

## МИКРОВОЛНОВЫЙ ИМПЕДАНС КРИСТАЛЛОВ $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$ : СРАВНЕНИЕ С Nb

М. Р. Трунин, А. А. Жуков, А. Т. Соколов

*Институт физики твердого тела Российской академии наук  
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 4 апреля 1996 г.

На частоте 9.42 ГГц измерен поверхностный импеданс  $Z_s = R_s + iX_s$  образцов  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$  и Nb в интервале температур  $4 < T < 50$  К. Теория БКШ в грязном пределе полностью описывает электродинамические свойства Nb, а ее применение к  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$  позволяет определить лондоновскую глубину проникновения поля  $\lambda_L(0) = 3100 \pm 100$  Å.

В работе [1] на частоте 6.5 ГГц измерялся поверхностный импеданс  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$  пленок, образующих плоскопараллельный резонатор. Микроволновые измерения импеданса  $Z_s = R_s + iX_s$  кристаллов  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$  до сих пор не проводились. Анализ температурных зависимостей поверхностного сопротивления  $R_s(T)$  и поверхностного реактанса  $X_s(T)$  сверхпроводника определяет величину щели, глубину проникновения поля, наличие примесей в образце и, в конечном итоге, механизм сверхпроводящего спаривания. Примером могут служить недавние исследования  $Z_s(T)$  монокристаллов  $\text{YBaCuO}$  [2–4] и  $\text{BiSrCaCuO}$  [5], выполненные методом, удобным для измерения образцов малого размера (метод «hot finger»). Из множества предлагаемых моделей эти исследования позволили выделить два наиболее вероятных механизма спаривания ( $d$  или анизотропное  $s$ ) в этих материалах.

В отличие от других высокотемпературных сверхпроводников соединение  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$  (ВКВО), не содержащее меди и имеющее кубическую перовскитную структуру, казалось бы, является обычным изотропным сверхпроводником второго рода с высокой температурой сверхпроводящего перехода  $T_c \approx 30$  К. И, действительно, многие экспериментальные факты объясняются в рамках модели Бардина–Купера–Шриффера (БКШ) с синглетным типом спаривания носителей [6]. Вместе с тем в нормальном и сверхпроводящем состояниях ВКВО наблюдался ряд аномальных свойств, например, положительная кривизна температурной зависимости второго критического поля [7–9]. Кроме того, извлекаемые из экспериментов параметры ВКВО — константа взаимодействия [10, 11], величина щели [12, 13], глубина проникновения магнитного поля [1, 14] и т. д. — значительно отличаются. По-видимому, главной причиной такой неоднозначной интерпретации экспериментов является «несовершенство» исследуемых кристаллов ВКВО. В частности, по измерениям динамической восприимчивости ширина их сверхпроводящего перехода составляет несколько градусов и даже в образцах с наименьшим удельным сопротивлением  $\rho(T_c) < 100$  мкОм·см переход является неоднородным [7].

В данной работе сверхпроводящие свойства кристаллов ВКВО изучались в трехсантиметровом диапазоне длин волн. Эффективность используемой методики проверена в работе с образцами Nb. Измерения температурной зависимости поверхностного импеданса демонстрируют неоднородное уширение сверхпроводящего перехода и значитель-

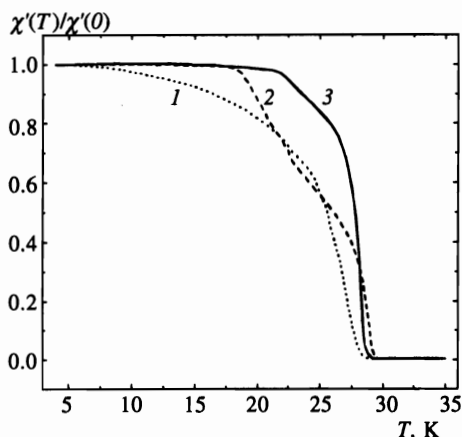


Рис. 1. Динамическая восприимчивость трех кристаллов ВКВО

ные остаточные потери в кристаллах ВКВО. Тем не менее во всем интервале температур экспериментальные кривые могут быть описаны в рамках БКШ-модели, учитывающей оба этих фактора.

