

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ НЕРАВНОВЕСНОГО СОСТОЯНИЯ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ПЛЕНОК НИОБИЯ ПРИ ТУННЕЛЬНОЙ ИНЖЕКЦИИ КВАЗИЧАСТИЦ

В.М.Пан, Э.М.Руденко

Экспериментально установлено, что при сильной туннельной инжекции квазичастиц в пленке ниобия может наступить неустойчивость неравновесного состояния. Получена зависимость критического тока неустойчивости I_H от температуры ванны T_B и локальной температуры в области туннельного контакта T_L .

Исследование сверхпроводников в неравновесных условиях, которые могут быть получены различными источниками накачки квазичастиц, представляет в настоящее время большой интерес.

В работе впервые исследованы сверхпроводящие пленки Nb при сильной туннельной инжекции квазичастиц. Обнаружено, что однородное пространственное распределение параметра порядка $\Delta_{Nb} \neq 0$ становится неустойчивым при температуре в области контакта $T_L < T_c$, где T_L — локальная температура в области контакта, когда ток инжекции достигает определенного критического значения I_H , T_c — температура сверхпроводящего перехода. При этом сверхпроводник переходит в нормальное или неоднородное состояние.

Для создания сильной туннельной инжекции квазичастиц в сверхпроводящие пленки ниобия, были получены туннельные структуры Nb-I-Pb, которые имели малое удельное туннельное сопротивление r_T , равное $7 \div 9 \cdot 10^{-6} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$. Толщина пленок Nb и Pb составляла 200 и 500 нм соответственно. Площадь контактов равнялась $1 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2$. Измерялись вольт-амперные характеристики (ВАХ) туннельных контактов и напряжение на пленке ниобия в области контакта.

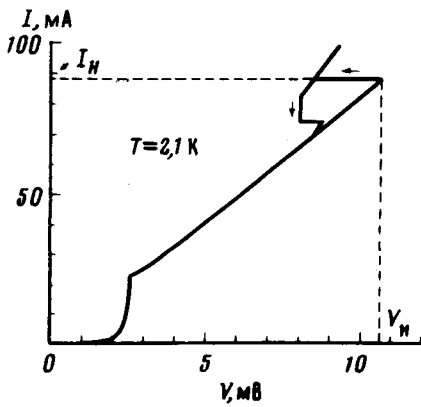


Рис.1. Типичная ВАХ туннельного контакта Nb-I-Pb

На рис.1 представлена типичная ВАХ исследованных туннельных структур. При достижении током критического значения I_H в пленке Nb скачком возникает напряжение, а на туннельной ВАХ наблюдаются резкое уменьшение напряжения. Для того чтобы убедиться, что появление напряжения на пленке ниобия не является следствием теплового перехода пленки в нормальное состояние, нами было произведено измерение локальной температуры T_L в области туннельного контакта. Для этой цели была создана импульсная методика, позволившая наблюдать тепловые времена релаксации туннельной структуры τ_p . Эти времена в зависимости от величины $\Delta T = T_L - T_B$ (T_B - температура ванны) составляли от десятков до сотен микросекунд. Температура T_L определялась по значению напряжения $V_\Delta(T)$, где $V_\Delta = (\Delta_{Nb} + \Delta_{Pb})/e$ ($2\Delta_{Nb}$ и $2\Delta_{Pb}$ - энергетические щели пленок ниобия и свинца соответственно). Напряжение V_Δ измерялось через 2 мксек после начала тепловой релаксации. Учитывая, что $\tau_p \gg 2$ мксек, можно предположить, что T_L с достаточной точностью соответствует истинному значению температуры в области контакта, когда через нее проходит постоянный ток инжекции. За температуру неустойчивости T_L^H принималось значение T_L при токе инжекции $I_0 = I_H - 0,1$ мА. Экспериментально было установлено, что при разогреве пленок, когда $\Delta T \geq 0,5$ К, с хорошей точностью можно считать $T_L \sim I_0$. Учитывая это, можно заключить, что T_L^H с точностью не хуже 0,1 К соответствует температуре туннельной структуры в момент перехода сверхпроводящей пленки в результате неустойчивости в новое состояние. Проведенные измерения T_L^H показали, что эта температура всегда оставалась значительно ниже критической температуры пленок ниобия $T_c = 9,12 - 9,21$ К.

Разогрев пленок, когда $T_L = T_B$, наблюдался нами лишь при температурах выше λ -точки. При $T_B < T_\lambda$ мы не наблюдали изменений V_Δ . Нужно, однако, заметить, что с понижением температуры чувствительность импульсного метода значительно снижается.

Проведенные исследования показывают, что в нашем случае наблюдается не тепловой переход сверхпроводящих пленок. Возникновение нового состояния определяется неустойчивостью неравновесного состояния сверхпроводящих пленок при сильной инжекции квазичастиц.

