Физика низких температур, 1995, т. 21, № 4, с. 397–404 УДК 537.311;538.945

Низкочастотные омические потери высокотемпературных сверхпроводников

В. М. Дмитриев[1,2], М. Н. Офицеров[1], Н. Н. Пренцлау[1]

[1] *Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины, Украина, 310164, Харьков, пр. Ленина 47*

[2] *International Laboratory of High Magnetic Field and Low Temperatures, 53-529, Wroclaw, Poland*

К. Рогацки

Institute of Low Temperature and Structure Research, Polish Academy of Sciences, P. O. Box 937, 50-950, Wroclaw, Poland

В. Садовски

Department of Physics and Mathematics Technical University of Gdansk, 80-452, Gdansk, Poland

Статья поступила в редакцию 4 ноября 1994 г.

На примере высокотемпературных сверхпроводников типа (RE)$Ba_2Cu_3O_x$ (RE — редкоземельные металлы), а также таллиевой и висмутовой керамик показано, что явление аномального увеличения омических потерь в некотором частотном диапазоне является общим для этих типов материалов. Это свойство ВТСП наблюдается как в нормальном, так и в сверхпроводящем состоянии. Приведены общие для обоих состояний характеристики аномалии сопротивления, а также их отличия для нормального и сверхпроводящего состояний. Обнаружено, что в частотном диапазоне существования аномалии сверхпроводимость подавляется, однако в постоянном магнитном поле в керамиках с магнитными примесями она частично восстанавливается.

На прикладі високотемпературних надпровідників типу (RE)$Ba_2Cu_3O_x$ (RE — рідкісноземельні метали), а також талієвої та вісмутової керамік показано, що явище аномального підвищення омічних втрат в деякому частотному діапазоні є загальним для цих типів матеріалів. Ця властивість ВТНП існує як в нормальному, так і в надпровідному стані. Приведено загальні для обох станів характеристики аномалій опору, а також їх відміни для нормального та надпровідного станів. Виявлено, що в частотнім діапазоні існування аномалії надпровідність руйнується, але в постійному магнітному полі в кераміках з магнітними домішками вона частково відновлюється.

Введение

Ранее [1] в образцах ВТСП материалов нами было обнаружено изменение знака температурной производной омических потерь $\partial R/\partial T$ на переменном токе при изменении частоты тока. В некотором частотном диапазоне Δf в области частот 10^2-10^8 Гц производная $\partial R/\partial T$ отрицательна, а в области частот за пределами Δf производная меняла знак и становилась положительной ($\partial R/\partial T > 0$). Этот эффект качественно был объяснен в [2] в рамках модели двухзонного высокотемпературного сверхпроводника с узкой и широкой электронными зонами. Однако до сих пор это явление экспериментально исследовалось только для нормального состояния ВТСП материала типа (RE)$Ba_2Cu_3O_x$ ((RE)— редкоземельные металлы, например, иттрий (керамика [2]), иттрий, диспрозий или эрбий (монокристаллы [3])), а также для иттриевой керамики с частичным замещением одних элементов другими (например, Y → Sc [4], Cu → Zn [5]). Поэтому остается открытым вопрос: является ли свойство высокотемпературных сверхпроводников изменять знак $\partial R/\partial T$ характерным только для ВТСП материалов типа (RE)$Ba_2Cu_3O_x$ или оно проявляется и в других материалах. Не исследовались эти аномалии омических потерь для ВТСП материалов в сверхпроводящем состоянии.

В результате экспериментов на большой серии разнообразных ВТСП материалов показано, что изменение знака температурной производной при изменении частоты тока существует как в нормальном, так и в сверхпроводящем состояниях. Показано, что при температурах ниже критической (T_c) в диапазоне частот Δf сверхпроводимость подавляется переменным током. Однако в некоторых образцах она стимулируется постоянным магнитным полем.

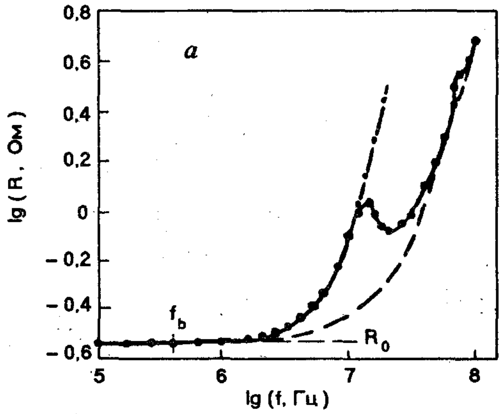
Образцы и методика измерений

В настоящей работе приведены результаты экспериментального исследования омических потерь R в керамиках типа (RE)$Ba_2Cu_3O_x$ с критическими температурами T_c: 87 K (RE = Er), 89 K (Eu), 94 K (Gd), 86 K (Sm), а также в таллиевой ($Tl_1Ca_2Ba_3Cu_4O_y$, $T_c = 124$ K) и в висмутовой ($Bi_{2,16}Sr_{1,33}Ca_{0,566}CuO_x$, $T_c = 85$ K) керамиках. Исследования были также проведены на пленках $YBa_2Cu_3O_x$ ($T_c = 90$ K). Эксперименты проводились в частотном диапазоне $0-10^8$ Гц и температурном интервале 80–300 K. Характерные размеры всех образцов составили несколько миллиметров, пленка имела толщину 500 Å и была нанесена на $SrTiO_3$ подложку. Измерения сопротивления R проводили четырехзондовым методом при подаче на образец переменного тока. Электрические контакты выполнялись в виде отрезков золотой проволоки, соединенных с поверхностью материала методом вжигания серебряной пасты. Критическая температура определялась по началу влияния магнитного поля соленоида (~50 Э) на сопротивление образцов [6].

