

Поверхностный импеданс сверхпроводящей пластины в смешанном состоянии: влияние поверхностного барьера

© Н.В. Железина, Г.М. Максимова

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
603600 Нижний Новгород, Россия

E-mail: maksimova@phys.unn.runnet.ru

(Поступила в Редакцию 25 января 2001 г.

В окончательной редакции 5 апреля 2001 г.)

Исследовано влияние поверхностного барьера на поведение поверхностного импеданса Z сверхпроводника второго рода. Рассмотрение проведено на примере пластины конечной толщины, находящейся в постоянном поле H_0 , перпендикулярном или параллельном плоскости пластины. Показано, что в перпендикулярной геометрии поверхностное сопротивление $\rho_s = \text{Re} Z$ имеет максимум в условиях, при которых глубина проникновения переменного поля становится порядка толщины пластины (размерный эффект). При параллельной ориентации магнитного поля H_0 влияние поверхностного барьера Бина–Ливингстона проявляется в уменьшении диссипативных потерь и в изменении полевой зависимости поверхностного сопротивления, которая в данном случае имеет гистерезисный характер. Впервые показано, что в условиях сохранения захваченного магнитного потока зависимость $\rho_s(H_0)$ является убывающей функцией, что приводит, в частности, к нетривиальному подавлению размерного эффекта.

Работа поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований (№ 01-02-16593), Минпромнауки РФ (проект № 107-1 (00)) и Минобразования (№ E 00-3.4-331), а также Международным центром перспективных исследований (Н.Новгород; грант № 99-02-3).

Изучение высокочастотных свойств сверхпроводников второго рода и особенно высокотемпературных сверхпроводников продолжает привлекать к себе внимание исследователей (см., например, [1–4]). Отклик образца на переменное магнитное поле в присутствии постоянного магнитного поля характеризуется поверхностным импедансом, зависящим от температуры, величины постоянной составляющей магнитного поля, а также от амплитуды и частоты переменного поля. Исследование этих функциональных зависимостей дает важную информацию о свойствах квазичастичных возбуждений, плотности состояний и динамике вихревой решетки. Задача о вычислении линейного отклика сверхпроводников второго рода рассматривалась в ряде работ (см., например, [5–12]). Было установлено, что при частотах переменного поля ω , превышающих частоту депиннинга ω_d , вихри движутся как свободные, а проникновение переменного магнитного поля в образец определяется скин-глубиной δ [5,6]. В [7–9] поверхностный импеданс сверхпроводника в смешанном состоянии был найден с учетом межвихревого взаимодействия, пиннинга и крипа магнитного потока. Авторы работы [10] показали, что учет нелокального взаимодействия вихрей приводит к тому, что проникновение переменного поля в сверхпроводник определяется не только шириной скин-слоя, но также другим, значительно более коротким, масштабом, внутри которого решетка сильно деформирована. Расчет импеданса, произведенный для случая постоянного магнитного поля, перпендикулярного поверхности образца, убедительно продемонстрировал определяющую роль добавочной коротковолновой моды для образцов с сильным поверхностным пиннингом. Оказа-

лось, что при движении вихрей с закрепленными концами энергия падающей волны попадает главным образом в коротковолновую моду. Соответственно уменьшение вклада длинноволновой моды, ответственной за диссипацию энергии, приводит к сильному подавлению потерь в области достаточно низких частот. Выводы авторов [10] экспериментально подтверждены в работе [12], в которой изучались полевая и частотная зависимости действительной части поверхностного импеданса массивного образца.

В том случае, когда постоянное магнитное поле параллельно поверхности образца, необходимо учитывать поверхностный барьер Бина–Ливингстона, который, как известно, оказывает заметное влияние на магнитные характеристики сверхпроводников второго рода (см., например, [13–15]). Было показано, в частности, что поведение третьей гармоники магнитной восприимчивости существенно определяется доминирующим механизмом необратимости: объемным пиннингом или поверхностным барьером [16–18]. Наличие безвихревой области, образующейся вблизи поверхностного сверхпроводника вследствие существования барьера Бина–Ливингстона, приводит к частичной экранировке вихревой системы и значительному уменьшению поглощения в переменном поле [11].

В большинстве цитируемых выше работ расчет поверхностного импеданса производился для полуограниченных образцов, что реально соответствует массивным образцам с размерами, существенно превышающими глубину проникновения переменного магнитного поля. Вместе с тем исследование нелинейного отклика пластины жесткого сверхпроводника показало, что реаль-

ная часть импеданса имеет характерный максимум в условиях, когда глубина проникновения волны сравнивается с толщиной образца (см., например, [19,20]), т.е. имеет место размерный эффект, аналогичный эффекту Фишера–Као для нормальных металлов [21].

