Физика низких температур, 1996, т. 22, № 6, с. 666–668

Появление сверхпроводимости в двумерных пленках бериллия

Е. Е. Семененко, В. И. Тутов

Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт», Украина, 310108, г. Харьков, ул. Академическая, 1

Исследовался вопрос о существовании порогового значения сопротивления $R_q = h/4e^2 = 6{,}45$ кОм (квант сопротивления) появления сверхпроводимости в двумерных пленках бериллия. Изучалась зависимость критической температуры от сопротивления $T_c(R_\square)$ холоднооосажденных пленок бериллия. Впервые значения $R_\square$ варьировались тремя методами: изменением толщины свежесконденсированных пленок, ступенчатым отжигом в вакууме 10^{-10} Па и отжигом при 300 К в вакууме 10^{-3} Па. Значения T_c пленок при одних и тех значениях $R_\square$, но полученных различными методами, существенно различаются. Поведение зависимости $T_c(R_\square)$ свежесконденсированных пленок свидетельствует о возможности существования порогового значения $R_\square = R_q$ для однородных двумерных пленок. В случае неоднородных пленок сверхпроводимость появляется и при $R_\square > R_q$. Такие условия, вероятно, справедливы для пленок всех материалов.

Досліджено питання про існування порогового значення опору $R_q = h/4e^2 = 6{,}45$ кОм (квант опору) появи надпровідності у двовимірних плівках берилію. Вивчено залежність критичної температури від опору $T_c(R_\square)$ холоднопосаджених плівок берилію. Вперше значення $R_\square$ варіювалося трьома методами: зміною товщини свіжосконденсованих плівок, ступінчастим відпалом у вакуумі 10^{-10} Па та відпалом при 300 К у вакуумі 10^{-3} Па. Значення T_c плівок при одних і тих же значеннях $R_\square$, але одержаних різними методами, суттєво відрізняються. Поведінка залежності $T_c(R_\square)$ свіжосконденсованих плівок свідчить про можливість існування порогового значення $R_\square = R_q$ для однорідних двовимірних плівок. У випадку неоднорідних плівок надпровідність з'являється і при $R_\square > R_q$. Такі умови, певно, справедливі для плівок усих металів.

В последнее время большое внимание уделяется вопросу выяснения взаимосвязи двух конкурирующих механизмов проводимости — локализации электронов и сверхпроводимости [1–6]. С усилением разупорядочения в системе степень локализации увеличивается, что приводит к подавлению сверхпроводимости. Удобным контрольным параметром может быть величина сопротивления в нормальном состоянии образцов $R_\square = Rb/l$ (R, b, l — сопротивление, ширина и длина пленки). Особый интерес представляет определение величины порогового сопротивления, соответствующего наличию глобальной сверхпроводимости. Такие исследования проводят в основном на пленках металлов, для которых сравнительно легко можно варьировать в широком интервале величину $R_\square$. В холоднооосажденных (полученных на подложке, охлажденной жидким гелием) гранулированных пленках Ga, In, Pb, Al, Sn [6–8] с увеличением толщины d появление сверхпроводимости с $T_c \approx \approx T_c^m$ (T_c^m — температура сверхпроводимости массивного металла) наблюдается при уменьшении $R_\square$ до значений близких к величине кванта сопротивления $R_q = 6{,}45$ кОм (с превышением не более чем в 2 раза). Это находит объяснение в рамках идеализированной модели, представляющей гранулированные пленки в виде двумерной цепочки джозефсоновских контактов [1–4]. В гомогенных высокодисперсных пленках Al [9] переход из сверхпроводящего в изоляторное состояние происходит под воздействием магнитного поля ~ 4 кЭ при $R_\square = 6{,}7$ кОм. Поскольку столь малые магнитные поля не могут заметно изменить вероятность туннелирования, авторы заключают, что сопротивление в джозефсоновских контактах не является определяющим параметром при переходе из изоляторного в сверхпроводящее состояние. Объяснение существования порогового сопротивления $R_\square = R_q$ с использованием модели джозефсоновских контактов не применимо к сплошным гомогенным пленкам Bi [10–11], в которых появление глобальной сверхпроводимости также наблюдается при $R_\square \approx R_q$. Подложка Ge для пленок Bi может влиять на сверхпроводимость [12]. В этом случае применимо теоретическое рассмотрение, основан-

© Е. Е. Семененко, В. И. Тутов, 1996

ное на другом идеализированном представлении [5]. Переход изолятор — сверхпроводник при нулевой температуре независимо от материала, сплошности, структурного состояния и т.п. рассматривается как фазовый переход с использованием комбинированных идей из теории локализации электронов и теории квантового транспортного переноса. Значение порогового сопротивления и в этой модели составляет 6,45 кОм. Можно сделать вывод, что это универсальное значение сопротивления для всех двумерных пленок, однако остается неясным проявление в эксперименте порогового сопротивления при температурах выше 0 К и остается открытым вопрос, как экспериментально можно приблизиться к значению R_q в ультратонких пленках.

