

- [1] Таиров Ю.М., Водаков Ю.А. - Topics in Appl. Phys., 1977, v. 17, p. 31-61.
- [2] Водаков Ю.Л., Мохов Е.Н., Ломакина Г.Д. Тез. докладов III Всесоюзного совещания „Физика и технология широкозонных полупроводников“, 1986, Махачкала, с. 7.
- [3] Нурмагомедов Ш.А., Сафаралиев Г.К., Сорокин Н.Х., Таиров Ю.М., Цветков В.Ф. Изв. АН СССР, Неорганические материалы, 1986, т. 22, № 10, с. 1672-1674.
- [4] Разбегаев В.Н., Пихтин А.Н., Нурмагомедов Ш.А., Сафаралиев Г.К., Таиров Ю.М., Цветков В.Ф. - Письма в ЖТФ, 1986, т. 12, № 17, с. 1043-1045.

Дагестанский государственный  
университет им. В.И. Ленина

Поступило в Редакцию  
19 ноября 1987 г.  
В окончательной редакции  
1 апреля 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 12

26 июня 1988 г.

## ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ БИПОЛЯРНОГО СВЕРХПРОВОДНИКА

О.Г. Вендик

После открытия сверхпроводников с высокими  $T_c$  неоднократно обсуждалась возможность использования модели биполярной сверхпроводимости для описания свойств этих материалов [1, 2].

Сущностью модели является утверждение о том, что при определенных условиях возбуждения в электронной подсистеме образуются биполярны малюго радиуса, которые представляют собой квазичастицы Бозе с зарядом  $2e$ . При  $T > T_c$  биполярны обеспечивают нормальный токоперенос, а при  $T < T_c$  в системе биполярнов происходит Бозе-конденсация, и носители заряда переходят в сверхпроводящее состояние. Биполярны располагаются в узлах кристаллической решетки и могут туннелировать с одного узла на другой.

Из элементарных представлений о туннелировании носителей заряда, находящихся в сверхпроводящем и нормальном состоянии, можем записать:

$$I = I_c \sin \varphi + \frac{V}{R_N} \quad (1)$$

Здесь  $I$  - ток между соседними узлами решетки,  $I_c$  - критический сверхток,  $\varphi$  - разность фаз волновой функции сверхпроводящего

состояния,  $V$  — разность потенциалов между соседними узлами, созданная внешним полем,  $R_N$  — нормальное сопротивление.

Соотношение (1) адекватно эквивалентной схеме, в которой между узлами локализации биполярнонов существуют два пути токопереноса: сверхток и нормальный ток. Последний может возникать, когда к сверхпроводнику приложено высокочастотное поле.

Критический сверхток между двумя узлами пропорционален вероятности нахождения по узлам биполярнона в сконденсированном состоянии [1]. Тогда:

$$I_c(t) = I_c(0) \cdot (1 - t^{3/2}) \quad \text{при } t \leq 1, \quad (2)$$

где  $I_c(0)$  — критический ток при полной конденсации биполярнонов,  $t = T/T_c$ ,  $T$  — температура,  $T_c$  — температура фазового перехода.

Перенос нормального тока осуществляется биполярнонами в неконденсированном состоянии. Положим, что между узлами включено нормальное сопротивление:

$$R_N(t) = \begin{cases} R_N(1) \cdot f(t) \cdot t^{-3/2} & \text{при } t \leq 1 \\ R_N(1) \cdot f(t) & \text{при } t \geq 1. \end{cases} \quad (3)$$

Здесь  $t^{-3/2}$  учитывает изменение с температурой концентрации биполярнонов,  $f(t)$  — времени релаксации. Из эксперимента известно, что при  $T > T_c$   $R_N \sim T$ , тогда при  $t > 1$   $f(t) = t$ . Положим, что вид  $f(t)$  сохраняется и при  $t < 1$ . Это позволяет записать:

$$R_N(t) = R_N(1) \cdot t^{-1/2} \quad \text{при } t \leq 1. \quad (4)$$

Принимая во внимание параметры кристаллической решетки, получим для тока, текущего вдоль оси  $x$  (см. рисунок, а), критическую плотность тока и удельное сопротивление:

