

Микроволновый импеданс пленок высокотемпературного сверхпроводника $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ в магнитном поле

В.М. Пан¹, Д.А. Лужбин¹, А.А. Каленюк¹, А.Л. Касаткин¹, В.А. Комашко¹,
А.В. Величко², М. Ланкастер²

¹Институт металлофизики им. Г.В. Курдюмова НАН Украины
бульв. Акад. Вернадского, 36, г. Киев, 03142, Украина
E-mail: pan@imp.kiev.ua

²University of Birmingham, School of Electronic, Electrical and Computer Engineering, B15 2TT, UK

Статья поступила в редакцию 3 августа 2004 г.

Измерены температурные, полевые и мощностные (амплитудные) зависимости поверхностного импеданса квазиоднокристаллических пленок $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, полученных магнетронным распылением на сапфировые подложки с буферным подслоем CeO_2 . Измерения, проведенные с использованием методики копланарного резонатора на частоте 5,25 ГГц в слабом постоянном магнитном поле $0 < B < 12$ мТл в интервале температур $13 \text{ К} < T < 80 \text{ К}$, позволили получить зависимости поверхностного сопротивления и глубины проникновения от температуры и величины магнитного поля, а также выделить вклад абрикосовских вихрей в величину импеданса. Отдельно исследованы случаи замороженного магнитного поля и охлаждения в нулевом поле с последующим его включением при температурах ниже критической. Обнаружено существенное различие в поведении высокочастотного отклика вихрей в этих двух случаях. Линейный отклик вихрей рассмотрен в рамках теории Коффи–Клема и Брандта, нелинейный — в рамках модели критического состояния.

Виміряно температурні, польові і потужні (амплітудні) залежності поверхневого імпедансу квазіоднокристалічних плівок $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, отриманих магнетронним розпиленням на сапфірові підкладки з буферним підшаром CeO_2 . Виміри, які проведено з використанням методики копланарного резонатора на частоті 5,25 ГГц у слабкому постійному магнітному полі $0 < B < 12$ мТл в інтервалі температур $13 \text{ К} < T < 80 \text{ К}$, дозволили одержати залежності поверхневого опору і глибини проникнення від температури і величини магнітного поля, а також виділити внесок абрикосовських вихорів у величину імпедансу. Окремо досліджено випадки замороженого магнітного поля і охолодження у нульовому полі з наступним його включенням при температурах нижче критичної. Виявлено істотне розходження в поведінці високочастотного відгуку вихорів у цих двох випадках. Лінійний відгук вихорів розглянуто у рамках теорії Коффі–Клема та Брандта, нелінійний — у рамках моделі критичного стану.

PACS: 74.25.Nf, 74.25.Qt, 74.72.Bk

1. Введение

Открытие высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) [1] в значительной мере возобновило интерес к исследованию высокочастотных свойств сверхпроводящих материалов. Наряду с возможностью исследования фундаментальных физических

свойств этих материалов многообещающим является возможное использование ВТСП компонентов в различных пассивных и активных устройствах СВЧ техники [2,3]. С точки зрения практического использования главным преимуществом ВТСП материалов является их весьма малое поверхностное сопротивление (по сравнению с чистыми Au, Ag или Cu) при температурах ниже азотных и низкий уровень тепловых шумов, что позволит в перспективе

создавать работающие при азотных температурах коммерческие микроволновые устройства с уникально высокими чувствительностью и избирательностью, а также с предельно малыми потерями.

Исследования таких фундаментальных свойств ВТСП материалов, как симметрия сверхпроводящего параметра порядка, характеристики сверхтекучего электронного конденсата, а также их взаимосвязь со стехиометрией, дефектной и примесной структурой ВТСП до настоящего времени составляют предмет значительного интереса [4]. Так как все известные ВТСП материалы являются сверхпроводниками второго рода с очень низким значением первого критического поля ($\sim 10^{-2}$ Тл для массивных сверхпроводников), то при измерениях даже в сравнительно малых магнитных полях необходим учет влияния вихревого ансамбля на СВЧ свойства ВТСП. Разнообразие кристаллических структур различных соединений ВТСП, высокие рабочие температуры и многообразие различных фазовых состояний вихревого ансамбля в ВТСП материалах [5,6] привело к тому, что исследование свойств смешанного состояния (вихревой материи) [5–9] и, в частности, высокочастотного отклика абрикосовских вихрей [10–26] выделилось в отдельное направление физики сверхпроводимости.

Исследования микроволновых свойств ВТСП материалов могут быть условно разделены на две области: в отсутствие постоянного магнитного поля и в его присутствии. В первом случае для микроволнового отклика (поверхностного импеданса) сверхпроводника доминирующими являются внутренние электронные свойства и факторы их определяющие (наличие дефектов различного вида и размерности, джозефсоновских слабых связей, анизотропия, параметры сверхпроводящего конденсата, время рассеяния квазичастиц и т.д.) [4]; в то же время во втором случае существенными являются эффекты, связанные с наличием вихрей в объеме сверхпроводника (крип потока, упругие свойства вихревого ансамбля, пиннинг вихрей на различных дефектах, термоактивированное движение вихрей, фазовые переходы в вихревом ансамбле и пр.) [7]. Высокочастотный отклик сверхпроводников, в свою очередь, может быть также разделен на линейный и нелинейный, исследования которых проводятся различными экспериментальными методами. Описание этих методов можно найти в [4,27–30].

Исследованию высокочастотного отклика сверхпроводников в линейном режиме (когда отклик сверхпроводника не зависит от амплитуды высокочастотного поля) в магнитном поле $B > B_{c1}$ посвящено множество экспериментальных [10–19] и теоретических [20–26,31] работ, где показано, что

линейный отклик сверхпроводника может быть достаточно полно объяснен в рамках феноменологической теории, учитывающей высокочастотную динамику вихрей [20–26,31], а наличие вихревой среды приводит к модификации эффективного сопротивления сверхпроводника по переменному току, которое становится функцией магнитной индукции в сверхпроводнике (т.е. концентрации вихрей), а также температуры и частоты СВЧ поля: $\rho_{ac} = \rho_{ac}(B, T, \omega)$. Вид зависимости $\rho_{ac}(B, T, \omega)$ при этом определяется конкретными свойствами вихревого ансамбля: его фазовым состоянием, видом пиннинга, наличием крипа и пр. Поверхностный импеданс определяется через модифицированное сопротивление обычным образом [20]: $Z_s = R_s + iX_s = \sqrt{i\omega\mu_0\rho_{ac}}$. Было показано, что в случае однородной упорядоченной вихревой решетки (которая может быть получена при охлаждении сверхпроводника в постоянном однородном магнитном поле — режим field cooling, FC) удельное сопротивление объемного сверхпроводника может быть представлено в виде [23,24]

$$\rho_{ac} = i\omega\mu_0\lambda^2 + \rho_{TAFF} \frac{1 + i\omega\tau}{1 + i\omega\tau_0}, \quad (1)$$

где λ — лондоновская глубина проникновения, $\rho_{TAFF} = \rho_{FF}\tau_0/\tau \approx \rho_{FF} \exp(-U_p/k_B T)$, ρ_{TAFF} — сопротивление в режиме термоактивированного течения потока, ρ_{FF} — сопротивление в режиме вязкого течения потока, $\tau_0 = \eta/\alpha_L$ — характерное время релаксации для запиннигованной вихревой решетки, $\tau \approx \tau_0 \exp(U_p/k_B T)$ — постоянная времени для процессов термоактивированного крипа вихрей, U_p — энергия активации запиннигованных вихрей (глубина ямы потенциала пиннинга), α_L — параметр Лабуша, характеризующий жесткость пиннинга: $\alpha_L \approx 2U_p/r_p^2$ (r_p — характерный размер потенциальной ямы $U_p(r)$), η — коэффициент вязкости для движущихся вихрей. Величины α_L , η (в расчете на единицу длины одного вихря) зависят от температуры [10,14], а в достаточно больших полях ($B \geq 0,1$ Тл) также и от величины приложенного магнитного поля [14]. В рамках предложенных феноменологических моделей конкретные температурные и полевые зависимости величин U_p , α_L и η определяются либо экспериментально, как подгоночные параметры, либо берутся из соответствующих микроскопических теорий. Таким образом, в частности, можно учесть также различный вид симметрии сверхпроводящего параметра порядка [11].