В настоящей работе получено выражение для поверхностного импеданса пластины произвольной толщины без объемных неоднородностей. В поперечной геометрии, когда постоянное магнитное поле перпендикулярно поверхности пластины, для нахождения линейного отклика используются уравнения двухмодовой электродинамики. Показано, что реальная часть импеданса как функция внешнего постоянного магнитного поля имеет максимум, обусловленный проявлением размерного эффекта. Исследовано поведение этого максимума в зависимости от толщины пластины и частоты переменного поля. Аналогичный расчет, выполненный в параллельной геометрии, показывает, что в том случае, когда барьер Бина-Ливингстона препятствует проникновению вихрей через поверхность образца и число вихрей не меняется, поверхностное сопротивление существенно уменьшается и изменяется его зависимость от постоянного магнитного поля.

1. Поверхностный импеданс пластины в перпендикулярном магнитном поле

Рассмотрим сверхпроводящую пластину толщиной d ($0 \leq x \leq d$), помещенную в постоянное поперечное магнитное поле $\mathbf{H}_0 = (H_0, 0, 0)$ ($H_{c1} \ll H_0 \ll H_{c2}$), создающее в образце вихревую решетку с плотностью $n_0 = H_0/\Phi_0$, где Φ_0 — квант магнитного потока. Переменное магнитное поле, направленное вдоль поверхности пластины, приводит к смещению $\mathbf{u}(x, t)$ вихрей от положения равновесия и соответственно к деформации (изгибу) вихревых линий. Связанная с этой деформацией индукция \mathbf{V}_1 определяется выражением [7,11]

$$\mathbf{V}_1 = (\mathbf{H}_0 \cdot \nabla) \mathbf{u} - \mathbf{H}_0 (\nabla \cdot \mathbf{u}) = -[\nabla \cdot (\mathbf{H}_0 \cdot \mathbf{u})]. \quad (1)$$

Полагая, что межвихревое расстояние $a \ll \lambda$, и учитывая (1), запишем систему уравнений для определения среднего магнитного поля $\mathbf{h}(x, t) = \mathbf{h}(x) \exp(-i\omega t)$ внутри пластины ($h(x=0) = h(x=d) = H_1$, $H_1 \ll H_0$)

$$\mathbf{h} - \lambda^2 \frac{\partial^2 \mathbf{h}}{\partial x^2} = H_0 \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial x}, \quad (2)$$

$$\eta \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} = \frac{1}{c} [\mathbf{j} \Phi_0] + \frac{\Phi_0}{H_0} C_{44}^* \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial x^2}, \quad (3)$$

$$\mathbf{j} = \frac{c}{4\pi} \text{rot } \mathbf{h}. \quad (4)$$

Здесь λ — лондоновская длина, $\eta = \Phi_0 H_{c2} / c^2 \rho_n$ — коэффициент вязкости, ρ_n — удельное сопротивление в нормальной фазе, C_{44}^* — перенормированный модуль

изгиба [10],

$$C_{44}^* = \frac{\Phi_0 H_0}{16\pi^2 \lambda^2} \ln \frac{a}{\xi}, \quad (5)$$

ξ — радиус кора вихря. Отметим, что определенный таким образом модуль изгиба является локальным, а дальнедействующее межвихревое взаимодействие, ответственное за нелокальность, учтено в силе Лоренца, действующей на вихрь (первое слагаемое в правой части (3)) [22]. Предполагая экспоненциальную зависимость решений для (2)–(4) $u(x, t) \propto h(x, t) \propto \exp(kx - i\omega t)$, получим дисперсионное уравнение для определения частотной зависимости волнового вектора k . Решения этого уравнения, соответствующие длинноволновой (k_1) и коротковолновой (k_2) модам, в области частот $\omega \ll \omega_c$ определяются выражениями¹

$$k_1^2 = -\frac{i\omega}{\lambda^2(\omega_c + \omega_b)}, \quad (6)$$

$$k_2^2 = \frac{1}{\lambda^2} \left(1 + \frac{\omega_b}{\omega_c} \right), \quad (7)$$

где

$$\omega_c = \frac{\Phi_0 C_{44}^*}{H_0 \lambda^2 \eta}, \quad \omega_b = \frac{\Phi_0 H_0}{4\pi \lambda^2 \eta}. \quad (8)$$

Используя уравнения Максвелла для нахождения переменного электрического поля $\mathbf{E}(x, t)$ и решая систему уравнений (2)–(4), найдем поверхностный импеданс пластины в поперечном магнитном поле

$$Z = \frac{4\pi}{c} \frac{E(0)}{h(0)}. \quad (9)$$

Дальнейший анализ следует проводить с учетом граничных условий для смещения вихрей $u(x)$, которые отражают качество поверхности.