Поверхностный импеданс образцов Nb и ВКВО измерялся на частоте  $f_0 = 9.42$  ГГц методом, впервые предложенным в [15]. Использовался цилиндрический резонатор, длина и диаметр которого были равны 42 мм, выточенный из чистого ниобия. Дополнительной обработке резонатор не подвергался. Важными особенностями конструкции и работы резонатора являются: возможность плавного изменения степени связи волноводов с резонатором; достижение большого частотного сдвига ( $> 30$  МГц) между выржденными колебаниями  $H_{011}$  и  $E_{111}$ ; неизменность рабочей температуры резонатора  $T = 4.2$  К.

Эксперименты проводились с образцами Nb, вырезанными из того же исходного материала, что и сам резонатор, и с кристаллами ВКВО, которые были приготовлены методом электрохимической кристаллизации [16]. На рис. 1 представлены характерные температурные зависимости действительной части динамической восприимчивости  $\chi'(T)/\chi'(0)$  монокристаллов ВКВО одинакового состава, режим синтеза которых варьировался с целью получения кристалла, обладающего узким и однородным переходом в сверхпроводящее состояние. Вырастить такой кристалл пока не удалось: как видно из рис. 1, набор зависимостей  $\chi'(T)/\chi'(0)$  для разных образцов демонстрирует изменение их сверхпроводящего перехода от очень широкого и плавного (образец 1) до «двухступенчатого» (образец 3), начинающегося при  $T \approx 29$  К и меняющего наклон при  $T \approx 26$  К. Похожие структуры сверхпроводящих переходов уже наблюдались ранее в [7] при измерении намагниченности кристаллов ВКВО, выращенных аналогичным методом. Ниже мы приводим результаты измерения поверхностного импеданса двух образцов, имеющих приблизительно кубическую форму: Nb объемом  $5.5$  мм<sup>3</sup> и ВКВО объемом  $0.2$  мм<sup>3</sup> (образец 3).

Образец устанавливался на торце сапфирового стержня и вводился в центр резонатора, где магнитное поле  $H$  рабочей моды  $H_{011}$  имеет осевое направление и однородно. Весь узел крепления резонатора и образца помещен в высокий вакуум, что вместе с термической изоляцией стержня обеспечивает возможность регулирования температуры образца извне в диапазоне от 4.2 до 50 К, не нагревая при этом сам резонатор. В

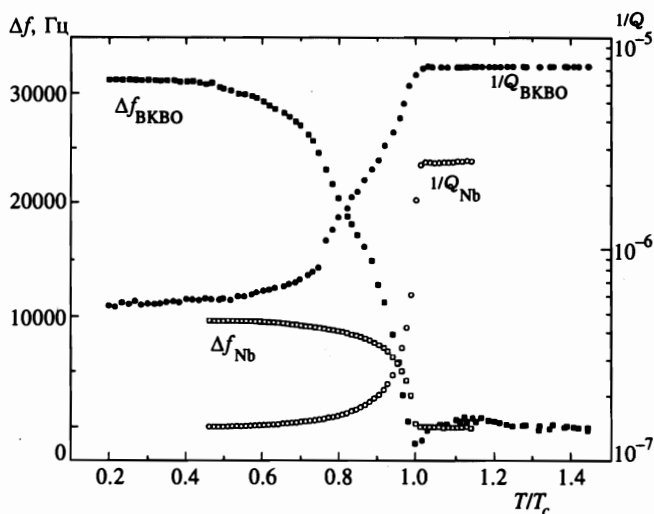


Рис. 2. Измеренные температурные зависимости  $1/Q$  и  $\Delta f$  ниобиевого образца (светлые символы) и кристалла VKBO (темные символы)

этом интервале температур добротность резонатора без образца (но с нагретым сапфировым стержнем внутри) не менялась, оставаясь равной  $Q_0(T) \approx 7.1 \cdot 10^6$ , и наблюдался небольшой, но воспроизводимый сдвиг  $\Delta f_0(T)$  частоты  $f_0$  резонатора. Точность измерения добротности резонатора составляла  $\sim 1\%$ ; погрешность установки и измерения резонансной частоты, а также нестабильность частоты используемого СВЧ-синтезатора не превышали  $10^{-9}$ .