Можно показать, что следствием выражения (1) являются следующие зависимости для поверхност-

ного сопротивления при низких температурах в слабых магнитных полях:

$$\Delta R_s = R_s(B) - R_s(0) \cong \frac{B\Phi_0}{2\lambda\alpha_L} \frac{\omega^2}{\omega_0(1 + (\omega/\omega_0)^2)}, \quad (2)$$

где $\omega_0 = \tau_0^{-1}$ и для ВТСП лежит в диапазоне $10^{10} - 10^{12} \text{ с}^{-1}$ [10]. Учет дополнительных эффектов (в частности, поверхностного пиннинга, поверхностного барьера, гироскопических и размерных эффектов, наличия нормальных квазичастиц, конечных размеров сверхпроводящего образца и пр. [25,32–35]) приводит к модификации выражения (1), что, соответственно, влечет изменения полевой, частотной и температурной зависимостей поверхностного сопротивления по сравнению с (2).

Таким образом, путем сравнения теоретических зависимостей $\rho_{ac}(B)$ с экспериментальными данными можно, в принципе, определить как характеристики вихревого ансамбля, так и внутренние параметры сверхпроводящего материала. В частности, полученная в результате измерений мнимой части поверхностного импеданса температурная зависимость лондоновской глубины проникновения $\lambda(T)$ в ряде экспериментов [16,19] согласуется с двухжидкостной моделью $\lambda(T) = \lambda_0 [1 - (T/T_c)^n]^{-1/2}$ с $n = 4$; в ряде других экспериментов наилучшее согласование с экспериментальными данными получено для значений n в диапазоне $1,4 \leq n \leq 2,45$ [12,36].

При использовании других режимов измерений, в частности, режима охлаждения в нулевом магнитном поле с последующим его включением (zero field cooling, ZFC), пространственное распределение вихрей становится существенно неоднородным, что дополнительно приводит к пространственной неоднородности удельного высокочастотного сопротивления: $\rho_{ac} = \rho_{ac}(B(\mathbf{r}))$. Одним из следствий неоднородного распределения вихрей является гистерезис зависимости $Z_s(B)$ при циклировании постоянного магнитного поля [15]. Применение модели критического состояния для описания неоднородного вихревого ансамбля, создаваемого магнитным полем в ZFC экспериментах [37,38], позволяет извлечь из высокочастотных измерений такие транспортные характеристики сверхпроводника, как плотность критического тока и его температурную и полевую зависимости $J_c(T, B)$.

Исследования нелинейных высокочастотных свойств ВТСП материалов (зависимости отклика от величины приложенного сигнала) имеет как фундаментальное, так и сугубо прикладное значение, так как широкое практическое использование ВТСП материалов в СВЧ технике в первую очередь ограниче-

но их нелинейными свойствами. Несмотря на значительное число как экспериментальных [39–45], так и теоретических работ [31,46–49], посвященных исследованию нелинейного отклика сверхпроводников, на сегодняшний день нет однозначного понимания механизмов и причин, приводящих к нелинейному отклику. Вероятными причинами нелинейностей считаются существование слабых связей, распаривание носителей сверхтока, генерация вихрей внешним высокочастотным полем, наличие крипа потока, локальный перегрев при больших мощностях внешнего тока и другие механизмы, которые в свою очередь могут зависеть от наличия примесей, дефектов кристаллической решетки и содержания кислорода, механической обработки образца и прочих факторов [27]. Как правило, в эксперименте наблюдается квадратичная (по величине переменного магнитного поля H_{ac}) зависимость величин $R_s(H_{ac})$ и $X_s(H_{ac})$ при сравнительно малых амплитудах высокочастотного поля; при возрастании амплитуды поля показатель степени увеличивается. Величины $R_s(H_{ac})$ и $X_s(H_{ac})$ в ряде случаев проявляют коррелированное поведение (т.е. имеют одинаковый вид зависимости по H_{ac}), однако для ряда образцов наблюдались некоррелированные зависимости [27]. В ряде экспериментов наблюдался также «аномальный нелинейный отклик», при котором величина Z_s (R_s или X_s , а иногда R_s и X_s одновременно) уменьшалась с ростом амплитуды переменного поля [39]. Такое поведение пока еще не имеет общепринятого объяснения. Более подробный обзор возможных причин и механизмов нелинейностей ВТСП пленок приведен в [27].

Настоящая работа посвящена изучению динамических свойств смешанного состояния в высокосовершенных квазиоднокристаллических пленках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (YBCO) в СВЧ диапазоне. Эксперименты проведены с использованием копланарного резонатора [28,29], изготовленного из исследуемых пленок YBCO, на частоте 5,25 ГГц, в диапазоне температур $13 \text{ K} < T < 80 \text{ K}$ в присутствии перпендикулярного внешнего постоянного магнитного поля $0 < B < 12,63 \text{ мТл}$. Исследованы линейный и нелинейный отклики пленки YBCO в FC и ZFC режимах. Представлены результаты исследования температурных, полевых и мощностных (амплитудных) зависимостей поверхностного импеданса (действительной и мнимой части) пленок YBCO. Для теоретического описания использована феноменологическая модель [21–24] с целью объяснения особенностей отклика в линейном режиме в FC и ZFC экспериментах, причем учет неоднородного распределения вихрей в ZFC режиме выполнен в рамках модели критического состояния [37,38]. Для описа-

ния отклика в нелинейном режиме использована модель критического состояния, обобщенная на случай переменного поля [48,49].

В настоящей работе при анализе режима линейного отклика на микроволновое поле (в дополнение к тому, что было сделано в работах [10–19]) проведено также исследование влияния однородности статического распределения вихрей по ширине пленки на ее СВЧ свойства в смешанном состоянии. Показано существенное различие отклика в FC и ZFC режимах. Действительно, в режиме FC, когда статическое распределение вихрей в пленке можно считать относительно однородным по ее ширине, в линейном (по амплитуде микроволнового поля H_{ac}) случае наблюдается линейная по величине постоянного поля добавка B к поверхностному импедансу, связанная с вкладом колеблющихся вихрей, что согласуется с теорией линейного отклика вихрей на переменное поле [21–24] (ср. с выражением (2)). В ZFC режиме вихревая добавка к импедансу оказывается неоднозначной функцией приложенного постоянного магнитного поля — при циклировании магнитного поля от 0 до B_{max} (12,63 мТл) и обратно наблюдается гистерезис зависимости $R_s(B)$. При достаточно больших амплитудах переменного поля ($H_{ac} > 5,2$ кА/м, в нулевом внешнем магнитном поле) исследован нелинейный отклик как в нулевом постоянном поле, так и в режиме FC. Показано, что вхождению вихрей в образец препятствует барьер, для которого найдены полевые и температурные зависимости. Применение модели критического состояния, обобщенной на случай переменного поля [48,49], позволило рассчитать плотность критического тока J_c . Найденные зависимости $J_c(T)$ находятся в хорошем соответствии с данными, полученными из транспортных измерений, измерений динамической магнитной восприимчивости, а также намагниченности СКВИД магнитометром [50–53].