а) В отсутствие поверхностных дефектов концы вихрей могут свободно перемещаться вдоль поверхностей пластины. Соответствующее граничное условие имеет вид $(\partial \mathbf{u} / \partial x)|_{x=0,d} = 0$, что приводит к формуле для импеданса

$$Z = \frac{4\pi i \omega}{\lambda^2 c^2} \left(\frac{(1 - \lambda^2 k_2^2)}{k_1} \text{th} \frac{k_1 d}{2} - \frac{(1 - \lambda^2 k_1^2)}{k_2} \text{th} \frac{k_2 d}{2} \right) (k_2^2 - k_1^2)^{-1}. \quad (10)$$

В частности, поверхностное сопротивление $\rho_s = \text{Re } Z$ полуограниченного образца ($d \rightarrow \infty$) определяется сопротивлением в режиме течения потока $\rho_f = \Phi_0 H_0 / c^2 \eta$ [6]

$$\rho_s = \frac{(2\pi \rho_f \mu \omega)^{1/2}}{c}. \quad (11)$$

Здесь $\mu = \omega_b / (\omega_c + \omega_b)$. Для достаточно плотной вихревой решетки ($H_0 \gg \Phi_0 \ln(a/r_c) / 4\pi \lambda^2$) $\mu \approx 1$,

¹ Формулы (6) и (7) отличаются от соответствующих выражений работы [10] знаком перед k^2 . Это связано с тем, что в [10] k — волновой вектор.

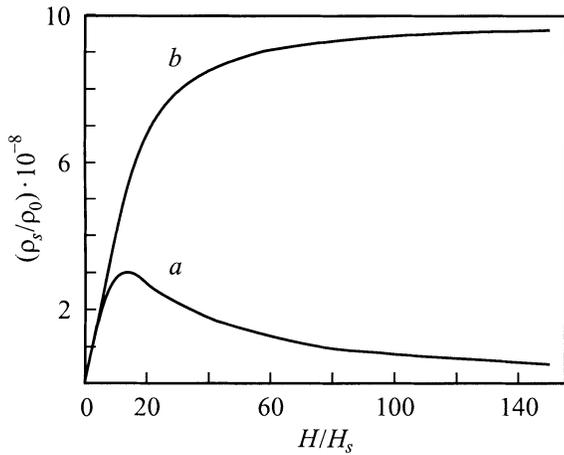


Рис. 1. Поверхностный импеданс сверхпроводящей пластины толщиной d в перпендикулярном магнитном поле. a — реальная часть, b — мнимая часть. $d = 200\lambda$, $\rho_0 = 4\pi\omega_0\lambda/c^2$, $\omega_0 = 1 \text{ Hz}$, H_s определяется формулой (21).

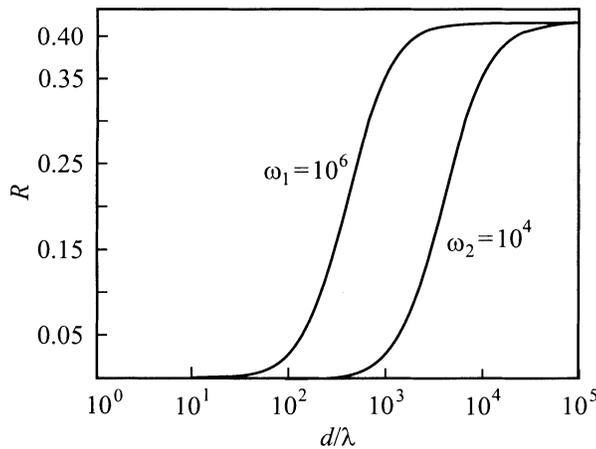


Рис. 2. Зависимость высоты максимума поверхностного сопротивления $R = \rho_{s\text{max}}/\chi_n$ ($\chi_n = 2\pi\omega d/c^2$) от толщины пластины.

