

## НАБЛЮДЕНИЕ ОТРАЖЕНИЯ АНДРЕЕВА ПРИ ПОМОЩИ ПОПЕРЕЧНОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ФОКУСИРОВКИ

*С.И.Божко, В.С.Цой, С.Е.Яковлев*

В работе приведены экспериментальные результаты по прямому наблюдению отражения Андреева при помощи поперечной электронной фокусировки (ЭФ) <sup>1</sup>.

Как было показано Андреевым <sup>2</sup>, при отражении квазичастицы, налетающей из нормальной фазы ( $n$ ) на границу со сверхпроводящей фазой ( $s$ ), происходит изменение знаков вектора скорости квазичастицы, ее заряда и эффективной массы (отражение Андреева).

К настоящему времени накоплен обширный экспериментальный материал по косвенному наблюдению отражения Андреева при изучении кинетических свойств сверхпроводников. Крылов и Шарвин <sup>3</sup> осуществили прямое наблюдение отражения Андреева при помощи радиочастотного размерного эффекта. Очевидно применение ЭФ для исследования отражения электронов от  $n-s$ -границы <sup>4</sup>. В настоящей работе ЭФ применена для прямого наблюдения отражения Андреева.

Для создания  $n-s$ -границы использовалась следующая методика. Монокристаллическую висмутовую пластину помещали в сверхвысоковакуумную камеру, которую откачивали до давления  $\sim 10^{-9}$  Торр. У пластины нормаль к поверхности  $n$  совпадала с осью  $C_3$ . При работающем сублимационном насосе в камеру напускали особо чистый аргон до давления  $\sim 10^{-4}$  Торр. Поверхность образца очищали в этих условиях бомбардировкой нормально падающего пучка ионов аргона с энергией  $\approx 300$  эВ в течение одного часа. После этой процедуры образец перемещался в камеру анализа, где он отжигался в вакууме  $\sim 10^{-10}$  Торр в течение 4 часов при температуре  $\approx 200$  °С. После такой обработки содержание примесей на поверхности образца не превышало 1/100 монослоя, что контролировалось при помощи оже-спектрометра. Затем на поверхность образца напыляли пленку олова толщиной  $\sim 1$  мкм

После этого образец извлекался из сверхвысоковакуумной установки и дальнейшие манипуляции с ним проводились в обычных условиях. При помощи фотолитографической техники на поверхности образца оставляли систему оловянных полос шириной  $\approx 0,15$  мм параллельных оси  $C_1$ .

Схема эксперимента приведена на рис. 1. Контакты: эмиттер (Э) и коллектор (К) устанавливали по разные стороны одной из полос так, что линия контактов была перпендикулярна  $C_1$ . В использованной геометрии эксперимента первая линия ЭФ формируется неравновесными электронами, вылетевшими из эмиттера и попавшими в коллектор без отражений от поверхности. Вторая линия ЭФ формируется электронами, которые один раз отразились в области участка поверхности образца, покрытого пленкой олова. В предварительной серии экспериментов были определены отражающие свойства поверхности на различных этапах описанной выше обработки. До ионной бомбардировки поверхности вероятность зеркального отражения электронов при нормальном падении  $q$  высока  $\approx 0,8$ .

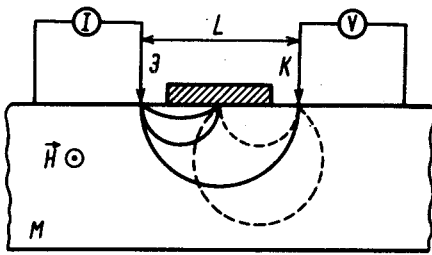


Рис. 1.  $M$  — образец,  $I$  — источник тока,  $V$  — вольтметр, Э — эмиттер, К — коллектор. Штриховкой выделена оловянная пленка. На рисунке показаны траектории эффективных квазичастиц (электронные обозначены сплошными кривыми, дырочные — пунктирными) при трех значениях  $H$ :  $0 < H < 2H_0$ ,  $H = H_0$ ,  $H = 2H_0$ .

