

СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ СВОЙСТВА СИЛЬНО РАЗУПОРЯДОЧЕННЫХ ПЛЕНОК ВИСМУТА

С.Э.Кубаткин, И.Л.Ландау

При напылении пленок висмута через слой сверхтекучего гелия были получены пленки с удельным сопротивлением порядка $3 \cdot 10^{-3}$ Ом·см. Сверхпроводящие свойства таких пленок, в том числе критическая температура, существенно отличаются от свойств обычных холодноосажденных висмутовых пленок.

Методика получения пленок была аналогична использовавшейся нами ранее при изучении пленок кадмия¹, однако, за счет более рациональной конструкции прибора удалось понизить температуру, при которой происходит напыление, до 0,46 К¹⁾. Кроме того вместо стеклянных подложек использовались подложки из полированного сапфира; с помощью пленочного

¹⁾ Подробное описание экспериментальной методики будет опубликовано позднее.

нагревателя, нанесенного на противоположную сторону подложки, она, уже после охлаждения прибора, прогревалась в высоком вакууме до температуры около 400°C и только после этого производился напуск гелия. Это позволяло очистить подложку непосредственно перед напылением.

Испарение висмута происходит при температуре около 10^3 K и скорость атомов, подлетающих к поверхности жидкости, превышает скорость звука в жидком гелии. Длина свободного пробега таких атомов в жидкости должна быть мала и они должны быстро тормозиться за счет излучения квазичастиц. Такое торможение может происходить пока атом не замедлится до критической скорости сверхтекучего движения $v_c = 60\text{ м/с}$. Атомы висмута со скоростями $v < v_c$ в сверхтекучем гелии могут взаимодействовать только с нормальными возбуждениями; однако, при столь низких температурах концентрация ротонов мала, а взаимодействие с фононами незначительно ввиду их малого импульса и малого сечения рассеяния. Поэтому можно предполагать, что в наших экспериментах реализуется ситуация, когда атомы висмута теряют основную часть своей энергии в тонком слое гелия вблизи поверхности, и затем движутся в сверхтекучей жидкости, как свободные частицы.

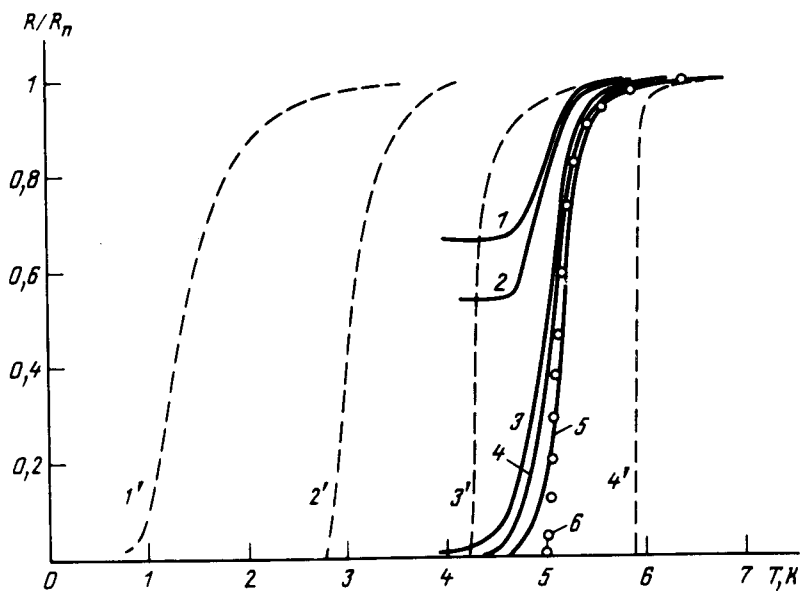


Рис. 1. Сверхпроводящие переходы висмутовых пленок. Пунктирные кривые — вакуумные пленки, сплошные — гелиевые: $1' - d = 17,5\text{ \AA}$, $R_n = 13\text{ кОм/}\square$; $2' - d = 23\text{ \AA}$, $R_n = 2,4\text{ кОм/}\square$; $3' - d = 33\text{ \AA}$, $R_n = 850\text{ Ом/}\square$; $4' - d = 113\text{ \AA}$, $R_n = 62\text{ Ом/}\square$. $1 - d = 123\text{ \AA}$, $R_n = 18,6\text{ МОм/}\square$; $2 - d = 124\text{ \AA}$, $R_n = 7,4\text{ МОм/}\square$; $3 - d = 131\text{ \AA}$, $R_n = 350\text{ кОм/}\square$; $4 - d = 136\text{ \AA}$, $R_n = 60\text{ кОм/}\square$; $5 - d = 183\text{ \AA}$, $R_n = 2,5\text{ кОм/}\square$; $6 - d = 233\text{ \AA}$, $R_n = 1,1\text{ кОм/}\square$