что соответствует пренебрежению последним слагаемым в (3). При этом объемные потери определяются только длинноволновой модой. Для пластины конечной толщины, как следует из выражения для Z (10), поверхностное сопротивление является немонотонной функцией H_0 и достигает максимума при таком $H_0 = H^*$, что $d \propto k_1^{-1}(H^*)$, т.е. имеет место размерный эффект. Данный размерный эффект аналогичен эффекту Фишера–Као для нормальных металлов [21], аналог которого наблюдался также и в жестких сверхпроводниках (см., например, [19]).

На рис. 1 представлены рассчитанные полевые зависимости поверхностного импеданса пластины толщиной $d = 200\lambda$ ($\lambda = 1300 \text{ \AA}$) без поверхностного пиннинга. Частота переменного поля $\omega = 10^7 \text{ Hz}$. Данные параметры могут быть реализованы, например, для кристал-

лов YBaCuO при температурах, близких к температуре плавления вихревой решетки. Как показано в [4], в этих условиях частота депиннинга, связанная как с объемным, так и с поверхностным пиннингом вихрей, не превышает 10^7 Hz . Максимальное значение поверхностного сопротивления $R = \rho_{s\text{max}}/\chi_n$ ($\chi_n = 2\pi\omega d/c^2$ — величина поверхностного реактанса в нормальном состоянии) зависит от толщины пластины d/λ и от частоты переменного поля. В ростом отношения d/λ величина R стремится к постоянному значению, не зависящему от параметров сверхпроводника и частоты ω (рис. 2). К аналогичной зависимости R приводит и нелокальная модель критического состояния для жестких сверхпроводников [19], но предельное значение R здесь примерно в 2 раза меньше.

б) Обратимся теперь к случаю сильного поверхностного пиннинга концов вихревых линий. Из уравнений (2)–(4) с граничным условием $\mathbf{u}|_{x=0,d} = 0$ получим

$$Z = \frac{4\pi i \omega \lambda^2}{c^2} (k_1^2 - k_2^2) \left((1 - \lambda^2 k_1^2) k_2 \operatorname{cth} \frac{k_2 d}{2} - (1 - \lambda^2 k_2^2) k_1 \operatorname{cth} \frac{k_1 d}{2} \right)^{-1}. \quad (12)$$

При $d \rightarrow \infty$ величина $\operatorname{Re} Z$, определяемая (12), дает формулу для поверхностного сопротивления полуограниченного образца [10]

$$\rho_s = \frac{(2\pi\rho_f\mu\omega)^{1/2}}{c} \frac{\omega}{\omega_c}, \quad (13)$$

демонстрирующую существенное уменьшение (ввиду малости параметра $\omega/\omega_c \ll 1$) поглощения в случае сильного поверхностного пиннинга. Данный эффект связан с тем [10], что в рассматриваемых условиях отношение амплитуд длинноволновой и коротковолновой мод мало: $h_1/h_2 \propto \sqrt{\omega/\omega_c} \ll 1$. Соответственно вклад длинноволновой моды, ответственной за диссипацию энергии в объеме сверхпроводника, становится малым по сравнению с ситуацией слабого поверхностного пиннинга. Как показывают численные расчеты, для пластин конечной толщины функция $\rho_s(H_0)$ также имеет максимум. Однако ширина этого максимума (по полю H_0) достаточно большая, так что размерный эффект для пластин с сильным поверхностным пиннингом является слабо выраженным.

2. Структура смешанного состояния пластины в постоянном параллельном магнитном поле

Обратимся теперь к случаю, когда постоянное магнитное поле параллельно поверхности пластины: $\mathbf{H}_0 = (0, 0, H_0)$. В континуальном приближении среднее магнитное поле внутри пластины определяется

уравнением [9]

$$H - \lambda^2 \frac{d^2 H}{dx^2} = \Phi_0 n_0(x). \quad (14)$$

Здесь $n_0(x)$ — усредненная плотность вихрей, отличная от нуля в области, где плотность тока $j(x) = 0$. Решение уравнения (14) дает

$$H(x) = \frac{H_0}{\text{ch}[(d/2 - a)/\lambda]} \times \begin{cases} \text{ch}[(x - d/2 + a)/\lambda], & 0 \leq x \leq d/2 - a, \\ 1, & d/2 - a \leq x \leq d/2 + a, \\ \text{ch}[(x - d/2 - a)/\lambda], & d/2 + a \leq x \leq d. \end{cases} \quad (15)$$

При этом вихри занимают центральную область пленки

$$n_0(x) = \frac{H_0/\Phi_0}{\text{ch}[(d/2 - a)/\lambda]}, \quad \frac{d}{2} - a \leq x \leq \frac{d}{2} + a. \quad (16)$$