2. Методика эксперимента

В экспериментах для измерения поверхностного импеданса были использованы тонкие пленки YBCO с критической температурой $T_c \approx 90$ К, осажденные с помощью несоосного магнетронного распыления на постоянном токе на монокристаллическую сапфировую подложку (r -срез) с буферным слоем из CeO_2 толщиной 25 нм. Осаждение YBCO проводили при температуре подложки 740 °С [52]. Пленки исследовали методами высокоразрешающей электронной микроскопии, атомной силовой микроскопии и низкочастотными магнитными (индукционными) методами, в которых изучали динамическую магнитную восприимчивость в низкочастотном переменном поле с определением действительной

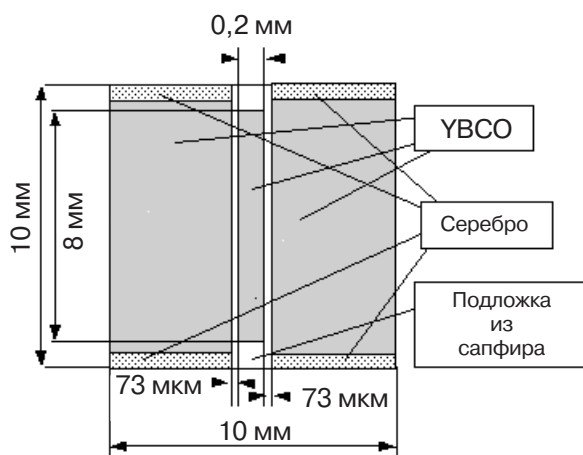


Рис. 1. Топология копланарного резонатора.

и мнимой ее части при изменении температуры, амплитуды переменного магнитного поля и напряженности приложенного постоянного внешнего магнитного поля. Результаты исследований показали высокую степень совершенства и структурной однородности полученных пленок [51–54]. Плотность критического тока в пленках в отсутствие поля, определенная из независимых экспериментов [51,53], составляет $(2-3) \cdot 10^6$ А/см² при температуре $T \approx 77$ К.

Копланарные резонаторы, топология которых изображена на рис. 1, были изготовлены с помощью технологии ионного травления из пленок YBCO толщиной около 350 нм. После изготовления резонатора на его края так, как показано на рис. 1, была нанесена тонкая полоска серебра методом вакуумного напыления для обеспечения хорошего омического контакта между YBCO пленкой и «землей» (ground plane) подводящего микроволнового коаксиального кабеля. Затем этот резонатор помещали в медный держатель с антеннами связи (рис. 2). Серебряный контакт прижимался к ground plane через слой тонкой индиевой фольги.

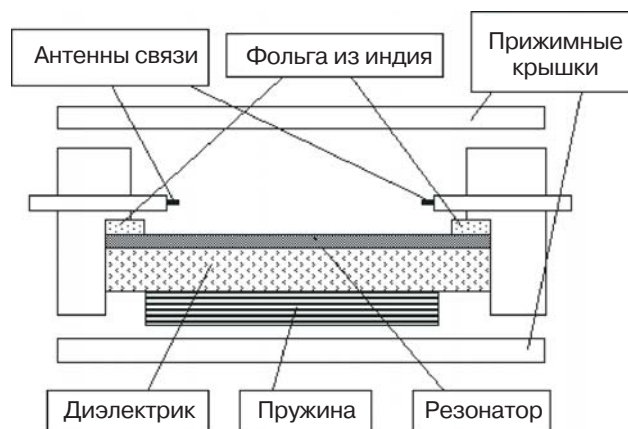


Рис. 2. Держатель резонатора с подвижными антеннами связи.

Для улучшения теплоотвода от резонатора и обеспечения электрического контакта между резонатором и «землей» к нижней стороне подложки с помощью пружины был прижат толстый плоский слой диэлектрика. Медный держатель с образцом помещали в криостат замкнутого цикла. При этом обеспечивалась возможность изменения температуры холодопровода в пределах от комнатной и вплоть до 12 К. Температуру измеряли на верхней и нижней части держателя; при достижении разности температур менее 0,5 К температура считалась достоверно установившейся и начинались измерения.

В экспериментах измеряли резонансную частоту f_0 , ширину резонансной кривой на уровне половинной мощности линии f_B , из которых определяли нагруженную добротность $Q_L = f_0/f_B$, а также изменение резонансной частоты с температурой: $\Delta f = f(T_0) - f(T)$, где T_0 — фиксированная температура, в нашем случае равная наименьшей температуре эксперимента 12 К. Из измеренных зависимостей извлекалась действительная и мнимая части поверхностного импеданса, R_s и X_s , а также глубина проникновения λ [28,29].

Магнитная система была выполнена в виде наружного съемного соленоида, создававшего внешнее постоянное перпендикулярное к образцу магнитное поле с величиной индукции до 12,63 мТл. При проведении измерений в нулевом внешнем магнитном поле соленоид снимался с криостата.

3. Результаты измерений

3.1. Линейный отклик в режиме замороженного магнитного поля

Температурные зависимости поверхностного сопротивления пленки YBCO в режиме FC представлены на рис. 3. Перед установлением нового значения магнитного поля резонатор нагревался до температуры выше T_c и затем вновь охлаждался до нужной температуры.

На приведенной зависимости (рис. 3) видно, что величина поверхностного сопротивления практически не зависит от величины замороженного поля вплоть до температуры ~ 45 К. С дальнейшим ростом температуры разница в значениях R_s , полученных при различных величинах магнитного поля, становится все более заметной. Изменение поверхностного сопротивления $\Delta R_s(B) = R_s(B) - R_s(0)$ прямо пропорционально величине замороженного магнитного потока (т.е. величине внешнего статического магнитного поля): $\Delta R_s(B) \propto B$, в полном согласии с (2). Непосредственная применимость выражений (1), (2) следует из допущения, что распределение статического магнитного потока в

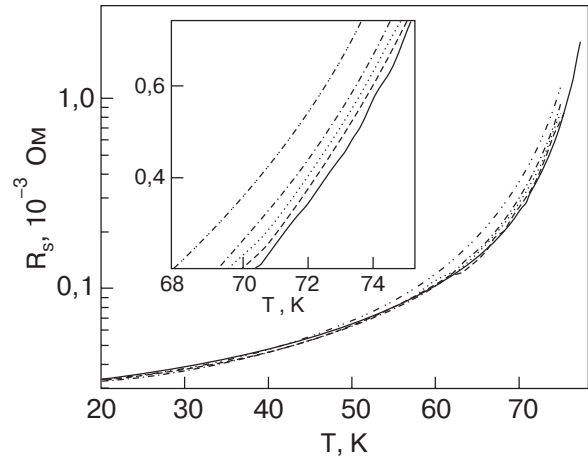


Рис. 3. Температурные зависимости импеданса пленки YBCO в режиме FC при различных величинах внешнего магнитного поля B , мТл: 0 (—); 1,58 (---); 3,16 (....); 6,32 (- · -); 12,63 (- · · -). На вставке — увеличенный участок для $68 \text{ K} < T < 75 \text{ K}$.