На рис. 2 приведены температурные зависимости измеряемых в эксперименте величин — добротности  $Q(T)$  резонатора с образцом Nb или VKBO и соответствующие изменения резонансной частоты  $\Delta f(T) - \Delta f_0(T)$ . Поверхностное сопротивление  $R_s(T)$  образца и изменение его реактанса  $\Delta X_s(T)$  находятся из соотношений:

$$R_s(T) = \Gamma_s [Q^{-1}(T) - Q_0^{-1}(T)], \quad \Delta X_s(T) = -\frac{2\Gamma_s}{f_0} [\Delta f(T) - \Delta f_0(T)], \quad (1)$$

где

$$\Gamma_s = \frac{\omega_0 \mu_0 \int_V dV H^2}{\int_S dS H_s^2} \quad (2)$$

— геометрический фактор образца, размерностью которого в международной системе единиц является Ом,  $\omega_0 = 2\pi f_0$ ,  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Гн/м, в числителе (2) интегрирование идет по объему резонатора, в знаменателе — по площади поверхности образца. Как видно из (1) и (2), для определения абсолютных значений  $R_s(T)$  и  $X_s(T) = \Delta X_s(T) + X_0$  необходимо знать две величины: аддитивную константу  $X_0$  и  $\Gamma_s$ . Первая находится из условия равенства действительной  $R_n$  и мнимой  $X_n$  частей импеданса в нормальном состоянии  $R_n = X_n$ , поскольку для исследуемых нами образцов Nb и VKBO выполняются критерии нормального скин-эффекта. Задача о вычислении второй величины —  $\Gamma_s$  — в общем случае может быть решена только численными методами. Но

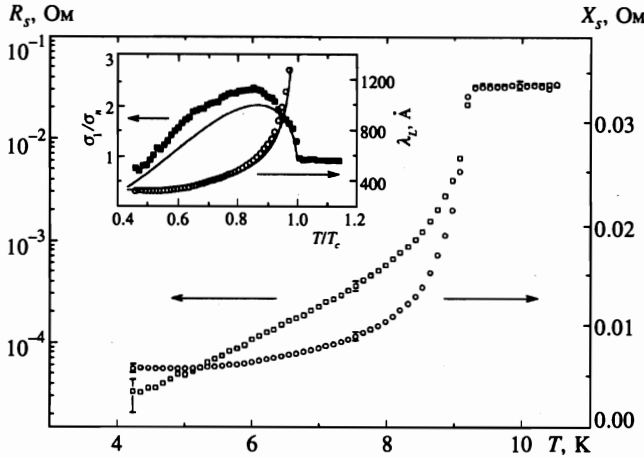


Рис. 3. Зависимости  $R_s(T)$  и  $X_s(T)$  в Nb. На вставке приведены температурные зависимости действительной части проводимости  $\sigma_1/\sigma_n$  (темные квадратики) и лондоновской глубины проникновения поля  $\lambda_L$  (светлые кружки), найденные по измеренным значениям  $R_s(T)$  и  $X_s(T)$  из формул (4), (5) и соотношения  $\lambda_L(T) = 0.4\lambda(T)$ . Сплошные кривые рассчитаны в рамках модели БКШ [6, 23]

если образец имеет эллипсоидальную форму и помещен в центр резонатора, работающего на моде  $H_{011}$ , нетрудно получить аналитическое выражение для  $\Gamma_s$  [17]. Поэтому первым нашим шагом была оценка  $\Gamma_{1,Nb}$  и  $\Gamma_{1,ВКВО}$  в предположении, что оба образца — сфероиды, объем которых равен известному объему образцов Nb и ВКВО. Второй шаг основан на экспериментальном способе определения  $\Gamma_{Nb}$ . В условиях нормального скин-эффекта поверхностное сопротивление  $R_n = \sqrt{\omega\mu_0\rho/2}$ . Мы измерили удельное сопротивление  $\rho_{Nb}$  (10 K)  $\approx 3$  мкОм·см тонкой полоски Nb, вырезанной из того же материала, что и сам ниобиевый образец. Приравнявая теперь  $R_n$  и  $R_s(10\text{ K})$  из (1), мы нашли величину  $\Gamma_{Nb} = 1.38 \cdot 10^4$  Ом, которая оказалась всего лишь на 24% меньше вычисленной  $\Gamma_{1,Nb}$  первым способом. Учитывая сходство формы исследуемых образцов Nb и ВКВО, геометрический фактор кристалла ВКВО был принят равным  $\Gamma_{ВКВО} = 0.76 \cdot \Gamma_{1,ВКВО} = 12.4 \cdot 10^4$  Ом.