Результаты измерений и их обсуждение

Поведение омических потерь при постоянной температуре

Для всех исследуемых типов керамик в нормальном и сверхпроводящем состояниях величина температурной производной омических потерь $\partial R/\partial T$ изменяется в зависимости от частоты тока. На рис. 1,*а* в логарифмическом масштабе показано в качестве примера поведение сопротивления от частоты для самариевой керамики при 300 K. Подобная зависимость характерна для всех материалов. Как следует из рис. 1,*а*, зависимость $R(f)$ включает участок частот до f_b, в пределах которого сопротивление $R = R_0$ практически не зависит от частоты. На частотах выше f_b сопротивление растет, при этом в области высоких частот появляется степенная частотная зависимость R относительно R_0, выделенная на рис. 1,*а* пунктиром. Эта степенная зависимость с достаточной степенью точности (~5–6%) может быть аппроксимирована выражением $R = R_0[1 + A(f - f_b)^n]$, где A, f_b и n — величины, характерные для данного материала керамики. Для самариевой керамики параметры, рассчитанные по приведенному выражению, составили: $R_0 = 0{,}275$ Ом; $A = 5\cdot10^{-14}$ Гц$^{-n}$; $n = 1{,}809$; $f_b = 4\cdot10^5$ Гц. Отметим, что величина n для разных материалов изменяется в пределах 1,1–2,2. В области низких частот вблизи f_b зависимость $R(f)$ всех исследуемых образцов также может быть описана вышеприведенной формулой, но с другими значениями входящих в нее величин A и n. Для примера на рис. 1,*а* эта зависимость представлена для самариевой керамики штрих-пунктирной кривой ($R_0 = 0{,}275$ Ом; $A = 2{,}4\cdot10^{-15}$ Гц$^{-n}$; $n = 2{,}13$; $f_b = 4\cdot10^5$ Гц). На рис. 1,*б* приведены результаты аналогичной математической обработки экспериментальных данных из работы [15], в которой измерено удельное сопротивление ρ пленки Y–Ba–Cu–Zn–O на переменном токе. Сплошная линия — расчет по приведенной формуле с параметрами $\rho_0 = 0{,}5\cdot10^{-3}$ Ом·см, $A = 1{,}6\cdot10^{-16}$ Гц$^{-n}$, $n = 2$, $f_b = 0$, а точки — экспериментальные значения из [5].



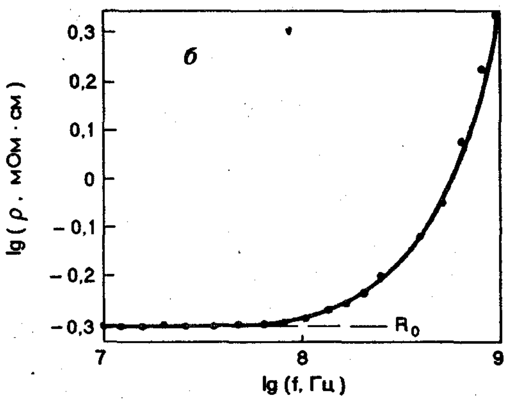


Рис. 1. Частотные зависимости сопротивления керамики $SmBa_2Cu_3O_x$ (*а*) и $YBa_2(Cu_{1-x}Zn_x)_3O_y$ пленки из работы [5] (*б*) при комнатной температуре.

Таким образом, вышеприведенное выражение позволяет описывать частотную зависимость сопротивления на различных участках зависимости $R(f)$.

Отметим следующее: во-первых, уже ранее в работах [2,3] было указано на существование двух аномалий $R(f)$, проявляющихся в виде максимумов. В наших измерениях вторая, более высокочастотная аномалия R не всегда проявляется. При этом по частоте она может быть как в непосредственной близости от первой, так и значительно выше. На самариевой керамике (рис. 1,*а*) она проявляется в области $(8-9)\cdot 10^7$ Гц в виде незначительного повышения сопротивления. Ниже, если это не оговорено, будут рассматриваться только более низкочастотные аномалии, проявляющиеся на всех образцах.

Во-вторых, в некотором частотном диапазоне, предшествующем проявлению низкочастотной особенности $\partial R/\partial T$, наблюдается незначительное снижение омических потерь по отношению к их значению при частоте $f = 0$. Такое снижение R характерно только для температур, при которых аномалия омических потерь существует.

Аномалии омических потерь на регулярной части $R(T, f)$ для разных образцов и типов керамик отличаются температурой и частотой их проявления, шириной частотного диапазона, а также амплитудой и знаком $\partial R/\partial T$.

Поведение $\partial R/\partial T$ при изменении температуры

Этот эффект наблюдается как в нормальном, так и в сверхпроводящем состояниях ВТСП материалов, при этом граница области температур, в которой он наблюдается в нормальном состоянии, ограничена сверху температурой, при которой начинается линейная зависимость $R(T)$ на постоянном токе.

Ранее нами [3] указывалось, что частота f_c, при которой производная $\partial R/\partial T$ изменяет знак, однозначно связана с углом наклона линейного участка температурной зависимости $R(T)$ на постоянном токе. Все исследуемые в настоящей работе образцы ВТСП материалов также проявляют это свойство, однако для некоторых из них результаты измерений в нормальном и сверхпроводящем состояниях отличаются (см. ниже).

Поведение $\partial R/\partial T$ в нормальном состоянии

Изменение величины температурной производной $\partial R/\partial T$, проявляющееся во всех исследуемых образцах ВТСП материалов, может сопровождаться изменением знака производной на отрицательный.