Параметр a , соответствующий полуширине области, занятой вихрями, связан с захваченным потоком $\Phi = N\Phi_0$ (N — число вихрей, вошедших в пластину),

$$\Phi = \frac{2aH_0}{\text{ch}[(d/2 - a)/\lambda]}. \quad (17)$$

Распределение (15)–(17) при заданном Φ определяет множество метастабильных состояний в интервале полей $H_{\text{ex}}(\Phi) \leq H_0 \leq H_{\text{en}}(\Phi)$. Поле $H_{\text{en}}(\Phi)$, при котором подавляется барьер на вход вихрей, может быть найдено из условия достижения плотностью тока на краю пластины величины, равной плотности тока распаривания $j_s = c\Phi_0/(12\sqrt{3}\pi^2\xi\lambda^2)$, и неявно определяется уравнением

$$\Phi = 2H_{\text{en}} \sqrt{1 - \frac{H_s^2}{H_{\text{en}}^2} \text{th} \frac{d}{2\lambda} \left[\frac{d}{2} - \lambda \text{arctg} \left(\frac{H_s}{H_{\text{en}}} \text{th} \frac{d}{2\lambda} \right) \right]}. \quad (18)$$

Здесь H_s — поле входа первого вихря,

$$H_s = \frac{4\pi\lambda j_s}{c \text{th}(d/2\lambda)}. \quad (19)$$

Будем полагать, что вихри начинают выходить из пластины, когда граница области, занятой вихрями, a подойдет к поверхности на расстояние порядка размеров кора вихря ξ . Соответственно поле исчезновения барьера на выход

$$H_{\text{ex}}(\Phi) = \frac{\Phi \text{ch} \xi/\lambda}{d - 2\xi}. \quad (20)$$

Точка пересечения $H_{\text{en}}(\Phi)$ и $H_{\text{ex}}(\Phi)$ определяет (в нашей модели) поле $H_{c2} \propto \Phi_0/\xi^2$. Для полуограниченного образца ($d \rightarrow \infty$) формулы (18)–(20) имеют вид [23]

$$H_{\text{en}} = \sqrt{B^2 + H_s^2}, \quad H_{\text{ex}} = B \text{ch} \frac{\xi}{\lambda}, \quad H_s = \frac{4\pi\lambda j_s}{c}, \quad (21)$$

где введена индукция $B = \Phi/d$.

3. Сверхпроводящая пластина в переменном поле (параллельная геометрия)

Рассмотрим сверхпроводящую пластину с фиксированным захваченным потоком Φ в параллельном ее поверхности магнитном поле H_0

$$H_{\text{ex}}(\Phi) \leq H_0 \leq H_{\text{en}}(\Phi). \quad (22)$$

В отсутствие объемного пиннинга вихри распределены с плотностью $n_0(x)$, определяемой формулами (16), (17). При включении слабого переменного поля $H_1 \exp(-i\omega t)$, параллельного H_0 , при котором суммарное поле по-прежнему удовлетворяет условию (22), число вихрей в пластине (и, следовательно, поток Φ) остается неизменным. При этом, поскольку внутри пластины возникает переменный ток, вихри начинают смещаться, что приводит к изменению их плотности и соответственно к смещению границы вихревой области. В рассматриваемой нами геометрии уравнение для координатной части переменного магнитного поля внутри пластины $h(x) \exp(-i\omega t)$ имеет вид

$$h(x) - \lambda^2 \frac{d^2 h(x)}{dx^2} - \Phi_0 n_1(x) = 0. \quad (23)$$

Изменение плотности вихрей $n_1(x, t) = n_1(x) \exp(-i\omega t)$, связанное с переменным магнитным полем, может быть найдено из уравнения непрерывности и уравнения, определяющего смещение вихря u_x вдоль оси x ,

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(n_0 \frac{\partial u_x}{\partial t} \right) = 0, \quad (24)$$

$$\eta \frac{\partial u_x}{\partial t} = \frac{\Phi_0}{c} j(x, t). \quad (25)$$

Заметим, что в уравнениях движения вихря (3) и (25) $j(x, t)$ — плотность сверхпроводящего тока, т.е. мы пренебрегаем нормальной составляющей j_n , что справедливо в области достаточно низких частот. В работах [7,9] вклад нормальной компоненты учитывался в двукирочной модели. При этом сила Лоренца, действующая на вихрь, равна

$$F = \frac{\Phi_0}{c} j = \frac{\Phi_0}{c} (j_s + j_n). \quad (26)$$

Однако, как показали авторы работы [22], выражение (26) несовместимо с соотношениями Онсагера и более корректный учет тока j_n во взаимодействии с вихрями должен быть произведен на основе микроскопической теории.

