

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБНАРУЖЕНИЕ СТИМУЛЯЦИИ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ НИОБИЯ

Ф.В.Комиссинский, Г.А.Овсянников¹⁾

Институт радиотехники и электроники РАН
103907 Москва, Россия

Поступила в редакцию 15 февраля 1995 г.

После переработки 27 февраля 1995 г.

Представлены экспериментальные результаты по обнаружению стимуляции сверхпроводимости в тонких ниобиевых пленках, образующих прослойку сверхпроводниковых двухбарьерных структур Nb/Nb'/Nb. Предложено объяснение экспериментальных данных моделью, в которой в области энергий вблизи щели учтена энергетическая зависимость времени неупругой релаксации квазичастиц.

Ранее стимуляция сверхпроводимости наблюдалась в сверхпроводящих тонких пленках алюминия, олова, индия либо при воздействии внешнего СВЧ излучения, либо из-за квазичастичной инжекции, и объяснялась отличием функции распределения квазичастиц от распределения Ферми, возникающем при внешнем воздействии [1,2]. В то же время, в тонких пленках с малой длиной свободного пробега $l < 10$ нм (например, ниобия) стимуляция сверхпроводимости ранее не наблюдалась, поскольку при гелиевых температурах время электрон-электронного взаимодействия τ_{e-e} становится меньше времени электрон-фононного взаимодействия τ_E , в результате чего при внешнем воздействии происходит термализация распределения квазичастиц: форма функции распределения квазичастиц остается фермиевской, а изменяется лишь эффективная температура электронного газа [3].

Как было впервые отмечено Парменгером [4], стимуляция сверхпроводимости усиливается в тонкой сверхпроводящей пленке S' , расположенной между двумя туннельными переходами со сверхпроводящими берегами S (структура $S/S'/S$, где $/$ – туннельный барьер), из-за того, что при конечном напряжении на структуре наряду с инжекцией квазичастиц происходит их экстракция из сверхпроводника S' , которая равносильна эффективному охлаждению системы. Детальный теоретический анализ этого эффекта был сделан Зайцевым в рамках микроскопической теории [5], а Хелсинга и др. провели расчет в рамках модели баланса квазичастиц, проходящих через барьеры [6]. Экспериментально аномально высокая стимуляция сверхпроводимости была обнаружена в сверхпроводниковых двухбарьерных структурах (СДБС) Nb/Al/Nb [7,8], в которых обеспечивалась достаточно высокая степень неравновесности квазичастиц: скорость туннельной инжекции квазичастиц из Nb в Al $\Gamma = v_F D/d$ (d – толщина прослойки, v_F – скорость электронов на уровне Ферми, D – прозрачность барьера) превышала обратное время неупругой релаксации в прослойке квазичастиц с энергией, большей щели Δ' и температуры $T(\Gamma\tau_{in} > 1)^2$ При T

¹⁾ e-mail: gena@hitech.cplire.ru

²⁾ Ввиду малой толщины прослойки $d < \xi$ (ξ – длина когерентности) в СДБС одновременно выполняется условие $d < l_{in} = \sqrt{v_F l \tau_{in}}/3$, которое обеспечивает одновременное распределение неравновесных квазичастиц по толщине прослойки.

выше критической температуры прослойки T_c' в эксперименте удалось наблюдать значение щели в Al, равное 60% щели Al при $T = 0\text{K}$ [7,8].

В данной статье представлены результаты экспериментального обнаружения стимуляции сверхпроводимости в тонких пленках Nb в СДБС типа Nb/Nb'/Nb при малой неравновесности квазичастиц ($\Gamma\tau_{in} < 1$). Показано, что наблюдаемое в эксперименте увеличение щели может быть объяснено возрастанием времени неупругой релаксации при $E \equiv \Delta'^3$

Экспериментально исследовались СДБС из Nb с барьером из окисла Al, полученные по известной методике создания одиночных туннельных переходов [9]. Измерялись автономные (вольт-амперные характеристики (ВАХ) и зависимости дифференциального сопротивления от напряжения между сверхпроводящими берегами $R_d(V)$ при $T = 4,2 - 10\text{K}$ для толщин прослойки $d = 10$ и 20нм . Для уменьшения влияния помех применялась электромагнитная экранировка всей установки и фильтрация проводов, подключенных к образцу.

