

## Природа аномального поведения поверхностного сопротивления пленок $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ в СВЧ поле

В. Г. Прохоров<sup>1,2</sup>, Г. Г. Каминский<sup>1</sup>, Янг Пак Ли<sup>2</sup>

<sup>1</sup> *Институт металлофизики НАН Украины, Украина, 252142, г. Киев, ул. Вернадского, 36*  
E-mail: pvg@imp.kiev.ua

<sup>2</sup> *Sunmoon University, 100 Galsan-Ri, Tangjeong-MyeonAsan, Chongnam, Korea*  
E-mail: yplee@omega.sunmoon.ac.kr

Статья поступила в редакцию 25 сентября 1998 г., после переработки 24 ноября 1998 г.

Проведены исследования температурных зависимостей поверхностного сопротивления передопи- рованных пленок YBCO. Показано, что необычное поведение поверхностного сопротивления может быть описано в рамках представления о рассеянии носителей с переворотом спина, которое приводит к распариванию электронов и возникновению бесщелевого состояния.

Проведено дослідження температурних залежностей поверхневого опору передопованих плівок YBCO. Показано, що незвичайна поведінка поверхневого опору може бути описана у межах уявлен- ня про розсіяння носіїв з переворотом спіну, яке приводить до розпарювання електронів і виникнен- ня безщільного стану.

PACS: 74.20.De, 74.72.Bk, 74.25.Nf

Интерес к исследованию физических свойств ВТСП пленок в СВЧ поле обусловлен большими потенциальными возможностями их использова- ния в радиоэлектронных устройствах. В первую очередь это относится к разработке пассивных элементов систем мобильной, соговой и спутнико- вой связи. Главными факторами, препятствующи- ми их немедленному практическому применению, являются высокое остаточное сопротивление при низких температурах и сильная полевая зависи- мость импеданса даже при относительно низких значениях мощности падающего излучения.

Несмотря на то что изучению СВЧ потерь в ВТСП соединениях посвящено большое количест- во работ, физическая природа этого явления еще далека от полного понимания. Наибольшее рас- пространение в последнее время получили два подхода для описания необычного поведения по- верхностного импеданса  $Z(H, T, \omega)$ . Первый из них основан на представлении о  $d_{x^2-y^2}$ -симметрии сверхпроводящего параметра порядка [1–3]. Во втором случае ВТСП материалы рассматриваются как пространственно-неоднородные сверхпровод- ники со слабыми связями между кристаллита- ми [4–6] или наличием несверхпроводящего тон- кого слоя на их поверхности [7].

Однако в ряде экспериментальных работ был обнаружен эффект сильного влияния concentra- ции кислорода на форму температурной зависи- мости поверхностного сопротивления  $R_s(T)$  [6,8]. В этом случае механизм СВЧ потерь не может быть объяснен в рамках модели слабых связей или  $d$ -волнового спаривания. Совершенство кри- таллической структуры ВТСП соединений опре- деляется механизмами зарождения и роста, а тип симметрии параметра порядка должен сохранять- ся неизменным во всей концентрационной обла- сти существования сверхпроводящего состояния.

В настоящей работе приводятся эксперименталь- ные температурные зависимости поверхностного со- противления для пленок  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , получен- ных методом магнетронного распыления в атмосфере чистого кислорода. На кривых  $R_s(T)$  обнаружен ряд особенностей, которые не могут быть разумно объяснены в рамках существующих теоретических представлений. Предлагается но- вая концепция возникновения СВЧ потерь в ВТСП соединениях, основанная на эффекте рас- паривания сверхпроводящих электронов вследст- вие рассеяния на магнитных примесях с переворо- том спина [9].

## 2. Экспериментальные результаты

В данной работе для получения пленок  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  применялась схема магнетронного распыления на постоянном токе при повышенном давлении рабочего газа в камере. Последнее делалось для того, чтобы уменьшить эффект бомбардировки подложки отрицательными ионами кислорода и избежать реиспарения (backsputtering) растущих слоев пленки.

