

ДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТОНКИХ ПЛЕНОК ВБЛИЗИ ТЕМПЕРАТУРЫ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО ПЕРЕХОДА

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

Экспериментально обнаружена осциллирующая структура проводимости тонких пленок Al вблизи T_c , которая интерпретируется как следствие фазового перехода Березинского — Костерлица — Таулеса в двумерной системе слабых связей, образующихся в гранулированных микроскопически неоднородных пленках.

Работа посвящена изучению резистивного состояния в области сверхпроводящего перехода пленок алюминия, напыленных на стеклянные подложки в атмосфере кислорода при давлении $5 \cdot 10^{-5}$ тор. Пленки имели сопротивление $R_{\square}^n \approx 10$ Ом, толщину $d \sim 250 + 300 \text{ \AA}$ и размеры $1 \times 10 \text{ м}^2$. Для более детального выявления особенности перехода $R(T)$ измерялась dR/dT методом модуляции температуры пленки ниже λ — точки перехода в HeII. Приемником второго звука служила исследуемая пленка, источником — пленки висмута. Расстояние между приемником и источником ~ 2 см. Сигнал от второго звука четко наблюдался при мощности источника ~ 200 мкВт, постоянном транспортном токе через образец ~ 100 мкА и частоте ~ 10 кГц. Зависимость $R(T)$ и dR/dT показана на рис. 1. Ступенчатая структура в $R(T)$, обнаруженная на большом количестве образцов не связана с краевыми эффектами и неоднородностями пленок на расстояниях $r \gtrsim \lambda_{F-L} \sim 10^4 \text{ \AA}$.

Вольт-амперные характеристики ($I - V$) образцов проявляли резкую нелинейность в интервале $1,45 \text{ K} < T < 1,9 \text{ K}$ и характерный для системы слабых связей избыточный ток, возраставший с уменьшением T . Вторые производные тока по напряжению d^2I/dV^2 , полученные с помощью модуляционной техники, имели осциллирующую зависимость со строгой периодичностью максимумов, амплитуда которых в проводимости порядка 10% (рис. 2). При понижении или повышении температуры от некоторого оптимального значения производные приобретали нерегулярный характер.

Сложная зависимость $R(T)$, осциллирующий характер проводимости и реакция пленки на СВЧ облучение находят объяснение как следствие существования вихревых структур в двумерной системе слабых связей, возникающих в гранулированных образцах. Известно [1 — 2], что в двумерной сверхтекучей жидкости при $T = T_{K-T}$ может существовать фазовый переход, при котором происходит диссоциация термически возбужденных пар вихрей противоположной полярности ("вихрей" и "антивихрей"). Одним из объектов, в котором возможна реализация такого фазового перехода, является структура слабых связей. В работе [3] показано, что пленки, полученные по сходной с используемой нами технологии, состоят из разновеликих гранул поперечным размером $40 - 400 \text{ \AA}$. Критическая температура таких пленок оказалась существенно

зависящей от среднего размера гранул, поэтому в них образуются системы разнообразных слабых связей *SIS*, *SINIS*, *SININIS* и т. д. типов в довольно широкой области температур (1,4 – 2,1 К). Здесь *S*, *N* – сверхпроводящие и нормальные области, *I* – межзеренная граница. Согласно оценкам среднее расстояние *b* между такими связями $\sim 10^3 \text{ \AA}$.