Система уравнений (23)–(25) легко сводится к одному уравнению для поля $h(x)$

$$h(x) - \lambda^2 \frac{d^2 h(x)}{dx^2} + \frac{d}{dx} \left(\frac{\Phi_0^2 n_0}{4\pi i \eta \omega} \frac{dh}{dx} \right) = 0. \quad (27)$$

Заметим, что распределение поля симметрично относительно середины пленки. Таким образом, (27) нужно решать в безвихревой области (I) $0 \leq x \leq d/2 - a$ и в области (II) $d/2 - a \leq x \leq d/2 + a$, используя граничные условия $h_I(0) = H_1$ и условия сшивания на границах этих областей²

$$h_I = h_{II} \Big|_{\frac{d}{2}-a}, \quad \frac{dh_I}{dx} = \left(1 + \frac{i\Phi_0^2 n_0}{4\pi\eta\omega\lambda^2}\right) \frac{dh_{II}}{dx} \Big|_{\frac{d}{2}-a}. \quad (28)$$

Соответствующее решение имеет вид

$$h_I(x) = H_1 \left(\operatorname{ch} \frac{x - d/2 + a}{\lambda} + \gamma \operatorname{sh} \frac{x - d/2 + a}{\lambda} \right) \times (\operatorname{ch} b - \gamma \operatorname{sh} b)^{-1}, \quad (29)$$

$$h_{II}(x) = \frac{H_1}{\operatorname{ch}(a/\alpha)} \frac{\operatorname{ch}[(x - d/2)/\alpha]}{\operatorname{ch} b - \gamma \operatorname{sh} b}, \quad (30)$$

где введены обозначения

$$b = \frac{d/2 - a}{\lambda}, \quad \alpha = \lambda \left(1 + \frac{il}{\lambda \operatorname{ch} b}\right)^{1/2},$$

$$l = \left(\frac{\Phi_0 H_0}{4\pi\eta\omega}\right)^{1/2}, \quad \gamma = -\operatorname{th} \frac{a}{\alpha} \left(1 + \frac{il}{\lambda \operatorname{ch} b}\right)^{1/2}. \quad (31)$$

Как уже отмечалось выше, в условиях сохранения числа вихрей граница области, занятой вихрями, гармонически изменяется со временем

$$a(t) = a + a_1 \exp(-i\omega t),$$

где a_1 определяется из условия $\Phi = \text{const}$:

$$a_1 = -\frac{i\Phi_0 H_1 \operatorname{th}(a/\alpha)}{4\pi\eta\omega\alpha(\operatorname{ch} b - \gamma \operatorname{sh} b)}.$$

Используя полученное выше решение, найдем поверхностный импеданс пластины толщиной d в параллельной геометрии

$$Z = \frac{4\pi i\omega\lambda}{c^2} \frac{\gamma - \operatorname{th} b}{1 - \gamma \operatorname{th} b}. \quad (32)$$

4. Обсуждение результатов

Рассмотрим поведение величины Z в различных предельных случаях.

1) В мейснеровском состоянии (т.е. при $a = 0$) импеданс Z (32) равен

$$Z = -\frac{4\pi i\omega\lambda}{c^2} \operatorname{th} \frac{d}{2\lambda}. \quad (33)$$

Для частот $\omega \leq 10^{12}$ Hz, при которых $\lambda/\delta_n \ll 1$ (δ_n — глубина скин-слоя в нормальном состоянии), нормальной компонентой тока j_n можно пренебречь. В этом случае, как следует из (33), отклик пластины на переменное поле является почти индуктивным [7].

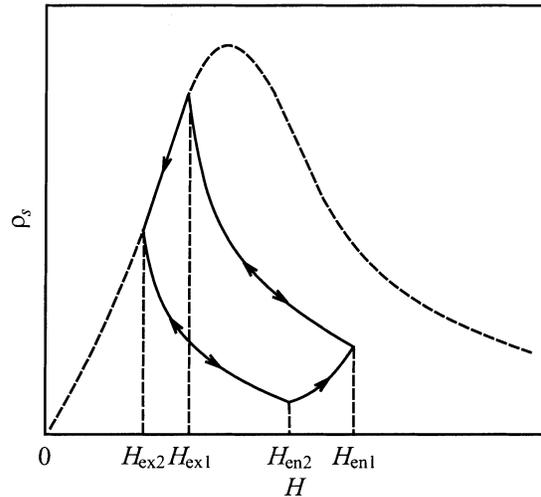


Рис. 3. Гистерезис поверхностного сопротивления пластины в параллельном магнитном поле с учетом барьера Бина-Ливингстона.

