

ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД ГРАНУЛИРОВАННЫХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ПЛЕНОК

Е.А. Антонова, В.Л. Рузинов

Экспериментально исследован и проанализирован с привлечением теории перколяции и учетом флуктуаций фазовый переход из нормального в сверхпроводящее состояние столбчатых гранулированных пленок нитрида ниобия.

Гранулированные структуры весьма распространены среди сверхпроводящих материалов. Такую микроструктуру имеют многие известные сверхпроводники: объемные композиционные сверхпроводники "in situ", тонкие пленки сверхпроводящих металлов и соединений и открытые в 1986 г. керамические металлооксидные высокотемпературные сверхпроводники. Удобным модельным материалом для изучения гранулированных систем являются однофазные пленки нитрида ниобия, приготовленные методом реактивного катодного распыления, которые обладают достаточно высокими критическими параметрами и формируются в виде столбчатых зерен, разделенных барьерами ¹. Электросопротивление ρ таких пленок удается менять в достаточно широких пределах, варьируя параметры осаждения. При этом ρ отдельных столбцов по крайней мере на один-два порядка ниже, чем пленки в целом, что позволяет рассматривать такую систему как типично гранулированную ². С этим связано наличие полупроводникового характера температурной зависимости электросопротивления большинства пленок (выявлена связь между увеличением сопротивления квадрата пленки при 300 К $R_{\square 300} = \rho/d$ и ростом $R_{\square 20}/R_{\square 300}$, здесь ρ – удельное сопротивление, d – толщина пленки).

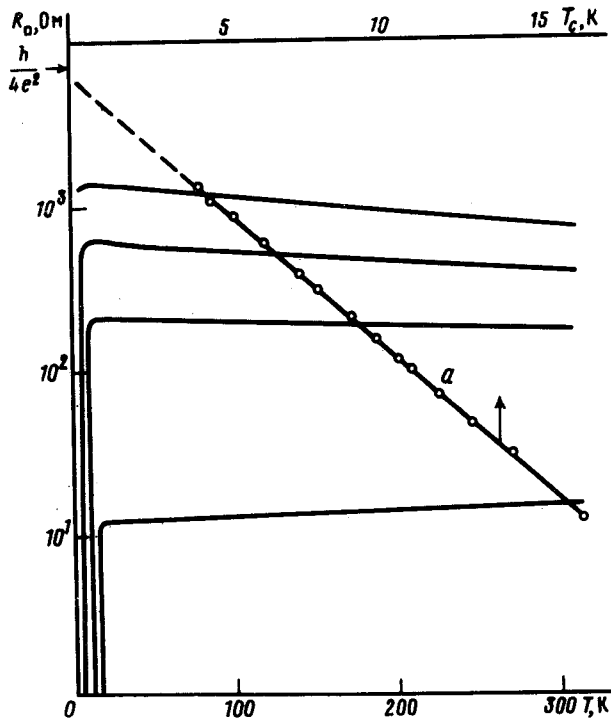


Рис. 1. Зависимости $R_{\square}(T)$ и $T_c(R_{\square m})$ гранулированных пленок нитрида ниобия

Для описания перехода гранулированных структур в сверхпроводящее состояние необходимо учитывать слабость связей между гранулами ³. При этом необходимо иметь в виду, что в пленке имеется разброс в свойствах барьеров между гранулами, в частности, в их толщине и, следовательно, в сопротивлении. В этом случае переход гранулированной пленки в сверхпроводящее состояние не заканчивается при температуре перехода материала зерен T_{c0} , так как фазовая когерентность между отдельными гранулами достигается при различных

температурах $T < T_{c0}$, которые могут быть найдены из условия равенства энергии связи между гранулами E_{ij} и теплового шума kT . При $T < T_{c0}$ сверхпроводящие гранулы начинают объединяться в сверхпроводящие кластеры и лишь при T_c — температуре образования бесконечного кластера, которая может быть найдена по теории перколяции³, — полностью исчезает электросопротивление пленки. Изменение структуры бесконечного кластера происходящее при $T < T_c$, ранее в экспериментальных работах не исследовалось.