Изменение знака $\partial R/\partial T$ при различных значениях f показано на примере таллиевой керамики (рис. 2,*а*). В нормальном состоянии зависимость $R(T)$ на постоянном токе имеет «металлический» характер ($\partial R/\partial T > 0$, кривая *1*). С повышением частоты f крутизна $\partial R/\partial T$ снижается и, переходя значение $\partial R/\partial T = 0$ при $f_c = 1{,}35\cdot 10^7$ Гц (рис. 2,*а*, кривая *2*), в частотном диапазоне $\Delta f = (1{,}35-1{,}6)\cdot 10^7$ Гц для данного образца приобретает отрицательное значение («полупроводниковый» характер, кривая *3*). Вне пределов Δf

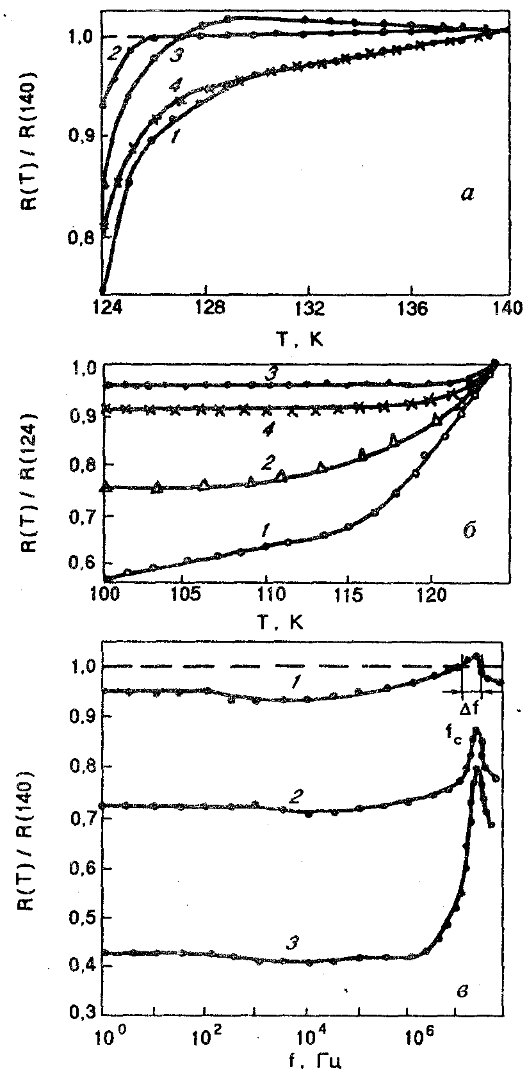


Рис. 2. Температурные зависимости приведенного сопротивления $Tl_1Ca_2Ba_3Cu_4O_y$ керамики в нормальном (*а*) и промежуточном (*б*) состояниях на частотах, Гц: 0 (*1*); $1{,}35\cdot 10^7$, $1{,}6\cdot 10^7$ (*2*); $1{,}5\cdot 10^7$ (*3*); $2{,}5\cdot 10^7$ (*4*). Частотные зависимости приведенного сопротивления керамики при различных температурах T, К: 300 (*1*); $T_c = 124$ (*2*); 100 (*3*) (*в*).

производная $\partial R/\partial T$ положительна. Так же, как и в $(RE)Ba_2Cu_3O_x$ керамике [2,5], в таллиевой керамике до определенной частоты f_b сопротивление при фиксированной температуре постоянно, а при дальнейшем увеличении частоты растет (после некоторого незначительного спада).

Таким образом, в нормальном состоянии таллиевая керамика в низкочастотном диапазоне имеет те же температурно-частотные свойства, что и керамика $(RE)Ba_2Cu_3O_x$, исследованная в [1–3].

Поведение $\partial R/\partial T$ в сверхпроводящем состоянии

В результате экспериментальных исследований нами установлено, что аномальное изменение омических свойств керамики существует не только в нормальном, но в промежуточном и сверхпроводящем состояниях ВТСП материалов.

На рис. 2,*б* приведены температурные зависимости сопротивления таллиевой керамики при температурах ниже критической T_c для нескольких частот. На рис. 2,*в* (кривые *2*, *3*) показаны частотные зависимости R для некоторых температур. Зависимости на рис. 2 получены на одном и том же образце. Из рис. 2,*б* следует, что при $f = 0$ так же, как и в нормальном состоянии, производная $\partial R/\partial T$ положительна и больше, чем при $f > 0$. С увеличением частоты значение $\partial R/\partial T$ падает, достигает минимального значения (кривая *3*), после чего растет (кривая *4*).

