

ОТРАЖЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЩЕЛИ НА ВОЛЬТ-АМПЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИКАХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ПЛЕНОК

В.М.Свиштунов, А.И.Дьяченко, В.Ю.Таренков

Обнаружено, что при определенных условиях вольт-амперные характеристики (ВАХ) широких пленок сверхпроводников имеют резкие особенности, совпадающие с энергетической щелью $2\Delta(T)$. Эффект связывается с механизмом разрушения куперовских пар в линии проскальзывания фазы (ЛПФ).

1. Резистивное состояние широких и тонких пленок сверхпроводников в условиях хорошего теплоотвода может возникнуть в результате развития вихревых неустойчивостей, генерирующих линии проскальзывания фазы 1^{-3} – двумерного аналога известных центров проскальзывания фазы (ЦПФ) 4 . Нами исследовался механизм образования ЛПФ, для чего создавались условия, облегчающие токовое вхождение вихрей в локализованных местах пленки. При этом обнаружены острые пики в проводимости пленочных образцов Al, Sn, SnGe, PbBi при напряжениях $V = 2 \Delta(T)/e$ (рис. 1, 2). Ранее подобные особенности наблюдались только в проводимости туннельных контактов $S-I-S$ -типа.

2. Образцы планарной геометрии размером $W \times L = 1 \times 10$ мм и толщиной $d = 30 - 60$ нм получены напылением металлов через прижимные маски на стеклянные подложки при температуре подложки 300 К и вакууме $\sim 2 \cdot 10^{-5}$ торр. Сопротивление пленок $R_{\square} = 10 \div 30$ Ом

(длина свободного пробега квазичастиц $l \ll \xi$). Многокомпонентные пленки Sn – Ge и Pb – Pb₄₀Bi₆₀ готовились совместным испарением компонент. Понижение краевого барьера для входа флюксоидов достигалось напылением усов из нормального металла (Bi) в режиме, обеспечивающем эффект близости. Радиус закругления усов (вставка рис. 1) ~ ~ 10 мкм, расстояние между ними 0,4 мм. Образцы экранировались от внешних магнитных полей, остаточное магнитное поле не превышало 1 мЭ. Для исследуемых пленок коэффициент теплопередачи на границе образец – гелий (образец – подложка) был порядка 1 Вт/см² · град, что при наших рабочих токах позволяло пренебречь эффектами разогрева. На отсутствие заметных тепловых эффектов указывает также безгистерезисный характер начальных участков изучаемых ВАХ.

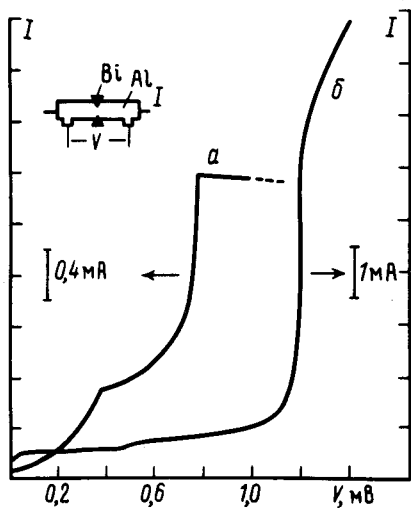


Рис. 1

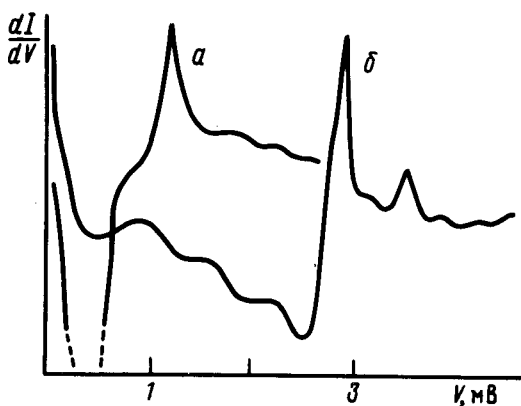


Рис. 2

Рис. 1. ВАХ пленок Al при $T/T_c = 0,82$ (а) и Sn при $T/T_c = 0,416$ (б); T_c (Al) = 1,91; T_c (Sn) = 3,72. Геометрия "усиков" показана на вставке. $2\Delta_{Al} = 0,4$ мВ; $2\Delta_{Sn} = 1,2$ мВ

