

PACS: 74.25.Nf, 74.20.De, 74.50.+r, 74.81.-g

Л.В. Белевцов

ПОВЕРХНОСТНЫЙ ИМПЕДАНС В ГРАНУЛИРОВАННЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ ВТОРОГО РОДА В СМЕШАННОМ СОСТОЯНИИ

Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины
ул. Р. Люксембург, 72, г. Донецк, 83114, Украина

Статья поступила в редакцию 24 апреля 2008 года

Исследовано совместное влияние границ гранул и вихрей Абрикосова на поведение поверхностного импеданса Z_s сверхпроводника второго рода. Рассмотрение проведено на основе двухжидкостной модели и вихрь-слоистой модели для внутригранульного транспортного тока в гранулах и модели межгранульных джозефсоновских переходов. Анализируется предел малой плотности вихрей Абрикосова, когда их взаимодействием можно пренебречь. Результаты указывают на то, что в отличие от безвихревой модели Маватари [1] поверхностное сопротивление R_s монотонно зависит от плотности критического тока J_{cj} в межгранульных границах и размера гранул a . Наличие абрикосовских вихрей ведет к усилению микроволновой диссипации в переходах с ростом J_{cj} и a .

Введение

Высокотемпературные сверхпроводники состоят из большого количества гранульных границ, на которых локально понижается параметр порядка вследствие короткой длины когерентности [2]. Гранульные границы представляют большой интерес как в фундаментальной физике, так и в прикладной сверхпроводимости [3–5] и играют существенную роль в микроволновом отклике и поверхностном сопротивлении R_s высокотемпературных пленок [6–14].

Электродинамика межгранульных границ может быть описана с использованием модели джозефсоновских переходов и одного из наиболее важных параметров, характеризующих переход, – плотности критического тока J_{cj} для джозефсоновских туннельных токов через гранульную границу [15–17]. Величина J_{cj} сильно зависит от угла разориентации гранульных границ [18,19]. В пленках $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ в результате допирования Са величина J_{cj} может возрасти [20], а R_s – уменьшиться [14]. Исследование отношения между R_s и J_{cj} важно для понимания поведения R_s и J_{cj} в допированных Са сверхпроводящих пленках $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. Тем не менее в настоящее время зависимость J_{cj} от R_s

не является тривиальной и недостаточно ясна, а именно не ясно, каким образом гранульные границы усиливают микроволновую диссипацию, величина которой пропорциональна R_s . Роль межгранульных границ в микроволновой диссипации рассмотрена в работе Маватары [1] в области полей $B < B_{c1}$ в отсутствие вихрей Абрикосова. В то же время известно, что изменение положения вихревой нити в грануле меняет свойства системы вследствие взаимодействия нити с межгранульными границами [21,22].

В настоящей работе теоретически исследована совместная роль межгранульных границ и вихрей Абрикосова в поверхностном импедансе в смешанном состоянии в сверхпроводниках с ламинарной структурой границ. Выражения для поверхностного импеданса $Z_s = R_s - iX_s$ записаны как функция от J_{cj} плотности тока в контакте. Каждая вихревая нить взаимодействует с вихрями-изображениями через поверхность и межгранульные переходы [21,22].

Основные уравнения

Сверхпроводник с межгранульными границами

Рассмотрим проникновение микроволнового поля (т.е. магнитной индукции $\mathbf{B} = \mu_0\mathbf{H}$, электрического поля \mathbf{E} и плотности тока \mathbf{J}) в сверхпроводник, который занимает полубесконечную область $x > 0$. Линейный отклик исследуем в пределе малого микроволнового поглощения, так что временная зависимость микроволнового поля выражается гармоническим параметром $e^{-i\omega t}$, где $\omega/2\pi$ – частота микроволнового поля, которая много меньше частоты энергетической щели сверхпроводника. Магнитную индукцию \mathbf{B} будем полагать порядка нижнего критического поля \mathbf{B}_{c1} , так что в грануле находится один вихрь Абрикосова. Предлагаемое решение может быть распространено и на случай $\mathbf{B} < \mathbf{B}_{c1}$, когда при понижении поля в грануле остался запиннигованный вихрь. Микроволновый отклик в смешанном состоянии без учета границ рассматривался в работе [23].