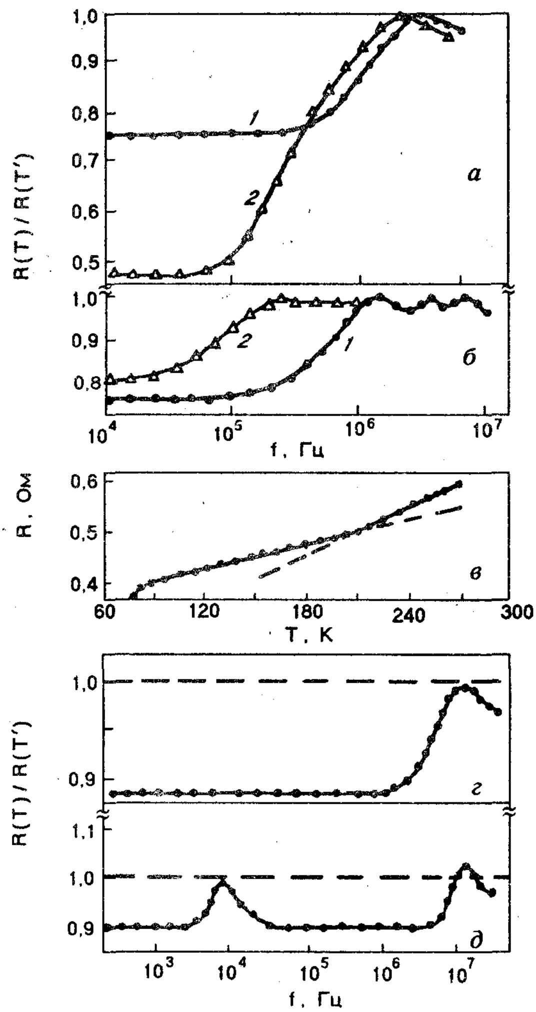


Рис. 3. Частотные зависимости приведенных сопротивлений $EuBa_2Cu_3O_x$ керамики (*а*) и $GdBa_2Cu_3O_x$ (*б*) в нормальном (кривые *1*) и сверхпроводящем (кривые *2*) состояниях для температур T, К: 150 (*1*), $T' = 250$; 80 (*2*), $T' = 87$ (*а*); 140 (*1*), $T' = 240$; 80 (*2*), $T' = 92$ (*б*); температурная зависимость сопротивления керамики $Bi_{2,16}Sr_{1,33}Ca_{0,566}CuO_x$ при $f = 0$ (*в*); частотная зависимость приведенного сопротивления висмутовой керамики в нормальном (*г*) и сверхпроводящем (*д*) состояниях при температурах T, К: 230, $T' = 270$ (*г*); 85, $T' = 95$ (*д*).

Рисунок 2,*в* демонстрирует, что при наличии сверхпроводящей фазы в ВТСП образцах наблюдается резкий скачок в частотной зависимости $R(f)$ вблизи максимума аномалии R. Из рисунка видно, что в сверхпроводящем состоянии этот скачок становится ярко выраженным. Укажем, что в нормальном и в сверхпроводящем состояниях максимум аномалии R проявляется на одной и той же частоте. Это также подтверждается на примере европиевой (ср. кривые рис. 3,*а*), висмутовой (рис. 3,*г*,*д*), а также эрбиевой керамик (зависимость не приведена).

Таким образом, в общем случае при наличии сверхпроводящей фазы в ВТСП материале поведение R в частотном диапазоне проявления аномалии R качественно не отличается от его поведения в нормальном состоянии, но имеет более резкие зависимости.

Различия в поведении R в нормальном и сверхпроводящем состояниях

Рассмотрим некоторые отклонения от закономерностей проявления аномалий R, выявленные в процессе исследования различных керамик.

1. На рис. 3,*б* приведены частотные зависимости сопротивления керамики на основе гадолиния в нормальном (кривая *1*) и сверхпроводящем (кривая *2*) состояниях. В исследуемом образце величина $(\partial R/\partial T)/R_N|_{f=0}$ равна $2{,}3\cdot10^{-3}\ \mathrm{K}^{-1}$ (R_N — значение начала линейной температурной зависимости сопротивления на постоянном токе при охлаждении исследуемого образца). Согласно [3], этой величине должна соответствовать частота $f_c \sim 2\cdot10^5$ Гц. Однако это значение f_c соответствует только сверхпроводящему состоянию, в то время как в нормальном состоянии значение f_c примерно на порядок выше (ср. кривые *1*, *2* на рис. 3,*б*).

2. На температурной зависимости сопротивления висмутовой керамики на постоянном токе, приведенной на рис. 3,*в*, наблюдается два линейных участка. Для первого из них ($T > 210$ К) $(\partial R/\partial T)/R_N|_{f=0} = 3\cdot10^{-3}\ \mathrm{K}^{-1}$, что, согласно [3], должно соответствовать $f_c \sim 10^7$ Гц. В нормальном (рис. 3,*г*) и сверхпроводящем (рис. 3,*д*) состояниях аномалия R действительно проявляется вблизи этой частоты.

Для второго линейного участка зависимости $R(T)$ ($T < 210$ К) величина $(\partial R/\partial T)/R_N|_{f=0} = 1{,}5\cdot10^{-3}\ \mathrm{K}^{-1}$, что, согласно [3], должно соответствовать $f_c \sim 10^4$ Гц. В нормальном состоянии на этих частотах аномалия R не наблюдается (рис. 3,*г*), но существует вблизи этой частоты ($\sim 8\cdot10^3$ Гц) в сверхпроводящем состоянии (рис. 3,*д*).

Для образцов европиевой (рис. 3,*а*, кривая *1*) и гадолиниевой керамик (рис. 3,*б*, кривая *1*) производная не изменяет знак, а только достигает нулевого значения.

В нормальном состоянии исследуемого образца висмутовой керамики $\partial R/\partial T > 0$ на всех частотах (рис. 3,*г*), поэтому частота f_c как частота изменения знака производной $\partial R/\partial T$ теряет смысл.

Поведение R в пленках $YBa_2Cu_3O_x$

Из работы [5] следует, что в пленках $YBa_2(Cu_{1-x}Zn_x)_3O_7$ частота $f_c = 5\cdot10^8$ Гц, что не согласуется с данными [3]. В более низкочастотном диапазоне изменение знака температурной производной $\partial R/\partial T$ или хотя бы изменение величины производной не наблюдалось. Тем не менее нами в некоторых пленках наблюдалась аномалия R в нормальном состоянии и на более низких частотах [3]. Таким образом, не во всех пленках обнаружена низкочастотная аномалия R в нормальном состоянии, что свидетельствует о необходимости дальнейших исследований для накопления экспериментальных результатов.