Установка была собрана на базе серийного комплекса ВУП-5М. В качестве мишени использовались пресованные керамические диски диаметром 58 мм и толщиной 5 мм из соединения  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  стехиометричного состава. Для улучшения теплового контакта с охлаждаемым катодом мишень к катоду прикреплялась с помощью сплава Вуда. Для распыления использовали стандартные магнетроны, которыми комплектуются установки ВУП-5М. Напыление пленок проводилось при давлении 2–3 Торр, напряжении на катоду 300–350 В и токе плазмы ~ 20 мА. Расстояние между мишенью и подложкой 8–10 мм. Температура подложки во время осаждения пленок 720–750 °С. В качестве материала подложки использовали монокристаллический  $\text{SrTiO}_3$  с рабочей поверхностью (100). Средняя скорость осаждения 0,1–0,5 нм/мин. В отличие от работ по магнетронному получению ВТСП пленок, в которых в качестве рабочего газа использовалась смесь аргона и кислорода, в данном случае получение пленок проводилось в чистом кислороде. Толщина исследованных пленок составляла 100–120 нм.

Проведенный рентгеновский анализ показал, что все полученные пленки имели избыточное содержание кислорода  $\delta \approx 0,04\text{--}0,05$ .

Критическая температура сверхпроводящего перехода полученных образцов составляла  $T_c \approx 91$  К, ширина перехода  $\Delta T_c = 1\text{--}2$  К, а удельное электросопротивление при комнатной температуре  $\rho_{300} = 200\text{--}250$  мкОм·см (в лучших образцах).

Поверхностное сопротивление полученных пленок измеряли резонансным методом с модой  $H_{011}$ . В этом методе пленочные образцы диаметром 8–10 мм заменяли одну из торцевых стенок цилиндрического медного резонатора. Все измерения проводились на частоте 32,4 ГГц.

На рис. 1 видно, что кривые  $R_s(T)$  носят явно выраженный немонотонный характер с острым минимумом при температуре близкой к  $T_c$  и широким максимумом при более низких температурах. Такое поведение поверхностного сопротивления принципиально отличается от экспериментальных зависимостей, полученных

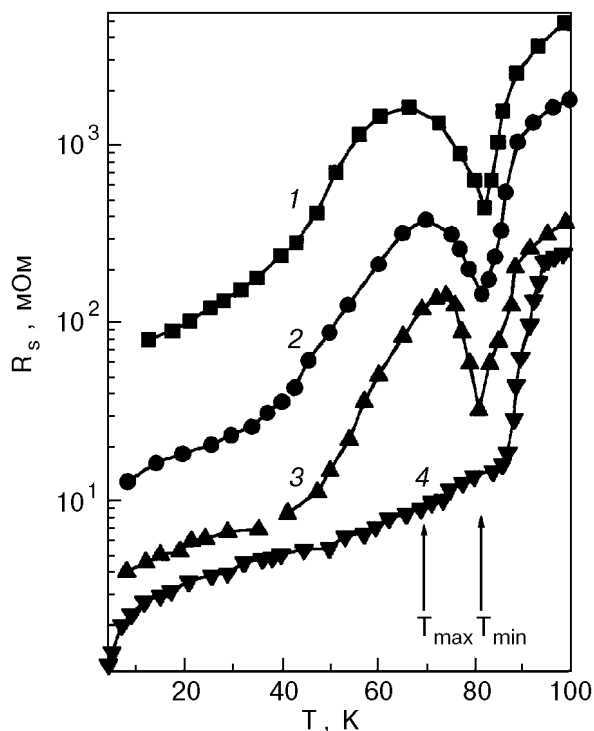


Рис. 1. Температурные зависимости поверхностного сопротивления для трех пленок  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  с разными значениями удельного остаточного электросопротивления  $\rho_0 \approx 3,5$  мОм·см (1);  $\approx 1,1$  мОм·см (2);  $\approx 100$  мкОм·см (3);  $\approx 0$  (4).

для монокристаллических образцов [7] и большинства пленок [3,6]. В качестве примера на графике приведена зависимость  $R_s(T)$  для пленки  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  с параметром  $\delta \approx 0,09$ , т.е. по химическому составу очень близкой к оптимальному содержанию кислорода.