Хотя обычные холодноосажденные пленки висмута хорошо изучены, мы решили повторить эти опыты для проверки методики. Напыление производилось из того же испарителя и в том же приборе, что и напыление через жидкий гелий, только без напуска гелия. Для обеспечения теплового контакта подложки с гелиевой ванной, под герметично закрепленную подложку напускался жидкий гелий, температура которого во время напыления была около $0,4\text{ K}$. Проводимость в таких вакуумных пленках возникала при толщине $d = 10\text{ \AA}$ ²⁾. Сравнительно тонкие и высокоомные пленки имели полупроводниковый характер зависимости сопротивления от температуры и сверхпроводящий переход в них отсутствовал; так, пленка с $d =$

²⁾ Измерялось, в действительности, количество атомов, приходящихся на единицу площади поверхности подложки, при пересчете этой величины в толщину использовалось значение плотности массивного кристаллического висмута.

$= 17 \text{ \AA}$ имела сопротивление $R_{\square} = 23 \text{ кОм}$ при $T = 2,2 \text{ К}$ и 50 кОм при $T = 0,4 \text{ К}$. Увеличение толщины до $17,5 \text{ \AA}$ привело к появлению сверхпроводящего перехода, температура которого возрастала по мере увеличения толщины пленок (рис. 1). Наблюдаемая зависимость критической температуры от d и R_{\square} хорошо согласуется с данными, полученными в других работах ²⁻⁴.

Совершенно иные результаты были получены при напылении через жидкий гелий. Прежде всего проводимость в таких пленках на уровне 10^{-11} Ом^{-1} возникала только при $d \gtrsim \gtrsim 120 \text{ \AA}$ (исследовались квадратные пленки $1,5 \times 1,5 \text{ мм}^2$). Сопротивление высокоомных пленок существенно зависело от приложенного напряжения и быстро уменьшалось при увеличении толщины (рис. 2). Пленки с сопротивлением $R \sim 2 \cdot 10^5 \text{ Ом}$ были сверхпроводящими с критической температурой $T_c = 5 \text{ К}$ и сопротивлением ниже T_c $R_s = 0$.

В общей сложности было напылено четыре серии пленок различной толщины. Пленка 1 была напылена первоначально до $d = 127 \text{ \AA}$, ее сопротивление при $T = 0,46 \text{ К}$ составляло 300 кОм , повышение температуры всего до $0,6 \text{ К}$ привело к необратимому уменьшению сопротивления этой пленки на 15% . Пленки 2 и 3 были напылены до $d = 123 \text{ \AA}$, что слегка превышает толщину появления проводимости, и отогреты до $T = 6 \text{ К}$, затем толщина этих пленок последовательными допылениями увеличивалась; после каждого допыления пленки отогревались и снимался сверхпроводящий переход (см. рис. 1). Сверхпроводящие переходы различных пленок с одинаковыми R_n совпадали. Пленка 4 была отогрета до 6 К после напыления первых 60 \AA , при этом никакой заметной проводимости обнаружено не было; затем проводились допыления по $10 - 15 \text{ \AA}$, после каждого из которых пленка отогревалась; заметная проводимость в этой пленке возникла только при $d = 120 \text{ \AA}$.

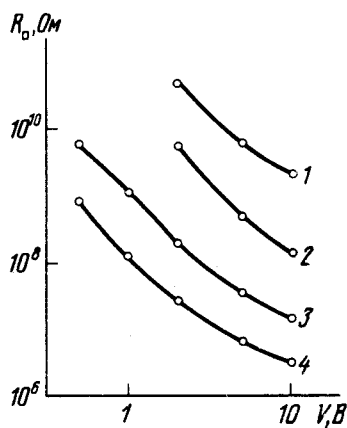


Рис. 2

Рис. 2. Зависимость сопротивления пленок от напряжения при $T = 1,7 \text{ К}$: 1 - $d = 120 \text{ \AA}$; 2 - $d = 121,1 \text{ \AA}$; 3 - $d = 122,4 \text{ \AA}$; 4 - $d = 124 \text{ \AA}$

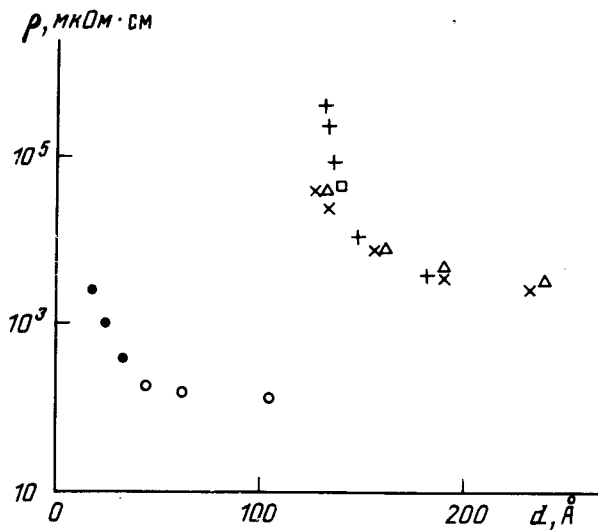


Рис. 3

Рис. 3. Зависимость удельного сопротивления пленок от толщины при $T > T_c$: ●, ○ - вакуумные пленки □ - пленка 1, × - пленка 2, Δ - пленка 3, + - пленка 4