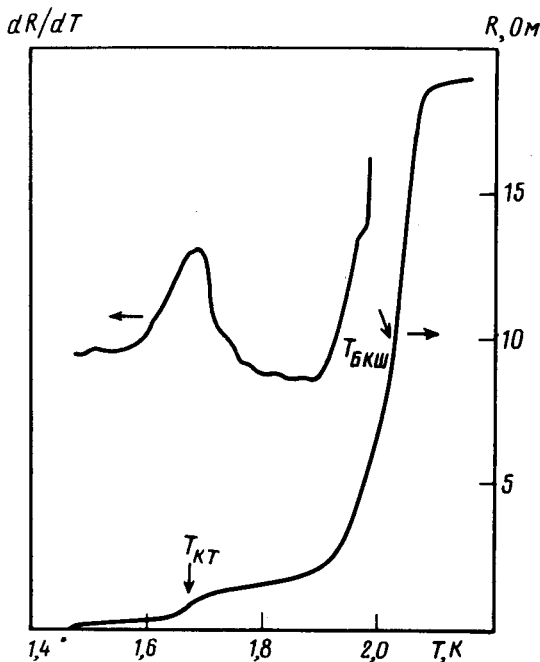


Рис. 1. Температурная зависимость сопротивления $R(T)$ и производной $dR(T)/dT$ пленок алюминия

Система слабых связей в пленке при толщине $d \ll \lambda_{\Gamma-L}$ является двумерной. Хорошо известно, что в таких системах вблизи T_c большое значение приобретают температурные флуктуации, полностью нарушающие, в общем случае, фазовую когерентность на расстояниях, превышающих $\xi_{\Gamma-L}$. Однако при $T > T_{K-T}$ в них выгодно образование свободных вихрей, которые приводят к локальному минимуму термодинамического потенциала, причем при отсутствии магнитного поля и малых измерительных токах наиболее выгодно образование вихрей джозефсоновского типа, т. е. вихрей, не имеющих ядра, так как их энергия на несколько порядков меньше энергии вихрей Абрикосова. Из-за симметрии системы джозефсоновские вихри в достаточно широкой пленке ($W \gg \lambda_{\Gamma-L}$) будут иметь цилиндрическую форму и на больших расстояниях взаимодействовать между собой с силой

$$F = \pm \left(\frac{\phi_0}{4\pi} \right)^2 \frac{2d}{b^3}; \quad b \ll r \ll \frac{2\lambda_J^2}{d}$$

что при $r \gg \lambda_J \gg b$ фаза мало меняется на размере единичной связи, и приравняем плотность сверхтока на границе вихря значению плотности тока из уравнения Лондонов. В результате получаем $\lambda_J^2 = dc^2 \hbar / 8 \pi e I_c$

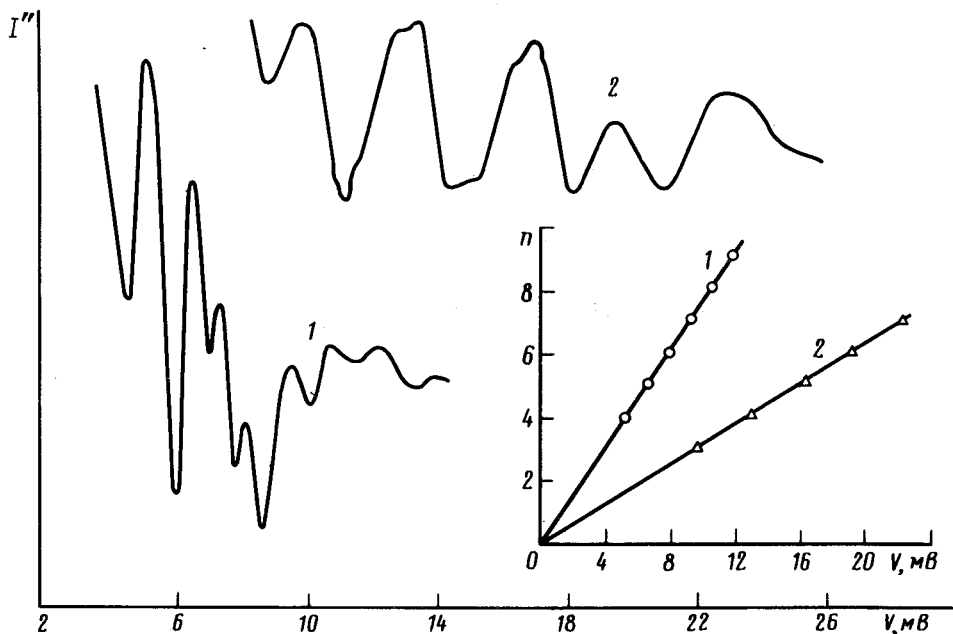


Рис. 2. Зависимость d^2I/dV^2 и номера периода осцилляций n от напряжения V при длине пленки: 1 — 10 мм; 2 — 5 мм