пленке в режиме FC считается приблизительно однородным. Полученную температурную зависимость можно объяснить следующим образом. Температурная зависимость поверхностного сопротивления определяется температурными зависимостями величин $\alpha_L(T)$, $\eta(T)$ и $\lambda(T)$, которые описываются следующими соотношениями [10]:

$$\alpha_L(t) = \alpha_L(0)(1-t)^{4/3}(1+t)^2 \exp(-3,14t),$$

$$\text{где } \alpha_L(0) = 3 \cdot 10^5 \text{ Н/м}^2,$$

$$\eta(t) = \eta(0)(1-t^2)/(1+t^2),$$

$$\text{где } \eta(0) = 1,2 \cdot 10^{-6} \text{ Нс/м}^2, t = T / T_c.$$

Зависимость $\lambda(T)$ описывается соотношением (3). Влияние конечной толщины пленки учтено соотношением: $Z_s(d) = Z_s \text{cth}(i\omega\mu_0 d/Z_s)$, Z_s — поверхностный импеданс массивного сверхпроводника [12,27].

На рис. 4. показаны теоретическая и экспериментальная (рассчитанная на основании экспериментальных данных, изображенных на рис. 3) зависимости поверхностного сопротивления в магнитном поле, следующие из указанных температурных зависимостей $\lambda(T)$, $\alpha_L(T)$ и $\eta(T)$. Достаточно хорошее согласие теории и эксперимента свидетельствует о том, что температурная зависимость поверхностного сопротивления пленок в магнитном поле определяется температурными зависимостями величин $\lambda(T)$, $\alpha_L(T)$ и $\eta(T)$ (неполное совпадение кривых на рис. 4 объясняется, по-видимому, эмпирическим характером использованных зависимостей $\alpha_L(T)$ и $\eta(T)$, которые могут варьироваться в зависимости от дефектной структуры пленок). На-

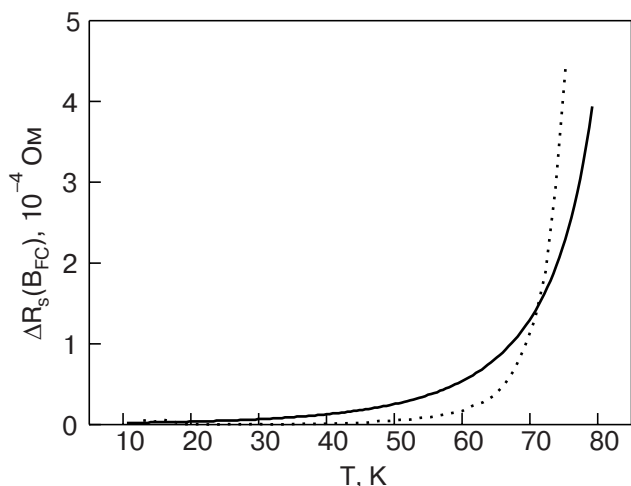


Рис. 4. Теоретическая (—) и экспериментальная (⋯) зависимости $\Delta R_s(B) = R_s(B) - R_s(0)$ в поле $B_{FC} = 12,63$ мТл.

блюдаемый экспериментально нуль $\Delta R_s(T \leq 45$ К, рис. 3) определяется чувствительностью измерительной установки.

Полученная экспериментально температурная зависимость глубины проникновения $\lambda(T)$ хорошо аппроксимируется выражением

$$\lambda(T) = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - t^n}} \quad (3)$$

с показателем $n \cong 2$, что согласуется с данными других экспериментальных работ [12,16,36]. В (3) λ_0 — глубина проникновения магнитного поля при $T = 0$, равная 238 нм.

В ходе эксперимента в режиме FC не было обнаружено зависимости величины λ от H .

3.2. Линейный отклик в режиме охлаждения в нулевом поле

Зависимости поверхностного сопротивления пленок YBCO в режиме ZFC, полученные для четырех различных фиксированных температур: 13, 20, 35 и 50 К представлены на рис. 5. Режим ZFC обеспечивался путем охлаждения резонатора в нулевом внешнем магнитном поле. После достижения заданной температуры внешнее магнитное поле увеличивалось от 0 до $B_{max} = 12$ мТл с фиксированным шагом. После достижения B_{max} внешнее магнитное поле снова пошагово уменьшалось до нулевого значения. После каждой серии измерений при заданной температуре проводили нагрев резонатора до температуры большей, чем T_c и затем охлаждение в нулевом поле до заданной температуры.

На рис. 5 видно, что зависимости поверхностного сопротивления от внешнего магнитного поля имеют гистерезисный характер. Первоначально R_s быстро

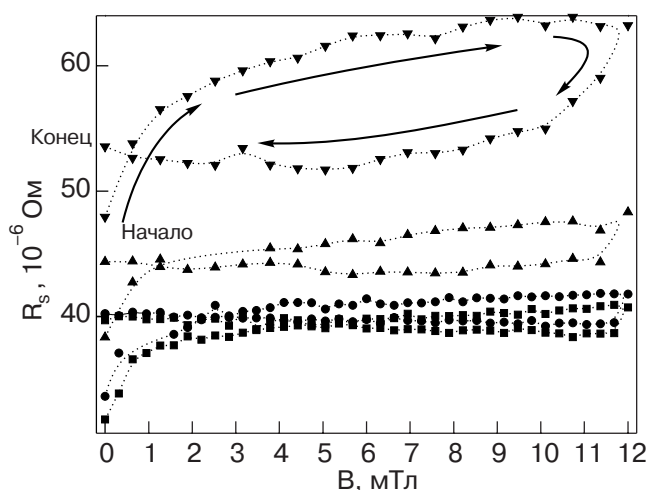


Рис. 5. Зависимость поверхностного сопротивления пленок YBCO в режиме ZFC для T , К: 13 (■), 20 (●), 35 (▲) и 50 (▼).

нарастает с увеличением напряженности внешнего приложенного магнитного поля. Затем зависимость $R_s(B)$ плавно переходит практически к линейному ходу, где R_s тем слабее зависит от поля B , чем ниже температура. После достижения максимального значения внешнего магнитного поля в данном цикле в самом начале понижения B величина R_s быстро падает и в дальнейшем проявляет слабую полевую зависимость вплоть до $B = 0$. Значение R_s в начальной точке каждого цикла измерений (начало) и в конечной точке (конец) не совпадают: начальное значение R_s оказывается на 10–12 мкОм ниже конечного.

В ZFC экспериментах распределение вихрей в пленке существенно неоднородно и для низких температур может быть описано моделью критического состояния [37,38] (предполагается, что микроволновой ток при этом не разрушает критического состояния).

На рис. 6 показан вид профилей магнитного потока в пленке, образующегося при увеличении внешнего магнитного поля B от 0 до некоторого максимального значения B_{max} и последующего уменьшения B опять до 0, следующий из модели критического состояния [37,38]. При таком циклировании внешнего поля в пленке остается захваченный неоднородный магнитный поток, что, как уже упоминалось, приводит к локальным изменениям высокочастотных свойств материала, в частности, к зависимости микроволнового удельного сопротивления течения вихрей от координаты y и, соответственно, к координатной зависимости локального поверхностного сопротивления $R_{loc}(y) = \sqrt{\omega \mu_0 \rho_{ac}(y)}/2$.