Сверхпроводник моделируется как слоистая структура (как в работах [21,22,24]): гранульные границы параллельны плоскости xu и расположены при $z = na$, где a – пространство между гранулами (т.е. эффективный размер гранулы) и $n = 0, \pm 1, \dots, \pm\infty$. Толщина барьера межгранульных границ d_j много меньше чем, размер a и лондоновская глубина проникновения λ . Поэтому мы исследуем предел малого барьера $d_j \rightarrow 0$, а именно барьеры межгранульных границ задаются как $na - 0 < z < na + 0$.

Двужидкостная модель для внутригранульного тока

Приспособим стандартную двужидкостную модель [1,16,17] для транспортного тока в грануле при $na + 0 < z < (n+1)a - 0$. Внутригранульный ток $\mathbf{J} = \mathbf{J}_s + \mathbf{J}_n$ представляется как сумма сверхпроводящего тока $\mathbf{J}_s = i\sigma_s\mathbf{E}$ и нормального $\mathbf{J}_n = \sigma_n\mathbf{E}$, где $\sigma_s = 1/\omega\mu_0\lambda^2$, σ_n – нормальная проводимость в грануле. Для микроволнового диапазона $\omega/2\pi \sim \text{GHz}$ можно пренебречь то-

ком смещения $\mathbf{J}_d = -i\omega\varepsilon\mathbf{E}$ с диэлектрической постоянной ε . Тогда соотношение Ампера $\mu_0^{-1}\nabla \times \mathbf{B} = (\sigma_n + i\sigma_s)\mathbf{E}$ можно записать в виде

$$\mathbf{E} = -i\omega\Lambda_g^2\nabla \times \mathbf{B}, \quad (1)$$

где Λ_g – внутригранульная глубина проникновения переменного поля, определяемая выражением

$$\Lambda_g^{-2} = \omega\mu_0(\sigma_s - i\sigma_n) = \lambda^{-2} - i\omega\mu_0\sigma_n. \quad (2)$$

Объединяя (1) с выражением Фарадея $\nabla \times \mathbf{E} = i\omega\mathbf{B}$, получим уравнение Лондона для магнитной индукции $\mathbf{B} = B_y(x, z, \mathbf{e})_y$ при $z \neq na$:

$$B_y - \Lambda_g^2\nabla^2 B_y = 0. \quad (3)$$

Для идеальных однородных сверхпроводников без межгранульных границ уравнение (3) верно при $-\infty < z < +\infty$, решением является выражение вида $B_y(x) = \mu_0 H_0 e^{-x/\Lambda_g}$, а электрическое поле следует из (1) в виде $E_y(x) = -i\omega\mu_0\Lambda_g H_0 e^{-x/\Lambda_g}$. Поверхностный импеданс $Z_{s0} = R_{s0} - iX_{s0}$ для однородного сверхпроводника задается выражением $Z_{s0} = E_y(x=0)/H_0 = -i\omega\mu_0\Lambda_g$. Поверхностное сопротивление $R_{s0} = \text{Re}(Z_{s0})$ и реактивность $X_{s0} = -\text{Im}(Z_{s0})$ идеального однородного сверхпроводника без межгранульных границ выражаются формулами [17]:

$$R_{s0} = \mu_0^2\omega^2\lambda^3\sigma_n/2, \quad (4)$$

$$X_{s0} = \mu_0\omega\lambda \quad (5)$$

для $\sigma_n/\sigma_s \ll 1$ в области температур T ниже температуры сверхпроводящего перехода T_c .

Модель смешанного состояния в слоистой структуре

Положению вихря отвечают координатные точки (x_0, z_0) . Будем считать $\kappa \gg 1$, ось вихря совпадает с осью y и параллельна поверхности образца ($x = 0$) и внутренним границам гранул. Вихрь добавляет свое магнитное поле, которое искажается поверхностями так, чтобы, во-первых, не создавалось добавочное поле ни на поверхности, ни в джозефсоновских контактах (поскольку поле на поверхности задано), а, во-вторых, ток, нормальный к поверхностям, обращался в нуль. Это можно осуществить, если добавить к вихрю его зеркальные изображения относительно поверхностей с противоположным направлением поля и тока [21,22]. Поле вихря Абрикосова удовлетворяет лондоновскому уравнению для магнитной индукции

$$B_y - \Lambda_g^2\nabla^2 B_y = \mu_0\Phi_0 e_y \left[\sum_{n=-L}^L \left\{ (-1)^n \delta(\rho - \rho_n^{(+)}) + (-1)^{n+1} \delta(\rho - \rho_n^{(-)}) \right\} \right]. \quad (6)$$