Пленка $YBa_2Cu_3O_x$ на постоянном токе имеет типичную линейную зависимость R в температурном интервале 300–100 K (рис. 4,*а*, кривая *1*). Зависимость $R(T)$ при $f = 0$ можно аппроксимировать прямой (рис. 4,*б*), причем $R \to 0$ при $T \to 0$. Критическая температура T_c, определенная по началу влияния магнитного поля, равна 90 K, нулевое значение сопротивления на постоянном токе наблюдается при 88,2 K (рис. 4,*в*). Так же, как и в керамике, а также в пленке Y–Ba–Cu–Zn–O [5], в исследуемом образце при T = 300 K до некоторой частоты сопротивление остается неизменным, а выше нее растет (рис. 5,*а*, кривая *1*).

В исследуемой пленке $(\partial R/\partial T)/R_{300}\big|_{f=0} = 3{,}3\cdot10^{-3}\ \mathrm{K}^{-1}$, что, согласно [3], должно соответствовать $f_c \sim 7\cdot10^6$ Гц. Однако в этом частотном диапазоне в нормальном состоянии частотные и температурные аномалии R не наблюдаются (рис. 4,*а*, кривые *2*, *3*), так же, как и в работе [5]. На частотах, предшествующих резкому повышению R, так же, как и в таллиевой керамике (рис. 2,*в*), в пленке наблюдается некоторое снижение омических потерь по сравнению с сопротивлением на постоянном токе (рис. 5,*а*, кривая *1*). Од-

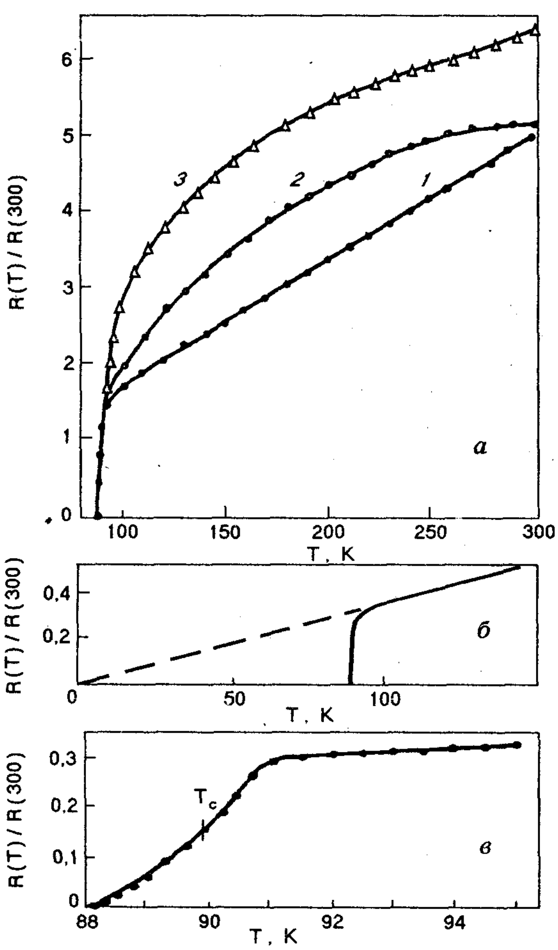


Рис. 4. Температурная зависимость сопротивления $YBa_2Cu_3O_x$ пленки на частотах f, Гц: 0 (*1*), $5\cdot10^6$ (*2*), 10^7 (*3*) (*а*); $f = 0$ (*б*, *в*).

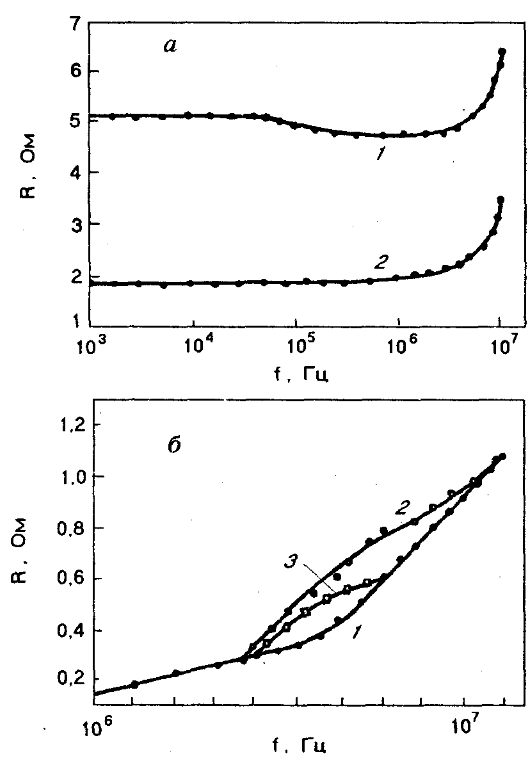


Рис. 5. Частотные зависимости R пленки $YBa_2Cu_3O_x$ в нормальном (*а*) и сверхпроводящем (*б*) состояниях при различных температурах, K: 300 (*1*), 100 (*2*) (*а*); 85 (*1*), 84 (*2*), 81 (*3*) (*б*).

