

УДК 537.312.62

©1993

СТРУКТУРА РЕЗИСТИВНОГО СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО ПЕРЕХОДА В РЕГУЛЯРНОЙ РЕШЕТКЕ НАНОЧАСТИЦ ИНДИЯ

*К.Х.Бабамуратов, В.В.Журавлев, Ю.А.Кумзеров, С.Г.Романов,
С.А.Хачатуров*

Измерен резистивный сверхпроводящий переход в регулярной решетке наночастиц индия характерных размеров, соединенных узкими мостиками. Обнаружена ступенчатая структура перехода. Показано, что эта структура связана с различием в критической температуре перехода каждой из групп гранул, обусловленным размерной зависимостью T_c .

Создание регулярных ансамблей из большого числа идентичных джозефсоновских контактов представляет большой интерес вследствие перспективы их использования в качестве мощных перестраиваемых генераторов СВЧ диапазона, селективных детекторов, стандартов Вольта и т.д. Основным условием успешного функционирования таких приборов является синхронная работа всех элементов системы, возможная лишь в случае близости параметров отдельных переходов и наличия эффективного и одинакового по величине взаимодействия между ними. Среди всевозможных конфигураций ансамблей слабых связей особое место занимают трехмерные наборы как системы с наибольшим возможным числом элементов. Однако опробованные к настоящему моменту системы либо имеют малое количество элементов [1], либо заведомо нерегулярные [2].

Нами была предпринята попытка создания кристаллографически упорядоченной решетки слабых связей на основе композитного материала — пористого диэлектрика, заполненного металлом. В качестве матрицы были использованы искусственные регулярные пространственные упаковки силикатных шаров (разброс размеров шаров по диаметру D не более 5%, величина D определяется условиями роста, характерная величина D — 250 нм), имеющие структуру благородного опала [3]. Внутреннее пустое пространство такой упаковки составлено из полостей двух типов с размерами $d_1 = 0.415D$ и $d_2 = 0.23D$ (свободный объем матрицы около 25% от общего объема). Полости строго поочередно сообщаются через окна с минимальным диаметром $d_3 = 0.155D$. Металл, введенный в полости из расплава под давлением, образует после застывания многосвязную систему гранул, форма которых в точности повторяет геометрию полостей матрицы, а симметрия решетки гранул соответствует симметрии упаковки шаров. Токоведущий путь в этой системе представляет собой чередование гранул d_1 и d_2 , соединенных мостиками

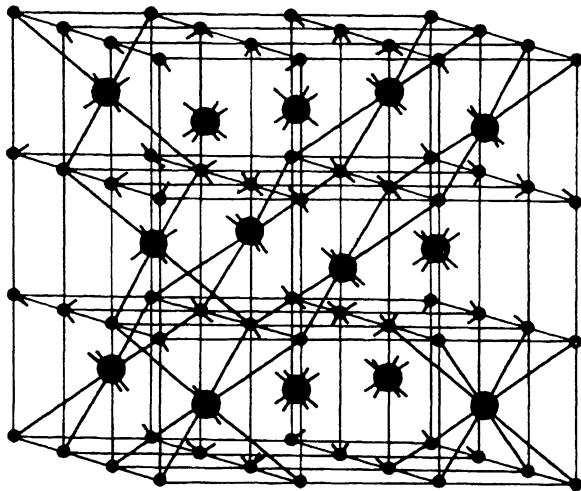


Рис. 1. Схематическое изображение решетки In гранул (взято из [4]).

Большие кружки соответствуют гранулам d_1 , малые — d_2 , соединяющие их отрезки — мостикам d_3 .

d_3 (рис. 1) [4]. В случае сверхпроводящего наполнителя любой элемент гранула-мостик-гранула можно рассматривать как джозефсоновский элемент типа мостика переменной толщины. Следует отметить, что метод матричной изоляции позволяет избежать ряда проблем, возникающих при традиционных способах приготовления ансамблей контактирующих малых частиц: а) неодинаковость геометрических характеристик точек касания соседних частиц; б) неконтролируемость толщины окисного слоя в области контакта частиц; в) нерегулярность упаковки частиц.

Полученный объект демонстрирует характерные для джозефсоновских систем свойства [5,6], однако ряд эффектов, например ступени Шапира, наблюдать не удалось. Это обстоятельство побудило предпринять более подробное исследование поведения полученных систем с целью выявления связи их физических характеристик со структурой.

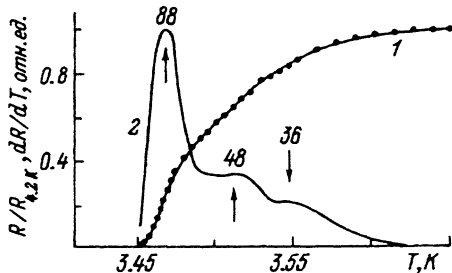
Настоящая работа посвящена анализу формы сверхпроводящего перехода в регулярной решетке многосвязных наночастиц. Известно, что форма сверхпроводящего резистивного перехода (т.е. перехода с транспортным током) зависит от фазового состава, примесей и структуры образца. В частности, для систем со слабыми связями на форму перехода оказывают влияние характер вхождения в них магнитного потока [7], размерная зависимость индивидуальных сверхпроводящих свойств малых частиц [8], а также возможность взаимовлияния соседних слабых связей [9].