Здесь $\Phi_0 = h/2e$ – квант магнитного потока; e_y – единичная орта вдоль оси Y ; $\delta(\rho - \rho_n)$ – двумерная дельта-функция Дирака в X - Z -плоскости; $\rho_{\pm n}^{(+)} = \left[x_0, (-1)^n \left(z_0 - \frac{a}{2} \right) \pm na \right]$ – положение вихря ($n = 0$) и изображений ($n \neq 0$) в области сверхпроводящих гранул (вдоль оси Z), где « $+n$ » и « $-n$ » отвечают отсчету соответственно вправо и влево от вихря; $\rho_{\pm n}^{(-)} = \left[-x_0, (-1)^n \left(z_0 - \frac{a}{2} \right) \pm na \right]$ – положение изображений, расположенных в несверхпроводящей области ($x < 0$), $x = 0$ – граница образца.

Модель межгранульных переходов для межгранульного тока

Приспособим модель джозефсоновских слабых связей [1,15–17] для туннельного тока через межгранульные границы при $z = na$. Состояние переходов определяется разницей градиентно-инвариантной фазы через межгранульную границу $\varphi_j(x)$ и индуцированным напряжением через переход $V_j(x)$, что выражается соотношением

$$\int_{na-0}^{na+0} E dz = V_j = \frac{\Phi_0}{2\pi} (-i\omega\varphi_j), \quad (7)$$

где Φ_0 – квант потока. Туннельный ток параллелен z -оси и является суммой сверхпроводящего (джозефсоновского) туннельного тока $J_{sj} = J_{cj} \sin \varphi_j$ и нормального (квазичастичного) туннельного тока $J_{nj} = \gamma_{nj} V_j$. Плотность критического тока J_{cj} в межгранульном переходе является одним из наиболее важных параметров в настоящей работе и в области резистивности перехода соответствует величине $1/\gamma_{nj}$. Будем пренебрегать током смещения через переход: $J_{dj} = -i\omega C_j V_j$, где C_j – емкость межгранульного перехода.

Определим глубину проникновения поля в межгранульный джозефсоновский контакт λ_J и характеристическую плотность тока J_0 следующим образом [1]:

$$\lambda_J = \left(\Phi_0 / 4\pi\mu_0 J_{cj} \lambda \right)^{1/2}, \quad (8)$$

$$J_0 = \Phi_0 / 4\pi\mu_0 \lambda^3. \quad (9)$$

Отношение $J_{cj}/J_0 = (\lambda/\lambda_J)^2$ представляет силу связи между гранулами [25]. Для слабосвязанных границ $J_{cj}/J_0 = (\lambda/\lambda_J)^2 \ll 1$ (случай высокоугловых гранульных границ) электродинамика переходов может быть хорошо описана слабосвязанной моделью [15–17]. Для сильносвязанных границ, когда $J_{cj}/J_0 = (\lambda/\lambda_J)^2 \geq 1$ (низкоугловые границы), модель джозефсоновских контактов также является верной, однако необходимы соответствующие граничные условия, как, например, соотношение (4) в работе [25].

В пределе малой энергии микроволнового поля, так, что $\sin \varphi_j \approx \varphi_j = 2\pi V_j / (-i\omega\Phi_0)$ для $|\varphi_j| \ll 1$, вид параметра J_{cj} упрощается:

$$J_{cj} \approx J_{cj} \varphi_j = i\gamma_{sj} V_j, \quad (10)$$

где $\gamma_{sj} = 2\pi J_{cj} / \omega \Phi_0 = 1 / 2\omega \mu_0 \lambda \lambda_j^2$. Суммарный туннельный ток через межгранульную границу принимает вид

$$-\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial B_y}{\partial x} \Big|_{z=na} = J_{sj} + J_{nj} = (i\gamma_{sj} + \gamma_{nj})V_j. \quad (11)$$

Интегрируя соотношение Фарадея $\partial E_z / \partial x - \partial E_x / \partial z = i\omega B_y$, получаем

$$E_x(x, z = na + 0) - E_x(x, z = na - 0) = \int_{na-0}^{na+0} dy \left[\frac{\partial E_z(x, z)}{\partial x} + i\omega B_y(x, z) \right] = \frac{\partial V_j(x)}{\partial x}, \quad (12)$$