Холодноосажденные пленки бериллия представляют собой уникальный объект для выяснения этих вопросов. Пленки образуются в метастабильной высокодисперсной сверхпроводящей модификации, стабилизируемой малыми размерами (8–30 Å) кристаллитов. Сплошные пленки такой толщины выдерживают сколь угодно длительный отжиг в вакууме вплоть до 400 К [13]. Это позволяет в широком диапазоне варьировать величину $R_\square$ тремя методами: изменением d, отжигом ультратонких пленок и их окислением.

В настоящей работе показано существование порогового значения сопротивления для появления глобальной сверхпроводимости в холодноосажденных однофазных двумерных пленках бериллия. Значения $R_\square$ варьировали тремя указанными выше методами.

Пленки получали однократным испарением в стеклянной цельнопайной ампуле в вакууме 10^{-10} Па на стеклянную подложку, охлажденную жидким гелием и предварительно обезгаженную в этом вакууме. Сопротивление пленок измерялось стандартным четырехконтактным способом. Температура сверхпроводящего перехода T_c определялась как температура, при которой сопротивление пленок составляло $0{,}5R_n$ (R_n — сопротивление в нормальном состоянии). Различная толщина свежесконденсированных пленок определяла формирование пленок с различной степенью разупорядочения, характеризующегося различными $R_\square$. Зависимость $T_c(R_\square)$ свежесконденсированных пленок, $R_\square$ которых изменялось от 10^2 до 10^4 Ом (толщина от 250 до 12 Å), представлена на рис. 1 (кривая *1*). Поведение $T_c(R_\square)$ пленок тоньше 30 Å (они остаются в одной метастабильной фазе при отжиге вплоть до 400 К), $R_\square$ которых уменьшалось по мере упорядочения при ступенчатых отжигах пленок в вакууме 10^{-10} Па, показано на рис. 1 (кривая *2*).

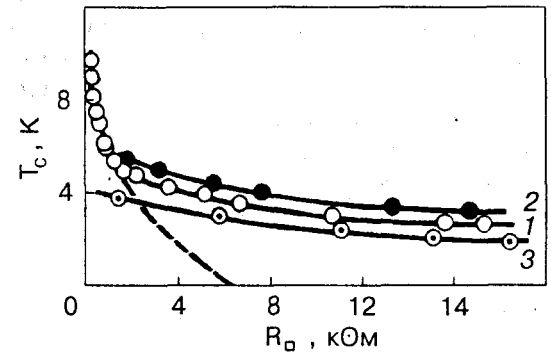

Рис. 1. Зависимость температуры сверхпроводящего перехода T_c от сопротивления $R_\square$ холодноосажденных пленок бериллия: свежесконденсированные пленки, $R_\square$ которых варьировалось изменением толщины (*1*); $R_\square$ варьировалось ступенчатым отжигом пленок в вакууме 10^{-10} Па (*2*); $R_\square$ варьировалось отжигом пленок при 300 К в вакууме 10^{-3} Па (*3*).

При выдержке пленок тоньше 30 Å в вакууме 10^{-3} Па при 300 К наряду с упорядочением имеет место и эффект окисления, приводящий к росту $R_\square$. После отжига пленок в этих условиях более 10 ч эффект окисления превалирует над эффектом упорядочения и суммарное сопротивление пленок увеличивается. Зависимость $T_c(R_\square)$ при изменении $R_\square$ методом окисления пленок приведена на рис. 1 (кривая *3*).

Из полученных данных следует, что независимо от методов достижения $R_\square$ сверхпроводимость двумерных пленок бериллия наблюдается и при $R_\square > R_q$. Только для свежесконденсированных пленок толщиной более 18 Å с $R_\square < 2$ кОм зависимость $T_c(R_\square)$ возможно экстраполировать к величине $R_\square = R_q$ (рис. 1, пунктирная кривая). Все кривые $T_c(R_\square)$ нелинейны. Для пленок с одинаковыми значениями $R_\square$, но полученными разными методами, T_c существенно различаются.