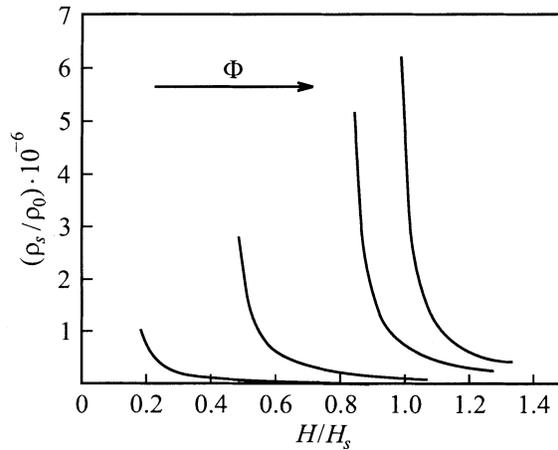


Рис. 4. График функции $\rho_s(H_0)$ для пластины в параллельном магнитном поле (с учетом барьера Бина-Ливингстона) при различной величине захваченного магнитного потока Φ ($d = 200\lambda$, $\rho_0 = 4\pi\omega_0\lambda/c^2$, $\omega_0 = 1$ Hz). Стрелкой указано направление возрастания магнитного потока.

2) Сравним теперь выражения для поверхностного импеданса пластины, находящейся в смешанном состоянии, при параллельной (32) и перпендикулярной (10)–(12) ориентациях постоянного магнитного поля. Если безвихревая область отсутствует ($b = 0$), то импеданс, определяемый формулой (32), совпадает с соответствующим выражением для перпендикулярной геометрии. Анализ формулы (32) при $b \neq 0$ показывает, что существование безвихревых областей, обусловленных

² Второе условие (28) является условием непрерывности тангенциальных составляющих электрического поля, так как сверхпроводник в мейснеровском состоянии в переменном поле характеризуется проводимостью $\sigma_I = c^2 i/4\pi\omega\lambda^2$, а в смешанном — $\sigma_{II} = \sigma_I/(1 + i\Phi_0^2 n_0/4\pi\omega\eta\lambda^2)$.

поверхностным барьером Бина–Ливингстона, приводит, во-первых, к значительному подавлению диссипативных потерь [11], а во-вторых, к изменению частотной и полевой зависимостей поверхностного сопротивления. В частности, для толстых пластин ($d \rightarrow \infty$) при малой ширине безвихревой области $b(H_0, B)$, когда

$$\frac{\lambda}{l} \ll b(H_0, B) \ll 1, \quad \frac{\lambda}{l} = \sqrt{\frac{\omega}{\omega_b}}, \quad (34)$$

Re Z определяется выражением

$$\rho_s = \text{Re } Z = \frac{(2\pi\rho_f\omega)^{1/2}}{c} \left(\frac{\lambda^2}{l^2 b^2} \right), \quad (35)$$

что в $\lambda^2/l^2 b^2 \ll 1$ раз меньше соответствующей величины (11) в перпендикулярной геометрии. Так, например, для пластины с толщиной $d = 10^4 \lambda \approx 1$ mm, $\omega = 10^7$ Hz, $H_0 = H_s \approx 0.4$ T параметр $\lambda^2/l^2 b^2 \propto 10^{-3}$. Как было отмечено в [11], частотная зависимость функции ρ_s для полуограниченного образца изменяется от $\rho_s \propto \omega^{1/2}$ в перпендикулярной геометрии до $\rho_s \propto \omega^{3/2}$ в параллельной.

