\mathbf{E}(t) = [\mathbf{B} \times \mathbf{V}(t)]/c = (nB/c)[-V_y(t)\mathbf{x} + V_x(t)\mathbf{y}]. \quad (7)$$

Из уравнения (3) в интересующем нас случае $F_{0x} < F_c$ следует, что $\mathbf{E}(t) = \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_1(t)$, где \mathbf{E}_0 — напря-

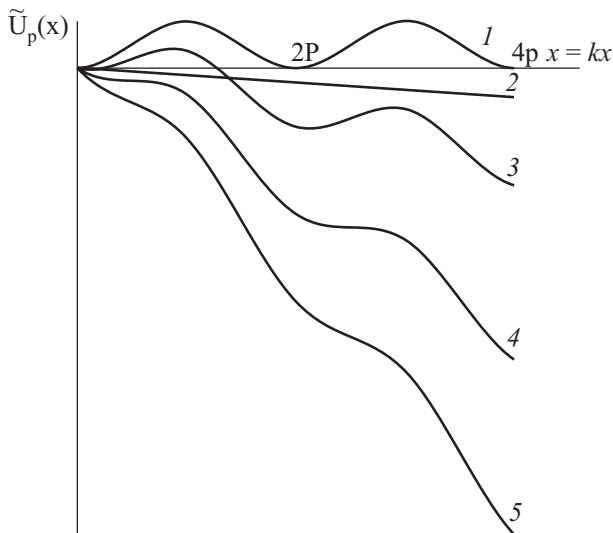


Рис. 2. Эффективный потенциал пиннинга $\tilde{U}_p(x) = U_p(x) - xF_{0x}$; $U_p(x) = (U_p/2)(1 - \cos kx)$ есть потенциал пиннинга в отсутствие субкритического тока, где $k = 2\pi/a$, a — период потенциала $U_p(x)$ (1), $-xF_{0x}$ (2), $F_{0x} < F_{px}$ (3), $F_{0x} = F_{px}$ (4), $F_{0x} > F_{px}$ (5).

женность поля, создаваемая постоянной движущей силой \mathbf{F}_0 , а $\mathbf{E}_1(t) = \mathbf{E}_1 e^{i\omega t}$, где \mathbf{E}_1 — комплексная амплитуда переменного электрического поля $\mathbf{E}_1(t)$. Величину \mathbf{E}_0 можно получить усреднением $\mathbf{E}(t)$ по времени с учетом периодичности $\mathbf{F}_1(t)$. Тогда $\mathbf{E}_0 = \langle \mathbf{E}(t) \rangle$, где $\langle \dots \rangle = \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} \dots dt$ и $T = 2\pi/\omega$. В результате (с учетом того, что при $j_{0y} < j_c$ имеем $V_{0x} = 0$) получим, что

$$\mathbf{E}_0 = \frac{nB}{c} \frac{F_{0y}}{\eta} \mathbf{x} = -\rho_f j_{0y} \mathbf{x}. \quad (8)$$

и, соответственно, $E_{0x} = -\rho_f j_{0y}$.

Учтем далее, что экспериментально измеряемые резистивные отклики (продольный E_{\parallel} и поперечный E_{\perp} по отношению к направлению тока) связаны с E_x и E_y откликами в xu системе координат простыми соотношениями:

$$\begin{cases} E_{\parallel} = E_x \sin \varphi + E_y \cos \varphi, \\ E_{\perp} = -E_x \cos \varphi + E_y \sin \varphi. \end{cases} \quad (9)$$

Тогда с учетом того, что $E_{0y} = 0$ имеем

$$E_{0\parallel} = -\rho_f j_0 \sin^2 \varphi, \quad E_{0\perp} = \rho_f j_0 \sin \varphi \cos \varphi,$$

и если определить, что $\rho_{0\parallel} = E_{0\parallel}/j_0$ и $\rho_{0\perp} = E_{0\perp}/j_0$, то

$$\rho_{0\parallel} = -\rho_f \sin^2 \varphi, \quad \rho_{0\perp} = \rho_f j_0 \sin \varphi \cos \varphi. \quad (10)$$

Таким образом, только при $\varphi = 0$ продольный и поперечный отклик на постоянном токе является недиссипативным, что физически понятно ввиду того, что для $\varphi = 0$ всегда $j_0 < j_c$.