На рис. 3 показаны температурные зависимости  $R_s(T)$  и  $X_s(T)$  ниобиевого образца, критическая температура которого  $T_c = 9.2$  К. При  $T > T_c$  (в нормальном состоянии)  $R_n = X_n = \sqrt{\omega\mu_0 m/2ne^2\tau} \approx 33$  мОм. Величина отношения эффективной массы  $m$  к концентрации носителей  $n$  в Nb известна [18, 19]:  $m/n \approx 1.5 \cdot 10^{-59}$  кг·м<sup>3</sup>. Находим время релаксации носителей  $\tau \approx 2 \cdot 10^{-14}$  с и длину свободного пробега  $l \approx 40$  Å, которая намного меньше глубины скин-слоя  $\delta = \rho/R_n \approx 9000$  Å. В сверхпроводящем состоянии при  $T < 5.5\text{ K} = 0.6T_c$  величина  $X_s(T)$  практически достигает своего минимального значения  $X_s(0) \approx 6$  мОм. Поверхностное сопротивление  $R_s(T)$  уменьшается на 3 порядка при изменении температуры от  $T_c$  до  $0.5T_c$ . Такое поведение  $R_s(T)$  и  $X_s(T)$  соответствует модели БКШ, а знание абсолютных значений  $R_s(T)$  и  $X_s(T)$  определяет сверхпроводящие параметры Nb.

В локальном случае имеется простая связь между поверхностным импедансом

сверхпроводника и его комплексной проводимостью  $\sigma_s = \sigma_1 - i\sigma_2$ :

$$Z_s = R_s + iX_s = \left( \frac{i\omega\mu_0}{\sigma_1 - i\sigma_2} \right)^{1/2}. \quad (3)$$

Измерив величины  $R_s$  и  $X_s$ , из (3) находим выражения для действительной и мнимой компонент проводимости  $\sigma_s$ , нормированной на ее значение  $\sigma_n$  в нормальном состоянии:

$$\frac{\sigma_1}{\sigma_n} = \frac{4R_n^2 R_s X_s}{(R_s^2 + X_s^2)^2}, \quad \frac{\sigma_2}{\sigma_n} = \frac{2R_n^2 (X_s^2 - R_s^2)}{(R_s^2 + X_s^2)^2}. \quad (4)$$

Самым ярким проявлением модели БКШ [6], отличающим ее от всех других теорий высокочастотного отклика сверхпроводников, является немонотонная зависимость  $\sigma_1(T)$ , возрастающая при  $0.85 < T/T_c < 1$  и убывающая при  $T < 0.85T_c$  (так называемый когерентный пик). Амплитуда пика убывает с увеличением частоты  $\omega$ , отношения  $l/\xi_0$  ( $\xi_0$  — длина когерентности) и константы электрон-фононного взаимодействия [20]; пик исчезает, если эта константа превышает единицу. Нам известна единственная работа [21], в которой когерентный пик в Nb наблюдался на частоте 60 ГГц. На вставке рис. 3 сплошной линией показана температурная зависимость  $\sigma_1/\sigma_n$ , вычисленная из общих формул теории БКШ [22] с известными значениями  $\omega$ ,  $\tau$  и  $m/n$ . Температурная зависимость щели  $\Delta(T)$  бралась из тех же формул,  $2\Delta(0) = 3.53kT_c$ ; нет никаких подгоночных параметров. Заштрихованные квадратики на вставке — экспериментальная зависимость  $\sigma_1/\sigma_n(T/T_c)$ , найденная из (4).

