

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ИЗБЫТОЧНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ ГРАНИЦЫ НОРМАЛЬНЫЙ МЕТАЛЛ – СВЕРХПРОВОДНИК

Ю.И.Латышев, Ф.Я.Надь

Прямыми измерениями получена температурная зависимость избыточного сопротивления границы нормальный металл – сверхпроводник R_s . Найдено, что с понижением температуры происходит изменение характера температурной зависимости от $R_s \sim (1 - T/T_c)^{-1/4}$ к $R_s \sim (1 - T/T_c)^{-3/4}$, обусловленное влиянием андреевского отражения квазичастиц.

Впервые существование избыточного сопротивления R_s границы нормальный металл (N) – сверхпроводник (S) было обнаружено Ландау при измерении сопротивления сверхпроводника в промежуточном состоянии [1]. Впоследствии возникновение R_s было объяснено проникновением продольного электрического поля в сверхпроводник на глубину l_E , обусловленным неравновесной заселенностью ветвей квазичастичного спектра при протекании тока через $S - N$ -границу [2 – 4]. В [5, 6] была рассчитана величина этого сопротивления и показано, что она определяется также андреевским отражением квазичастиц на $S - N$ -границе в случае чистого сверхпроводника ($l \gg \xi_0$) или аналогичным ему процессом в грязном случае ($l \ll \xi_0$) (l – длина пробега). Андреевское отражение приводит к уменьшению потока квазичастиц через границу и тем самым к уменьшению величины электрического поля в сверхпроводнике. Этот процесс происходит на длине $\xi(T)$ и в масштабе большой длины l_E он эквивалентен скачку электрического поля.

Полученное в [5] выражение для R_s в случае тонкой пленки ($l \ll \xi_0$) имеет следующий вид:

$$R_s = \frac{R_N^{\square}}{w} \frac{l_E}{1 + \left(\frac{\pi}{3\sqrt{2}} \frac{l_E}{\xi(T)} \frac{\Delta}{T} \right)^{1/2}}$$

где $l_E = l_\epsilon \left(\frac{4T}{\pi \Delta} \right)^{1/2}$, $l_\epsilon = \sqrt{D\tau_\epsilon}$ — длина, а τ_ϵ — время энергетической релаксации, D — коэффициент диффузии, R_N^0 — сопротивление пленки на квадрат в нормальном состоянии, w — ширина пленки.

Вблизи T_c $\Delta \ll T$ и второй член в знаменателе, связанный с андреевским отражением, мал по сравнению с единицей. При этом величина R_s и его температурная зависимость определяется эффектом проникновения электрического поля в сверхпроводник на длину $l_E \sim (1 - T/T_c)^{-1/4}$. При понижении T уменьшается l_E и одновременно возрастает роль андреевского отражения. При некоторой T второй член в знаменателе превзойдет 1, и тогда величина $R_s \sim (1 - T/T_c)^{-3/4}$. Температурная зависимость $l_E \sim (1 - T/T_c)^{-1/4}$ вблизи T_c наблюдалась экспериментально на оловянных пленках [7, 8]. В данной работе с помощью прямых измерений исследована температурная зависимость R_s ($\sim l_E$) в более широкой области температур в сверхпроводнике (Al) с большим значением $\tau_\epsilon \sim 10^{-9}$ сек и получен переход от зависимости $R_s \sim (1 - T/T_c)^{-1/4}$ к $R_s \sim (1 - T/T_c)^{-3/4}$.