Перейдем теперь к анализу откликов на переменном токе, используя соотношение $\mathbf{E}_1(t) = \mathbf{E}(t) - \mathbf{E}_0 = \mathbf{E}(t) - \langle \mathbf{E}(t) \rangle$. Отсюда и из уравнения (5) имеем

$$\begin{cases} \eta V_{1x} = F_{0x} + F_{px} + F_{1x} \\ \eta V_{1y} = F_{1y}. \end{cases} \quad (11)$$

Воспользуемся теперь тем, что $F_{0x} + F_{px} \equiv \tilde{F}_{px} = -d\tilde{U}(x)/dx$, где $\tilde{U}_p(x) \equiv U_p(x) - xF_{0x}$ есть эффективный (с учетом движущей силы в направлении оси x) потенциал пиннинга (см. рис. 2). Координата покоя вихря для него (в отсутствие переменного тока) дается формулой (6). Так как амплитуда переменного резистивного отклика предполагается малой, то для решения уравнений (11) в линейном приближении по этой амплитуде необходимо разложить $\tilde{U}(x)$ в ряд по малой разности $x - x_0$, что дает

$$\begin{aligned} \tilde{U}(x-x_0) &= \\ = \tilde{U}(x_0) + \tilde{U}'(x_0)(x-x_0) + \frac{\tilde{U}''(x_0)(x-x_0)^2}{2} + \dots \end{aligned} \quad \begin{cases} Z_{\parallel} = Z_{xx} \sin^2 \varphi + Z_{yy} \cos^2 \varphi, \\ Z_{\perp} = (-Z_{xx} + Z_{yy}) \sin \varphi \cos \varphi. \end{cases} \quad (18)$$

Из (12) следует, что

$$\tilde{F}_{px}(x-x_0) \cong k_p(j_{0y})(x-x_0), \quad (13)$$

где $k_p(j_{0y}) = -(U_p k^2/2) \sqrt{1-(j_{0y}/j_c)^2}$ есть зависящая от величины $j_{0y} < j_c$ упругая константа для малых смещений вихря в деформированном плотностью тока j_{0y} потенциале пиннинга $\tilde{U}_p(x)$.

Тогда из уравнений (11) и (7) следует, что комплексные амплитуды переменного электрического поля $\mathbf{E}_1(t)$ и плотности электрического тока $\mathbf{j}_1(t) = \mathbf{j}_1 e^{i\omega t}$ связаны соотношением $\mathbf{E}_1(t) = \hat{Z} \mathbf{j}_1(t)$, где \hat{Z} — диагональный, зависящий от частоты ω и субкритической амплитуды плотности постоянного тока j_{0y} тензор импеданса

$$\hat{Z}(\omega, j_{0y}) = \begin{pmatrix} Z_{xx} & 0 \\ 0 & Z_{yy} \end{pmatrix}, \quad (14)$$

$$Z_{xx} = \rho_f,$$

$$Z_{yy} = \rho_f / (1 + \tilde{\omega}_p / i\omega) = \rho_f \cdot i(\omega \tilde{\omega}_p) / [1 + i(\omega \tilde{\omega}_p)], \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \tilde{\omega}_p(j_{0y}) &= k_p(j_{0y}) / \eta = \omega_p \sqrt{1 - (j_{0y}/j_c)^2}, \\ \omega_p &= k_p / \eta = F_c k / \eta \end{aligned} \quad (16)$$

Здесь $\tilde{\omega}_p$ есть зависящая от величины y -компоненты плотности постоянного транспортного тока j_0 частота депиннинга, которая, как видно из формулы (16), равна ω_p для $j_{0y} = 0$ и обращается в нуль для $j_{0y} = j_c$. Отметим также, что, как следует из сравнения формулы (2) и (15), Z_{yy} является обобщением ρ_y на случай наличия плотности субкритического транспортного тока величиной $j_{0y} = j_0 \cos \varphi$.

Соотношения (14) предполагают, что диагональные компоненты \hat{Z} измеряются в xu системе координат (см. рис. 1), т.е. $E_{1x}(t) = Z_{xx} j_{1x}(t)$ и $E_{1y}(t) = Z_{yy} j_{1y}(t)$. Для вычисления импеданса в $x'y'$ системе координат воспользуемся тем, что наблюдаемые на опыте продольное и поперечное переменные электрические поля связаны соотношениями (9). Отсюда следует, что

$$\begin{cases} E_{1\parallel} = Z_{xx} \sin \varphi \cdot j_{1x} + Z_{yy} \cos \varphi \cdot j_{1y} \equiv Z_{\parallel} j_1, \\ E_{1\perp} = -Z_{xx} \cos \varphi \cdot j_{1x} + Z_{yy} \sin \varphi \cdot j_{1y} \equiv Z_{\perp} j_1, \end{cases} \quad (17)$$