где используется соотношение (7). В стационарном случае ($\omega \rightarrow 0$) выражение (12) соответствует соотношению (4) в работе [25]. Подставляя (1) и (11) в (12), получаем граничное условие для B_y при $z = na$:

$$\frac{\partial B_y}{\partial z} \Big|_{z=na+0} - \frac{\partial B_y}{\partial z} \Big|_{z=na-0} = \frac{a\Lambda_j^2}{\Lambda_g^2} \frac{\partial^2 B_y}{\partial x^2} \Big|_{z=na}, \quad (13)$$

где Λ_j^{-2} – характерная длина для проникновения переменного поля в межгранульный переход

$$\Lambda_j^{-2} = \omega \mu_0 a (\gamma_{sj} - i\gamma_{nj}) = \mu_0 a (2\pi J_{cj} / \Phi_0 - i\omega \gamma_{nj}). \quad (14)$$

Поверхностный импеданс

Соотношения (3) и (13) объединяются в одно уравнение для $x > 0$ и $0 < z < a$:

$$B_y - \Lambda_g^2 \nabla^2 B_y - \mu_0 \Phi_0 \sum_{n=-L}^L \left[(-1)^n \delta(x - x_0) \delta\left(z - \frac{a}{2} - (-1)^n \left(z_0 - \frac{a}{2}\right) - na\right) + (-1)^{n+1} \delta(x + x_0) \delta\left(z - \frac{a}{2} - (-1)^n \left(z_0 - \frac{a}{2}\right) - na\right) \right] = a\Lambda_j^2 \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{\partial^2 B_y}{\partial x^2} \delta(z - na), \quad (15)$$

для которого однородным решением является выражение вида [1]:

$$\frac{B_{1y}(x, z)}{\mu_0 H_0} = e^{-x/\Lambda_g} + \frac{2}{\pi} \int_0^\infty dk \frac{\cosh[K(z - a/2)]}{(2K\Lambda_g^2 / a\Lambda_j^2) \sinh(Ka/2)} \times \frac{k \sin kx}{(2K\Lambda_g^2 / a\Lambda_j^2) + k^2 \coth(Ka/2)} \quad (16)$$

для $0 < z < a$, где $K = (k^2 + \Lambda_g^{-2})^{1/2}$. Правая часть уравнения (15) и второй член правой части выражения (16) отображают граничные эффекты. Частное решение для (15) найдено в работе [22]:

$$\frac{B_{2y}}{\mu_0} = \frac{\Phi_0}{2\pi\Lambda_g^2} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} (-1)^n K_0 [D_n(z, z_0, x - x_0)] + (-1)^{n+1} K_0 [D_n(z, z_0, x + x_0)] \}, \quad (17)$$

где

$$D_n(z, z_0, x \pm x_0) = \sqrt{A^2(x \pm x_0) + B_n^2(z, z_0)} ;$$

$$A(x \pm x_0) = \frac{x \pm x_0}{\Lambda_g} ;$$

$$B_n(z, z_0) = \frac{z - a/2 - (-1)^n (z_0 - a/2) - na}{\Lambda_g} .$$

Тогда общим решением неоднородного уравнения (15) является выражение

$$B_y(x, z) = B_{1y}(x, z) + B_{2y}(x, z) . \quad (18)$$

Электрическое поле в гранулах следует из (1): $E_z = i\omega\Lambda_g^2 \partial B_y / \partial x$, а индуцированное через границу напряжение следует из (11): $V_j = i\omega a \Lambda_j^2 \partial B_y / \partial x|_{z=0}$. Тогда усредненное электрическое поле \bar{E}_s на поверхности сверхпроводника можно привести к виду

$$\begin{aligned} \bar{E}_s &\equiv \frac{1}{a} \int_{-0}^{a-0} dz E_z(x=0, z) = \frac{1}{a} \left[V_j(x=0) + \int_{+0}^{a-0} dz E_z(x=0, z) \right] = \\ &= i\omega \left[\Lambda_j^2 \frac{\partial B_y}{\partial x} \Big|_{x=z=0} + \frac{\Lambda_g^2}{a} \int_{+0}^{a-0} dz \frac{\partial B_y}{\partial x} \Big|_{x=0} \right] . \end{aligned} \quad (19)$$