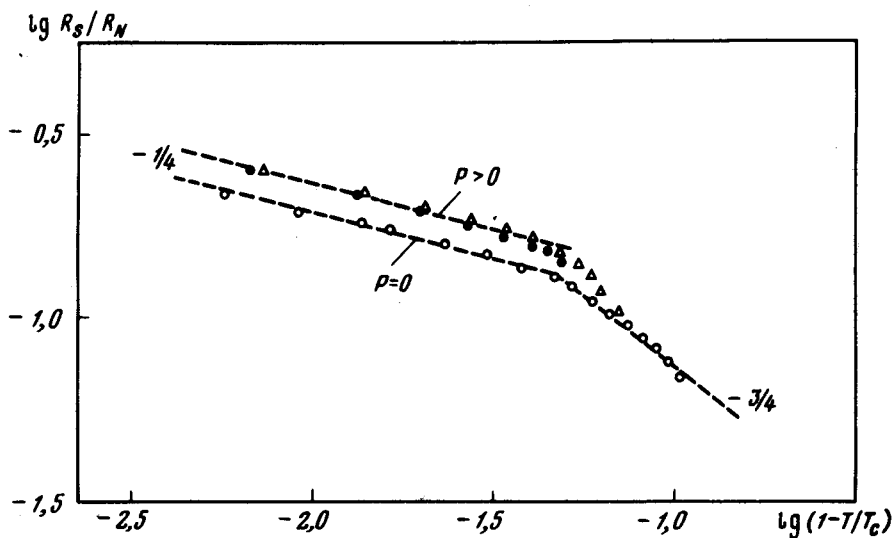
Измерения сопротивления $S - N$ -границы проводились нами на длинных ($L \sim 50$ мкм) узких ($w \sim 3$ мкм) пленочных мостиках из Al с берегами, толщина которых (3000 Å) была больше толщины собственно мостика (1200 Å). Такие мостики получались из исходного толстого мостика путем ионного травления его перешейка. Известно, что критическая температура тонких Al пленок обычно выше чем у толстых. Это и позволило получить мостики, критические температуры которых T_c^M выше чем критические температуры их берегов T_c^0 . Измерения зависимости $R(T)$ мостиков производились на очень малом (10^{-8} А) переменном токе звуковой частоты с последующим усилением и синхронным детектированием. При этом термоэлектрические эффекты не сказываются на результатах измерений.

При понижении температуры вначале наблюдалось значительное уменьшение сопротивления всего мостика в узком интервале температур, соответствующее переходу в сверхпроводящее состояние тонкопленочного перешейка мостика ($T_c^M = 1,403$ К). Далее при $T \approx 1,24$ К наблюдался еще один (меньший) скачок сопротивления $\Delta R = R_N^0$, соответствующий переходу берегов в сверхпроводящее состояние ($T_c^0 = 1,2$ К). В области температур $T_c^M > T > T_c^0$ мостик представлял собой систему $N - S - N$, сопротивление которой $R(T)$ было выше R_N^0 и разность $R_s = R(T) - R_N^0$ плавно уменьшалась с уменьшением температуры¹⁾.

На рисунке представлена зависимость нормированного значения R_s от $1 - T/T_c$ в двойном логарифмическом масштабе (мощность внешнего излучения $P = 0$). Пунктирными линиями на рисунке нанесены прямые, соответствующие зависимостям $R_s \sim (1 - T/T_c)^{-1/4}$ и $R_s \sim (1 - T/T_c)^{-3/4}$. Как видно из рисунка, вблизи T_c экспериментальная за-

1) Избыточное сопротивление $N - S - N$ -системы, образовавшейся в результате стимулирования сверхпроводимости в мостике внешним СВЧ излучением, наблюдалось в работе [9].

зависимость $R_s(T)$ соответствует зависимости с показателем степени $-1/4$, что согласуется с данными работ [7, 8]. При дальнейшем понижении температуры величина R_s начинает уменьшаться более круто, чему соответствует изменение показателя степени на $-3/4$.