На рис.1а приведена (ВАХ) СДБС J6N5 ($d = 20\text{нм}$) для $T = 4,2\text{K}$. Видно, что форма ВАХ в целом соответствует ВАХ сверхпроводящего туннельного перехода S/S': при $V = 0$ наблюдается критический ток, обусловленный эффектом Джозефсона, а при увеличении тока гистерезисный участок ВАХ (показан пунктиром на рис.1а) сменяется щелевой особенностью при $V \approx 4,5\text{мВ}$ и участком линейного роста напряжения с током. Положение щелевой особенности при столь высоких напряжениях и практически вертикальная щелевая особенность указывают на участие в процессе туннелирования двух последовательно соединенных SIS переходов из Nb (щелевая особенность переходов Nb/Nb' обычно наблюдается при $V \approx 2,5\text{мВ}$ при $T = 4,2\text{K}$). В результате аддитивного сложения напряжений двух S/S' переходов на ВАХ СДБС наблюдаются особенности при напряжениях :

$$V_{++} = \frac{\Delta_1 + \Delta_2 + 2\Delta'}{e}, \quad V_{--} = \frac{\Delta_1 + \Delta_2 - 2\Delta'}{e},$$

где $\Delta_1 \approx \Delta_2 = \Delta$ и Δ' – значения энергетической щели в берегах и прослойке, соответственно. Кроме того, при уменьшении критического тока за счет внешнего магнитного поля наблюдаются особенности⁴⁾ $V_+ = (\Delta + \Delta')/e$, $V_- = (\Delta - \Delta')/e$, которые могут быть объяснены наличием особенностей при $V = V_+/2$ и $V_-/2$, возникающих на S/S'-переходах из-за многочастичного туннелирования и усиленных за счет многократного андреевского отражения в сверхпроводящих туннельных переходах с высокой прозрачностью туннельного слоя [10].

Температурные зависимости щелевых особенностей при более высоких температурах определяются из зависимостей $R_d(V)$ (см. рис.1б). Здесь также видно, что оба туннельных барьера СДБС находятся в резистивном состоянии при $V > V_-$: на $R_d(V)$ отсутствует участок резкого увеличения R_d , возникающий при переходе одного из барьеров в резистивное состояние. Зависимости $R_d(V)$ использовались для определения критических температур берегов T_c и прослойки T_c' , при этом $T_c = 9,2\text{K}$ определялось по отклонению зависимости $R_d(V)$ от $R_d(V) = \text{const}$, а $T_c' = 7,4\text{K}$ – по появлению критического тока (уменьшению $R_d(0)$). В области $T_c' < T < T_c$ (кривая 1 на рис.1б) берега

³⁾Неравновесные явления, возникающие из-за разности заселенности электронной и дырочной ветвей спектра, в данной работе не рассматриваются, поскольку они не приводят к изменению параметра порядка в прослойке.

⁴⁾При $T = 4,2\text{K}$ особенность V_- плохо выражена на ВАХ и по величине близка к V_{--} .