Подставляя (18) в (19), получаем выражение для поверхностного импеданса $Z_s = R_s - iX_s \equiv \bar{E}_s / H_0$:

$$\begin{aligned} \frac{Z_s}{-i\omega\mu_0\Lambda_g} &= 1 + \frac{2}{\pi} \int_0^\infty dk \frac{\Lambda_g^{-3}}{\left(K\Lambda_g^2 / \Lambda_j^2 \right) + \left(k^2 a/2 \right) \coth(Ka/2)} + \\ &+ \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \left\{ \frac{(-1)^{n+2}}{\Lambda_g} \left(\frac{\Lambda_j^2}{\Lambda_g^2} \right) \frac{K_1 [D_n(0, z_0, 0 \pm x_0)]}{\sqrt{A^2(0 \pm x_0) + B_n^2(0, z_0)}} + \right. \\ &\left. + \frac{(-1)^{n+2}}{\Lambda_g} \frac{x_0}{a} \int_{+0}^{a-0} dz \frac{K_1 [D_n(z, z_0, 0 \pm x_0)]}{\sqrt{A^2(0 \pm x_0) + B_n^2(z, z_0)}} \right\} . \end{aligned} \quad (20)$$

Поверхностное сопротивление и реактивность определяются соответственно как $R_s = \text{Re}(Z_s)$ и $X_s = -\text{Im}(Z_s)$.

В работе [1] отмечалось, что поверхностное сопротивление $R_s = \text{Re}(\bar{E}_s / H_0) = \text{Re}(Z_s)$ распадается на два слагаемых:

$$R_s = R_{sg} + R_{cj} . \quad (21)$$

Внутригранульный вклад R_{sg} и межгранульный R_{sj} происходят от энергии диссипации соответственно в гранулах и на межгранульных границах.

Поверхностная реактивность $X_s = -\text{Im}(\bar{E}_s / H_0) = -\text{Im}(Z_s)$ также распадается на два члена:

$$X_s = X_{sg} + X_{cj}, \quad (22)$$

где X_{sg} и X_{sj} – соответственно внутри- и межгранульная составляющие.

Кроме того, как видно из выражения (20), в полях выше B_{c1} параметры R_s и X_s распадаются еще на два слагаемых: «вихревые» R_s^v , X_s^v и «безвихревые» R_s^0 , X_s^0 :

$$\begin{aligned} R_s &= R_s^v + R_s^0, \\ X_s &= X_s^v + X_s^0. \end{aligned} \quad (23)$$

На рис. 1,а показана зависимость J_{cj} от R_s . Видно, что межгранульный вклад R_{sj} является преобладающим в области слабосвязанных границ, тогда как внутригранульный R_{sg} – в области сильной межгранульной связи J_{cj}/J_0 . Параметр R_{sj} уменьшается с ростом J_{cj} как $R_{sj} \propto J_{cj}^{-0.4}$, т.е. спад менее крутой,

