

УДК 621.382

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ПЛЕНОК
В ТУННЕЛЬНЫХ $NSIN$ -СТРУКТУРАХ

ГОЛУБОВ А. А., КУПРИЯНОВ М. Ю.

Свойства джозефсоновских структур, одним из электродов которых является NS -сэндвич с тонким слоем нормального металла, существенно зависят от параметра подавления γ_M [1, 2]. Этот параметр определяется относительной толщиной N -слоя d_N/ξ_N^* и отношением проводимостей нормального (σ_N) и сверхпроводящего (σ_S) материалов (ξ_N^* — длина когерентности N -металла). Возможность независимого экспериментального определения величины $\gamma_M = \sigma_N \xi_S^* d_N / \sigma_S \xi_N^{*2}$ является весьма важным моментом при разработке методов изготовления как планарных мостиков переменной толщины $SN-N-NS$ -типа, так и туннельных структур на основе жестких материалов. Ранее такая возможность связывалась лишь с изучением зависимости критической температуры NS -сэндвичей от относительной толщины S -слоя d_S/ξ_S^* [3].

В данной работе предложен еще один независимый способ определения γ_M — изучение дифференциальной проводимости туннельных $NS-I-N$ -структур, которая при низких температурах ($T \ll T_c$) совпадает с плотностью состояний на границе NS -электрода с изолятором.

1. При вычислении искомой плотности состояний $N(\epsilon)$ будем считать, что для N - и S -материалов, образующих составной NS -электрод, выполнены условия грязного предела, на их границе отсутствует потенциальный барьер, критическая температура N -металла равна нулю, а его толщина $d_N \ll \xi_N^*$.

В рамках этих предположений задача об определении $N(\epsilon)$ разбивается на два этапа [2]. Первый состоит в расчете координатной зависимости параметра порядка Δ путем численного решения уравнений Узаделя [4]. На втором этапе решаются аналитически продолженные уравнения Узаделя с определенной на первом этапе координатной зависимостью Δ (см. уравнения (5)–(8) в [2]) и находятся искомые плотности состояний в различных точках NS -сэндвича. Специфика исследуемой в настоящей работе структуры связана с конечной толщиной сверхпроводника вдоль направления x , перпендикулярного к поверхностям раздела. Это приводит к замене граничного условия на аналитически продолженные функции Узаделя $\theta(x)$ (см. выражение (76) в [2]) условием $d\theta/dx=0$ на SI -границе.

2. Результаты расчетов (см. рис. 1) показывают, что форма зависимости $N(\epsilon)$ на границе составного NS -электрода с диэлектриком зависит от толщины сверхпроводника и параметра подавления γ_M . Видно, что при больших толщинах сверхпроводника $d_S \gg 10\xi_S^*$ влияние N -слоя мало и плотность состояний близка к плотности состояний в теории БКШ. С уменьшением d_S происходит все большее подавление сверхпроводимости за счет эффекта близости с N -металлом, и при $d_S \approx 3\xi_S^*$ пространственная зависимость функций Узаделя в NS -электроде приводит к существенному сглаживанию особенности в плотности состояний. С дальнейшим уменьшением d_S координатные зависимости функций $\theta(x)$ сглаживаются, и при $d_S \leq \xi_S^*$ функции $\theta(x)$ становятся практически постоянными. Вследствие этого вновь начинает проявляться особенность в плотности состояний, и зависимость $N(\epsilon)$ приближается к $N(\epsilon) = \epsilon / (\epsilon^2 - \Omega^2)^{1/2}$. Здесь $\Omega(d_S/\xi_S^*, \gamma_M)$ — щель в спектре элементарных возбуждений (рис. 2), величина которой резко падает с уменьшением d_S и обращается в нуль при полном разрушении сверхпроводимости в электроде.