Поведение $T_c(R_\square)$ пленок бериллия можно объяснить на основании представлений о природе сверхпроводимости, развитых в [13,14]. Ответственной за сверхпроводимость пленок Be является метастабильная фаза с размерами кристаллитов 8–30 Å. Наличие в конденсате более крупных кристаллитов (фаза α-Be) или более высокодисперсной метастабильной фазы (в том числе аморфной) приводит к подавлению T_c. При отжиге пленок толщиной более 30 Å они становятся двухфазными из-за появления кристаллитов фазы α-Be, поэтому зависимость $T_c(R_\square)$ методом отжига толстых пле-

нок не исследовалась. Пленки тоньше 30 Å и при отжиге остаются в одной (метастабильной) фазе. Однако ультратонкие свежесконденсированные пленки характеризуются наличием более высокодисперсной фракции, чем область существования сверхпроводящих кристаллитов. Такие пленки представляют собой неоднородную систему с подавленной T_c вплоть до полной утраты глобальной сверхпроводимости при толщинах ~ 10 Å. По мере роста толщины доля сверхпроводящей составляющей увеличивается и перкаляционным путем появляется глобальная сверхпроводимость [13,14]. Вероятно, это и определяет появление сверхпроводимости при высоких значениях $R_\square > R_q$. При дальнейшем росте толщины пленки становятся все более однородными. Все теоретические представления о существовании порогового значения $R_\square = R_q$ появления сверхпроводимости в двумерных пленках относятся к однородными пленкам [1–6]. Поведение $T_c(R_\square)$ свежесконденсированных пленок с $R_\square < 2$ кОм свидетельствует о возможности существования порогового значения $R_\square = R_q$ этих пленок (толще 18 Å), которые, вероятно, практически однородны. Получение однородных по всем параметрам (d, степень разупорядочения, состав, сплошность и т.п.) пленок тоньше 20 Å представляет большие сложности и для других металлов [15], поэтому точное измерение порогового значения $R_\square$ появления сверхпроводимости остается трудным вопросом.

Различие кривых $T_c(R_\square)$ и разные T_c при одних и тех же значениях $R_\square$, полученных разными методами, обусловлено тем, что разные методы разупорядочения формируют разные типы дефектов, по-разному влияющие на T_c [16].

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Объединенного фонда правительства Украины и Международного научного фонда (грант NK 66100).

1. A. O. Calderia and A. J. Legget, *Phys. Rev. Lett.* **46**, 211 (1981).
2. V. Ambegaokar, U. Ekern, and G. Schon, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 1715 (1982).
3. M. P. A. Fisher and W. Zwerger, *Phys. Rev.* **B32**, 6190 (1985).
4. W. Zwerger, *J. Low Temp. Phys.* **72**, 291 (1988).
5. T. Pang, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 2176 (1989).
6. H. M. Jaeger, D. B. Haliland, B. G. Orr, and A. M. Goldman, *Phys. Rev.* **B40**, 182 (1989).
7. B. G. Orr, H. M. Jaeger, and A. M. Goldman, *Phys. Rev.* **B32**, 7586 (1985).
8. T. Kawaguti, B. Shinozaki, and Y. Fujimori, Jpn. *J. Appl. Phys.* **26**, suppl. 26–3, 1329 (1987).
9. S. Kabayashi, A. Nakamura, and F. Komori, *J. Phys. Soc. Jpn.*, **59**, 4219 (1990).
10. D. B. Heviland, Y. Liu, and A. M. Goldman, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 2180 (1989).
11. Y. Liu, D. B. Heviland, B. Nease, and A. M. Goldman, *Phys. Rev.* **B47**, 5931 (1993–II).
12. B. Dwir and G. Deutscher, *Nowel Superconductivity*, S. A. Wolf and V. S. Kresin (eds.), Plenum, New York (1987), p. 23.
13. Е. Е. Семененко, В. И. Тутов, *Сверхпроводимость высокодисперсных конденсатов бериллия*, ЦНИИ атоминформ, Москва (1990).
14. В. И. Тутов, Е. Е. Семененко, *ФНТ* **18**, 1303 (1992).
15. H. Sixl, J. Gromer, and H. C. Wolf, *Z. Naturforsch* **A29**, 319 (1974).
16. Е. Е. Семененко, В. И. Тутов, *ФНТ* **11**, 364 (1985).

Superconductivity in two-dimensional berillium films

E. E. Semenenko and V. I. Tutov

The problem of threshold resistance $R_q = h/4e^2$ (resistance quantum) essential for the occurrence of superconductivity in two-dimensional Be films was studied. The dependence $T_c(R_\square)$ of the quench-condensed Be films was investigated. For the first time the magnitude of $R_\square$ was varied by three methods: by changing the thickness of freshly quench-condensed films, by annealing in steps in vacuum of 10^{-10} Pa and by annealing in vacuum 10^{-3} Pa. The T_c values of the films for the same $R_\square$ but prepared by different methods differ essentially. The behavior of the curve $T_c(R_\square)$ of the quench-condensed films suggests that the threshold resistance $R_\square = R_q$ for the homogeneous two-dimensional films is quite possible. In the case of non-homogeneous films the superconductivity appears also when $R_\square > R_q$. Such conditions are likely to be valid for films of all materials.