В настоящей статье представлены результаты исследования фазовых переходов под действием температуры и транспортного тока тонких пленок нитрида ниобия в зависимости от величины их удельного электросопротивления. На рис. 1 показаны зависимости $R_{\square}(T)$ в диапазоне 4,2 – 300 К и $T_c(R_{\square m})$ гранулированных пленок нитрида ниобия ($R_{\square m}$ — максимальное сопротивление квадрата пленки). Видно, что T_c как функция R_{\square} в широком диапазоне изменения сопротивления имеет экспоненциальный характер, а ее экстраполяция к $T_c = 0$ дает значение порядка $R_{\square} = h/4e^2 = 6455$ Ом.

Указанное предельное значение R_{\square} , при котором еще возможна сверхпроводимость, может быть получено из резистивной модели джозефсоновского контакта при представлении его RLC контуром⁴. Фазовая когерентность в таком контакте возможна, если неопределенность в разности фаз двух берегов не превышает 2π . Разность фаз может быть найдена по выражению $\gamma = \gamma_0 + \frac{2e}{\hbar} Ut$, где U — напряжение на контакте, t — время. Считая $U = 2eN/C$ (C — емкость, $2eN$ — заряд на контакте), при переходе к неопределенностям имеем $\Delta\gamma \sim \frac{4e^2}{\hbar C} \Delta N t_0$. В параллельном RLC -контуре $t_0 \sim RC$ и фазовая когерентность между берегами достигается лишь когда $R < h/4e^2$ (при $\Delta N = 1$). Близкое к полученному значение R_{\square} наблюдалось ранее в экспериментах по исследованию пленок гранулированных металлов как предельное, при котором еще возможна сверхпроводимость⁵.

Необходимо отметить, что с ростом сопротивления пленок в нормальном состоянии увеличивается ширина сверхпроводящего перехода (см. рис. 1). Это может быть обусловлено двумя причинами: увеличением вклада флуктуационных добавок в проводимость и перколяционным характером перехода. При этом следует учитывать то обстоятельство, что $R(T)$ в области $T > 20$ К для пленок с широким переходом имеет полупроводниковый характер и может быть весьма точно аппроксимировано выражением $R = R_0 \exp(T_0/T)^{1/3}$, характерным для прыжковой двумерной проводимости (R_0 и T_0 — постоянные). С учетом этого факта расчет двумерных сверхпроводящих флуктуаций по работе⁶ позволяет хорошо описать полученную в эксперименте область сверхпроводящего перехода почти до T_c и оценить температуру перехода в сверхпроводящее состояние материала гранул T_{c0} (см. рис. 2). Резистивный переход заканчивается при температуре T_c , которая всего на $0,2 \div 0,5$ К ниже T_{c0} , что хорошо согласуется с оценкой, полученной из применения теории перколяции к исследованной системе.

С целью изучения области фазового перехода при $T < T_c$ исследованы полевые и температурные зависимости критических токов пленок. Как известно⁷, в гранулированных сверхпроводниках при наличии регулярности в их структуре наблюдается периодичность на зависимостях R , T_c и I_c от магнитного поля с периодом $\Delta H \approx \frac{\Phi_0}{S}$, где S — площадь элемента периодической структуры в плоскости перпендикулярной полю ($S \approx L^2$, где L — расстояние между критическими связями в пленке). Действительно, на зависимостях $I_c(H)$ для пленок нитрида ниобия ранее⁸ были обнаружены осцилляционные особенности с периодом от 250 до 800 Э, причем период осцилляций возрастал с ростом степени гранулированности (поле перпендикулярно поверхности пленки). Оценка значения $L = (\Phi_0 / \Delta H)^{1/2}$ при 4,2 К дает для изученных пленок 100 – 300 нм, что имеет порядок нескольких размеров гранул, т.е. при $T \ll T_c$ пленка представляет собой разветвленную токопроводящую сеть с ячейкой, содержащей в среднем порядка десяти гранул.

