

[5] Henke В.Л., Knauer J.P., Premaratne К. // J. of Appl. Phys. 1981. V. 53. N 2. P. 1509-1520.

Институт общей физики
АН СССР,
Москва

Поступило в Редакцию
2 июня 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 16
05.4

26 августа 1989 г.

О ВОЗМОЖНОСТИ ИЗУЧЕНИЯ ИМПЕДАНСНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СВЕРХПРОВОДНИКОВ С ПОМОЩЬЮ РЕЗОНАТОРА ФАБРИ-ПЕРО

Н.В. Ф о м и н

В настоящее время широко используются два метода определения импедансных характеристик сверхпроводников [1], каждый из которых обладает своим недостатком. Первым методом определяют лондоновскую глубину проникновения поля. Эксперимент состоит в пропускании СВЧ излучения через сверхпроводящую пленку и измерении коэффициента прохождения. Для уверенности в том, что излучаются свойства объемного образца, приходится брать пленку с толщиной, много превышающей как длину когерентности, так и глубину проникновения, при этом коэффициент прохождения экспоненциально мал и трудноизмерим. Другой метод – резонансный, снимается амплитудночастотная характеристика колебаний в медном резонаторе со сверхпроводящей вставкой и без нее [2]. Сопоставляя характеристики, определяют поверхностный импеданс сверхпроводника. Недостатком такого способа является невысокая точность определения реактивной составляющей импеданса (лондоновской глубины) по сдвигу частоты резонанса.

В настоящем письме предлагается новая методика, объединяющая идеи двух рассмотренных и основанная на эффекте резонансного туннелирования СВЧ волн через резонатор Фабри-Перо, т. е. систему из двух сверхпроводящих пленок, разнесенных на расстояние порядка целого числа полудлин волны.

Сперва рассмотрим случай сверхпроводника при нуле градусов с чисто отрицательной диэлектрической проницаемостью, что соответствует отсутствию диссипации и идеально плоской поверхности. Пусть на резонатор, образованный двумя одинаковыми параллельными сверхпроводящими пластинами толщиной b , разнесенными на расстояние a , нормально падает плоская электромагнитная волна с длиной λ . Из уравнений Максвелла выводится коэффициент прохождения волны через систему (отношение потока энергии в прошедшей волне к потоку в падающей):

$$\mathcal{D} = [1 + Q^2 \cos^2 \varphi]^{-1}, \quad (1)$$

где в интересующем нас случае $\delta_L \ll b$ и $\delta_L \ll \lambda$ для добротности Q и фазы φ справедливы выражения

$$Q = \frac{\lambda}{4\pi\delta_L} \exp[2b/\delta_L], \quad \varphi = \frac{\pi}{2} - \frac{4\pi\delta_L}{\lambda} - \frac{2\pi a}{\lambda}. \quad (2)$$

Здесь δ_L — лондоновская глубина. Следовательно, резонансное прохождение с $\mathcal{D}=1$ происходит при

$$\frac{2\pi a}{\lambda} = \pi n - \frac{4\pi\delta_L}{\lambda} \approx \pi n, \quad n = 1, 2, \dots \quad (3)$$

Определение добротности Q , через которую, согласно [2], выражается лондоновская глубина, производится так называемым методом декремента — измерением времени переходного процесса τ ; переходной процесс в данном случае состоит в том, что мощность излучения, прошедшего через резонатор, нарастает до мощности падающего за определенное время с момента включения. При этом

$$Q \approx \omega\tau, \quad (4)$$

где ω — частота электромагнитных колебаний.

До сих пор мы рассматривали идеальный резонатор, добротность которого определяется коэффициентом прохождения волн через сверхпроводящие стенки и может быть экспоненциально большой (формула (2)). В реальной ситуации предельные характеристики этого прибора, например максимальная чувствительность, обусловлены неучтенными нами диссипативными процессами — диссипацией на нормальной компоненте, рассеянием на шероховатостях поверхностей и на оптических неоднородностях, нелинейными потерями и пр. Остановимся на специфических для обсуждаемого метода потерях на нормальной компоненте.

При ненулевой температуре диссипация энергии связана с тем, что в проводимости принимают участие нормальные возбуждения. Эквивалентная электрическая схема единицы объема сверхпроводника — это параллельно включенные индуктивность (сверхпроводящая компонента) и сопротивление (нормальная компонента). Комплексную глубину проникновения поля в сверхпроводник δ поэтому выражают через лондоновскую глубину δ_L и нормальный скин-слой δ_n , т. е. через глубины, на которые проникло бы поле, если бы в проводимости участвовала только одна из компонент:

$$\delta^{-2} = \delta_L^{-2} - i\delta_n^{-2}. \quad (5)$$

Выражая из уравнений Максвелла коэффициент отражения нормально падающей плоской волны от поверхности сверхпроводника через δ , приходим к выражению

$$R_0 = \left| \frac{\lambda - 2\pi i \delta}{\lambda + 2\pi i \delta} \right|^2 \approx 1 + 8\pi \operatorname{Im} \left(\frac{\delta}{\lambda} \right) \approx 1 - 4\pi \frac{\delta_L^3}{\lambda \delta_n^2} \quad (6)$$

(в последнем переходе предполагается $\delta_L \ll \delta_n$).