С учетом неоднородности распределения высокочастотного тока по ширине пленки, показанной на рис. 6 (и, соответственно, высокочастотного поля

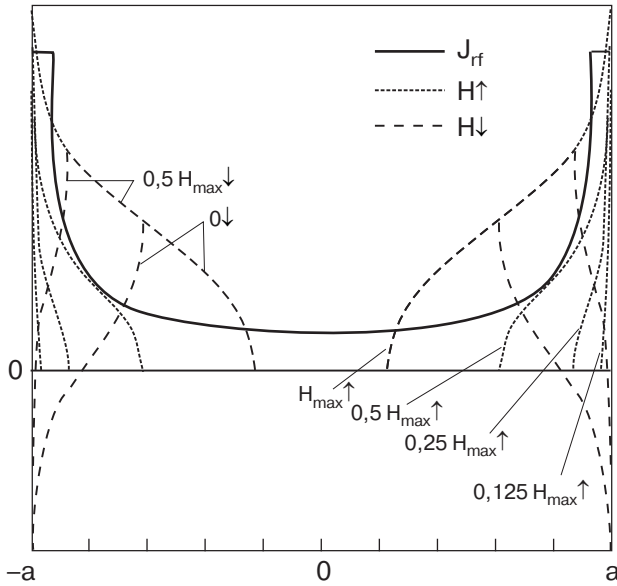


Рис. 6. Проникновение магнитного потока в сверхпроводящую пленку шириной $2a$ при росте и последующем уменьшении внешнего магнитного поля в модели критического состояния [37,38] (---); распределение высокочастотного тока по ширине пленки [28,29] (—).

$H_{ac}(y)$), выражение для интегрального поверхностного сопротивления в этом случае можно записать в виде [55]

$$R_s = \frac{\int_{-a}^a R_{loc}(y) H_{ac}^2(y) dy}{\int_{-a}^a H_{ac}^2(y) dy}, \quad (4)$$

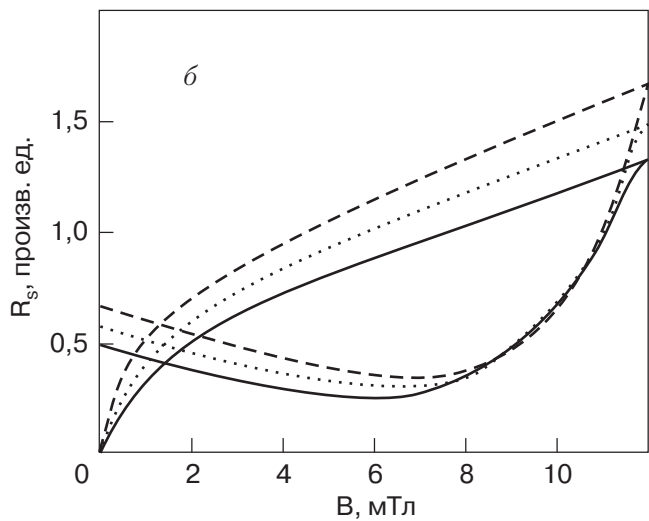
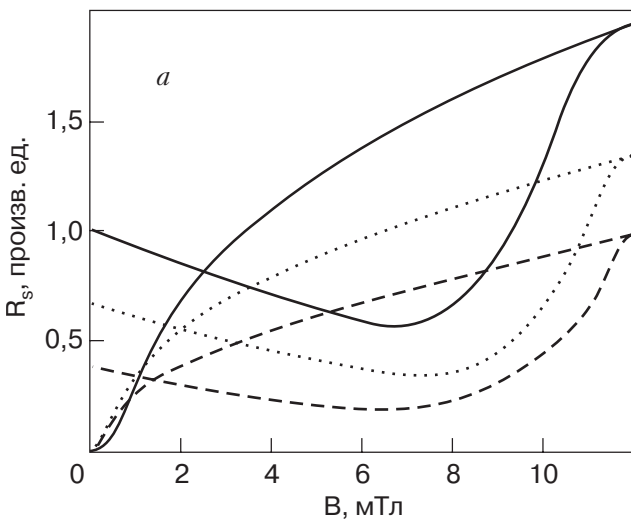


Рис. 7. Гистерезис поверхностного сопротивления при циклировании магнитного поля от 0 до $B_{max} = 12$ мТл, полученный из теории линейного отклика критического состояния пленки при следующих использованных в расчете величинах: $\lambda_0 = 250$ нм; $J_c = 1 \cdot 10^7$ (—), $5 \cdot 10^6$ (.....), $2,5 \cdot 10^6$ (- - -) $A \cdot cm^{-2}$ (а); $J_c = 2,5 \cdot 10^6$ $A \cdot cm^{-2}$, $\lambda_0 = 500$ (—), 250 (.....); 125 нм (- - -) (б).

где $H_{ac}(y)$ — тангенциальная компонента микроволнового высокочастотного поля на поверхности пленки; $2a$ — ширина пленки. Используя явный вид выражений для $B(y)$ и $H_{ac}(y)$ [37,38], по формуле (4) была рассчитана полевая зависимость поверхностного сопротивления в ZFC экспериментах, которая носит гистерезисный характер, аналогичный представленному на рис. 5. Полученная зависимость показана на рис. 7.

3.3. Нелинейный отклик в режиме замороженного магнитного поля

При достаточно больших амплитудах переменного поля (в наших экспериментах при $H_{ac} > 5,2$ $kA \cdot m^{-1}$ в нулевом внешнем магнитном поле) отклик сверхпроводящих пленок становится нелинейным: поверхностное сопротивление возрастает с увеличением амплитуды высокочастотного поля H_{ac} . Как уже упоминалось, к нелинейности подобного рода могут приводить самые разнообразные факторы. Однако используемая методика копланарного резонатора позволяет считать один из них, а именно механизм вхождения вихрей, генерируемых внешним высокочастотным полем, через края образца, наиболее предпочтительным. Действительно, как показывает расчет [11,12], плотность микроволнового тока вблизи краев пленки существенно превышает среднюю плотность тока в резонаторе (в первом приближении плотность тока на краях характеризуется корневой расходимостью). Таким образом, даже при относительно малых уровнях входного сигнала поле на краях образца превышает критическое поле зарождения вихрей, которые затем движутся под действием микроволнового тока вглубь резонатора.

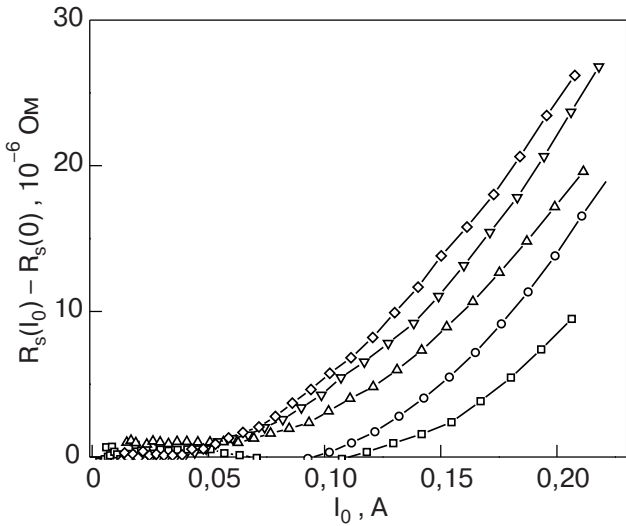


Рис. 8. Зависимость R_s от амплитуды микроволнового тока при фиксированной $T = 20$ К для различных значений магнитного поля B_{FC} , мТл: 0 (\square), 1,58 (\circ), 3,16 (∇), 6,32 (\triangle), 12,63 (\diamond).