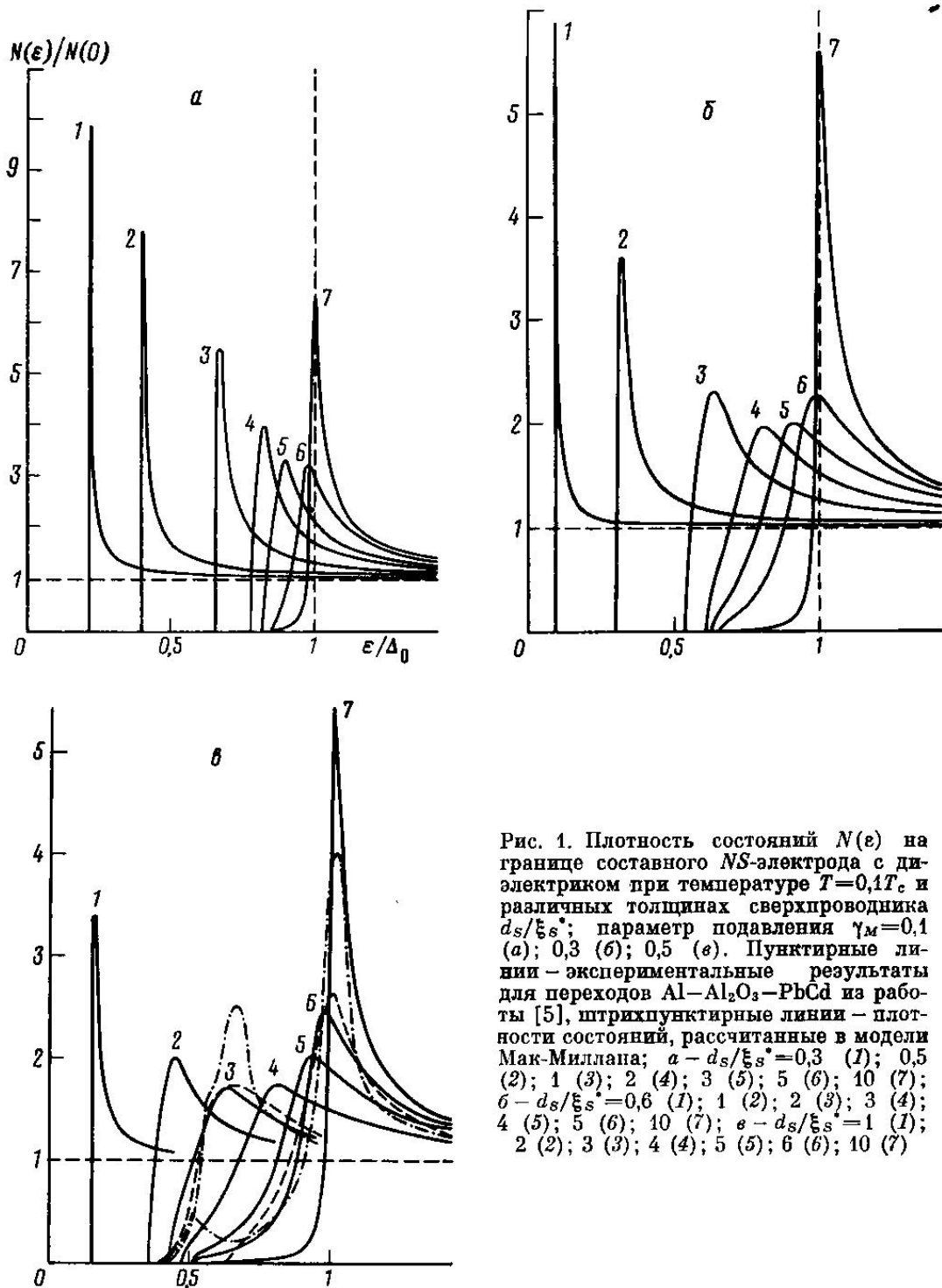


Рис. 1. Плотность состояний $N(\varepsilon)$ на границе составного NS -электрода с диэлектриком при температуре $T=0,1T_c$ и различных толщинах сверхпроводника d_s/ξ_s^* ; параметр подавления $\gamma_m=0,1$ (а); $0,3$ (б); $0,5$ (в). Пунктирные линии — экспериментальные результаты для переходов $Al-Al_2O_3-PbCd$ из работы [5], штрихпунктирные линии — плотности состояний, рассчитанные в модели Мак-Миллана; а — $d_s/\xi_s^*=0,3$ (1); $0,5$ (2); 1 (3); 2 (4); 3 (5); 5 (6); 10 (7); б — $d_s/\xi_s^*=0,6$ (1); 1 (2); 2 (3); 3 (4); 4 (5); 5 (6); 10 (7); в — $d_s/\xi_s^*=1$ (1); 2 (2); 3 (3); 4 (4); 5 (5); 6 (6); 10 (7).

С увеличением γ_m при фиксированном отношении d_s/ξ_s^* также происходит подавление сверхпроводимости в NS -электроде, приводящее к сглаживанию особенности в плотности состояний и к уменьшению Ω . Действительно, как видно из рис. 2, при $d_s \gg S\xi_s^*$ величина щели практически не зависит от толщины сверхпроводника, но падает с ростом γ_m , причем уже при $\gamma_m \approx 0,1$ ее отличие от щели массивного сверхпроводника составляет 14%.