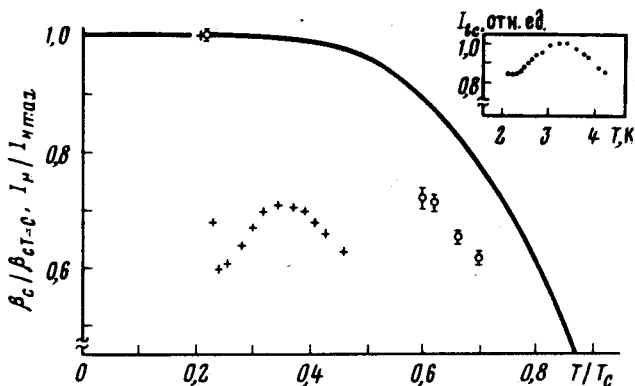


Рис.2. Зависимость критического тока неустойчивости от температуры ванны (+) и от локальной температуры (o) (в приведенных единицах). Сплошная линия — температурная зависимость критической мощности $\beta_c / \beta_{cT=0}$ по работе [3]

Наблюдаемые эффекты связаны с неустойчивостью сверхпроводящего состояния пленки Nb и качественно не изменялись при переводе пленки Pb в нормальное состояние магнитным полем.

В работе было проведено исследование зависимости значения критического тока неустойчивости I_H как от температуры ванны T_B , так и от локальной температуры T_L . Они представлены на рис.2 в относительных координатах $i_H = I_H / I_{Hmax}$ и $t = T / T_c$. Обращает на себя внимание сходство зависимости $i_H(t_B)$ с экспериментальной зависимостью, полученной в работе Игучи [1] для критического тока (вставка на рис.2). Аномальный температурный ход в этой работе объяснялся с позиций диффузионной неустойчивости неравновесного сверхпроводника. В то же время в теоретической работе [2] было высказано мнение, что диффузионная неустойчивость не реализуется в случае широкого источника. Как видно, зависимость $i_H(t_L)$ не показывает подобных особенностей. Из этого можно заключить, что аномальное поведение $i_H(t_B)$ вероятнее всего, связано с разогревом туннельного контакта.

На рис.2 построена также температурная зависимость для критической мощности в относительных единицах $\beta_c / \beta_{cT=0}$ из работы [3] в случае лазерного облучения сверхпроводника. Можно видеть, что полученная нами экспериментальная зависимость $i_H(t_L)$ качественно аналогична. В области температур $T > T_\lambda$ экспериментальные точки расположены несколько ниже теоретической кривой $\beta_c / \beta_{cT=0}$. Наблюдаемое отличие можно связать с тем, что для наших пленок существенен параметр перепоглощения $\gamma = \tau_{es} / \tau_B$ [3], где τ_{es} — время ухода фононов, а τ_B — время их перепоглощения. Этот параметр может быть различным для температур $T > T_\lambda$ и $T < T_\lambda$, так как время $\tau_{es} = 4d / \eta s$ [4], где d — толщина пленки, s — скорость звука, и зависит от геометрического фактора η , учитывающего отражение рекомбинационных фононов от границы сверхпроводник — гелий.

Проведенная оценка γ в наших экспериментах дает величину $\gamma = 0,94 / \eta$. Зная критический ток неустойчивости I_H , и учитывая, что $d < L$ (L — длина диффузии квазичастиц), можно оценить из эксперимента концентрацию инжектируемых при этом неравновесных квазичастиц по формуле $n_c^u = I_H \tau_R / ev$, где τ_R — время рекомбинации квази-

частиц, v — объем неравновесного сверхпроводника в области контакта. Полагая $\tau_R \approx 10^{-10}$ [4], получим для $T = 1,9$ К $n_c^u \approx 10^{17}$ см $^{-3}$. Концентрацию неравновесных квазичастиц n_c , ответственную за неустойчивость сверхпроводника, следует определять с учетом γ . Если для γ сохраняется соотношение, определяющее критическую мощность, полученное в работе [3] в случае лазерного облучения, и учитывая возможные пределы изменения η , можно предположить, что в нашем случае n_c составляла $10^{18} - 10^{19}$ см $^{-3}$, что согласуется с теоретическими оценками критической концентрации квазичастиц, необходимой для перехода сверхпроводника в новое (нормальное или неоднородное) состояние.

Институт металлофизики
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
15 июня 1981 г.

Литература

- [1] H. Igarashi. J. Low Temp. Phys., 34, 605, 1978.
 - [2] В.Ф.Елесин. ЖЭТФ, 76, 2218, 1979.
 - [3] В.Ф.Елесин, В.Е.Кондрашов, А.С.Суших. ФТТ, 21, 3225, 1979.
 - [4] Jhy.-Jiun Chang, D.J.Scalapino. J. Low Temp. Phys., 31, 1, 1978.
-