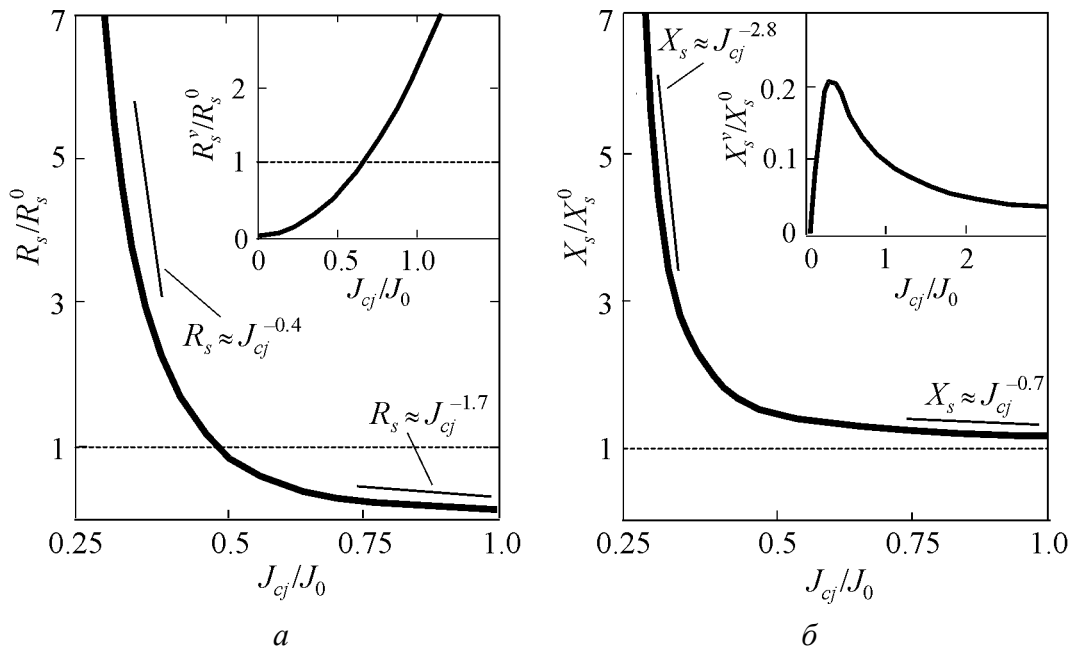


Рис. 1. Зависимость поверхностного сопротивления $R_s = \text{Re}(Z_s)$ (а) и поверхностной реактивности $X_s = -\text{Im}(Z_s)$ (б) от плотности критического тока J_{cj} в межгранульных переходах при $a/\lambda = 1$ и $\Phi = 170\Phi_0$. Параметры R_s и X_s нормализованы к параметрам соответственно R_s^0 и X_s^0 без гранульных границ. На вставках показаны зависимости отношения «вихревого» параметра R_s^v из выражения (20) к «безвихревому» параметру R_s^0 (а) и аналогично для поверхностной реактивности X_s^v/X_s^0 (б) от J_{cj}/J_0

чем в аналогичной ситуации в области безвихревых полей [1]. Параметр R_{sg} убывает с ростом J_{cj} подобно $R_{sg} \propto J_{cj}^{-1.7}$. Результирующее поверхностное сопротивление $R_s = R_{sj} + R_{sg}$ монотонно зависит от J_{cj} . При этом, как показано на вставке к рис. 1,а, с ростом J_{cj} увеличивается «вихревой» вклад в сопротивление и становится преобладающим при $J_{cj} \geq 0.75J_0$. Именно вихревым вкладом объясняется отличие наших результатов от немонотонной зависимости R_s от J_{cj} в работе [1]. Как видно из рис. 1,б, монотонное убывание проявляется для X_s при росте J_{cj} (т.е. в области слабой межгранульной связи $X_s \propto J_{cj}^{-2.8}$ и в области сильной связи $X_s \propto J_{cg}^{-0.7}$). Из рис. 2,а можно видеть монотонную зависимость R_s от размера гранулы a при $J_{cj} = 10^{-2}J_0$. Несмотря на то, что при росте a вклад вихрей в поверхностное сопротивление в сравнении с безвихревым членом (вставка к рис. 2,а) ничтожен ($\propto 10^{-3}$), он ведет к монотонной зависимости, что также отличается от немонотонной зависимости из расчетов Маватари [1]. Однако для малых размеров гранул $R_{sg} \propto a^{-0.5}$, т.е. имеем сходный результат с безвихревым случаем [1], тогда как для больших гранул $R_{sg} \propto a^{-1.6}$.

На рис. 2,б виден монотонный рост X_s с увеличением a . При этом отсутствует зависимость вихревой части реактивности X_s^v от размера зерна, т.е. изменение параметра X_s при вариации размера зерна происходит за счет внутренних характеристик самой гранулы.