## 3. Обсуждение результатов

Температурное поведение поверхностного сопротивления в СВЧ поле обычно описывается эмпирическим выражением

$$R_s(T) = R_{st}(T) + R_{\text{res}}, \quad (1)$$

где  $R_s(T)$ ,  $R_{st}(T)$  — соответственно экспериментальное и теоретическое значения поверхностного сопротивления;  $R_{\text{res}}$  — остаточное поверхностное сопротивление, обусловленное присутствием в образце различных дефектов и примесей. Величина  $R_{st}(T)$  может быть получена либо в рамках теории БКШ, либо на основе феноменологической двухжидкостной модели Гортера — Казимира.

Вблизи температуры сверхпроводящего перехода можно воспользоваться локальным приближением теории БКШ, которое не учитывает изменения числа квазичастиц, и выражение для

поверхностного импеданса записать в следующем виде [10]:

$$Z_{st} = R_n \{2i / [1 + i\delta_n^2 / 2\lambda(T)^2]\}^{1/2}, \quad (2)$$

где  $R_n$  и  $\delta_n$  — соответственно поверхностное сопротивление в нормальном состоянии и классическая глубина скин-слоя.

Температурную зависимость глубины проникновения магнитного поля для всего диапазона температур можно записать в интегральной форме:

$$\lambda(T)^{-2} = \lambda(0)^{-2} \left[ 1 - 2 \int_{\Delta}^{\infty} \frac{\partial f_F}{\partial E} \frac{E}{\sqrt{E^2 - \Delta^2}} dE \right], \quad (3)$$

где  $\lambda(0)$  — глубина проникновения магнитного поля при нулевой температуре;  $\Delta$  — величина энергетической щели;  $f_F$  — функция Ферми.

В этом случае активная часть поверхностного сопротивления может быть выражена в виде

$$R_{st}(T) = R_n \frac{2\lambda(T)}{\delta_n}, \quad (4)$$

а ее температурная зависимость полностью определяется температурным поведением  $\lambda$ . Для глубины скин-слоя имеем

$$\delta_n = (2\rho_n / \mu_0 \omega)^{1/2}. \quad (5)$$

Вообще говоря, для тонких пленок должно выполняться условие  $d \ll \delta_n$ , где  $d$  — толщина образца, тогда величина удельного сопротивления может быть оценена из простого соотношения  $\rho_n = R_n d$ . Однако лучше воспользоваться более строгим выражением, полагая, что в этом случае определяется не поверхностное, а объемное удельное сопротивление пленки, учитывающее эффекты интерференции падающей СВЧ волны:

$$R_n = (\mu_0 \omega \rho_n / 2)^{1/2}. \quad (6)$$

Здесь  $\mu_0$  — магнитная проницаемость вакуума,  $\omega$  — частота СВЧ излучения.

При описании температурной зависимости поверхностного сопротивления с помощью выражений (3) и (4) в качестве подгоночных параметров используются величины  $\lambda(0)$  и  $\Delta(0)$ , а все остальные характеристики можно получить из экспериментальных данных. Для одной из исследованных пленок (кривая 3 на рис. 1) с помощью выражений (5), (6) были найдены следующие значения:  $\rho_n = 59,5$  мкОм·см,  $\delta_n = 54$  мкм. Отметим, что полученная величина  $\rho_n$  хорошо согласуется с данными для монокристалла  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  [8].

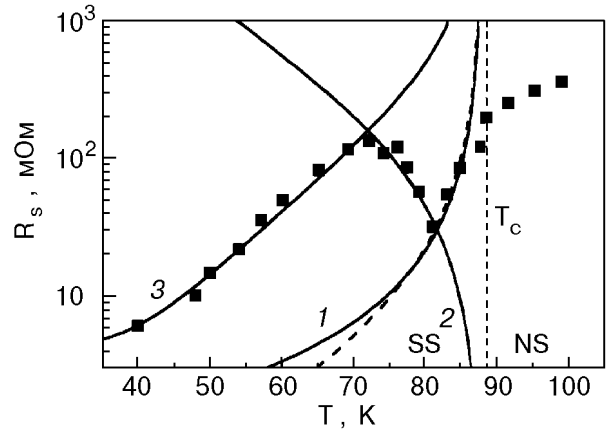


Рис. 2. Температурные зависимости поверхностного сопротивления пленки  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  с  $\rho_0 \approx 100$  мкОм·см: 1 — теоретические кривые, полученные в рамках теории БКШ (сплошная линия) и двухжидкостной модели (пунктирная линия); 2 — при рассеянии носителей на магнитных примесях с переворотом спина; 3 — для случая рассеяния носителей на скоррелированных магнитных примесях.