где продольный и поперечный (по отношению к направлению тока \mathbf{j}_1) импеданс Z_{\parallel} и Z_{\perp} , определены следующими соотношениями:

Если $\varphi = 0$ (так называемая поперечная T -геометрия эксперимента [3]), то $Z_{\parallel T} = Z_{yy}$ и $Z_{\perp} = 0$, тогда как для $\varphi = \pi/2$ (продольная L -геометрия [3]) $Z_{\parallel L} = \rho_f$ и снова $Z_{\perp L} = 0$. Таким образом, в T -геометрии мы непосредственно обобщаем результаты работы [1] на случай наличия субкритического постоянного тока с плотностью j_0 , а в L -геометрии влияние пиннинга на импеданс вообще отсутствует.

Из формул (15), (16) и (18) получим выражения реальной части продольного и поперечного импеданса $\text{Re } Z_{\parallel, \perp}$:

$$\text{Re } Z_{\parallel} = \rho_f [1 + \sin^2 \varphi \cdot (\tilde{\omega}_p / \omega)^2] / (1 + (\tilde{\omega}_p / \omega)^2), \quad (19)$$

$$\text{Re } Z_{\perp} = -\rho_f \sin \varphi \cos \varphi / (1 + (\omega \tilde{\omega}_p)^2), \quad (20)$$

где $\tilde{\omega}_p$ дается формулой (16).

Для вычисления средней по периоду поглощенной мощности P воспользуемся стандартным соотношением: $P = (1/2) \text{Re}(\mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{j}_1^*)$, где \mathbf{E}_1 и \mathbf{j}_1 есть комплексные амплитуды переменного электрического поля и плотности тока соответственно. Тогда, используя соотношения (14), (15) и (18), можно показать, что

$$P = (j_1^2/2) \bar{\rho} = (j_1^2/2) \text{Re } Z_{\parallel}, \quad (21)$$

где

$$\bar{\rho} = \rho_f [\sin^2 \varphi + \cos^2 \varphi \cdot \text{Re}(1 + \tilde{\omega}_p / i\omega)^{-1}]. \quad (22)$$

Окончательно

$$P = P_0 \{ \sin^2 \varphi + [\omega^2 / (\omega^2 + \tilde{\omega}_p^2)] \cos^2 \varphi \}, \quad (23)$$

где $P_0 = (j_1^2/2) \rho_f$, а $\tilde{\omega}_p$ дается формулой (16).

3. Обсуждение результатов

В настоящей работе исследована простая теоретическая модель, с помощью которой анализируется влияние постоянного субкритического тока и вызванного им направленного двумерного движения вихрей в периодическом потенциале пиннинга типа «стиральной доски» на радиочастотное или микроволновое поглощение переменного тока малой амплитуды. Основным результатом статьи являются зависимости тензоров продольного и поперечного импедансов, а также поглощенной мощности (см. формулы (18) и (23) соответственно) от величины плотности субкритического постоянного тока j_0 , частоты переменного тока ω и угла φ между направлением коллинеарных токов \mathbf{j}_0 и $\mathbf{j}_1(t)$ по отношению к каналам одноосного периодического потенциала пиннинга.

Рассмотрим теперь связь полученных выше результатов (см. формулы (16), (18), (22) и (23)) с результатами работы ГР [1], которые следуют из нашей работы при $\varphi = 0$ (T -геометрия задачи, соответствующая отсутствию гайдинга вихрей) и $j_0 = 0$ (отсутствие постоянного субкритического тока).

С одной стороны, если рассматривать влияние $j_0 \neq 0$ при $\varphi = 0$ на параллельный импеданс $Z_{\parallel T}(\omega, j_0)$ и поглощение мощности, то рост j_0 от нуля до величины j_c приводит к монотонному уменьшению частоты депиннинга $\tilde{\omega}_p(j_0)$ от ω_p до нуля (см. формулу (16), а также текст после формулы (2) и рис. 3), а также к росту поглощения при $\omega = \text{const}$.