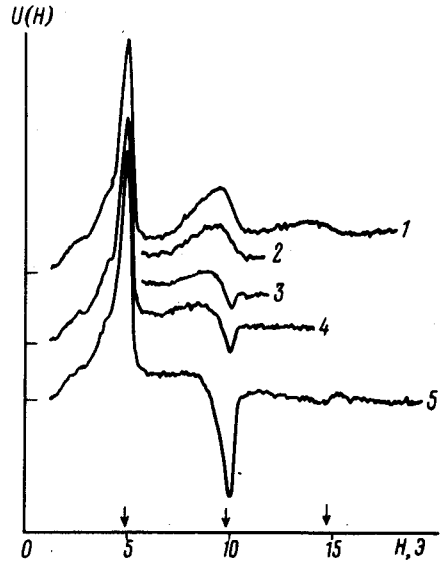


Рис. 2. Зависимости  $U(H)$  при различных температурах. Записи кривых 1 — 5 приведены при температуре образца равной соответственно 3,80; 3,78; 3,74; 3,70; 2,78 К. На оси абсцисс стрелками отмечены величины  $H_0$ ,  $2H_0$ ,  $3H_0$ . Кривые произвольно смещены вдоль оси ординат, на оси указаны значения  $U(0)$  при  $T = 3,80$ ;  $T = 3,70$ ;  $T = 2,78$  К

Ионная бомбардировка существенно подавляла зеркальность отражения —  $q$  уменьшалось до  $0,1 \div 0,2$ . Напыление пленки олова практически не влияло на зависимость коллекторного напряжения  $U$  от магнитного поля  $H$  при температуре образца  $T$  выше критической температуры пленки  $T_c$ . Примеры записей  $U(H)$  при различных  $T$  приведены на рис. 2. Понижение  $T$  ниже  $T_c$  приводит к двум основным особенностям в зависимости  $U(H)$ . 1. В поле  $2H_0$  возникает отрицательная линия ЭФ, амплитуда которой увеличивается при понижении температуры ( $H_0$  — поле наблюдения первой линии ЭФ). 2. Уменьшается монотонный ход.

В терминах возбуждений полярность линии ЭФ определяется знаком фокусируемых на коллектор возбуждений. При отражении без изменения типа возбуждения знак фокусируемых возбуждений определяется полярностью приложенного напряжения, которую мы определим как положительную. Поскольку на электронные и дырочные возбуждения действует одна и та же сила Лоренца  $(e/m) [VH]$ , то линии ЭФ, формируемые различного типа возбуждениями, должны наблюдаться при одних и тех же значениях магнитного поля. В случае отражения Андреева изменяется тип возбуждений и при используемой геомет-

при эксперимента в поле  $2H_0$  должна наблюдаться отрицательная линия ЭФ<sup>1)</sup>, что и наблюдалось экспериментально. Теоретический расчет<sup>7</sup> подтверждает приведенные качественные соображения.

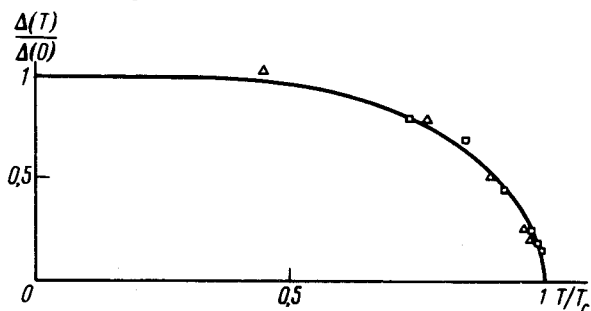


Рис. 3

Доля отраженных по Андрееву квазичастиц практически определяется количеством квазичастиц  $N(\epsilon < \Delta)$  с энергией  $\epsilon < \Delta$ ,  $\epsilon$  — энергия квазичастицы,  $\Delta$  — величина энергетической щели в сверхпроводнике. Если на  $n-s$ -границу падают возбуждения с  $\epsilon$  такой что  $0 \leq \epsilon \leq \epsilon^*$ ,  $\epsilon^* \geq \Delta$ , то амплитуда отрицательной линии, пропорциональная  $N(\epsilon < \Delta) \sim \Delta$ . Отношение  $Q$  амплитуды отрицательной линии к амплитуде первой линии ЭФ должно определяться исключительно величиной  $\Delta$ . На рис. 3 приведены температурные зависимости: 1.  $\Delta(T)/\Delta(0)$  по БКШ (сплошная кривая); 2.  $Q(T)$  для нескольких серий измерений (различные значки). Для экспериментальных данных масштаб вдоль оси ординат выбирался таким образом, чтобы получить наилучшее согласие с теоретической кривой. Из рис. 3 видно, что зависимость  $Q(T)$  удовлетворительно описывается температурной зависимостью  $\Delta$ .