На рис. 2 сплошной линией показана теоретическая зависимость  $R_{st}(T)$ , полученная из выражений (3), (4) методом компьютерного счета, с учетом температурной зависимости энергетической щели и следующими значениями подгоночных параметров:  $\lambda(0) = 140$  нм;  $\Delta(0) = 2,1 k_B T_c$ .

Вещественную часть импеданса можно выразить через параметры двухжидкостной модели [11]:

$$R_{st}(T) = \frac{2\pi\omega\lambda(T)^2}{c^2} \frac{n_n}{n_s} \tau, \quad (7)$$

где  $n_n$ ,  $n_s$  — число нормальных и сверхпроводящих электронов;  $\tau^{-1} = v_F / l$  — частота соударений электронов;  $v_F$  — скорость электронов на поверхности Ферми;  $l$  — длина свободного пробега электрона. Естественно, что  $n_n + n_s = n$  — полное число электронов проводимости.

Воспользовавшись известным эмпирическим выражением для глубины проникновения магнитного поля  $\lambda(T) = \lambda(0)(1 - t^4)^{-1/2}$ , справедливым для диапазона температур не очень далеких от  $T_c$ , можно получить простое выражение для  $R_{st}(T)$ :

$$R_{st}(T) = \frac{2\pi\omega^2 l}{c^2} \lambda(0) \frac{t^4}{(1 - t^4)^{3/2}}, \quad (8)$$

где  $t = T / T_c$ .

Значение скорости электронов на поверхности Ферми получаем из выражения  $v_F = k_B T_c \xi_0 / 0,18 \hbar$ , полагая длину когерентности  $\xi_0 = 2$  нм [6]. Длину свободного пробега электро-

на для данных соединений выбираем равной 5 нм [6].

На рис. 2 пунктирной линией показана теоретическая кривая  $R_{st}(T)$ , полученная из выражения (8) для глубины проникновения магнитного поля  $\lambda(0) = 140$  нм и критической температуры сверхпроводящего перехода  $T_c = 88$  К. Как видно на рисунке, оба теоретических подхода показывают примерно одинаковые результаты, позволяющие описать уменьшение поверхностного сопротивления при температурах не очень далеких от  $T_c$ . Однако ни в рамках теории БКШ, ни в приближении Гортера—Казимира не удается объяснить резкое возрастание сопротивления с понижением температуры.

Ряд авторов (см., например, [4–6]) связывают возникновение широкого максимума на кривых  $R_s(T)$  с микроструктурной неоднородностью исследуемых объектов и существованием слабых связей, где сверхпроводимость может быть подавлена или полностью разрушена. Как правило, в качестве слабых связей рассматриваются границы зерен или двойников. Однако до сих пор не получено надежного экспериментального подтверждения непосредственного влияния плотности кристаллических дефектов на величину наблюдаемого эффекта. С другой стороны, максимум на кривых  $R_s(T)$  может наблюдаться как на монокристаллических образцах  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , так и на пленках, приготовленных разными методами, которые заведомо отличаются степенью совершенства микроструктуры. В то же время в работе [6] показано, что в пленке  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , полученной методом неосевого магнетронного распыления, отмеченный выше максимум на  $R_s(T)$  появляется только после ее двухнедельной выдержки на воздухе. Трудно себе представить, чтобы такая низкотемпературная обработка могла привести к заметным изменениям микроструктуры пленки. Поэтому можно сделать вывод, что наблюдаемые аномалии в поведении  $R_s(T)$ , показанные на рис. 1, скорее всего, не связаны с микроструктурными неоднородностями и образованием слабых связей.

По этим же причинам не менее спорной представляется попытка объяснить наблюдаемое возрастание  $R_s(T)$  за счет  $d$ -волнового механизма спаривания электронов [1–3]. Маловероятно, чтобы изменения в режимах приготовления образцов могли приводить к изменению типа симметрии параметра сверхпроводящего порядка. С другой стороны, анализ температурной зависимости поверхностного сопротивления, проведенный для монокристаллических образцов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  в

рамках модели  $d$ -волнового спаривания [3], показывает слабое согласие с экспериментальными данными.