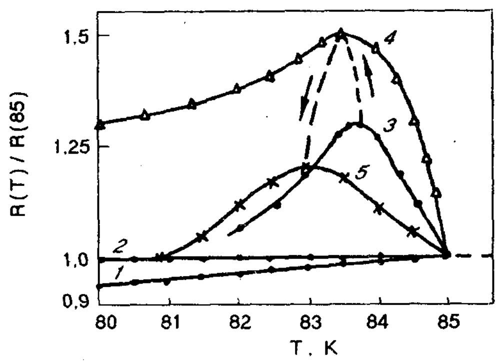


Рис. 6. Температурные зависимости R пленки $YBa_2Cu_3O_x$ в сверхпроводящем состоянии при различных частотах f, Гц: $5 \cdot 10^5$ (*1*); $4,5 \cdot 10^6$, $1,6 \cdot 10^7$ (*2*); $5,5 \cdot 10^6$ (*3*); $6 \cdot 10^6$ (*4*); $9 \cdot 10^6$ (*5*).

нако при уменьшении температуры участок снижения R исчезает (рис. 5,*а*, кривая *2*).

В сверхпроводящем состоянии в частотном диапазоне $(5–10) \cdot 10^6$ Гц и при $T < 85$ К проявляется изменение знака $\partial R/\partial T$. На рис. 5,*б* приведена частотная зависимость R для трех температур, а на рис. 6 — температурная зависимость омических потерь для нескольких частот. Из рис. 6 следует, что характер зависимости $R(T)$ такой же, как и для многих керамик в нормальном состоянии. На частоте $5 \cdot 10^5$ Гц имеем $\partial R/\partial T > 0$ (рис. 6, кривая *1*). При увеличении частоты величина производной снижается, и $\partial R/\partial T = 0$ при частоте $f = 4,5 \cdot 10^6$ Гц $= f_c$ (кривая 2). Дальнейшее повышение частоты приводит к зависимости с участком, где $\partial R/\partial T < 0$ (кривые *3–5*). Видно, что амплитуда отрицательного значения $\partial R/\partial T$ проходит максимум, уменьшается и при $1,6 \cdot 10^7$ Гц вновь $\partial R/\partial T = 0$ (кривая *2*).

Из рис. 5,*б* следует, что частотные зависимости аномалии R в сверхпроводящем состоянии пленки такие же, как и для ранее исследованных монокристаллов [3] в нормальном состоянии. Их различия заключаются в том, что на частотной зависимости R отсутствует участок, где R не зависит от частоты. Действительно, в этом температурном диапазоне $R = 0$ при $f = 0$ (рис. 4,*в*). А так как $R \neq 0$ при $f \neq 0$, то должна существовать частотная зависимость $R(f)$.

Аномалии R и размерный эффект

Аномалия R (появление участка с $\partial R/\partial T < 0$) в сверхпроводящем состоянии пленки не объясняется размерным эффектом (эффект Фишера—Као), который может проявляться в ВТСП материалах [2]. Это можно, на наш взгляд, объяснить следующим образом. Во-первых, измерения проводили четырёхзондовым методом, в котором размерный эффект проявляться не должен. Во-вторых, как во всяком проводнике, в ВТСП материале со снижением температуры падают омические потери и уменьшается глубина проникновения. Следовательно, при понижении температуры должна уменьшаться и частота, на которой максимально проявляется размерный эффект. Однако в исследуемой пленке эта частота при понижении температуры увеличивается. Это видно на рис. 6, где максимальные значения R соединены пунктиром, а стрелками показано направление увеличения частоты.

В европиевой (рис. 3,*а*), висмутовой (рис. 3,*г*, *д*), а также таллиевой керамиках (рис. 2,*в*) частота максимального проявления аномалии R не зависит от температуры и практически одинакова как в нормальном, так и в сверхпроводящем состояниях. Полученные в работе [2] результаты также не объясняются размерным эффектом. Исследование температурно-частотной зависимости поведения аномалий R различными методами для образцов разных геометрических размеров из одной и той же керамики [2] свидетельствуют о том, что природа аномалий R связана с внутренними свойствами ВТСП материалов, а не с соотношением глубины проникновения электромагнитного поля и размерами образцов.

Частотный диапазон существования аномалии R неодинаков для разных образцов и может изменяться в широких пределах. В работах [2,3] обнаружена аномалия R в узком частотном диапазоне. Аномалии R самариевой (рис. 1,*а*), таллиевой (рис. 2), висмутовой (рис. 3,*г*, *д*) керамик существуют также в узком частотном диапазоне.

В то же время гадолиниевая керамика, а также иттрий-скандиевая керамика ($Y \rightarrow Sc$), исследованная в работе [4], имеют аномалию R в виде резкого перехода в «полупроводниковую» область и плавного спада R с ростом частоты.

Магнитные свойства ВТСП керамик в частотном диапазоне проявления аномалии R

Сверхпроводящие свойства исследуемых ВТСП материалов изучались с помощью постоянного магнитного поля соленоида (~50 Э). На частотах ниже f_b при $T < T_c$ все материалы проявляют сверхпроводящие свойства. Поэтому при включении магнитного поля сопротивление образцов увеличивается. На частотах, при которых проявляется аномалия R, для которой $\partial R/\partial T < 0$, влияние магнитного поля на сопротивление снижается, а в области частот, где $\partial R/\partial T$ минимально, магнитное поле практически не влияет на сопротивление. На частотах выше существования аномалии R влияние магнитного поля на омическое сопротивление восстанавливается. Эта ситуация представлена на рис. 7,*а* (таллиевая керамика, $T_c = 124$ К, $T = 100$ К в отсутствие магнитного поля (кривая *1*), в поле ~50 Э (кривая *2*)). Отметим, что в образцах с плавным спадом R с ростом частоты (рис. 3,*б*) магнитное поле не влияет на сопротивление во всем диапазоне частот существования аномалии R. Складывается впечатление, что сигнал с частотами, на которых наблюдается аномалия R в виде снижения $\partial R/\partial T$ или изменения знака производной на отрицательный, подавляет сверхпроводимость ВТСП материалов.