3) Другое важное проявление поверхностного барьера состоит в том, что поверхностное сопротивление теперь не только зависит от частоты переменного поля ω и величины постоянного поля H_0 , но также является функцией захваченного магнитного потока Φ . Последнее обстоятельство приводит к гистерезисной зависимости $\rho_s(H_0)$. Характерный вид гистерезисной петли $\rho_s(H_0)$ для сверхпроводящей пластины при изменении магнитного поля H_0 в интервале $H_{ex2} \leq H_0 \leq H_{en1}$ ($\Phi_1 > \Phi_2$) приведен на рис. 3. В интервалах $H_{ex1} \leq H_0 \leq H_{en1}$ и $H_{ex2} \leq H_0 \leq H_{en2}$ число вихрей в пластине сохраняется и $\rho_s(H_0, \Phi_1)$ меняется обратимым образом (32). При уменьшении магнитного поля от H_{ex1} до H_{ex2} вихри выходят из пластины. Безвихревые области при этом практически отсутствуют, и зависимость $\rho_s(H_0)$ определяется выражением (32) при $b = 0$ (штриховая линия на рис. 3). Увеличение поля от H_{en2} до H_{en1} сопровождается входом вихрей в образец, и поверхностное сопротивление на этом участке совпадает с огибающей семейства $\rho_s(H_0, \Phi)$ в точках $H_0 = H_{en}(\Phi)$ (рис. 4). Отметим также тот факт, что при фиксированной величине захваченного магнитного потока Φ $\rho_s(H_0)$ является убывающей функцией в интервале полей $H_{ex}(\Phi) \leq H_0 \leq H_{en}(\Phi)$ (рис. 4). Если при перпендикулярной ориентации магнитного поля функция $\rho_s(H_0)$ достигает максимума внутри этого интервала, то в параллельной геометрии взаимодействие вихрей с поверхностью (т.е. барьер Бина–Ливингстона) приводит к исчезновению этого эффекта.

Авторы выражают благодарность И.Л. Максимова, Д.Ю. Водолазову, Л.М. Фишеру и В.А. Ямпольскому за полезные дискуссии.

Список литературы

- [1] M.R. Trunin. J. Supercond. **11**, 3, 381 (1998).
- [2] C.K. Ong, X.S. Rao, B.B. Jin. Supercond. Sci. Technol. **12**, 827 (1999).
- [3] B.B. Jin, X.S. Rao, C.J. Tan, C.K. Ong. Physica **C316**, 224 (1999).
- [4] N. Lütke-Entrup, B. Placais, P. Mathieu, Y. Simon, A. Pautrat, C. Goupil, C. Simon, A. Rykov, S. Tajima. Physica **B284–288**, 719 (2000).
- [5] I. Gittleman, B. Rosenblum. Phys. Rev. Lett. **16**, 17, 734 (1966).
- [6] Л.П. Горьков, Н.Б. Копнин. УФН **116**, 413 (1975).
- [7] M.W. Coffey, J.R. Clem. Phys. Rev. Lett. **67**, 3, 386 (1991).
- [8] J.R. Clem, M.W. Coffey. Phys. Rev. **B46**, 22, 14662 (1992).
- [9] M.W. Coffey, J.R. Clem. Phys. Rev. **B46**, 18, 11757 (1992).
- [10] E.B. Sonin, A.K. Tagantsev, K.B. Traito. Phys. Rev. **B46**, 9, 5830 (1992).
- [11] E.B. Sonin, K.B. Traito. Phys. Rev. **B50**, 18, 13547 (1994).
- [12] В.А. Березин, Е.В. Ильичев, В.А. Тулин. ЖЭТФ **105**, 6, 207 (1994).
- [13] L. Burlachkov, Phys. Rev. **B47**, 13, 5830 (1993).
- [14] I.L. Maksimov, A.E. Elistratov. Appl. Phys. Lett. **72**, 13, 1650 (1998).
- [15] И.Л. Максимова, Г.М. Максимова. Письма в ЖЭТФ **65**, 5, 405 (1997).
- [16] C.J. Van der Beek, M.V. Indenbom, G. D'Anna, W. Benoit. Physica **C258**, 105 (1996).
- [17] G.M. Maksimova, D.Yu. Vokolazov, M.V. Balakina, I.L. Maksimov. Solid State Commun. **111**, 367 (1999).
- [18] G.M. Maksimova, D.Yu. Vololazov, M.V. Balakina, I.L. Maksimov. Cond-mat/9911287. Physica C, to be published.
- [19] L.M. Fisher, I.F. Foloshin, V.S. Gorbachev, S.E. Savel'ev, V.A. Yampol'skii. Physica **C245**, 231 (1995).
- [20] F. Perez Rodriguez, N.M. Makarov, V.A. Yampol'skii, I.O. Lyubimova, O.I. Lyubimov. Appl. Phys. Lett. **67**, 3, 419 (1995).
- [21] H. Fischer, Y.-H. Kao. Solid State Commun. **7**, 275 (1969).
- [22] B. Placaic, P. Mathieu, Y. Simon, E.B. Sonin, K.B. Traito. Phys. Rev. **B54**, 18, 13083 (1996).
- [23] J.R. Clem. In: Low Temperature Physics-LT-13 / Ed. K.D. Timmerhaus, W.J. O'Sullivan and E.F. Hammel. Plenum, N.Y. (1974). V. 3. P. 102.