Рис. 2. Проводимость пленок Sn – Ge при $T/T_c = 0,41$ (а) и Pb₄₀Bi₆₀ при $T/T_c = 0,2$ (б). $2\Delta_{Sn} = 1,2$ мВ; $2\Delta_{Pb} = 2,8$ мВ; $2\Delta_{Pb_{40}Bi_{60}} = 3,5$ мВ

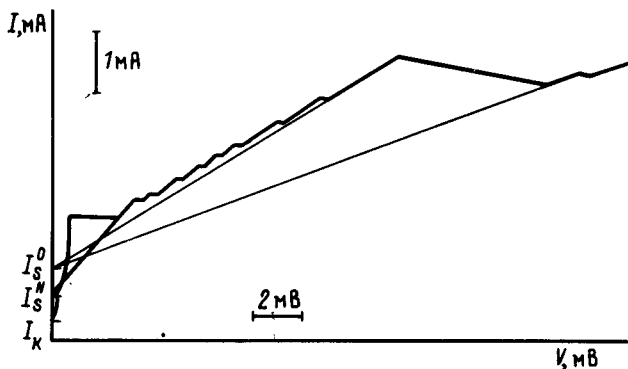


Рис. 3. Ступенчатая структура ВАХ алюминиевой пленки при $T/T_c = 0,82$, показывающая изменение избыточного тока I_S^N от номера N

3. Пики в дифференциальной проводимости пленок наблюдались при напряжениях V , кратных величине параметра энергетической щели исследуемого сверхпроводника, $eV = N\Delta(T)$ ($N = 1, 2, 3 \dots$), а для многокомпонентных образцов при eV , кратных значениям $\Delta(T)$ каждой из компонент смеси (рис. 1 – 3). Как правило, наиболее яркие особенности соответствовали четным номерам $N = 2, 4 \dots$ (рис. 1). Величина $\Delta(T)$ контролировалась для некоторых образцов с помощью туннельных контактов алюминий – изучаемый

сверхпроводник, формируемых в нескольких миллиметрах от места искусственного понижения краевого барьера. Наличие туннельного контакта не влияло на вид ВАХ пленок. Понижение параметра порядка на краях пленки уменьшало критический ток I_K развития вихревой неустойчивости на порядок величины (рис. 3). Это позволило выявить дискретный характер перехода пленок в резистивное состояние для широкого интервала температур $0,2 < T/T_c < 0,95$. При больших напряжениях смещения $eV \gg \Delta$ ВАХ образцов состоит из фрагментов с постоянным и кратным дифференциальным сопротивлением $R_N = NR_0$ (рис. 3), и линейной зависимостью тока I от напряжения $V = (I - I_s^N) R_N$. Здесь I_s^N — значение тока, полученное экстраполяцией наклона ВАХ N -того фрагмента к напряжению $V = 0$ ("избыточный" ток). Обнаружено, что при низких температурах "избыточный" ток I_s^N растет с номером N и стремится к некоторому пределу I_s^0 (рис. 3); при $T \rightarrow T_c$ $I_s^0 \sim \sim \Delta^2(T)$. Вид начальных участков ВАХ пленок Al и Sn резко отличается как от скачков напряжения, характерных при развитии вихревых неустойчивостей^{1,2}, так и от формы $I - V$ зависимостей, обусловленных центрами проскальзывания фазы в длинных сверхпроводящих каналах⁴. Прежде всего ВАХ (рис. 1) характеризуется широким, не имеющим срывного характера, плато с большим дифференциальным сопротивлением dV/dI и резким нарастанием тока при $eV = 2\Delta$. С понижением температуры скачок в токе проявляется сильнее, а сопротивление плато dV/dI возрастало. Если после первой особенности ВАХ непосредственно не следовала вторая, то дифференциальное сопротивление кривой асимптотически приближалось к сопротивлению $R_N = NR_0$ фрагмента в нормальном состоянии.