В то же время нами обнаружено, что в частотном диапазоне проявления аномалии R в некоторых керамиках с пара- или ферромагнитными свойствами при приложении слабого магнитного поля сверхпроводимость частично восстанавливается. Такими свойствами обладают, например, $YBa_2Cu_3O_x$ керамика с добавлением железа (~1% ^{57}Fe), $SmBa_2Cu_3O_x$ и $YBa_2Cu_{3-y}Sc_yO_x$ керамики [8]. Проявление парамагнитных свойств самариевой керамики обусловлено, по-видимому, тем, что самарий является парамагнетиком. Керамика $YBa_2Cu_3O_x$ при частичном замещении Cu на Sc приобретает парамагнитные свойства из-за изменения валентности меди [9,10].

Пример восстановления сверхпроводимости в магнитном поле для $YBa_2Cu_3O_7 + 1\%\,^{57}Fe$ демонстрирует рис. 7,*б*. Кривая *1* отражает частотную зависимость омических потерь образца при температуре 100 K (нормальное состояние в магнитном поле и без него). На рис. 7,*б* видно, что постоянное магнитное поле 50 Э не влияет на эту зависимость. Кривая *2* описывает эту зависимость при температуре 86 K (сверхпроводящее состояние) без магнитного поля, а кривая *3* — в магнитном поле ~50 Э. Из рисунка следует, что в нормальном состоянии постоянное магнитное поле (~50 Э) не влияет на сопротивление во всем частотном диапазоне измерений, включая диапазон существования аномалии R. В сверхпроводящем состоянии ситуация иная. На низких частотах постоянное магнитное поле, влияя на сверхпроводимость, повышает сопротивление керамики (кривая *3*, направление изменения сопротивления в магнитном поле на рисунке показано стрелками). С увеличением частоты влияние постоянного магнитного поля на сопротивление снижается, и на некоторой частоте f_M, несколько ниже f_c, оно не влияет на R. На частотах выше f_M и до частоты, при которой $\partial R/\partial T = 0$, на спадающей зависимости $R(f)$ в постоянном магнитном поле сопротивление керамики снижается, что можно объяснить как восстановление сверхпроводимости постоянным магнитным полем. Отметим, что наибольшее снижение сопротивления в магнитном поле проявляется на частоте, при которой амплитуда аномального роста $R(f)$ максимальна как в нормальном, так и в сверхпроводящем состояниях. На частотах выше проявления аномалии R керамика ведет себя как и на частотах $f<f_M$ — в магнитном поле сопротивление растет. Такое же поведение R в магнитном поле, однако выраженное в значительно меньшей степени, наблюдалось нами в $SmBa_2Cu_3O_x$ и $YBa_2Cu_{3-y}Sc_yO_x$ керамиках.

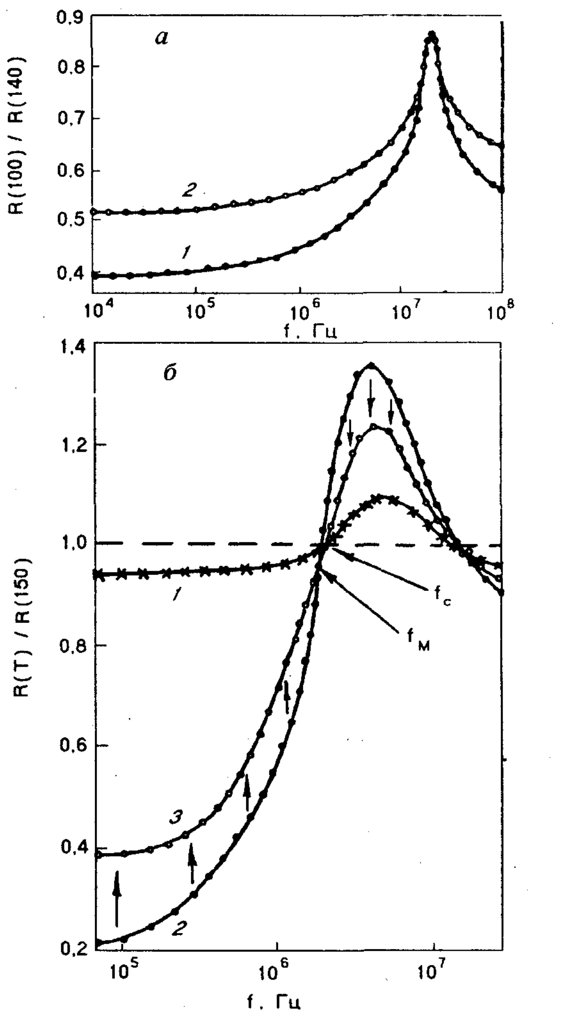


Рис. 7. Частотные зависимости приведенного сопротивления таллиевой керамики при $T = 100$ K без магнитного поля (*1*) и при $H = 50$ Э (*2*) (*а*); $YBa_2Cu_3O_x$ керамики с примесью железа для различных температур, K: 100 (*1*), 86 (*2,3*), в постоянном магнитном поле 50 Э (*1,3*) и без поля (*1,2*) (*б*). Стрелки указывают на увеличение или уменьшение сопротивления при включении магнитного поля.

В работе [11] показана возможность восстановления сверхпроводимости, подавленной магнитными примесями в ВТСП материалах, внешним постоянным магнитным полем порядка 10 Тл. Такая возможность связана с тем, что в сильном магнитном поле, во-первых, изменяются условия обменного взаимодействия, а, во-вторых, с тем, что магнитное поле, подавляя Кондо-рассеяние, способствует восстановлению сверхпроводимости.