Для измерений были использованы ансамбли матрично изолированных частиц In (обозначаемые далее O-In). Образцы прямоугольной формы размерами $3 \times 1 \times 0.5$ мм были снабжены 4Ag или Pb контактами, выращенными электрохимически на верхней грани образца с использованием формирующей маски. Внешнее магнитное поле создавалось соленоидом, экранировки от поля Земли не было. Измерения были проведены как на постоянном, так и на переменном токе частотой до 8 кГц. Типичное сопротивление образца O-In при 4.2 К $R_{4.2} = 1$ мОм, отношение $R_{300}/R_{4.2} = 12$.

На рис. 2 приведены зависимость $R(T)$ в области сверхпроводящего перехода без приложения магнитного поля и ее производная dR/dT . Тем-

Рис. 2. Форма резистивного перехода образца $O-\ln R(T)$ (1) и его производная по температуре (2).

Стрелками указаны положения максимумов производной; числа возле стрелок указывают размер гранул (нм) \ln , отвечающий данной температуре.



температура обращения в нуль сопротивления образца $T(R = 0) = 3.456$ К превышает $T_c \ln$ на 0.049 К, что в первом приближении определяется размерами гранул, составляющих образец [8]. Как видно из рис. 2, переход размыт в области $\Delta T = 0.19$ К, причем он имеет пологую часть от 3.65 до 3.48 К и более резкое падение ниже 3.48 К. Это свидетельствует либо о значительной неоднородности образца, либо о флуктуационном размытии перехода, а возможно, и о совместном влиянии обоих факторов.

Многоступенчатый сверхпроводящий переход может реализоваться в системе связанных сверхпроводящих частиц либо в результате размерной зависимости T_c при наличии дискретного по типоразмерам набора гранул, либо в случае больших гранул ($d > \xi$ — длины когерентности), связанных посредством туннельного взаимодействия [10]. Второй случай вряд ли применим к исследуемой системе, которая является ансамблем слабых связей, т.е. мостиков с непосредственной проводимостью, обладающим джозефсоновскими свойствами, несмотря на относительно небольшую геометрическую модуляцию токоведущего канала.

Следует отметить, что локальные дефекты, примеси и напряжения будут оказывать малое влияние на форму перехода всего ансамбля в силу усреднения по большому числу переходов (до 10^{12} в образце).

Производная dR/dT позволяет отчетливо выявить особенности сверхпроводящего перехода, связанные со слабовыраженными ступенями в зависимости $R(T)$. Вид этой кривой дает основание предположить, что сверхпроводящий переход $O-\ln$ состоит из трех последовательных по температуре переходов, причем положения максимумов зависимости dR/dT на оси T можно сопоставить с T_{ci} этих переходов (рис. 2). Используя для оценки в первом приближении эмпирическую формулу, выведенную для пленок \ln и связывающую характерную толщину пленки d (нм) с T_c (К): $T_c = 3.41 + 51/d$ [11], можно сопоставить каждой T_{ci} свой размер d_i : $d_1 = 88$, $d_2 = 48$ и $d_3 = 36$ нм. Первые две величины хорошо согласуются с геометрическими размерами полостей матрицы d_1 и d_2 при $D = 212$ нм (D задан условиями роста матрицы и имеет индивидуальное значение для каждого образца). Принимая во внимание зависимость T_c от измерительного тока, можно предположить, что для размера d_3 истинная T_c несколько выше, так как невозмущающая величина тока в данном случае (рис. 2) еще не была достигнута (экстраполяция по геометрическому соотношению при данном D дает $d_3 = 31$ нм).

Наложение внешнего магнитного поля 150 Э вызывает снижение $T(R = 0) O-\ln$ до 3.2 К (рис. 3). В случае массивного \ln , имеющего критическое поле $H = 283$ Э, сдвиг ΔT_c составил бы в таком поле 1.07 К; в случае $O-\ln$ оказалось $\Delta T_c = 0.256$ К, что соответствует увеличению H_{c2} до 2000 Э. Естественно, это изменение связано со структурой образца.

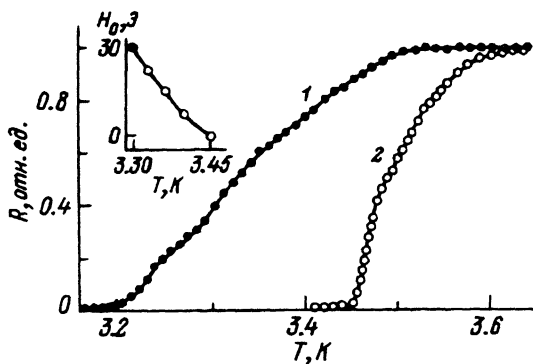


Рис. 3. Влияние внешнего магнитного поля (1 — 150, 2 — 0 Э) на форму резистивного перехода.