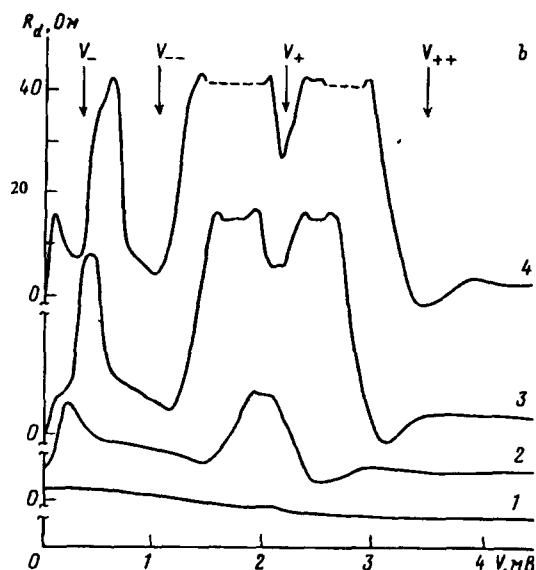
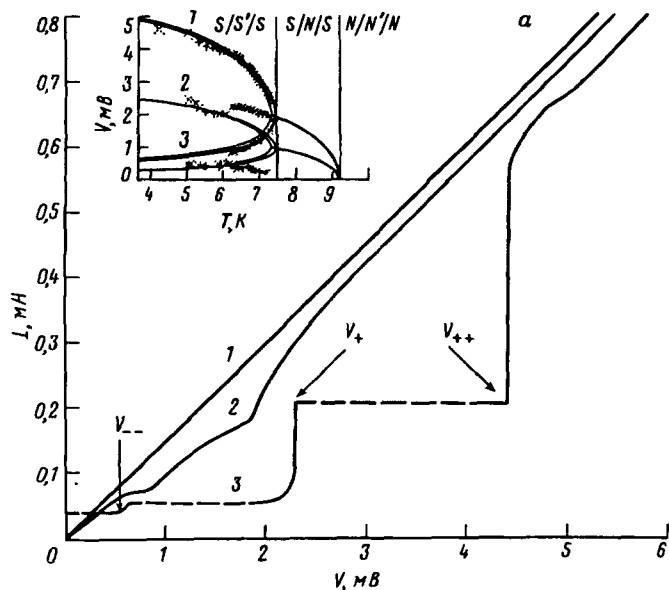


Рис.1. а - ВАХ СДБС J6N5 с толщиной прослойки 20 нм при $T = 4,2$ К. Пунктиром показаны гистерезисные участки ВАХ. На вставку к рисунку представлены температурные зависимости особенностей, наблюдаемых при напряжениях: кривая 1 - $V = V_{++}$, 2 - V_+ , 3 - V_- , 4 - V_- . б - Семейство зависимостей дифференциального сопротивления от напряжения при различных температурах: кривая 1 - $T = 7,46$ К, 2 - 7,28 К, 3 - 6,97 К, 4 - 6,72 К

находятся в сверхпроводящем состоянии, а прослойка - в нормальном. В этом случае наблюдается зависимость $R_d(V)$, соответствующая двум последовательно соединенным SIN-переходам с максимумом $R_d(0)$. При $T < T'_c$ прослойка переходит в сверхпроводящее состояние и появляются щелевые особенности на $R_d(V)$ (кривые 2-4 на рис.1б).

Зависимости особенностей V_{--}, V_{++}, V_+ и V_- от температуры показаны на вставке к рис.1а. Сплошными линиями показаны аналогичные зависимости, полученные из значений Δ_B и Δ'_B по теории сверхпроводимости Бардина-Купера-Шриффера (БКШ). Видно, что в интервале температур

6K < T < 7,4 K экспериментальные значения $(\Delta + \Delta')(T)/e$ расположены значительно выше соответствующей зависимости, следующей из теории БКШ, что свидетельствует о стимуляции сверхпроводящей щели в прослойке.

На рис.2 представлены экспериментальные результаты изменения Δ' для всех исследованных образцов, полученные из значений V_{--}, V_-, V_+, V_{++} . Результаты, соответствующие подавлению сверхпроводящей щели, на рис.2 не показаны. Видно, что стимуляция Δ' происходит при V , находящихся в интервале $2\Delta - 2\Delta' \leq eV \leq 2\Delta + 2\Delta'$. Это качественно соответствует расчетам [5,6]. Величина подрастания щели $\Delta' - \Delta'_B$ меньше теоретической [5,6] при $\Gamma\tau_{in} > 1$, и это вполне объяснимо отсутствием сильной неравновесности в наших СДБС (в эксперименте $\Gamma\tau_{in} \sim 10^{-2}$ с при $\tau_{in} = 5 \cdot 10^{-10}$ с для ниобия при $T = 7$ K [11]). Подстановка экспериментального значения $\Gamma\tau_{in}$ в расчет [5] дает $(\Delta' - \Delta'_B)(V)$ (штрих-пунктир на рис.2) существенно меньше экспериментального для $V = V_+$.