Поскольку плотность генерируемых вихрей зависит от амплитуды микроволнового сигнала, это естественным образом приводит к нелинейности рассматриваемого типа.

Измерена серия зависимостей $R_s(T, H_{ac}, B_{FC})$ для образцов, охлажденных в постоянном магнитном поле $B_{FC} = 0, 1,58, 3,16, 6,32$ и $12,63$ мТл для температур $T = 13, 20, 35$ и 50 К.

На рис. 8 представлены зависимости поверхностного сопротивления копланарного резонатора от величины переменного магнитного поля, полученные при температуре $T = 20$ К для различных значений величины B_{FC} . На рис. 9 изображены аналогичные

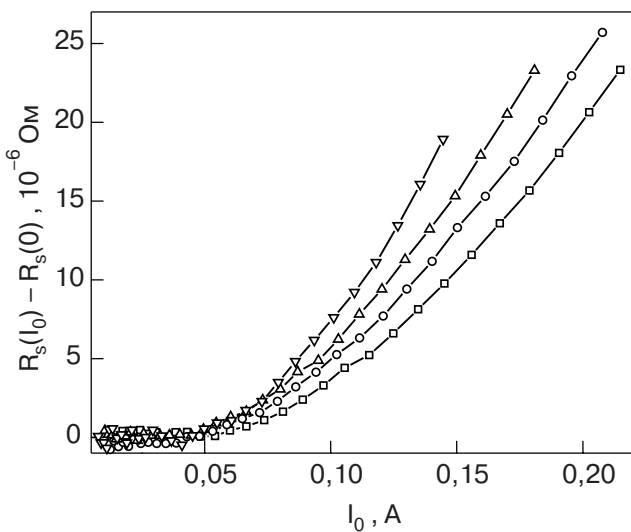


Рис. 9. Зависимость R_s от амплитуды микроволнового тока при фиксированном магнитном поле $B_{FC} = 12,63$ мТл для различных T , К: 13 (\square), 20 (\circ), 35 (\triangle), 50 (∇).

зависимости для резонатора, охлажденного в поле $B_{FC} = 12,63$ мТл, для различных значений температуры. Характерной особенностью обеих зависимостей является наличие линейного участка, на котором R_s не зависит от амплитуды переменного поля, и нелинейного, на котором поверхностное сопротивление хорошо аппроксимируется зависимостью $R_s \propto H_{ac}^2$.

Наличие на зависимостях $R_s(T, H_{ac}, B_{FC})$ линейного участка свидетельствует о наличии краевого барьера, благодаря которому вхождение вихрей начинается с полей, превосходящих некоторое критическое: $H_{ac} \geq H_b$. Будем характеризовать барьер током I_b ; соответственно, вхождение вихрей через края пленки начинается при значениях микроволнового тока на краях образца, больших I_b .

Для теоретического описания полученных данных используем модель критического состояния развитую в [37,38]. При достижении величины тока на границе пленки порядка критической (J_c) в пленку через границу начинают входить вихри Абрикосова и на границе пленки возникает область $b < |x| < a$, в которой протекает ток с плотностью $J = J_c$; при дальнейшем увеличении тока эта область расширяется к центру пленки. Детальные выражения для распределения токов и полей в пленке и их зависимость от величины поля B_{FC} могут быть найдены в [37,38].

Для дальнейших расчетов будем использовать амплитуду микроволнового тока I_0 в резонаторе, определяемую соотношением [28,29]

$$I_0 = \sqrt{\frac{4P_{in}Q_L S_{21}}{q\pi Z_0}}, \quad (5)$$

где $S_{21} = 10^{20}$, I_L – измеренные потери связи, Q_L – нагруженная добротность, измеренная по половине ширины резонансной кривой, P_{in} – входящая микроволновая мощность с учетом потерь в подводящей линии, q – номер резонансной моды ($q = 1$), Z_0 – волновое сопротивление резонатора ($Z_0 = 50$ Ом).

Микроволновой отклик критического состояния с учетом барьера и неравномерного (по длине резонатора) распределения микроволнового тока описывается интегральным соотношением [41,49]:

$$R_s = \frac{8f\mu_0 a}{\pi} \frac{\int_{z_1}^{z_2} F(xg(z)) dz}{x^2 \int_{z_1}^{z_2} g^2(z) dz}, \quad (6)$$

где функция $F(x)$ описывает гистерезисные потери на вход – выход вихрей, $g(z)$ – распределение мик-

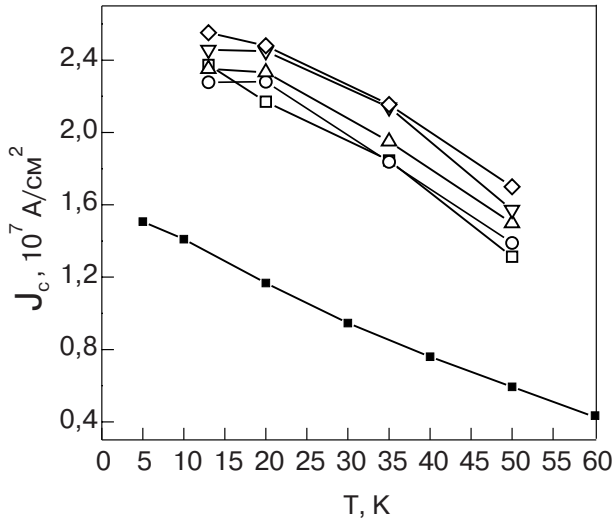


Рис. 10. Зависимость величины критического тока J_c от температуры, полученная на основе модели критического состояния при B , мТл: 0 (\square), 1,58 (\circ), 3,16 (\triangle), 6,32 (∇), 12,63 (\diamond). Нижняя кривая получена методом измерения намагниченности с помощью СКВИД магнитометра на эквивалентной пленке [51,53].

роволнового тока вдоль длины резонатора. В наших экспериментах резонатор использовался на основной моде колебаний (полуволновой режим), для которого при отсутствии гистерезиса

$$g(z) = \sin(\pi z/l).$$

$$\text{В (6) } F(x) = (1-x) \ln(1-x) + (1+x) \ln(1+x) - x^2,$$

$$x = (I_0 - I_b)/I_{\max}, \quad I_{\max} = 2aJ_c,$$

$$g(z) = (I_0 \sin(\pi z/l) - I_b)/(I_0 - I_b),$$

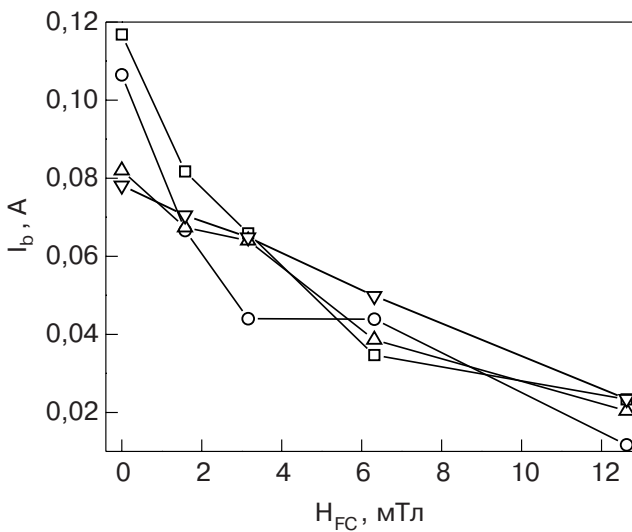


Рис. 11. Зависимость величины барьера I_b от замороженного в образце поля B_{FC} при T , К: 13 (\square), 20 (\circ), 35 (\triangle), 50 (∇).

$$z_1 = l \arcsin(I_b/I_0)/\pi,$$

$$z_2 = l(\pi - \arcsin(I_b/I_0))/\pi,$$

l — длина резонатора. Из (6) следует наблюдаемая в эксперименте зависимость $R_s(I_0) \propto (I_0 - I_b)^2$.