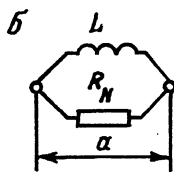
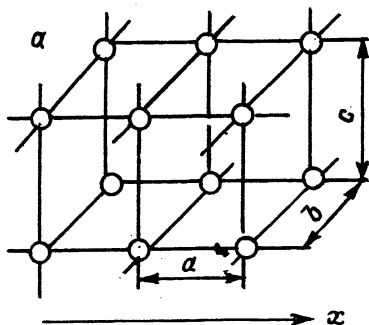
$$j_c(t) = \frac{I_c(0)}{b \cdot c} (1 - t^{3/2}), \quad (5)$$

$$\rho(t) = R_N(1) \frac{b \cdot c}{a} \cdot t^{-1/2}. \quad (6)$$

Удобно также ввести обозначение

$$V_0 = I_c(0) R_N^*(1). \quad (7)$$

Используем обсуждаемую модель для нахождения глубины проникновения поля в материал и поверхностного сопротивления материала по отношению к СВЧ полю. Для этого положим, что узлы решетки соединены эквивалентными цепочками, содержащими индуктивность и активное сопротивление (см. рисунок, б).



Для малого тока ( $I \ll I_c$ ) имеем [3]:

$$L = \frac{\Phi_0}{2\pi I_c}.$$

Это позволяет записать эффективную комплексную проводимость среды  $\sigma_K (1/R_N + 1/i\omega L) \cdot (a/bc)$ :

$$\sigma_K = \frac{I_c(0) \cdot a}{b \cdot c} \left[ \frac{1}{V_0} t^{1/2} - i \frac{2\pi}{\omega \Phi_0} (1 - t^{3/2}) \right]. \quad (8)$$

Учтем, что  $1/\lambda_K = \sqrt{i\omega\mu_0\sigma_K}$ ,  $Z_{пов} = \sqrt{i\omega\mu_0/\sigma_K}$ ;  $\lambda_K$  — комплексная глубина проникновения,  $Z_{пов}$  — поверхностный импеданс.

Для  $\omega \rightarrow 0$  получаем глубину проникновения:

$$\frac{1}{\lambda(t)} = \sqrt{\frac{2\pi I_c(0) \mu_0}{\Phi_0} \cdot \frac{a}{bc} (1 - t^{3/2})}. \quad (9)$$

Запишем также  $Z_{пов}$ :

$$Z_{пов} = \frac{i\omega\mu_0\lambda(t)}{\sqrt{1 + i \frac{\omega\Phi_0 \cdot t^{1/2}}{2\pi V_0 (1 - t^{3/2})}}}. \quad (10)$$

Для случая, когда модуль второго слагаемого под корнем много меньше единицы, легко получить

$$R_{пов} = \omega^2 \frac{\mu_0 \lambda(0) \Phi_0}{4\pi V_0} \cdot \frac{t^{1/2}}{1 - t^{3/2}}. \quad (11)$$

Произведем некоторые количественные оценки. Глубина проникновения по теоретическим [1] и экспериментальным оценкам [4]

для материала  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  составляет  $\lambda(0) = 300$  нм. Критическая плотность тока в эпитаксиальных пленках [5, 6] и монокристаллах [7] того же материала  $j_c(0) = 10^7$  А/см<sup>2</sup>; размеры кристаллической ячейки [8]  $a = b = 0.4$  нм,  $c = 1.2$  нм. Приведенные данные позволяют получить: из (5) по измеренной критической плотности тока  $I_c(0) = 5 \cdot 10^{-8}$  А и из (9) по глубине проникновения  $I_c(0) = 3.5 \cdot 10^{-6}$  А. Полученное расхождение почти на два порядка можно объяснить погрешностью оценки  $j_c(0)$ . Это может быть связано с тем, что измерения эффективной критической плотности тока проводились на достаточно широких образцах, в силу этого истинная плотность тока разрушения сверхпроводящего состояния существенно больше эффективной плотности тока, полученной в результате измерений. Кроме того, не лишено оснований соображение о том, что за несколько месяцев своего развития технология монокристаллов и эпитаксиальных пленок  $Y-Ba-Cu-O$  еще не достигла совершенства.<sup>1</sup>

Эксперимент дает для  $Y-Ba-Cu-O$  [9]  $\rho(1) = 10^{-6}$  Ом·м. Из (6) получим  $R_N(1) = 8 \cdot 10^2$  Ом. Используя  $I_c(0) = 3.5 \cdot 10^{-6}$ , получим из (7)  $V_0 = 2.8 \cdot 10^{-3}$  В.