На вставке — начальный участок зависимости критического магнитного поля от температуры.

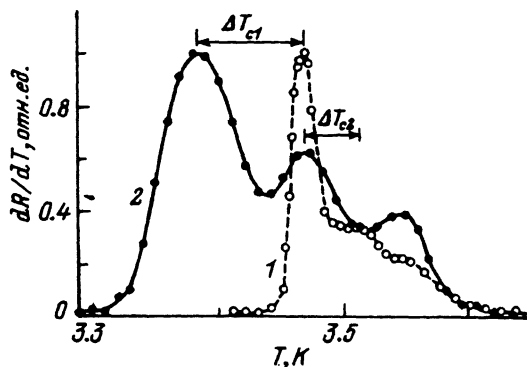


Рис. 4. Производные зависимости $R(T)$ в отсутствие внешнего магнитного поля и в поле 30 Э.

Отрезками указаны сдвиги максимумов производной.

гранулы которого имеют размер, меньший глубины проникновения магнитного поля $d < \lambda$ [8]. Наблюдаемое уширение перехода в магнитном поле характерно для сверхпроводящих систем со слабыми связями в отличие от массивных сверхпроводников, для которых переход сдвигается практически без уширения.

Начальный участок зависимости $H_c(T)$ представлен на вставке к рис. 3. Видно, что он имеет отрицательную кривизну (в отличие от нормального пересечения оси такой зависимостью в случае массивного сверхпроводника), что характерно для низкоразмерных гранулированных сверхпроводников [8].

Так как структура резистивного сверхпроводящего перехода сохраняется при наложении слабого магнитного поля и даже становится более ярко выраженной, то оказалось возможным вычленить сдвиги ΔT_{c1} для каждого типоразмера составляющих O-In частиц. В поле 30 Э $\Delta T_{c1} = 0.088$ и $\Delta T_{c2} = 0.047$ К (рис. 4), т.е. гранулам с большим размером, соответствует больший сдвиг, причем $\Delta T_{c1}/\Delta T_{c2} = d_1/d_2$.

По-видимому, действенным фактором, сглаживающим ступенчатый вид зависимости $R(T)$, является флуктуационное размытие сверхпроводящих переходов в гранулах каждого типоразмера, составляющих O-In. Очевидно, что флуктуационный ток должен сказываться тем заметней, чем меньше размер флуктуирующей области, т.е. в мостиках меньшая выделенность ступени, соответствующей переходу в мостиках, объясняется маскирующей ролью этого тока [12].

В целом мы можем утверждать, что изученный объект является ансамблем дискретных по типоразмерам гранул, так как после усреднения

по большому ансамблю в его физических свойствах отражается наличие каждого из трех геометрически выделенных размеров.

Список литературы

- [1] Clark T.D. // Phys. Rev. B. 1974. V. 8. P. 137-162.
- [2] Габович А.М., Моисеев Д.П. // УФН. 1986. Т. 150. С. 599-623.
- [3] Sanders J.V. // Nature. 1964. V. 204. P. 35-38.
- [4] Балакирев В.Г., Богомолов В.Н., Кумзеров Ю.А., Петрановский В.П., Романов С.Г., Самойлович Л.А. // Кристаллография. 1992. Вып. 6.
- [5] Богомолов В.Н., Журавлев В.В., Колла Е.В., Кумзеров Ю.А. // Письма в ЖЭТФ. 1982. Т. 36. С. 365-368.
- [6] Богомолов В.Н., Журавлев В.В., Кумзеров Ю.А., Романов С.Г. // ФТТ. 1990. Т. 32. № 1. С. 321-323.
- [7] Van der Zant H.S.J., Rijken H.A., Mooij J.E. // J. Low Temp. Phys. 1990. V. 79. P. 289-310.
- [8] Hindley N.K., Watson J.P.H. // Phys. Rev. 1969. V. 183. P. 525-528.
- [9] Jin B.Y., Ketterson J.B. // Adv. in Phys. 1989. V. 38. P. 189-366.
- [10] Deutscher G., Imry Y., Gunter // Phys. Rev. B. 1974. V. 10. P. 4598-4606.
- [11] Vogel H.E., Garland M.M. // J. Appl. Phys. 1967. V. 38. P. 5116.
- [12] Abraham D.W., Lobb C.J., Tinkham H., Klapwijk T.M. // Phys. Rev. B. 1982. V. 26. P. 5268-5272.

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе РАН
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
29 сентября 1992 г.
В окончательной редакции
21 января 1993 г.