Предположим, что зависимость критического тока I_c от температуры при $T \rightarrow T_c$ линейна:

$$I_c = \frac{2 \pi^3 k_B (T_c - T)}{r \zeta(3) e R^*}$$

Здесь R^* — эффективное сопротивление слабой связи, характеризующее величину dI_c/dT при $T \rightarrow T_c$. Для слабых связей SINIS, SININIS и т. д. типов значение R^* существенно превышает нормальное сопротивление слабой связи, если проницаемость межзеренных границ достаточно мала. Используя выражение для температуры топологического фазового перехода [2], получаем $T_c/T_{K-T} = 1 + R^*/20,6 \text{ кОм}$. Значение R^* можно оценить по флуктуационному уширению $R(T)$ перехода:

$$T_c/T_{K-T} = 1 + (5 + 11)/\alpha T_c; \quad \alpha = \frac{d \ln R(T)}{dT} \Big|_{T \rightarrow T_c} \quad (1)$$

Оценка (1) согласуется с особенностью, отмеченной на $R(T)$ (рис. 1).

При $T < T_{к-т}$ вихри противоположной полярности связываются в пары, которые не дают вклада в диссипацию энергии при малых измерительных токах. Это приводит к резкому уменьшению сопротивления пленки в области $T_{к-т}$ (рис. 1). Такой характер перехода Березинского — Костерлица — Таулеса в системе случайных слабых связей пленки объясняется тем, что величина λ_J , задающая значение $T_{к-т}$, определяется, в силу условий $\lambda_J \gg \lambda_{Г-Л} \gg b$, средними характеристиками слабых связей по площади, намного превышающей характерные размеры микроскопических неоднородностей пленки.

Существование джозефсоновских вихрей в пленке позволяет объяснить почему весьма сложная система слабых связей проявляет когерентный характер. Ниже температуры плавления $T_m < T_{к-т}$, $T_m = 1,5 + 1,7$ К жидкость спаренных вихрей "кристаллизуется" в решетку, состоящую из вихрей противоположной полярности. Под действием транспортного тока подрешетки вихрей разного знака начинают двигаться навстречу друг другу, что приводит к излучению электромагнитного поля с джозефсоновской частотой $\omega = 2eVD/\hbar L$, где D — период решетки, L — длина образца, V — напряжение, приложенное к образцу. Эффекты самодетектирования излучения, аналогичные тем, которые проявляются в резонансной системе на обычных джозефсоновских контактах, приводят к появлению особенностей в проводимости пленки при напряжениях $V = V_{nm} = n\phi_0 c / m2D \sqrt{\epsilon}$, где n, m — целые числа, c — скорость света, ϵ — диэлектрическая проницаемость изолятора полуволнового резонатора, состоящего из подложки, медной экранирующей плоскости и исследуемой пленки Al. Период осцилляций проводимости должен меняться в этом случае обратно пропорционально длине образца, что и наблюдается на эксперименте (рис. 2). Оценка периода решетки, полученная из выражения для V_{nm} при $\epsilon = 4$, составляет $D = 10^{-2}$ см.

Авторы выражают глубокую признательность А.А.Галкину за поддержку работы, Н.В.Заварицкому за плодотворное обсуждение.

Донецкий физико-технический институт
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
27 января 1981 г.

Литература

- [1] В.Л.Березинский. ЖЭТФ, 61, 1144, 1972.
- [2] J.M.Kosterlitz, D.J.Thouless J. Phys. C: Solid St. Phys., 6, 1181, 1973.
- [3] R.V.Pettit, J.Silbox. Phys. Rev., B13, 2865, 1976.