Мнимая часть проводимости  $\sigma_2(T)$  определяет глубину проникновения  $\lambda(T)$  магнитного поля в сверхпроводник

$$\lambda = (\sqrt{\omega\mu_0\sigma_2})^{-1}. \quad (5)$$

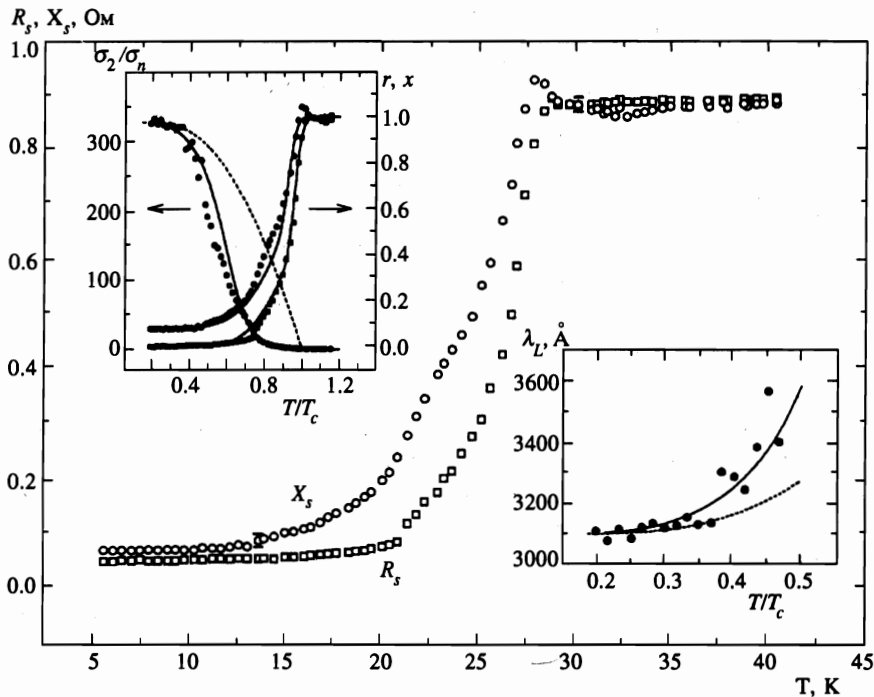
В области низких температур,  $T \ll T_c$ , зависимость  $\lambda(T)$  совпадает с  $X_s(T) = \omega\mu_0\lambda(T)$  и из рис. 3 сразу находим  $\lambda(0) = X_s(0)/\omega\mu_0 \approx 800 \text{ \AA}$ . В грязном ( $l < \sqrt{\xi_0 l} < \lambda$ ) низкочастотном ( $\hbar\omega \ll \Delta$ ) пределе теории БКШ, которому удовлетворяют рассматриваемые эксперименты, нетрудно получить точное аналитическое выражение для  $\sigma_2$ :

$$\frac{\sigma_2}{\sigma_n} = \frac{\pi\Delta(T)}{\hbar\omega} \text{th} \left( \frac{\Delta}{kT} \right) \quad (6)$$

и приближенное вблизи  $T_c$ , но количественно верное при  $T \ll T_c$  выражение для  $\sigma_1$ :

$$\frac{\sigma_1}{\sigma_n} \approx \frac{\Delta(T)}{2kT} \text{ch}^{-2} \left( \frac{\Delta}{2kT} \right) \ln \left( \frac{\Delta}{\hbar\omega} \right). \quad (7)$$

Когерентный пик возникает из-за логарифмического множителя в (7). В грязном пределе лондоновская глубина проникновения  $\lambda_L(0)$  связана с измеряемой  $\lambda(0)$  соотношением  $\lambda_L(0) = \lambda(0)\sqrt{l/\xi_0}$ . Определяя  $\sigma_2(T)$  из (4),  $\lambda(T)$  из (5) и учитывая, что для нашего Nb образца  $\sqrt{l/\xi_0} = \sqrt{\pi\Delta(0)\tau/\hbar} \approx 0.4$ , находим зависимость  $\lambda_L(T)$ , изображенную кружками на вставке рис. 3. Сплошная кривая — расчет  $\lambda_L(T)$ , использующий формулы (6) и (5). Найденное значение  $\lambda_L(0) = 320 \pm 10 \text{ \AA}$  совпадает с известными для Nb литературными данными [21, 23, 24].