Предлагаемые в некоторых работах механизмы возникновения потерь в СВЧ поле, связанные с интерференцией падающих волн за счет интерфейсного отражения [21], по-видимому, могут объяснить существование остаточного поверхностного сопротивления в сверхпроводящем состоянии, однако подразумевают сильную зависимость этого эффекта от геометрических размеров образцов, что на практике не наблюдается.

Многие экспериментальные факты свидетельствуют, что величина остаточного поверхностного сопротивления и температурное поведение  $R_s(T)$  очень чувствительны к содержанию атомов кислорода в этих соединениях. Известно, что оптимальная концентрация атомов кислорода в соединении  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  соответствует  $\delta = 0,08$ . Избыток или недостаток атомов кислорода может приводить к своеобразным изменениям электронных свойств материала, связанных с возможностью переноса заряда. Физическая природа этого явления еще далека от полного понимания из-за чрезмерной сложности электронной структуры данных соединений. В работе [12] показано, что в передопирированных кислородом соединениях  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  (при  $0,05 < \delta < 0,03$ ) возможно появление двух сверхпроводящих фаз с критическими температурами, которые отличаются всего на 2,5 К. Из работы [13] следует, что повышение содержания кислорода сопровождается изменением величины и знака заряда в позиции O(4) от  $-2,07$  до  $0,67$ , что должно приводить к формированию нескомпенсированных магнитных моментов, локализованных в слое Ba–O. Обнаруженный недавно эффект фазового расслоения (см., например, [14]) также может приводить к образованию спин-поляризованных кластеров малых размеров в соединениях данного класса.

Принимая во внимание изложенное выше, можно предложить принципиально новое объяснение необычного поведения зависимости  $R_s(T)$ , основываясь на следующих предположениях.

1. В соединениях ВТСП возможно существование двух сверхпроводящих энергетических щелей, например в плоскости и цепочках Cu–O. Хотя, как отмечалось выше, возможны и другие варианты образования двухфазного сверхпроводящего состояния. При температурах близких к  $T_c$  из-за сильного возрастания длины когерентности и перекрытия волновых функций сверхпроводящих электронов в соседних плоскостях и цепочках обе щели трансформируются в одну,

которая и определяет величину критической температуры соединения. При понижении температуры перекрытие волновых функций ослабевает (уменьшается проявление эффекта близости) и поведение обеих щелей можно рассматривать независимо.

2. Избыток или недостаток атомов кислорода в соединении  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  может приводить к образованию магнитных примесей. При высоких температурах (близких к  $T_c$ ) магнитные примеси можно рассматривать как независимые центры, на которых происходит рассеяние носителей с переворотом спина [15–17]. Этот процесс сопровождается распариванием электронов вследствие действия закона сохранения общего спина и приводит к возникновению бесщелевого сверхпроводящего состояния [9,18].

3. Понижение температуры может приводить к усилению межпримесного взаимодействия и стремлению магнитной подсистемы к упорядочению. В этом случае рассеяние носителей с переворотом спина становится менее вероятным и эффекты электронного распаривания становятся невозможными [9]. Упорядочение магнитных примесей может осуществляться либо по типу фазового перехода при конечной температуре, либо непрерывным образом с переходом в состояние спинового стекла. Можно надеяться, что механизм образования магнитного порядка в купратах будет мало отличаться от предложенного для легированных манганитов, получивших широкую известность после открытия в них эффекта «колоссального магнитосопротивления» [19,20]. На-

пример, такой механизм может возникать благодаря косвенному анизотропному обмену через кислородные орбитали.

Описанная выше ситуация схематически представлена на рис. 3.