Температурная зависимость избыточного сопротивления $S - N$ -границы R_s Al мостика: в отсутствии действия излучения (o) и при его действии (● — затухание 10,4 дБ, Δ — 12,0 дБ). Частота излучения 9 ГГц

Полученные данные показывают, что величина избыточного сопротивления $S - N$ -границы вблизи T_c обусловлена, главным образом, эффектом проникновения электрического поля в сверхпроводник; и ее температурная зависимость хорошо согласуется с теорией [5, 6]. На некотором удалении от T_c заметную роль начинает играть также и андреевское отражение и в соответствии с теорией [5] $R_s \sim (1 - T/T_c)^{-3/4}$. Смена механизма в нашем случае происходит при $T_c - T = 63$ мК. Считая, что этому соответствует равенство единице второго члена в знаменателе выражения для R_s , можно определить величину времени энергетической релаксации τ_ϵ в наших Al мостиках. Используя значения $\xi_0 = 1,6$ мкм, $v_F = 1,3 \cdot 10^8$ см/сек, $T_c = 1,403$ К, получим, что $\tau_\epsilon = 3 \cdot 10^{-9}$ сек. Эта величина заметно меньше приближенной теоретической оценки $\tau_\epsilon \leq 10^{-7}$ сек, но неплохо согласуется с последними экспериментальными результатами, $2 \cdot 10^{-9}$ и $5 \cdot 10^{-9}$ сек, полученными другими методами [10, 11].

Нами исследовалось также действие СВЧ излучения на описанные выше Al мостики. Было обнаружено, что действие излучения с частотой ≈ 9 ГГц на сверхпроводящий мостик с нормальными берегами, как и в обычном случае мостика со сверхпроводящими берегами [12], приво-

дит к увеличению T_c^M . Максимальное увеличение T_c^M достигало 73 мК, что соответствовало росту T_c^M на 5,2%. Кривые зависимости $R_s(T)$ при действии излучения различной мощности с учетом сдвига T_c^M были подобны кривым $R_s(T)$ при $P = 0$. Из рисунка видно, что и при $P > 0$ вначале имеет место зависимость $R_s \sim (1 - T/T_c)^{-1/4}$ с изменением в дальнейшем показателя на $-3/4$. Из этого, по-видимому, следует, что неравновесность функции распределения, вызванная действием излучения, т.е. при сохранении симметрии заселенности ветвей спектра квазичастиц, существенно не меняет характер процессов на $S - N$ -границе, обусловленных неравновесной, несимметричной заселенностью этих ветвей. Кроме того, характерным масштабом изменения функции распределения при действии излучения является энергия $\sim \Delta$, а в процессах несимметричной заселенности характерный масштаб энергии $\sim kT \gg \Delta$ (при $T \sim T_c$), что также, по-видимому, способствует отсутствию "интерференции" между этими двумя видами неравновесности.

Авторы признательны А.Ф.Волкову и С.Н.Артеменко за обсуждение результатов работы.

Институт радиотехники
и электроники
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
11 марта 1979 г.

Литература

- [1] И.Л. Ландау. Письма в ЖЭТФ, 11, 437, 1970.
- [2] M.Tinkham. Phys. Rev., B6, 1747, 1972.
- [3] S.N.Artemenko, A.F.Volkov. Phys. Lett., 55A, 113, 1975.
- [4] A.Schmid, G.Shön. J. Low Temp. Phys., 20, 207, 1975.
- [5] S.N.Artemenko, A.F.Volkov, A.V.Zaitsev. J. Low Temp. Phys., 30, 487, 1978.
- [6] Yu. N.Ovchinnikov. J. Low Temp. Phys., 31, 785, 1978
- [7] G.J.Dolan, L.D.Jackel. Phys. Rev. Lett., 39, 1628, 1977.
- [8] В.М.Дмитриев, Е.В.Христенко. ФНТ, 3, 1210, 1977.
- [9] Yu.I.Latyshev, F.Ya.Nad'. J. de Physique, 39, C6-531, 1978.
- [10] T.M.Klapwijk, J.E.Mooij. Physica. 81B, 132, 1976.
- [11] J.R.Kirley, D.S.Kent, S.B.Kaplan, P.N.Langenberg. J. de Physique, 39, C6-511, 1978.
- [12] Ю.И.Латышев, Ф.Я.Надь. ЖЭТФ, 71, 2158, 1976.