Для изучения структуры бесконечного кластера при $T < T_c$ были изучены зависимости $I_c(H)$ при различных температурах. На всех кривых обнаружены описанные выше осцилляционные особенности. Период осцилляций остается постоянным в некотором диапазоне температур и быстро уменьшается при переходе к T_c . На рис. 3 приведены зависимости $I_c(T)$ (кривая *a*) и $L(T)$ (кривая *б*), вычисленная по экспериментальным значениям $\Delta H(T)$ для одного из образцов. Видно, что существует характерная температура T_{c1} , T_c , при которой одновременно заканчиваются интенсивное уменьшение размера ячейки L и нелинейный рост $I_c(T)$.

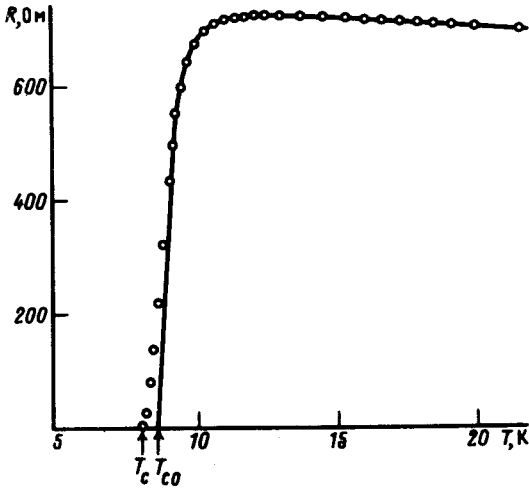


Рис. 2

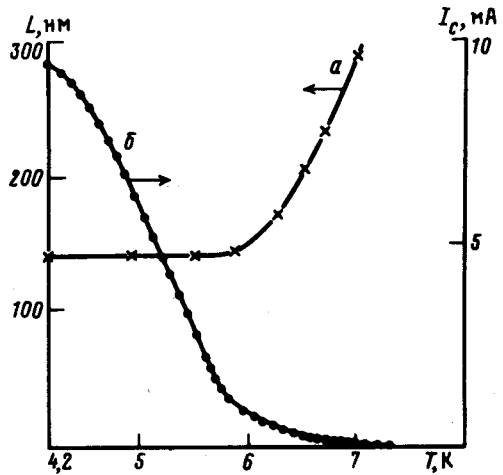


Рис. 3

Рис. 2. Расчетная кривая и экспериментальные точки зависимости $R(T)$ для одной из пленок нитрида ниобия

Рис. 3. Зависимости $I_c(T)$ (кривая *a*) и $L(T)$ (кривая *б*) для одной из пленок нитрида ниобия

Таким образом, фазовый переход из сверхпроводящего в нормальное состояние гранулированной пленки происходит в весьма широком интервале температур, имеющем три характерные области. При $T > T_{c0}$ определяющую роль играют сверхпроводящие флуктуации и при $T = T_{c0}$ отдельные гранулы становятся сверхпроводящими. В интервале $T_c < T < T_{c0}$ происходит рост сверхпроводящих кластеров из отдельных слабосвязанных гранул вплоть до образования бесконечного кластера и установлении безрезистивного состояния при T_c . Однако, фазовый переход на этом не закончен: гранулы присоединяются к бесконечному кластеру с понижением температуры, образуя при T_{c1} разветвленную токопроводящую сеть с характерным размером ячейки порядка нескольких гранул. На этом фазовый переход заканчивается, так как дальнейшее понижение температуры лишь изменяет критический ток слабых связей.

Литература

1. Антонова Е.А., Сухов В.А. ФНТ, 1981, 7, 1002.
2. Карабашев С.Г., Сухов В.А., Вендик О.Г. и др. Мат. конф. "Металлофизика сверхпроводников", Киев, 1986, 80.
3. Иоффе Л.Б., Ларкин А.И. ЖЭТФ, 1981, 81, 707.
4. Бароне А., Патерно Дж. Эффект Джозефсона. М.: Мир, 1984, 147.
5. Orr B G., Jaeger H.M., Kuper C.G. Phys. Rev. Lett, 1985, 56, 378.
6. Aslamasov L.G., Larkin A.I. Phys. Lett., 1968, 26A, 238.
7. Shih W.Y., Ebner C., Stroud D. Phys. Rev., 1984, B30, 134.
8. Антонова Е.А., Рузинов В.И. Мат. конф. "Металлофизика сверхпроводников", Киев, 1986, 90.

Поступила в редакцию