Определяя добротность как число колебаний (удвоенное число отражений), за которое энергия волны уменьшается в e раз, получаем для добротности, обусловленной лишь нормальной диссипацией (т. е. в пределе $\delta \gg \delta_L$), следующее выражение:

$$Q_n = \frac{1}{4} \frac{\lambda \delta_n^2}{\delta_L^3}. \quad (7)$$

Срыв резонансного туннелирования происходит тогда, когда Q_n сравнивается с Q (формула (2)).

Итак, при выполнении условия $Q \ll Q_n$ СВЧ излучение с резонансной длиной волны проходит через резонатор Фабри-Перо без ослаблений, что позволяет определить его добротность методом декремента. Однако существует еще одна возможность использования этого прибора. Резонатор Фабри-Перо является чрезвычайно чувствительным прибором для излучения низкотемпературной зависимости малого поверхностного сопротивления сверхпроводника, в свою очередь обусловленного как концентрацией нормальных возбуждений и их спектром, так и степенью однородности материала. Вопрос этот особенно актуален для ВТСП [2], в которых наблюдается так называемое остаточное поверхностное сопротивление при $T \rightarrow 0$. В настоящее время не установлено, связано ли оно с конечной плотностью (не экспоненциально малой) нормальной компоненты, или же с каким-либо другим диссипативным механизмом, например с дифракционными потерями на оптических неоднородностях, обусловленных флуктуациями ориентации оси анизотропии „С“ [3]. Остаточное поверхностное сопротивление определяется выражением $R_n = \omega \delta_n$, где δ_n может быть оценено по формуле (7) в точке срыва резонансного туннелирования, когда $Q \sim Q_n$.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] М е н д е Ф.Ф., С п и ц ы н А.И. Поверхностный импеданс сверхпроводников. Киев: Наукова думка, 1985. 239 с.
 [2] A w a s t h i A., C a r i n i J., A l a v i B., G r i n e r G. // Sol. Comm. 1988. V. 67. N 4. P. 373-377.

[3] Ф о м и н Н.В. К вопросу об остаточном поверхностном сопротивлении ВТСП керамик. Материалы 2-й Всесоюзной конференции по высокотемпературной сверхпроводимости. Киев, 1989.

Физико-технический институт
им. А.Ф. Иоффе
АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
15 мая 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 16
05.4

26 августа 1989 г.

ПЛАНАРНЫЕ ДЕФЕКТЫ И ЗЕРНОГРАНИЧНЫЕ ДИСКЛИНАЦИИ В СВЕРХПРОВОДЯЩЕМ СОЕДИНЕНИИ $YBaCuO$

Е.В. С а д а н о в, В.А. К с е н о ф о н т о в

Открытие явления высокотемпературной сверхпроводимости в материалах с решеткой перовскита вызвало большой интерес к исследованиям совершенной и дефектной структуры этих соединений. Структурные исследования выполнялись в основном методами рентгеноструктурного анализа и электронной микроскопии. К настоящему времени появились работы, использующие для изучения атомной структуры высокотемпературных сверхпроводников методику полевой ионной микроскопии и масс-спектрометрии [1-4]. В различных изображающих газах были получены ионно-микроскопические изображения сверхпроводников удовлетворительного качества и определен состав спектров полевого испарения. Следует особо отметить работу [4], где успех в получении изображения был достигнут благодаря использованию в качестве изображающего газа азота, считавшегося ранее не пригодным для этой цели. В настоящем сообщении приведены экспериментальные данные по дефектной структуре керамических сверхпроводников.

М е т о д и к а э к с п е р и м е н т а

Материалом для исследования служил керамический сверхпроводник $YBa_2Cu_3O_{7-x}$, полученный по стандартной технологии из исходных материалов. Цилиндрические заготовки диаметром $\phi = 1$ мм и длиной $l = 10$ мм механически вырезались из массовых прессованных таблеток. Острые образцы изготавливались электрохимическим способом в 5-15 % растворе соляной кислоты в диэтиленгликоле с последующей промывкой в этиловом спирте. Электро травление осуществлялось постоянным током при напряжении 30-40 В в сильно охлажденном электролите. Сначала электролит