3. На рис. 1, в полученные выше результаты сравниваются с экспериментальными значениями плотности состояний [5], найденными диффе-

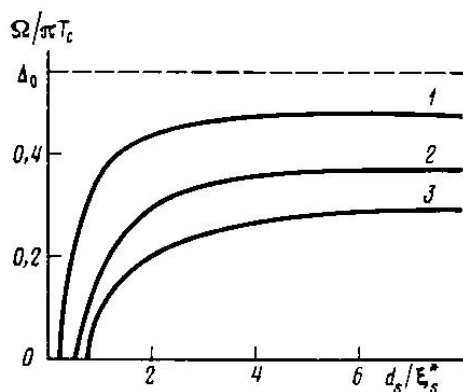


Рис. 2

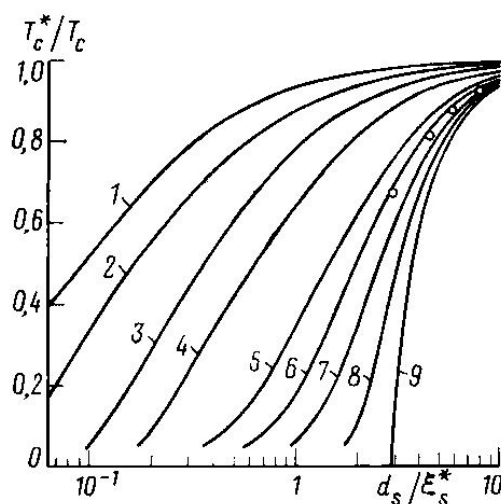


Рис. 3

Рис. 2. Зависимость щели в спектре элементарных возбуждений на SI -границе от толщины сверхпроводника d_s/ξ_s^* для значений $\gamma_M = 0,1$ (1); $0,3$ (2); $0,5$ (3)

Рис. 3. Зависимость критической температуры T_c^* NS -сэндвича от толщины S -слоя ($d_N \ll \xi_N^*$), рассчитанная в [3] при значениях $\gamma_M = 0,01$ (1); $0,02$ (2); $0,05$ (3); $0,1$ (4); $0,3$ (5); $0,5$ (6); 1 (7); 3 (8), ∞ (9). Точками показаны экспериментальные данные для сэндвичей $PbCd$ из [5]. (Значение ξ_s^* выбрано равным $110 \text{ \AA}$.)

ренцированием снятых при $T \approx 0,34 \text{ K}$ ВАХ двух туннельных структур $Al - Al_2O_3 - PbCd$. Толщины нормальных пленок Cd этих переходов отличались незначительно и составляли 520 и $460 \text{ \AA}$, что, по оценкам авторов [5], близко к длине когерентности этого материала $\xi_N^* \approx 500 \text{ \AA}$. Толщины сверхпроводящих пленок Pb отличались примерно в 2 раза и были равны 330 и $670 \text{ \AA}$. Наилучшее согласие с расчетами достигается при $\gamma_M \approx 0,5$ и отношении $d_s/\xi_s^* \sim 3$ и 6 , что позволяет оценить длину когерентности в пленках Pb $\xi_s^* \approx 110 \text{ \AA}$. Штрихпунктирными линиями на том же рисунке показаны плотности состояний, рассчитанные в [5] в рамках модели Мак-Миллана [6]. Видно, что эти зависимости качественно отличаются как от экспериментальных данных, так и от рассчитанных в данной работе кривых. Они содержат дополнительный пик в плотности состояний в области энергий вблизи щели и, кроме того, имеют более резкую основную особенность.

Знание величины $\xi_s^* \approx 110 \text{ \AA}$ позволило сравнить экспериментально снятую в [5] зависимость критической температуры сэндвича $PbCd$ от толщины пленки свинца с рассчитанными в [3] теоретическими кривыми (см. рис. 3). Хорошее совпадение экспериментальной и расчетной зависимостей при $\gamma_M \approx 0,5$ подтвердило правильность полученной здесь оценки параметра подавления γ_M и длины когерентности S -электрода.

Таким образом, сравнение результатов экспериментального изучения ВАХ $NSIN$ -структур и зависимостей их критической температуры от толщины S -слоя с полученными теоретическими зависимостями позволяет надежно определить значения таких важных параметров, как γ_M и ξ_s^* .

ЛИТЕРАТУРА

1. Голубов А. А., Куприянов М. Ю., Лукичев В. Ф. МЭ, 1983, т. 12, № 4, с. 342.
2. Голубов А. А., Куприянов М. Ю., Лукичев В. Ф. Физика низк. температур, 1984, т. 10, № 8, с. 799.
3. Голубов А. А., Куприянов М. Ю., Лукичев В. Ф., Орликовский А. А. МЭ, 1983, т. 12, № 4, с. 355.
4. Usadel K. Phys. Rev. Lett., 1970, v. 25, № 8, p. 507.
5. Toplicar J. R., Finnemore D. K. Phys. Rev., 1977, v. 16, № 5, p. 2072.
6. McMillan W. L. Phys. Rev., 1968, v. 167, p. 331.

Институт физики твердого тела

Поступила в редакцию
15.XI.1984