Дело в том, что в расчетах [5,6] τ_{in} принималось постоянным, не зависящим от энергии и степени неравновесности. Однако известно, что при энергиях $E \sim \Delta'$ релаксация квазичастиц в сверхпроводниках сильно замедляется из-за факторов когерентности и особенности в плотности состояний. В результате квазичастицы с энергией $E \sim \Delta'$ являются неравновесными. В данной работе этот фактор учитывается введением энергетической зависимости τ_{in} в следующем виде [12]:

$$\tau_{in}(E) \approx \tau_{in0} \left(1 + \left(\frac{\Delta'}{|E| - \Delta'} \right)^{3,5} \right), \quad (1)$$

полученном в предположениях линейного закона дисперсии фононов и того, что квадрат матричного элемента электрон-фононного взаимодействия пропорционален волновому вектору фонона. Время $\tau_{in}(E)$ в (1) при $E - \Delta' \gg \Delta'$ совпадает со временем энергетической релаксации электронов в нормальном металле, которое для Nb выбиралось равным $\tau_{in0} = 5 \cdot 10^{-10}$ с при $T = 7$ K [11]. Неупругая релаксация инжектированных в прослойку неравновесных носителей может происходить посредством электрон-фононного и электрон-электронного взаимодействий ($\tau_{in}^{-1} = \tau_{e-e}^{-1} + \tau_E^{-1}$). Наблюдаемая в эксперименте стимуляция энергетической щели в прослойке СДБС, а также оценки [12,13] позволяют сделать вывод о малости процессов электрон-электронного взаимодействия в процессе туннелирования квазичастиц [13] ($\tau_{in} \approx \tau_E$)⁵⁾.

Численный расчет энергетической щели в прослойке производится на основе уравнения баланса [6], в котором учитываются следующие процессы: инжекция носителей из сверхпроводящего берега 1 в прослойку, где происходит их неупругая релаксация, и в дальнейшем - экстракция в сверхпроводящий берег 2. В результате выражение для функции распределения в прослойке $f'(E)$ имеет вид [6]

$$f'(E) = \frac{N_1(E - eV/2)f_0(E - eV/2) + N_2(E + eV/2)f_0(E + eV/2) + \frac{f_0(E)}{\Gamma\tau_B(E)}}{N_1(E - eV/2) + N_2(E + eV/2) + \frac{1}{\Gamma\tau_B(E)}}, \quad (2)$$

где N_i ($i = 1, 2$) - БКШ плотности состояний сверхпроводящих берегов $f_0(E) = 1/[\exp(E/T) + 1]$ - функция распределения Ферми, а релаксация квазичастиц

⁵⁾ Экспериментальные результаты показали, что в области температур $T \approx 10$ K для тонких пленок Nb $\tau_{e-e} \approx \tau_B$ [11].

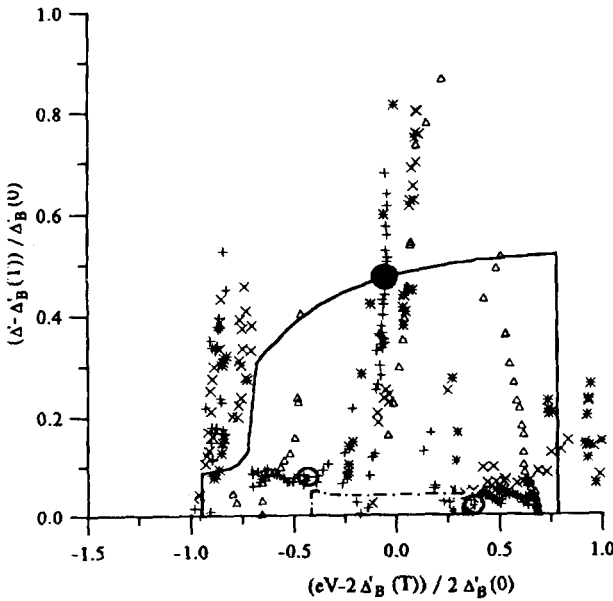


Рис.2. Экспериментальные значения отклонения энергетической щели в прослойке от предсказываемого теорией БКШ в зависимости от напряжения на СДБС для толщин прослоек 20 нм (J6N1 - *, J6N3 - x, J6N5 - +) и 10 нм (H3N1 - Δ). Экспериментальные данные для СДБС J6N5 при $T = 7\text{K}$: \bullet - $V = V_+$, \circ - для $V = V_{++}$ и $V = V_{--}$. Теоретические кривые для различных зависимостей $\tau_{in}(E)$ при $\Gamma_{\tau_{in}} \approx 10^{-2}$ показаны штрих-пунктирной и сплошной линиями для $\tau_{in}(E) = \text{const}$ и $\tau_{in}(E) \approx \tau_{in0}[1 + (\Delta' / (|E| - \Delta'))^{3,5}]$, соответственно