В данной работе мы не будем конкретизировать физическую природу магнитного упорядочения, а будем предполагать, что магнитная подсистема может находиться в двух состояниях: высокотемпературном некоррелированном (когда примеси можно рассматривать как независимые) и низкотемпературном коррелированном (когда наступает магнитное упорядочение). Тогда при понижении температуры число некоррелированных магнитных примесей  $N_m$  будет уменьшаться до нуля по простому закону:

$$N_m(T) \propto N_{m0} \exp(-T_0/T), \quad (9)$$

где  $N_{m0}$  — число независимых магнитных примесей при высоких температурах;  $T_0$  — энергия взаимодействия примесей, приводящая к магнитному упорядочению (или энергия корреляции магнитных примесей).

Таким образом, с понижением температуры в сверхпроводящем соединении  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  могут происходить три последовательных процесса, приводящие к существенной перестройке энергетического спектра и влияющие на потери в СВЧ поле. В непосредственной близости к  $T_c$  весь образец находится в фазово-когерентном состоянии и начинает переходить в сверхпроводящее состояние как единое целое. В этом случае температурное поведение поверхностного сопротивления достаточно хорошо описывается в рамках теории БКШ или двухжидкостной модели Гортера–Казимира, как показано на рис. 2 сплошной и пунктирной линиями 1. Дальнейшее понижение температуры должно приводить к разделению сверхпроводящих энергетических щелей в плоскостях и цепочках  $Cu-O$  из-за резкого уменьшения длины когерентности. Поэтому может возникнуть ситуация, когда концентрация магнитных примесей, которые постоянно находятся в соединении, окажется выше критической по отношению к сверхпроводящей компоненте электронов, локализованных вдоль цепочек  $Cu-O$ . При этом процесс рассеяния носителей на примесях с переворотом спина приводит к переходу части образца в бесщелевое сверхпроводящее состояние. Так как этот процесс сопровождается распариванием сверхпроводящих электронов, то температурную зависимость поверхностного сопротивления можно представить в форме, обратной выражению (7). Действительно, в данном случае число нор-

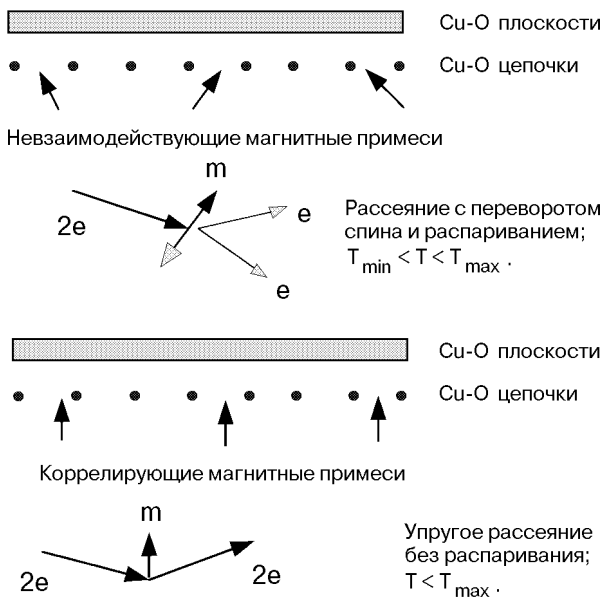


Рис. 3. Схематическое изображение рассеяния носителей на магнитных примесях с переворотом и без переворота спина.

мальных электронов будет возрастать с понижением температуры, а число сверхпроводящих уменьшаться. Учитывая температурную зависимость длины свободного пробега электронов [6] и полагая, что глубина проникновения магнитного поля слабо изменяется в интересующем диапазоне температур, была рассчитана теоретическая зависимость  $R_{st}(T)$  с учетом распаривания части сверхпроводящих электронов (см. рис. 2, кривая 2). Наблюдаемый в эксперименте резкий минимум (см. рис. 1) в поведении  $R_{st}(T)$  может быть описан в рамках данной модели без введения каких-либо дополнительных подгоночных параметров. При дальнейшем понижении температуры возникающая корреляция между магнитными примесями приводит к прекращению рассеяния электронов с переворотом спина и восстановлению сверхпроводящей энергетической щели вдоль цепочек  $\text{Cu}-\text{O}$ . Тогда выражение для температурного поведения поверхностного сопротивления должно включать два множителя: температурную зависимость числа нормальных и сверхпроводящих электронов, которая вновь может быть описана в рамках теории БКШ (2), (3) или Гортера—Казимира (7), и вероятность существования независимых магнитных примесей, описываемую выражением (9):

$$R_{st}(T) \approx R_0 \exp(-T_0/T) \left[ \frac{t^4}{1-t^4} \right] + R_1, \quad (10)$$

где  $R_0$  — постоянный параметр, который можно определить из выражений (7) и (9);  $R_1$  — величина остаточного поверхностного сопротивления.