Рассчитанные из измеренных зависимостей (рис. 8 и 9), согласно (6), величины $I_b(T)$, $I_b(B_{FC})$ и $J_c(T)$ изображены на рис. 10–12. На рис. 10 видно, что полученная таким образом величина критического тока несколько больше, чем ее значения, полученные прямым методом транспортных измерений, а также методом измерения намагниченности с помощью СКВИД магнитометра [51–53]. Это может быть связано в первую очередь с тем, что модель критического состояния [37,38] применима в чистом виде в квазистатическом случае в полосковой (а не копланарной) геометрии. Кроме того, для использования ее в микроволновой области необходимо учитывать реальное (т.е. вязкое) движение вихревой решетки, а также инерционные свойства вихрей; тем не менее достаточно хорошее совпадение величин критического тока, полученного из разных экспериментов, свидетельствует, что нелинейный отклик сверхпроводящего резонатора действительно вызван вихрями, генерируемыми микроволновым полем, отклик которых может быть описан моделью критического состояния, по меньшей мере, для качественной оценки описываемого явления.

Видно, что в общем случае ток барьера не равен критическому (рис. 10–12), что оправдывает его введение как независимого от J_c параметра. Изображенные на рис. 11 зависимости могут быть связаны, по-видимому, с уменьшением эффективной кривизны края сверхпроводящей пленки в присут-

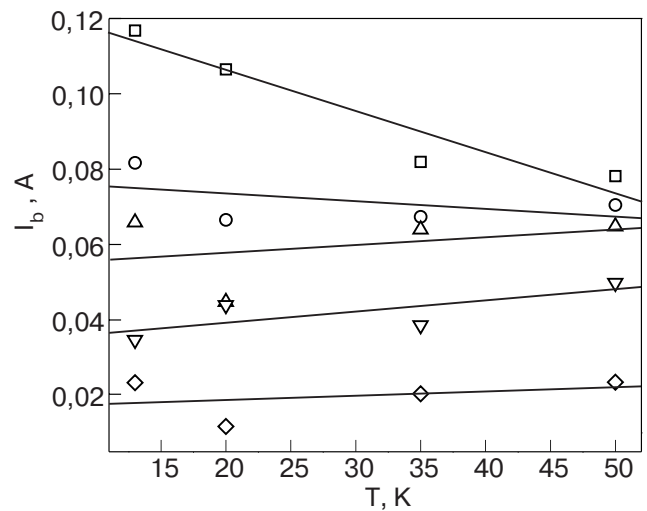


Рис. 12. Температурная зависимость величины барьера при B_{FC} , мТл: 0 (\square), 1,58 (\circ), 3,16 (\triangle), 6,32 (∇), 12,63 (\diamond).

ствии магнитного поля за счет изгиба вихрей вблизи краев резонатора, что приводит к уменьшению барьера [56]. Более слабая температурная зависимость тока барьера в присутствии магнитного поля по сравнению с экспериментами в отсутствие постоянного поля (рис. 12) в этом случае объясняется за счет различной природы барьера в обоих случаях: в отсутствие поля барьер определяется температурной зависимостью плотности критического тока, а при наличии магнитного поля — геометрией образца и слабо зависит от температуры [56].

Выводы

Найдены температурные и полевые зависимости поверхностного импеданса и глубины проникновения магнитного поля монокристаллических пленок YBCO на частоте 5,25 ГГц в линейном и нелинейном режимах. Выделен вклад осциллирующих в высокочастотном поле абрикосовских вихрей в поверхностное сопротивление в смешанном состоянии пленки. Показано существование различия между СВЧ откликом однородно и неоднородно распределенных вихрей, измеренным в FC и ZFC экспериментах и предложено описание наблюдаемых зависимостей в рамках теории линейного высокочастотного отклика вихрей с привлечением модели критического состояния для учета неоднородного по ширине пленки распределения замороженных (захваченных) вихрей для случая ZFC экспериментов. Показано, что теория линейного отклика в смешанном состоянии [25–28] хорошо описывает наблюдаемые зависимости; гистерезисная часть, полученная в режиме ZFC, может быть объяснена не выходя за рамки модели критического состояния [37,38]. Нелинейный отклик резонатора может быть также описан в рамках теории критического состояния для вхождения вихрей, генерируемых высокочастотным полем, модифицированной с учетом барьера, препятствующего вхождению вихрей и неоднородного распределения микроволнового поля вдоль длины образца [41,49]. Нелинейная часть поверхностного сопротивления характеризуется барьером, препятствующим входу вихрей в пленку. В рамках используемой модели определены полевые и температурные зависимости величины барьера, которые не совпадают с аналогичными зависимостями критического тока. Показано, что полученные в рамках этого подхода значения критического тока характеризуются такой же температурной зависимостью, как и значения, определенные на эквивалентных пленках методом СКВИД магнитометрии. Сделано заключение, что в рассматриваемой геометрии (копланарный резонатор) преобладающим механизмом микроволновой нелинейности является генерация и движение

вихрей Абрикосова под действием микроволнового поля.

Авторы выражают признательность А.В. Семенову за стимулирующие дискуссии в процессе обработки экспериментальных данных. Один из авторов (Д.А. Лужбин) благодарен за поддержку, оказанную ему INTAS Young Scientist Fellowship (грант No.03–55–2036).

1. J.G. Bednorz and K.A. Müller, *Z. Phys.* **B64**, 189 (1986).
2. J.M. Rowell, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **9**, 2837 (1999)
3. A.I. Braginski, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **9**, 2825 (1999)
4. М.Р. Трунин, *УФН* **168**, 931 (1998).
5. G. Blatter, M.V. Feigel'man, V.B. Geshkenbein, A.I. Larkin, and V.M. Vinokur, *Rev. Mod. Phys.* **66**, 1125 (1994).
6. P. Chaddah and S.B. Roy, *Current Science* **80**, 1036 (2001) (*cond-mat/0005311*).
7. E.H. Brandt, *Rep. Prog. Phys.* **58**, 1465 (1995).
8. T. Giamarchi and S. Bhattacharya, *cond-mat/0111052*.
9. Y. Yeshurun, A.P. Malozemoff, and A. Shaulov, *Rev. Mod. Phys.* **68**, 911 (1996).
10. M. Golosovsky, M. Tsindlekht, and D. Davidov, *Supercond. Sci. Technol.* **9**, 1 (1996).
11. E. Silva, R. Fastampa, M. Giura, R. Marcon, D. Neri, and S. Sarti, *Supercond. Sci. Technol.* **13**, 1186 (2000).
12. M.I. Tsindlekht, E.B. Sonin, M.A. Golosovsky, D. Davidov, X. Castel, M. Guilloux-Viry, and A. Perrin, *Phys. Rev.* **B61**, 1596 (2000).
13. N. Belk, D.E. Oates, D.A. Feld, G. Dresselhaus, and M.S. Dresselhaus, *Phys. Rev.* **B53**, 3459 (1996).
14. I.S. Ghosh, L.F. Cohen, and J.C. Gallop, *Supercond. Sci. Technol.* **10**, 936 (1997).
15. B.A. Willemsen, J.S. Derov, and S. Sridhar, *Phys. Rev.* **B56**, 11989 (1997).
16. S. Revenaz, D.E. Oates, D. Labbe-Lavigne, G. Dresselhaus, and M.S. Dresselhaus, *Phys. Rev.* **B50**, 1178 (1994).
17. J.R. Powell, A. Porch, R.G. Humphreys, F. Wellhöfer, M.J. Lancaster, and C.E. Gough, *Phys. Rev.* **B57**, 5474 (1998).
18. V.A. Berezin, E.V. Il'ichev, V.A. Tulin, E.B. Sonin, A.K. Tagantsev, and K.B. Traito, *Phys. Rev.* **B49**, 4331 (1994).
19. M. Golosovsky, M. Tsindlekht, H. Chayet, and D. Davidov, *Phys. Rev.* **B50**, 470 (1994)
20. Л.П. Горьков, Н.Б. Копнин, *УФН* **116**, 413 (1975).
21. M.W. Coffey and J.R. Clem, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 386 (1991).
22. M.W. Coffey and J.R. Clem, *Phys. Rev.* **B48**, 342 (1993).
23. E.H. Brandt, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 2219 (1991).
24. E.H. Brandt, *Physica* **C195**, 1 (1992).