Пленки с сопротивлением $R > 10^8 \text{ Ом}$ имели чисто полупроводниковую зависимость $R(T)$. Уменьшение R до $(2 \div 4) \cdot 10^7 \text{ Ом}$ приводило к появлению немонотонности в зависимости $R(T)$, что свидетельствует о проявлении сверхпроводящих свойств. Если к таким пленкам приложить сравнительно большую разность потенциалов V , то зависимость $R(T)$ при $T < T_c$ и $T > T_c$ практически исчезает и сверхпроводящий переход приобретает вид характерной ступеньки с заметным и не зависящим от температуры значением R_s (кривые 1

и 2 на рис. 1). Пленка с $d = 130 \text{ \AA}$ имела $R_n = 350 \text{ кОм}$ и $R_s = 1 \text{ кОм}$, увеличение толщины этой пленки на 1 \AA уменьшило R_n до 200 кОм , а R_s обратилось в нуль.

Появление проводимости в пленках с $d > 100 \text{ \AA}$ во время напыления связано, по всей вероятности, с изменением структуры пленки по мере увеличения ее толщины. Действительно, каждый новый атом, попадающий на поверхность пленки должен приводить к некоторому смещению своих ближайших соседей; их смещение, в свою очередь, вызывает перемещение более дальних атомов и т. д. Такая перестройка должна быть особенно заметна в сильно неупорядоченных и достаточно толстых пленках³⁾, в которых положение каждого атома соответствует локальному минимуму энергии, обусловленному взаимным расположением остальных. В пленках с таким самосогласованным расположением атомов, естественно ожидать и заметного отжига при низких температурах.

Существование сверхпроводимости с $R_s = 0$ в пленках с сопротивлением $R_{\square} \geq 10^5 \text{ Ом}$ противоречит практически всем существующим в настоящее время теоретическим моделям двумерных структур⁵⁻⁷, которые предсказывают исчезновение сверхпроводящего перехода при $R_{\square} \sim 10^4 \text{ Ом}$ за счет локализационных эффектов. Тем не менее сверхпроводимость в высокоомных пленках наблюдалась и ранее в холодноосажденных пленках ртути⁸, а также на пленках кадмия, напыленных через жидкий гелий¹. Во всех этих случаях T_c практически не зависела от толщины.

Все пленки, в которых наблюдались сверхпроводящие переходы при $R_{\square} \sim 10^5 \text{ Ом}$ отличались значительной толщиной и аномально высоким удельным сопротивлением ρ (см. рис. 3). Оказалось, что ρ пленок, напыленных через гелий приблизительно в 30 раз превосходит ρ обычных холодноосажденных пленок, что свидетельствует об их сильной разупорядоченности. По-видимому, в этих пленках осуществляется ситуация, когда длина свободного пробега электронов сравнивается с межатомным расстоянием. Если это так, то такие пленки нельзя рассматривать, как двумерные, поскольку время диффузии электронов от одной поверхности пленки к другой может превышать время неупругого рассеяния. Таким образом, пленки с $R_{\square} \sim 10^5 \text{ Ом}$, которые в случае их двумерности должны были бы быть локализованы, могут представлять собой нелокализованные трехмерные объекты.

В заключение мы хотели бы выразить благодарность Ю.В. Шарвину за многочисленные полезные замечания и Е.Г. Астрахарчику за обсуждение затронутых в статье вопросов.

Литература

1. Ландау И.Л., Кубаткин С.Э., Шарвин Ю.В. Письма в ЖЭТФ, 1983, 38, 499.
2. Заварицкий Н.В. ДАН СССР, 1953, 16, 787.
3. Strongin M., Tompson R.S., Kammerer O.F., Crow J.E. Phys. Rev., 1970, В1, 1978.
4. Астрахарчик Е.Г., Шальников А.И. ЖЭТФ, 1980, 78, 2033.
5. Финкельштейн А.М. Письма в ЖЭТФ, 1987, 45, 37.
6. Fisher M.P.A. Phys. Rev. Lett., 1986, 57, 885.
7. Ebisawa H., Fukuyama H., Maekawa S.J. Phys. Soc. Jpn., 1985, 54, 2257.
8. Цымбаленко В.Л., Шальников А.И. ЖЭТФ, 1973, 65, 2086.

Институт физических проблем
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
12 июня 1987 г.

³⁾ В тонких пленках эффекты этого типа должны быть существенно меньше за счет стабилизирующего влияния на структуру пленки фиксированно расположенных атомов подложки.