Наилучшее согласие с экспериментом получается (кривая 3 на рис. 2) при выборе параметра  $T_0 = 130$  К, который может характеризовать корреляционную энергию спинового взаимодействия примесных атомов.

#### 4. Заключение

В работе показано, что часто наблюдаемое необычное температурное поведение поверхностного сопротивления ВТСП материалов в СВЧ поле может быть обусловлено не структурными неоднородностями или нетрадиционным типом спаривания электронов, а содержанием и степенью упорядочения кислородных атомов. Используя идею существования магнитных примесей и механизм неупругого рассеяния носителей с переворотом спина, авторы предложили качественную модель возникновения и необычного температурного

поведения СВЧ потерь в ВТСП пленках при низких температурах.

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность В. Кресину и Ю. Овчинникову за полезные дискуссии. Работа выполнена в рамках проекта № 2/573 Министерства науки и технологий Украины.

1. D. A. Bonn, P. Liang, and W. N. Hardy, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 2390 (1992).
2. J. Mao, D.-H. Wu, J. Peng, R. L. Greene, and S. M. Angle, *Phys. Rev.* **B51**, 3316 (1995).
3. T. Jacobs, S. Sridhar, Qiang Li, G. D. Gu, and N. Koshizuka, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 4516 (1995).
4. J. Halbritter, *J. Appl. Phys.* **68**, 6315 (1992).
5. J. Halbritter, *J. Supercond.* **8**, 691 (1995).
6. T. Jacobs, K. Nurnssen, R. Schwab, R. Haidingerand, and J. Halbritter, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **7**, 1917 (1997).
7. V. F. Tarasov, V. F. Taborov, V. G. Prokhorov, and V. M. Pan, *Czech. J. Phys.* **46**, 1067 (1996).
8. T. Jacobs, S. Sridnar, C. T. Rieck, K. Schamberg, T. Wolf, and J. Halbritter, *J. Phys. Chem. Solids* **56**, 1945 (1995).
9. Yu. Ovchinnikov and V. Kresin, *Phys. Rev.* **B54**, 1251 (1996).
10. S. Sridnar, D.-H. Wu, and W. Kennedy, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 1873 (1989).
11. В. В. Шмидт, *Введение в физику сверхпроводников*, Наука, Москва (1982).
12. E. Kaldis, J. Röhler, E. Liarokapis, N. Poulakis, K. Conder, and P. W. Loeffen, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 4894 (1997).
13. V. Gusakov, *Physica* **C239-240**, 813 (1994).
14. A. A. Gorbatshevich, Yu. A. Kopaev, and I. V. Tokatly, *Physica* **C223**, 95 (1994).
15. А. Абрикосов, Л. Горьков, *ЖЭТФ* **12**, 1243 (1961).
16. S. Skalski, O. Betleder, and P. Weiss, *Phys. Rev.* **A134**, 1500 (1964).
17. A. Abrikosov, *Fundamental of the Theory of Metals*, Amsterdam, North-Holland (1988).
18. V. Kresin and S. Wolf, *Phys. Rev.* **B51**, 1229 (1995).
19. Л. П. Горьков, *УФТ* **168**, 665 (1998).
20. D. Khomskii and G. Sawatzky, *Solid State Commun.* **102**, 87 (1997).
21. В. В. Еременко, Д. Э. Жеребчевский, Т. Н. Моисеева, В. В. Чабаненко, *ФНТ* **15**, 695 (1989).

#### Nature of anomalous behavior of surface resistance for $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ films in microwave field

V. G. Prokhorov, G. G. Kaminsky, and Yong Pak Lee

The temperature dependences of microwave surface resistance of overdoped YBCO films are investigated experimentally. It is shown that the unusual behavior of surface resistance can be described by the scenarios based on the idea of a spin-flip scattering of the carriers leading to a pair-breaking and giving rise to gapless state.