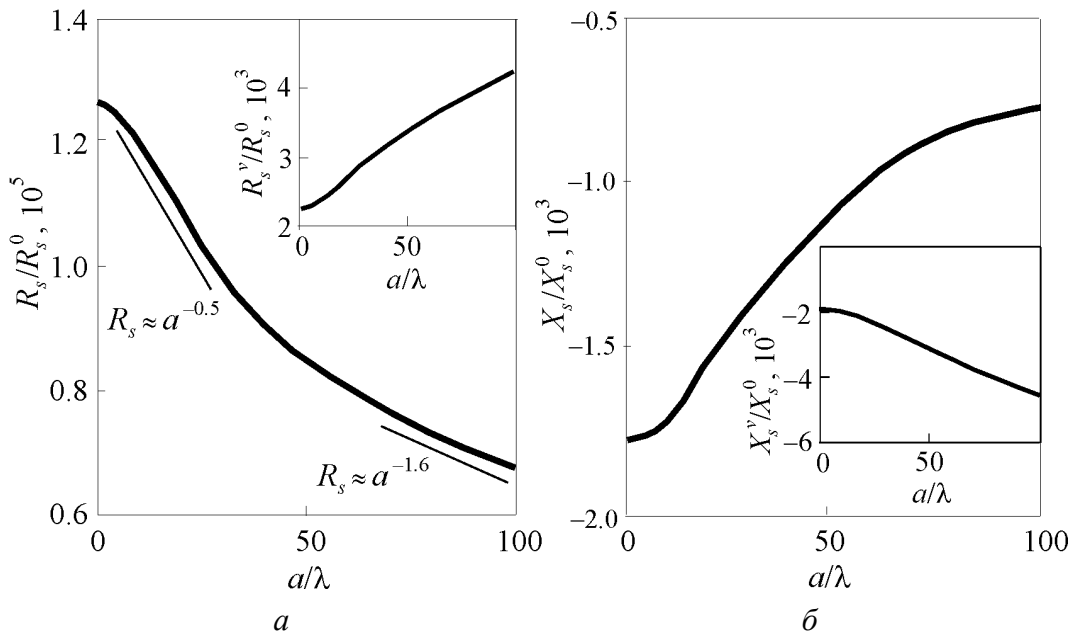


Рис. 2. Зависимость поверхностного сопротивления $R_s = R_{sj} + R_{sg}$ (а) и поверхностной реактивности $X_s = X_{sj} + X_{sg}$ (б) от характерного размера гранул a/λ при $J_{cj} = 10^{-2}J_0$ и $\Phi = 170\Phi_0$. На вставках показаны аналогичные зависимости «вихревых» параметров R_s^v (а) и X_s^v (б), приведенных к «безвихревым» параметрам R_s^0 и X_s^0

По-видимому, полученные результаты можно наблюдать при измерении R_s , X_s и J_{cj} в пленках $YBa_2CuO_{7-\delta}$, допированных Са. Отдельно экспериментально наблюдались рост J_{cj} [20] и уменьшение R_s [14] при внедрении Са в $YBa_2CuO_{7-\delta}$. Однако для исследования отношения между R_s и J_{cj} необходимы одновременные измерения.

Таким образом, в работе теоретически исследовано распределение микроволнового поля в сверхпроводнике со слоистыми границами гранул в смешанном состоянии. Вычисления выполнены на основе двухжидкостной модели и вихрь-слоистой модели для транспортного тока в гранулах, а также модели джозефсоновских переходов для туннельных токов через переход. Результаты указывают на то, что наличие абрикосовских вихрей ведет к усилению микроволновой диссипации на границах гранул для $J_{cj} > J_0$ и с ростом размера гранул a . Такая особенность ведет к монотонной зависимости R_s от J_{cj} и a в отличие от ситуации без вихревых нитей. С ростом J_{cj} параметр R_s уменьшается при $J_{cj} \ll J_0$ как $R_{sj} \propto J_{cj}^{-0.4}$, а при $J_{cj} \gg J_0$ – как $R_{sg} \propto J_{cj}^{-1.7}$.

Реактивность X_s определяется доминантным образом межгранульными границами. Роль абрикосовских вихрей незначительна, однако в отличие от работы [1] зависимость R_s от X_s всегда имеет монотонный характер.

Автор выражает признательность А.И. Дьяченко за обсуждение полученных результатов.