Обнаруженное нами восстановление сверхпроводимости внешним постоянным магнитным полем проявляется в ВТСП материалах с парамагнитными свойствами, а также, как и в [11], в керамиках с магнитными примесями. Таким образом, для восстановления сверхпроводимости в обоих случаях необходим ферро- или парамагнетизм. В диапазоне Δf сверхпроводимость подавляется во всех керамиках, независимо от их магнитных свойств, а восстанавливается магнитным полем только в керамиках с ферро- или парамагнитными свойствами. Вне пределов Δf сверхпроводимость наблюдается и подавляется магнитным полем во всех ВТСП материалах независимо от их магнитных свойств.

Поскольку явление восстановления сверхпроводимости, обнаруженное в [11] и в настоящей работе, имеет некоторые общие свойства, можно предположить их общую природу. Однако причины, приводящие к особенностям поведения омических потерь в диапазоне Δf, возможно, создают условия, обеспечивающие восстановление сверхпроводимости при существенно меньших значениях постоянного магнитного поля.

Заключение

Суммируя приведенные выше, а также ранее опубликованные результаты экспериментальных исследований ВТСП материалов, отметим следующее:

— Свойство ВТСП материалов аномально изменять величину и знак производной $\partial R/\partial T$ в некотором частотном диапозоне является характерным для всех их основных типов: $(RE)Ba_2Cu_3O_x$ (RE — редкоземельный металл), таллиевой и висмутовой керамик. Это свойство проявляется в керамиках, монокристаллах, пленках.

— Указанное свойство обнаружено в исследуемых образцах в нормальном и сверхпроводящем состояниях.

— В сверхпроводящем состоянии относительное изменение R при изменении частоты больше, чем в нормальном.

— Частота f_c, при которой $\partial R/\partial T = 0$, зависит от угла наклона участка линейной температурной зависимости сопротивления на постоянном токе. Этот критерий характерен для нормального и сверхпроводящего состояний большинства образцов, однако для некоторых — только для сверхпроводящего состояния.

— Аномальное увеличение сопротивления в диапазоне частот Δf в некоторых образцах обнаружено только в сверхпроводящем состоянии.

— Сигнал с частотами, для которых проявляется аномалия R в виде участков, где $\partial R/\partial T \le 0$, подавляет сверхпроводимость. Это подтверждается отсутствием влияния слабого постоянного магнитного поля на омические потери в частотном диапазоне существования аномалии R при $T < T_c$.

— В керамиках типа YBaCuO с добавлением железа, а также в самариевой и $YBa_2Cu_{3-y}Sc_yO_x$ керамиках сопротивление образца в частотном диапазоне существования аномалии R в сверхпроводящем состоянии падает при включении слабого постоянного магнитного поля. Это может свидетельствовать о восстановлении сверхпроводимости в слабом постоянном магнитном поле и о сложной динамике взаимодействия различных групп квазичастиц.

Настоящая работа частично финансирована Государственным комитетом Украины по вопросам науки и технологий по программе «Высокотемпературная сверхпроводимость» (проект 9,1.1/045), а также грантом Сороса UG134, присужденным Американским Физическим Обществом.

1. В. М. Дмитриев, М. Н. Офицеров, Н. Н. Пренцлау, *ФНТ* 16, 387 (1990).
2. В. П. Галайко, В. М. Дмитриев, М. Н. Офицеров, Н. Н. Пренцлау, *ФНТ* 19, 135 (1993).
3. V. M. Dmitriev, M. N. Ofitserov, N. N. Prentslau, V. V. Demirskii, K. Rogacki, and W. Sadowski, *ФНТ* 20, 203 (1994).
4. V. M. Dmitriev, V. N. Eropkin, A. M. Gurevich, A. P. Isakina, M. N. Ofitserov, N. N. Prentslau, and A. I. Prokhvatilov, *ФНТ* 17, 109 (1991).
5. P. Lunkenheimer, A. Loidl, C. Tome-Rosa, and H. Adrian, *Physica* C201, 13 (1992).
6. В. М. Дмитриев, М. Н. Офицеров, Н. Н. Пренцлау, К. Рогацкий, *ФНТ* 19, 268 (1993).
7. В. П. Галайко, *ФНТ* 19, 123 (1993).
8. В. М. Дмитриев, А. П. Исакина, И. Г. Корсунская, И. В. Кривошей, М. Н. Офицеров, Н. Н. Пренцлау, А. И. Прохватилов, *ФНТ* 20, 12 (1994).
9. Mori Natsuki, *Jpn. J. Appl. Phys.* 28, 980 (1989).
10. H. Wang, L. Zhang, F. Liu, and E. Wang, *Chin. Phys. Lett.* 7, 361 (1990).
11. А. Н. Подмарков, И. С. Сандалов, в кн.: *Тез. докл. I Всесоюз. совещ. по высокотемпературной сверхпроводимости, Харьков* (1988) т. 1, с. 40.

Low-frequency ohmic losses in high T_c superconductors

V. M. Dmitriev, M. N. Ofitserov, N. N. Prentslau, K. Rogacki, and W. Sadowski

Using high-T_c superconductors of the $(RE)Ba_2Cu_3O_x$ type (where RE are the rare-earth metals) and Tl and Bi ceramics as an example, it has been shown that both the types of materials share the common property, i.e. an anomalous increase in ohmic losses over a certain frequency range, which retains in the normal and the superconducting states. The similarity and distinctions of the anomalous behaviour of the resistance for the normal and superconducting states are described. It has been found that in the frequency range where the anomaly is observed, superconductivity is suppressed; however, in ceramics with a magnetic admixture it is partially restores in a constant magnetic field.