С другой стороны, если теперь зафиксировать j_0 (сохраняя условие $j_{0y} < j_c$) и изменять угол φ , то двумерность рассмотренной задачи приводит к появлению не только продольного, но и поперечного (при $\varphi \neq 0, \pi/2$) импеданса. Угловая зависимость $Z_{\parallel}(\varphi)$ и $Z_{\perp}(\varphi)$, как следует из формулы (18), может быть разделена на два различных типа. Первая — это внешняя по отношению к $Z_{yy}(\varphi)$, следующая из тензорного закона преобразования линейного отклика. Вторая — это собственно нелинейная зависимость Z_{yy} от величины $\cos \varphi$ (см. формулы (15) и (16)) через величину зависящей от $j_{0y} < j_c$ частоты депиннинга $\tilde{\omega}_p(j_0 \cos \varphi)$.

Физический смысл наших результатов при $\varphi \neq 0$ и $j_0 \neq 0$ легко выяснить при анализе формулы (22), где вклады в поглощение вихрями от их смещений вдоль и поперек каналов периодического потенциала пиннинга (ППП) разделены естественным образом. Дей-

ствительно, первое слагаемое формулы (1) описывает независимый от величины j_0 и пропорциональный $\sin^2 \varphi$ вклад в поглощение от движения вихрей в режиме течения потока вдоль каналов ППП, тогда как второе слагаемое, пропорциональное $\cos^2 \varphi$, дает вклад в поглощение от движения вихрей поперек барьеров ППП, наклоненных в меру величины действующей в этом направлении эффективной силы \tilde{F}_{px} , которая, в свою очередь, определяется величиной $j_0 \cos \varphi$. Из сказанного следует, что с ростом φ (при фиксированных величинах j_0 и ω) поглощаемая мощность растет за счет роста первого слагаемого и уменьшается за счет второго, причем последнее связано как с уменьшением $\cos^2 \varphi$, так и с ростом зависящей от угла φ частоты депиннинга $\tilde{\omega}_p(j_0 \cos \varphi)$. С ростом j_0 (при $\omega = \omega_p$) частота депиннинга при $\varphi = \text{const}$ уменьшается и вклад второго слагаемого в поглощение растет (см. рис. 4), так что при $(j_0/j_c) \approx 0,7$ на зависимости $P(\varphi)/P_0$ появляется минимум, а при $j_0 = j_c$ оказывается $P(\varphi=0) = P_0$, т.е. поглощение при $\varphi = 0$ равно максимальному.

Двумерность исследованной нами задачи приводит также к появлению поперечного импеданса Z_{\perp} (см. формулу (18)). Несмотря на отсутствие вклада Z_{\perp} в поглощение (формула (21)) (что аналогично отсутствию вклада, связанного с направленным движением вихрей поперечного сопротивления ρ_{\perp} в диссипацию на постоянном токе [3]), нам представляется интересным также рассмотреть еще поведение $\text{Re} Z_{\parallel} = -\rho_f \sin \varphi \cos \varphi / (1 + (\omega/\tilde{\omega}_p)^2)$ как функцию от угла φ для ряда значений j_0/j_c при $\omega = \omega_p$ (рис. 5).

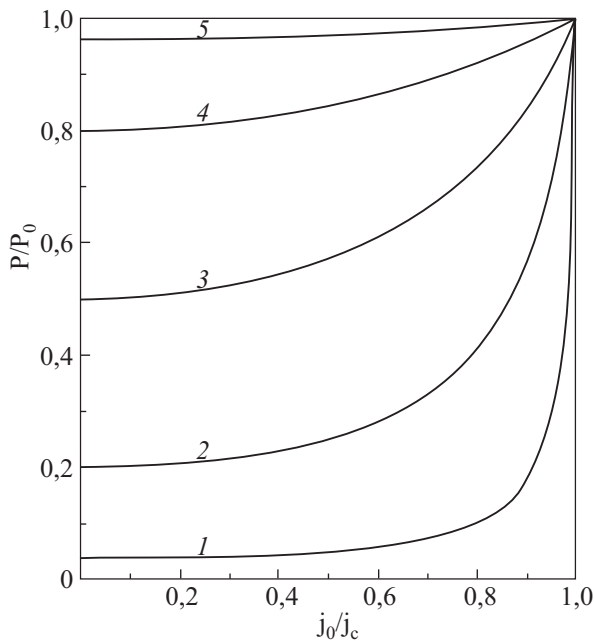


Рис. 3. Зависимость поглощенной мощности P/P_0 от плотности тока j_0 при $\varphi = 0$ для ряда значений ω/ω_p : 1/5 (1), 1/2 (2), 1 (3), 2 (4), 5 (5).