4. Из вида ВАХ (рис. 3) следует, что наблюдаемые локализованные объекты имеют дифференциальное сопротивление R_0 и обладают способностью стабилизировать среднее значение пропускаемого сверхтока, т.е. избыточный ток I_s^N , даже если величина I_s^N много меньше предельного значения I_s^0 для данного образца. Это свойство объектов, называемых далее ЛПФ, показывает, что увеличение полного тока через область ЛПФ, где электрическое поле отлично от нуля, возможно за счет нормальной компоненты тока. Поэтому особенности ВАХ могут быть вызваны различными процессами, увеличивающими плотность неравновесных квазичастиц, например, пороговым поглощением пленкой обнаруженного в эксперименте электромагнитного поля собственной генерации ЛПФ. Эксперимент состоял в смещении сигнала внешнего гетеродина частотой $f = 9,8$ ГГц с сигналом собственной генерации ЛПФ и выделением промежуточной частоты $\Delta f = 100$ МГц в районе плато ВАХ. Из справедливого для любых резистивных систем⁴ соотношения $\hbar\omega_j = 2eV$ следует, что пороговому механизму зарождения неравновесных квазичастиц должны соответствовать особенности ВАХ (пики в проводимости) при $eV = \Delta(T)/n$, n — номер гармоники переменного поля ЛПФ, ω_j — частота осцилляций. К таким же особенностям может привести распад куперовских пар на квазичастицы при прохождении ускоряющего потенциала V , когда $2eV + \hbar\omega = 2\Delta(T)$. Возможность реализации вышеуказанных каналов образования неравновесных квазичастиц подтверждается наблюдаемой субгармонической структурой изучаемых ВАХ — пиками в проводимости пленок при eV , кратных $\Delta(T)/n$ (рис. 2). Но возникает вопрос, почему наблюдаемые особенности совпадают именно с равновесными значениями параметра энергетической щели $\Delta(T)$, не смотря на явно неравновесную природу изучаемого объекта (в районе $eV \sim \Delta$, $\hbar\omega_j \sim \Delta$ и $\omega_j\tau_\epsilon \gg 1$, где τ_ϵ — время энергетической релаксации квазичастиц). Противоречие снимается, если область, где локализованы неравновесные процессы, стабилизирующие "горячее" ядро ЛПФ, имеет размер, значительно меньший размера резистивной области, который определяется глубиной проникновения электрического поля $\delta_E = R_0 W / 2R_{\square} \sim 10^{-3} \div 10^{-4}$ см; $\delta_E \gg \xi$. В таком случае при $eV < \Delta$ и низких температурах $T \ll \Delta$ плотность квазичастиц почти во всей резистивной области близка к равновесной и экспоненциально мала. Поэтому пороговое зарождение неравновесных квазичастиц в области проникновения электрического поля в сверхпроводник может быть ответственно за резкое возрастание квазичастичного тока ЛПФ при $eV = \Delta(T)$.

Авторы выражают признательность Н.В.Заварицкому и А.Ф.Андрееву за обсуждение работы и ценные замечания.

Литература

1. Мусиенко Л.Е., Дмитренко И.М., Волоцкая В.Г. Письма в ЖЭТФ, 1980, 31, 603.
2. Дьяченко А.И., Таренков В.Ю., Ступаков В.В. ЖЭТФ, 1982, 82, 1262.
3. Дмитренко И.М., Волоцкая В.Г., Сиваков А.Г. ФНТ, 1983, 9, 151.
4. Ивлев Б.И., Копнин Н.Б. УФН, 1984, 142, 435.

Донецкий
физико-технический институт
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
4 октября 1984 г.