Обращаясь к (11), найдем, что для  $\omega = 2\pi \cdot 10^{10}$  с<sup>-1</sup> при  $t = 0.85$  ( $T = 78$  К)  $R_{пов} = 8 \cdot 10^{-4}$  Ом, при  $t = 0.05$  ( $T = 4.2$  К)  $R_{пов} = 2 \cdot 10^{-5}$  Ом, что существенно меньше экспериментальных значений, полученных для керамики  $Y-Ba-Cu-O$  [10, 11]

Представляет интерес экспериментальное исследование  $R_{пов}$  как функции частоты и температуры для высококачественных монокристаллов или эпитаксиальных пленок. Данные такого эксперимента позволят определить достоверность модели.

Автор весьма признателен А.С. Александрову за плодотворное обсуждение феноменологической модели, представленной в настоящей работе.

## Л и т е р а т у р а

- [1] Александров А.С. — Письма в ЖЭТФ, 1987, т. 46, с. 128-131.
- [2] Mott M. — Nature, 1987, v. 327, p. 185-186.

<sup>1</sup> Можно привести еще следующее соображение в пользу большей величины  $I_c(0)$ . Акты туннелирования биполярнов между центрами их локализации инициируются изменениями параметров потенциального барьера, происходящими при колебании кислородных октаэдров. Максимальный ток возможен в том случае, когда акт туннелирования приходится на каждый период колебаний моды. В этом случае  $I_c(0) = 2e\omega/2\pi$ . При  $I_c(0) = 3.5 \cdot 10^{-6}$  А  $\omega = 6.9 \cdot 10^{13}$  с<sup>-1</sup>, что соответствует типичной частоте колебаний оптической моды кристаллической решетки.

- [3] Л и х а р е в К.К. Введение в динамику джозефсоновских переходов. М.: Наука, ГРФМЛ, 1985. 320 с.
- [4] S r i d h a r S. and oth. - Phys. Rev. B., 1987, v. 36, N 4, p. 2301-2304.
- [5] C h a u d h a r i P. and oth. - Phys. Rev. Lett., 1987, v. 58, N 25, p. 2684-2686.
- [6] O h B. and oth. - Appl. Phys. Lett., 1987, v. 51, N 11, p. 852-854.
- [7] W o r t h i n g t o n T.K., G a l l a g h e r D i n g e r T.R. - Phys. Rev. Lett., 1987, v. 59, N 10, p. 1160-1163.
- [8] Б е р г е р И.Ф. и др. - Письма в ЖЭТФ, 1987, т. 46, с. 27-30.
- [9] N o n g M. and oth. - Appl. Phys. Lett., 1987, v. 51, N 9, p. 694-696.
- [10] Б е л ь с к и М. и др. - Письма в ЖЭТФ, 1987, т. 46, с. 172-175.
- [11] Д и д е н к о А.Н. и др. Определение поверхностного сопротивления высокотемпературной сверхпроводящей керамики в СВЧ-диапазоне. - Проблемы высокотемпературной сверхпроводимости. Инф. мат., ч. II. Свердловск: УрО АН СССР, 1987, с. 131-132.

Ленинградский электротехнический институт им. В.И. Ульянова (Ленина)

Поступило в Редакцию 14 марта 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 12

26 июня 1988 г.

## ДИФфуЗИЯ ПРАЗЕОДИМА В КРЕМНИИ

Д.Э. Н а з ы р о в, В.П. У с а ч е в а,  
Г.С. К у л и к о в, Р.Ш. М а л к о в и ч

Исследование диффузии редкоземельных элементов (РЗЭ) в кремнии представляет интерес как в связи с использованием их для повышения термической и радиационной стабильности кремния [1-4], так и с точки зрения особенностей структуры электронных оболочек этой группы элементов. Однако в литературе имеются лишь фрагментарные и зачастую неоднозначные сведения о диффузии РЗЭ в кремнии [5-9], при этом для целого ряда РЗЭ (*Pr*, *Ce*, *Pm*, *La*, *Nd*, *Sm* и *Lu*) такие данные вообще отсутствуют.

В настоящем сообщении приводятся результаты впервые выполненного исследования диффузии празеодима в кремнии.

Источник диффузий создавался нанесением на шлифованную поверхность пластин КЭФ-15 хлорида празеодима, меченного радиоактивным изотопом  $^{143}\text{Pr}$  (площадь образцов  $\sim 1.5 \text{ см}^2$ , толщина  $\sim 350 \text{ мкм}$ ). Диффузия проводилась на воздухе в интервале 1100-