**Рис. 4.** Зависимости  $R_s(T)$  и  $X_s(T)$  кристалла ВКВО. На верхней вставке символы изображают температурные зависимости относительных величин поверхностного сопротивления  $r$ , реактанса  $x$  и мнимой части проводимости  $\sigma_2$ , сплошные линии — соответствующие эффективные величины, найденные по формуле (8), штриховая линия — зависимость (6). На нижней вставке приведены зависимости  $\lambda_L(T)$ , вычисленные в грязном пределе теории БКШ (штриховая линия) и в рамках модели, учитывающей наличие в образце областей с разными критическими температурами (сплошная линия). Точками показана измеренная зависимость  $\lambda_L(T)$

На рис. 4 представлены температурные зависимости  $R_s(T)$  и  $X_s(T)$  кристалла ВКВО, заметно отличающиеся от соответствующих кривых для Nb (рис. 3). Во-первых, при изменении температуры от  $T = T_c \approx 29$  К до  $T = 15$  К поверхностное сопротивление  $R_s(T)$  уменьшается всего лишь в 18 раз, выходя при  $T < 15$  К на почти постоянный уровень остаточного сопротивления  $R_0 \approx 49$  мОм. Во-вторых, имеется широкий и неоднородный сверхпроводящий переход, реально состоящий как бы из двух последовательных переходов: первый начинается при  $T \approx 29$  К, второй — при  $T \approx 26$  К. Они же проявляются в измеренных температурных зависимостях  $1/Q$  и  $\Delta f$  на рис. 2. В нормальном состоянии значению  $R_s(40 \text{ К}) \approx 0.89$  Ом соответствует  $\rho(40 \text{ К}) \approx 2100$  мкОм·см и для отношения  $m/n \approx 2.6 \cdot 10^{-57}$  кг·м<sup>3</sup> в ВКВО [13, 25] по формуле Друде получаем  $\tau \approx 0.5 \cdot 10^{-14}$  с.

Обе отмеченные особенности температурной зависимости импеданса ВКВО связаны с дефектностью поверхностного слоя кристалла. Мы покажем сейчас, как, оставаясь в рамках модели БКШ и учитывая неоднородность образца и остаточные потери  $R_0$  в нем, можно описать экспериментальные кривые  $R_s(T)$  и  $X_s(T)$  на рис. 4. Для этого воспользуемся идеологией работы [26], где на основе простой модели эффективной

среды объяснялось происхождение узкого некогерентного пика в микроволновой проводимости  $\sigma_1(T)$  монокристаллов YBaCuO. Итак, предположим, что различные области нашего образца переходят в сверхпроводящее состояние при разных критических температурах, лежащих в интервале  $\Delta T_c$ . Если размер каждой из этих областей мал по сравнению с глубиной проникновения магнитного поля, то распределение микроволновых токов по образцу является однородным, а вычисление эффективного импеданса  $Z_{eff}$  образца сводится к двум действиям: сначала суммируются импедансы  $Z_s$  областей образца (с разными  $T_c$ ), связанных в цепь вдоль линии тока, а затем делается усреднение по объему образца. В результате

$$Z_{eff}(T) = \int_{\Delta T_c} Z_s(T, T_c) f(T_c) dT_c, \quad (8)$$

где функция распределения  $f(T_c)$  такова, что доля объема образца с критическими температурами в интервале  $T_c < T < T_c + dT_c$  равна  $f(T_c)dT_c$ . В простейшем случае  $f(T_c)$  — функция Гаусса. Применительно к рис. 4 функция распределения различных областей образца по  $T_c$  должна отражать оба наблюдаемых перехода: если двигаться со стороны низких температур, то широкий переход с максимумом  $f(T_{c2})$  в районе  $T_{c2} \approx 26$  К быстро переходит в узкий с максимумом  $f(T_{c1})$  при  $T_{c1} \approx 28$  К.