25. E.B. Sonin and K.B. Traito, *Phys. Rev.* **B50**, 13547 (1994).
26. B. Palacais, P. Mathieu, Y. Simon, E.B. Sonin, and K.B. Traito, *Phys. Rev.* **B54**, 13083 (1996).
27. A.V. Velichko and M.J. Lancaster, in: *Proc. of the 5th Intern. Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter, and Submillimeter Waves*, A. Kostenko (ed.), Kharkov, Ukraine (2004), p. 78.
28. M.J. Lancaster, *Passive Microwave Device Applications of High-Temperature Superconductors*, Cambridge University Press, United Kingdom (1997).
29. A. Porch, M.J. Lancaster, and R.G. Humphreys, *IEEE Trans. Microwave Theory Techn.* **43**, 306 (1995).
30. D.E. Oates, A.C. Anderson, D.M. Sheen, and S.M. Ali, *IEEE Trans. Microwave Theory Techn.* **39**, 1522 (1991).
31. C.J. van der Beek, V.B. Geshkenbein, and V.M. Vinokur, *Phys. Rev.* **B48**, 3393 (1993).
32. Д.А. Лужбин, А.Л. Касаткин, В.М. Пан, *ФНТ* **27**, 455 (2001).
33. Д.А. Лужбин, *ФНТ* **27**, 1232 (2001).
34. Н.В. Железина, Г.М. Максимова, *ФТТ* **43**, 1939 (2001).
35. A. Kasatkin and B. Rosenstein, *Phys. Rev.* **B60**, 14907 (1999).
36. И.Б. Вендик, Е.К. Гольман, С.В. Разумов, А.А. Свищев, А.В. Тумаркин, *Письма в ЖТФ* **23**, 79 (1997).
37. E.H. Brandt and M. Indenbom, *Phys. Rev.* **B48**, 12893 (1993).
38. E. Zeldov, J.R. Clem, M. McElfresh, and M. Darwin, *Phys. Rev.* **B49**, 9802 (1994).
39. A.V. Velichko, M.J. Lancaster, R.A. Chakalov, and F. Wellhofer, *Phys. Rev.* **B65**, 104522 (2002).
40. P.P. Nguyen, D.E. Oates, G. Dresselhaus, and M.S. Dresselhaus, *Phys. Rev.* **B48**, 6400 (1993).
41. P.P. Nguyen, D.E. Oates, G. Dresselhaus, M.S. Dresselhaus, and A.C. Anderson, *Phys. Rev.* **B51**, 6686 (1995).
42. N. Belk, D.E. Oates, D.A. Feld, G. Dresselhaus, and M.S. Dresselhaus, *Phys. Rev.* **B56**, 11966 (1997).
43. J.R. Powell, A. Porch, A.P. Kharel, M.J. Lancaster, R.G. Humphreys, F. Wellhöfer, and C.E. Gough, *J. Appl. Phys.* **86**, 2137 (1999).
44. A.P. Kharel, A.V. Velichko, J.W. Powell, A. Porch, M.J. Lancaster, and R.G. Humphreys, *Phys. Rev.* **B58**, 11189 (1998).
45. M.A. Hein, R.G. Humphreys, P.J. Hirst, S.H. Park, and D.E. Oates, *J. Supercond.* **16**, 895 (2003).
46. J. Halbritter, *J. Supercond.* **8**, 691 (1995).
47. A.V. Velichko and A. Porch, *Phys. Rev.* **B63**, 094512 (2001).
48. T. Dasgupta, D.P. Choudhury, and S. Sridhar, *cond-mat/9905063*.
49. S. Sridhar, *Appl. Phys. Lett.* **65**, 1054 (1994).
50. В.М. Пан, *Успехи физ. мет.* **1**, 49 (2000).
51. Yu.V. Fedotov, E.A. Pashitskii, S.M. Ryabchenko, A.V. Semenov, A.V. Pan, S.X. Dou, C.G. Tretiatchenko, V.A. Komashko, Yu.V. Cherpak, and V.M. Pan, *Physica* **C401**, 316 (2004).
52. V.A. Komashko, A.G. Popov, V.L. Svetchnikov, A.V. Pronin, V.S. Melnikov, A.Yu. Galkin, V.M. Pan, C.L. Snead, and M. Suenaga, *Supercond. Sci. Technol.* **13**, 209 (2000).
53. V.M. Pan, E.A. Pashitskii, S.M. Ryabchenko, V.A. Komashko, A.V. Pan, S.X. Dou, A.V. Semenov, C.G. Tretiatchenko, and Y.V. Fedotov, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **13**, 3714 (2003).
54. V.L. Svetchnikov, V.M. Pan, Ch. Traeholt, and H.W. Zandbergen, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **7**, 1396 (1997).
55. A.N. Reznik, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **7**, 1474 (1997).
56. E. Zeldov, A.I. Larkin, V.B. Geshkenbein, M. Konczykowski, D. Majer, B. Khaykovich, V.M. Vinokur, and H. Shtrikman, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 1428 (1994).

Microwave surface impedance of
high-temperature superconducting $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$
films in magnetic field

V.M. Pan, D.A. Luzhbin, O.A. Kalenyuk,
A.L. Kasatkin, V.A. Komashko, A.V. Velichko,
and M.J. Lancaster

The temperature, ac- and dc-field dependences of microwave surface impedance in superconducting perfect single-crystalline $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ films obtained by magnetron deposition on sapphire substrates buffered by CeO_2 , were measured by the coplanar resonator technique at frequency 5,25 GHz in the presence of applied weak dc magnetic field $0 < B < 12$ mT. The microwave measurements were performed within a temperature range $13 < T < 80$ K allowed us to obtain temperature and dc magnetic field dependences of surface resistance and penetration depth and to distinguish the contribution of oscillating Abrikosov vortices to the microwave response of the film. Besides, two kinds of experiments were performed in applied dc magnetic field B namely: field cooled and zero field cooled measurements. The experiments revealed a significant difference between microwave vortex responses for FC and ZFC regimes. The linear vortex response is discussed on the basis of Coffey–Clem’s and Brandt’s phenomenological theories of ac vortex response, the nonlinear one – on the basis of the critical-state theory.