Отметим, что доля отраженных по Андрееву квазичастиц не равна  $Q$ . Это обусловлено тем, что при отражении изменяется проекция скорости квазичастицы на направление магнитного поля и квазичастицы, ранее не попадавшие в коллектор из-за смещения вдоль поля, возвращаются на линию контактов и могут попасть в коллектор. В случае сферической поверхности Ферми число эффективных электронов при зеркальном отражении  $N_3 \sim (b/L)(b/L)^{1/2}$ ,  $b$  — размер контакта,  $L$  — расстояние между контактами. Первый множитель обусловлен ограничением числа электронов из-за их дрейфа вдоль магнитного поля, второй — уменьшением длины скачка вдоль линии контактов. В случае отражения Андреева число эффективных электронов  $N_A \sim (b/L)^{1/2}(b/L)^{1/2}$ , так как для обеих компонент импульса  $p_{\perp}$ ,  $p_{\parallel}$  ( $\perp$  и  $\parallel H$ ) ограничение на число электронов обусловлено уменьшением длины скачка вдоль линии контактов.  $N_A/N_3 \sim (L/b)^{1/2}$ . Величина  $N_A/N_3$  определяется исключительно геометрией поверхности Ферми (в висмуте  $N_A/N_3$  должно быть меньше  $(L/b)^{1/2}$ ).

Радикальным образом изменяется роль шероховатостей поверхности при отражении Андреева. Во-первых, шероховатости  $n-s$ -границы не могут быть много меньше корреляционной длины  $\xi$ , т.е. минимальный размер шероховатостей  $\sim \xi$ . Во-вторых, отклонение локальной нормали к поверхности от  $n$ , подавляющее зеркальность отражения при обычном отражении, не существенно при отражении Андреева, так как направление локальной нормали не влияет на направление движения отраженной квазичастицы, определяемого направлением импульса квазичастицы, падающей на  $n-s$ -границу. Подавлением отражения Андреева при скользящем падении квазичастиц<sup>8</sup> можно пренебречь.

Относительно характера особенностей в полях  $3H_0$ ,  $4H_0$  и т. д. сделать определенные выводы на данном этапе работы не представляется возможным, вследствие неполной определенности положения и ширины  $n-s$ -границы.

<sup>1)</sup> Смещение второй линии в область меньших полей при обычном отражении (верхняя кривая рис. 2) может быть обусловлено двумя причинами: 1. приповерхностный изгиб зон<sup>5</sup>; 2. микроструктура поверхности<sup>6</sup>.

Таким образом в работе экспериментально осуществлено прямое наблюдение отражения Андреева методом ЭФ, что позволяет надеяться использовать возможности ЭФ для изучения зависимости вероятности отражения Андреева от энергии квазичастиц и угла падения на  $n - s$ -границу.

Авторы благодарны А.Ф.Андрееву, Э.И.Рашба, Ю.В.Шарвину и В.В.Шмидту за полезные дискуссии.

#### Литература

1. Цой В.С. Письма в ЖЭТФ, 1974, 19, 114.
2. Андреев А.Ф. ЖЭТФ, 1964, 46, 1823; 1966, 51, 1510.
3. Крылов И.П., Шарвин Ю.В. Письма в ЖЭТФ, 1970, 12, 102.
4. Цой В.С. ЖЭТФ, 1975, 68, 1849.
5. Цой В.С., Цой Н.П. ЖЭТФ, 1977, 72, 289.
6. Корж С.А. ФНТ, 1981, 7, 314.
7. Колесниченко Ю.А. ФНТ, 1982, 8, 312.
8. Горелик Л.Ю., Кадигроров А.М. ФНТ, 1981, 7, 131.

Институт физики твердого тела  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
2 июля 1982 г.