На верхней вставке рис. 4 приведены температурные зависимости относительных величин:

$$r = \frac{R_s - R_0}{R_n - R_0} \approx \frac{R_s - R_0}{R_n}, \quad x = \frac{X_s}{X_n - R_0} \approx \frac{X_s}{R_n}. \quad (9)$$

В числителе выражения для  $r$  учтена только температурнозависящая часть поверхностного сопротивления, которая получается из  $R_s(T)$  на рис. 4 вычитанием остаточного сопротивления  $R_0 \ll R_n$ . Заметим еще, что, как следует из (1),  $r$  и  $x$  в (9) не зависят от геометрического фактора (2) образца. Сплошные линии соответствуют эффективным  $r$  и  $x$  из соотношения (8), в котором импеданс  $Z_s(T, T_c)$  вычислялся по общим формулам БКШ для электромагнитного отклика сверхпроводников [22] с  $2\Delta(0) = 3.53kT_c$  и указанными выше значениями  $r$  и  $n/m$  кристалла ВКВО, а в качестве функции распределения  $f(T_c)$  использовалось выражение

$$f(T_c) = \frac{2}{3} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left[ \frac{1}{\Delta T_1} \exp \left\{ -\frac{(T_{c1} - T)^2}{2(\Delta T_1)^2} \right\} + \frac{1}{\Delta T_2} \theta(T_{c2} - T) \exp \left\{ -\frac{(T_{c2} - T)^2}{2(\Delta T_2)^2} \right\} \right]$$

с  $T_{c1} = 28$  К,  $\Delta T_1 = 1$  К;  $T_{c2} = 26.5$  К,  $\Delta T_2 = 4.7$  К. На этой же вставке точками показана зависимость  $\sigma_2/\sigma_n(T/T_c)$ , найденная по измеренным значениям  $r$  и  $x$  из формулы (4), сплошной линией — эффективная проводимость  $\sigma_{2,eff}/\sigma_n$ , тоже найденная из (4), но с использованием эффективных  $r$  и  $x$ , и штриховой линией — зависимость (6), совпадающая с предыдущей кривой при  $T < 0.3T_c$ . Минимальное значение мнимой части импеданса  $X_s(0) \approx X_s(5 \text{ К}) \approx 70$  мОм и, следовательно,  $\lambda(0) = X_s(0)/\omega\mu_0 \approx 9400$  Å. Учитывая ошибку измерений и множитель  $\sqrt{l/\xi_0} \approx 0.33$ , находим лондоновскую глубину проникновения поля в кристалл ВКВО при  $T = 0$ :  $\lambda_L(0) = 3100 \pm 100$  Å. Температурный ход  $\lambda_L(T)$ , представленный точками на нижней вставке рис. 4, следует БКШ-закону (штриховая линия) в грязном пределе с учетом отклонения от него при  $T > 0.3T_c$  (сплошная линия), которое получается из рассмотренной модели неоднородного уширения сверхпроводящего перехода. Найденное значение  $\lambda_L(0)$  согласуется с недавними

измерениями  $\lambda(0)$  [1, 27], если в них учесть поправку  $\sqrt{1 + \xi_0/l}$  за счет рассеяния на примесях:  $\lambda_L(0) = \lambda(0)/\sqrt{1 + \xi_0/l}$ .

Таким образом, сравнительные измерения микроволнового поверхностного импеданса Nb и ВКВО демонстрируют очевидную разницу в величине остаточного поверхностного сопротивления  $R_0$  и ширине сверхпроводящего перехода этих образцов. Если высокочастотный отклик Nb хорошо описывается моделью БКШ, то большое значение  $R_0$  и неоднородное уширение сверхпроводящего перехода затрудняют интерпретацию экспериментальных данных в ВКВО. Тем не менее стандартная процедура выделения температурозависимой части импеданса  $Z_s(T)$  и использование гауссова распределения по  $T_c$  микрообластей, составляющих поверхностный слой образца, позволяют в рамках модели БКШ описать наблюдаемую зависимость  $Z_s(T)$  во всем диапазоне температур и определить значение лондоновской глубины проникновения поля в кристалл ВКВО.