полагалась линейно зависящей от T_B . В исследованных СДБС в силу условия $d \gg \hbar v_F D / 4\Delta(0)$ [9,14] эффектом близости можно пренебречь, и из уравнения самосогласования получим следующее уравнение для Δ' [5]:

$$\int_0^{\infty} dE \left[\frac{f'(E)\theta(|E| - \Delta')}{\sqrt{E^2 - (\Delta')^2}} - \frac{1}{E} \text{th} \left(\frac{E}{2T} \right) \right] = \ln \left(\frac{T}{T'_c} \right), \quad (3)$$

где $\theta(x)$ - функция Хевисайда. Результаты численного решения уравнений (2),(3) для прослойки $d = 20\text{ нм}$ при $T = 7\text{K}$ показаны на рис.2 (сплошная линия). Из всех экспериментальных значений на рис.2 выделены экспериментальные точки, для которых значения T и V совпадают с используемыми в численном решении. Видно хорошее соответствие теоретических и экспериментальных результатов для напряжений V_+ (жирная точка на рис.2), где значение $\Delta'(7\text{K})$ достигало $93\% \Delta'(0)$. Для температурной зависимости $(\Delta' - \Delta'_B)(T)$, определяемой при $V = V_+$, наблюдалось хорошее соответствие расчета с экспериментом. Причем, с увеличением T относительная стимуляция Δ' растет, что, вероятно, связано с тем фактом, что вблизи T'_c даже небольшие отклонения $f'(E)$ от равновесия вызывают увеличение Δ' . Отличие экспериментально полученных результатов от теории для напряжений $V = V_{++}$, V_{--} и V_- вызвано, по-видимому, модельным характером выбранного интеграла столкновений [5,6].

Авторы благодарны Л.В.Филиппенко за изготовление образцов, а А.В.Зайцеву и М.Е.Гершензону за многочисленные обсуждения экспериментальных данных и полезные советы. Работа частично поддерживалась Российским фондом фундаментальных исследований (проект 94-02-03518) и Государственной научно-технической программой "Актуальные направления в физике конденсированных сред", направление "Сверхпроводимость".

1. Г.М.Элиашберг, Письма в ЖЭТФ 11, 186 (1970).
2. J.A.Pals and J.Dobben, Phys. Rev. B20, 935 (1979).
3. E.M.Gershenson, G.N.Gol'tsman, V.D.Potapov et al., Solid State Comm. 75, 639 (1990).
4. R.H.Parmenter, Phys. Rev. Lett. 7, 274 (1961).
5. А.В.Зайцев, Письма в ЖЭТФ 55, 66, (1992).
6. D.R.Heslinga, W.M. van Huffelen, and T.M.Klapwijk, IEEE Trans. Magn. 27, 3264 (1991).
7. B.G.Blamire, E.C.G.Kirk, J.E.Evetts et al., Physica B165, 186, 1583 (1990).
8. Г.Э.Бабаян, *Исследование сверхпроводниковых двухбарьерных и многоэлементных структур для приемников слабых электромагнитных сигналов*, Диссертация на соискание ученой степени кандидата физ.-мат. наук, ИРЭ РАН, М., 1992.
9. Г.Э.Бабаян, Г.А.Овсянников, О.Б.Уваров и др., СФХТ 5, 564 (1992).
10. A.W.Kleinsasser, R.E.Miller, W.H.Mallison, and G.V.Arnold, Phys. Rev. Lett. 72, 1738 (1994).
11. M.Hikita, T.Yukimichi, and T.Tamamura, Phys. Rev. B42, 118 (1990).
12. А.Г.Аронов, Б.З.Спивак, Физика низких температур 4, 1365 (1978).
13. А.М.Гулян, Г.Ф.Жарков, *Сверхпроводники во внешних полях (неравновесные явления)*, М.: Наука, 1990.
14. М.Ю.Куприянов, В.Ф.Лукичев, ЖЭТФ 94, 139 (1988).