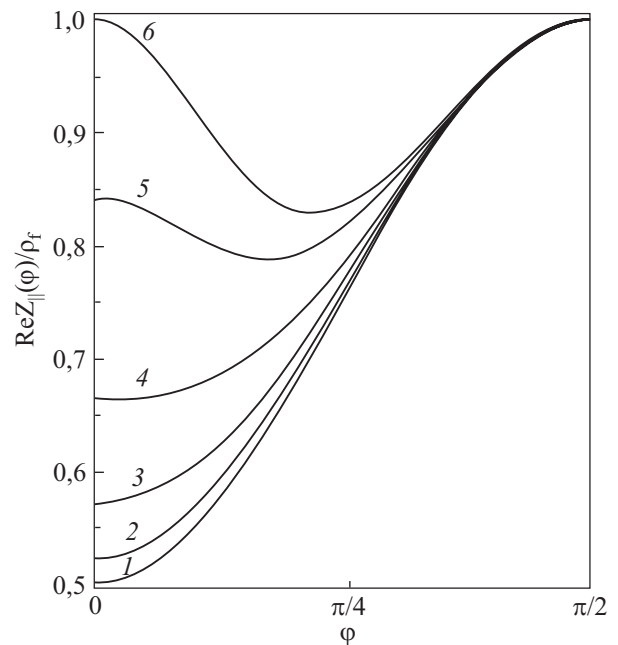


Рис. 4. Зависимость реальной части продольного импеданса $\text{Re} Z_{\parallel}(\varphi)/\rho_f$ от угла φ при $\omega = \omega_p$ для ряда значений j_0/j_c : 0 (1), 0,3 (2), 0,5 (3), 0,7 (4), 0,9 (5), 1 (6).

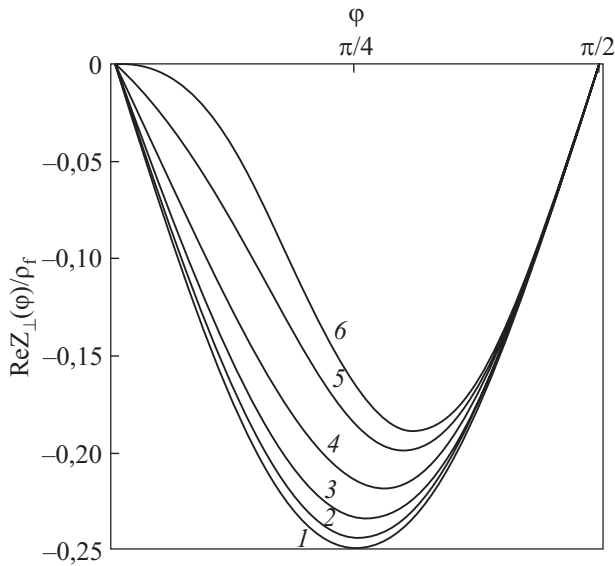


Рис. 5. Зависимость реальной части поперечного импеданса $\text{Re} Z_{\perp}(\varphi)/\rho_f$ от угла φ при $\omega = \omega_p$ для ряда значений j_0/j_c : 0 (1), 0,3 (2), 0,5 (3), 0,7 (4), 0,9 (5), 1 (6).

Видно, что для $j_0 = 0$ угловая зависимость $\text{Re} Z_{\perp}/\rho_f$ имеет очевидный минимум для $\varphi = \pi/4$, а с ростом ρ_0 из-за наличия множителя, зависящего от $\tilde{\omega}_p$, величина этого минимума растет, а его положение смещается вправо.

1. J.I. Gittleman and B. Rosenblum, *Phys. Rev. Lett.* **16**, 734 (1966).
2. В.А. Шкловский, А.В. Добровольский, *Пиннинг и динамика вихрей в сверхпроводниках, Курс лекций*, Харьков (2007).
3. В.А. Шкловский, А.А. Сорока, А.К. Сорока, *ЖЭТФ* **116**, 2103 (1999).

Influence of the transport current on the microwave absorption by vortices in type-II superconductor

V.A. Shklovskij and Hop Dang Thi Bich

The paper reports the theoretical results on current-voltage characteristics, microwave absorption and impedance of type-II superconductors calculated in the framework of the model of anisotropic pinning.

PACS: 74.25.Fy Transport properties;
74.25.Qt Vortex lattices, flux pinning, flux creep;
74.25.Sv Critical currents.

Keywords: pinning, critical current, microwave absorption, current-voltage characteristic, impedance.