Авторы благодарны В. Ф. Гантмахеру и И. Ф. Щеголеву за поддержку данных исследований и внимание к работе, А. А. Голубову и Д. В. Шовкуну за обсуждение результатов, В. Л. Масалову и Г. В. Мерзлякову за техническую помощь, Л. А. Клинковой и В. А. Чекалину за предоставленные образцы ВКВО и Nb. Работа выполнена в рамках проектов Российского фонда фундаментальных исследований (№ 94-02-03236) и Государственной программы «Сверхпроводимость» (№ 93-194).

## Литература

1. M. S. Pambianchi, S. M. Anlage, E. S. Hellman et al., *Appl. Phys. Lett.* **64**(2), 244 (1994).
2. D. A. Bonn, S. Kamal, K. Zhang et al., *Phys. Rev. B* **50**, 4051 (1994).
3. J. Mao, D. H. Wu, J. L. Peng et al., *Phys. Rev. B* **51**, 3316 (1995).
4. T. Jacobs, S. Sridhar, C. T. Rieck et al., *J. Phys. Chem. Solids* **56**, 1945 (1995).
5. T. Jacobs, S. Sridhar, Q. Li et al., *Phys. Rev. Lett.* **75**, 4516 (1995).
6. J. Bardeen, L. N. Cooper, and J. R. Schrieffer, *Phys. Rev.* **108**, 1175 (1957).
7. M. Affronte, J. Marcus, C. Escribe-Filippini et al., *Phys. Rev. B* **49**, 3502 (1994).
8. Н. В. Аншукова, А. И. Головашкин, Л. И. Иванова, и др., *ЖЭТФ* **108**, 2132 (1995).
9. V. F. Gantmakher, L. A. Klinkova, N. V. Barkovskii et al., *Phys. Rev. B* **54**, 6133 (1996).
10. W. Jin, M. H. Degani, R. K. Kalia et al., *Phys. Rev. B* **45**, 5535 (1992).
11. F. Marsiglio, J. P. Carbotte, A. Pushkov et al., *Phys. Rev. B* **53**, 9433 (1996).
12. M. Kosugi, J. Akimitsu, T. Uchida et al., *Physica C* **229**, 389 (1994).
13. A. V. Puchkov, T. Timusk, W. D. Mosley et al., *Phys. Rev. B* **50**, 4144 (1994).
14. F. J. Dunmore, H. D. Drew, E. J. Nicol et al., *Phys. Rev. B* **50**, 643 (1994).
15. S. Sridhar and W. L. Kennedy, *Rev. Sci. Instrum.* **54**, 531 (1988).
16. Л. А. Клинкова, Н. В. Барковский, С. А. Зверьков и др., *Сверхпроводимость: физика, химия, техника* **7**, 1437 (1994).
17. O. Klein, S. Donovan, M. Dressel et al., *Int. J. Infrared Millimeter Waves* **14**, 2423 (1993).
18. W. Schwarz and J. Halbritter, *J. Appl. Phys.* **48**, 4618 (1977).
19. G. W. C. Kaye and T. H. Laby, *Table of Physical and Chemical Constants*, Longmans Green, London (1966).
20. F. Marsiglio, *Phys. Rev. B* **44**, 5373 (1991).
21. O. Klein, E. J. Nicol, K. Holczer et al., *Phys. Rev. B* **50**, 6307 (1994).
22. S. B. Nam, *Phys. Rev.* **156**, 470, 487 (1967).



23. J. P. Turneaure, J. Halbritter, and H. A. Schwettman, *J. Supercond.* **4**, 341 (1991).
24. S. M. Anlage, D-H. Wu, J. Mao et al., *Phys. Rev. B* **50**, 523 (1994).
25. Г. Х. Панова, А. А. Шиков, Б. И. Савельев и др., *ЖЭТФ* **103**, 605 (1993).
26. A. A. Golubov, M. R. Trunin, S. V. Shulga et al., *Physica C* **213**, 139 (1993).
27. C. Panagopoulos, J. R. Cooper, G. B. Peacock et al., *Phys. Rev. B* **53**, R2999 (1996).