1. *Y. Mawatari*, Phys. Rev. **B71**, 64507 (2005).
2. *G. Deutcher, K. Müller*, Phys. Rev. Lett. **59**, 1745 (1987).
3. *J. Mannhart, H. Hilgenkamp*, Physica **C317–318**, 383 (1999).
4. *D. Larbalestier, A. Gurevich, D.M. Feldman, A. Polyanskii*, Nature **414**, 368 (2001).
5. *H. Hilgenkamp, J. Mannhart*, Rev. Mod. Phys. **74**, 485 (2002).
6. *T.L. Hylton, A. Kapitulnik, M.R. Beasley, J.P. Carini, L. Drabeck, G. Grüner*, Appl. Phys. Lett. **53**, 1343 (1988).
7. *C. Attanasio, L. Maritato, R. Vaglio*, Phys.Rev. **B43**, 6128 (1991).
8. *J. Halbritter*, J. Appl. Phys. **71**, 339 (1992).
9. *P.P. Nguen, D.E. Oates, G. Dresselhaus, M.S. Dresselhaus*, Phys. Rev. **B48**, 6400 (1993).
10. *R. Fagertberg, J.K. Grepstad*, J. Appl. Phys. **75**, 7408 (1994).
11. *M. Mahel*, Solid State Commun. **97**, 209 (1996).
12. *J. McDonald, J.R. Clem*, Phys. Rev. **B56**, 14723 (1997).
13. *J.C. Gallop, A. Cowie, L.F. Cohen*, Physica **C282–287**, 1577 (1997).
14. *H. Obara, A. Sawa, H. Yamasaki, S. Kosaka*, Appl. Phys. Lett. **78**, 646 (2001).
15. *А. Бароне, Дж. Патерно*, Эффект Джозефсона: физика и применения, Мир, Москва (1984).
16. *М. Тинкхам*, Введение в сверхпроводимость, Мир, Москва (1980).

17. *T. Van Duzer, C.W. Turner*, Principles of superconductive devices and circuits, Prentice Hall, New Jersey (1999).
18. *D. Dimos, P. Chaudhari, J. Mannhart*, Phys. Rev. **B57**, 13873 (1998).
19. *A. Gurevich, E.A. Pashitskii*, Phys. Rev. **B57**, 13878 (1998).
20. *G. Hammerl, A. Schmehl, R.R. Schulz, B. Goetz, H. Bielefeldt, C.W. Schneider, H. Hilgenkamp, J. Mannhart*, Nature (London) **407**, 162 (2000).
21. *Л.В. Белевцов*, ФНТ **31**, 155 (2005).
22. *Л.В. Белевцов, А.А. Костиков*, ЖЭТФ **128**, 586 (2005).
23. *M.W. Coffey, J.R. Clem*, Phys. Rev. Lett. **67**, 386 (1991).
24. *T.L. Hylton, M.R. Beasley*, Phys. Rev. **B39**, 9042 (1989).
25. *A. Gurevich*, Phys. Rev. **B46**, R3187 (1992).

L.V. Belevtsov

SURFACE IMPEDANCE IN THE SECOND-ORDER GRANULATED SUPERCONDUCTORS IN MIXED STATE

A joint influence of granule boundaries and Abrikosov vortices on the behavior of surface impedance Z_s of second-order superconductor has been investigated. Two-liquid model and vortex-layered model for intragranular transport current in granules, as well as the model of intergranular Josephson junction have been considered. A limit of low-density Abrikosov vortices is analysed when their interaction can be neglected. It follows that in contrast to the Mawatari vortex-free model [1], the surface resistance R_s monotonously depends on critical-current density J_{cj} at the intergranular boundaries and on granule size a . The presence of Abrikosov vortices results in a more intensive microwave dissipation with J_{cj} and a increase.

Fig. 1. Dependence of surface resistance $R_s = \text{Re}(Z_s)$ (a) and surface reactivity $X_s = -\text{Im}(Z_s)$ ($\bar{\theta}$) on critical-current density J_{cj} in intergranule junctions for $a/\lambda = 1$ and $\Phi = 170\Phi_0$. Parameters R_s and X_s have been normalized to parameters R_{s0} and X_{s0} , respectively, in the absence of granule boundaries. In the inserts there are dependences of the ratio between «vortex» parameter R_s^v from expression (20) and «vortex-free» parameter R_s^0 (a), and similarly for surface reactivity X_s^v / X_s^0 ($\bar{\theta}$) on J_{cj} / J_0

Fig. 2. Dependence of surface resistance $R_s = R_{sj} + R_{sg}(a)$ and surface reactivity $X_s = X_{sj} + X_{sg}(\bar{\theta})$ on the typical granule size a/λ for $J_{cj} = 10^{-2}J_0$ and $\Phi = 170\Phi_0$. In the inserts there are analogous dependences for «vortex» parameters R_s^v (a) and X_s^v ($\bar{\theta}$) reduced to «vortex-free» parameters R_s^0 and X_s^0