

ПРОЯВЛЕНИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТЕЙ КЛАССИЧЕСКОЙ ПЕРКОЛЯЦИОННОЙ ТЕОРИИ В ТРАНСПОРТНЫХ СВОЙСТВАХ КЕРАМИКИ $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$

В.Ф.Гантмахер, А.М.Неминский, Д.В.Шовкун

На базе теории перколяции проведен сравнительный анализ кривых сопротивления $R(T)$ и динамической восприимчивости $\chi(T)$ сверхпроводящего перехода в керамике $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ в нулевом магнитном поле. Показано, что при недостатке кислорода ($\delta > 0$) имеется широкая функция распределения зерен по температуре T_c сверхпроводящего перехода.

Керамики высокотемпературных сверхпроводников обычно макроскопически неоднородны. Наиболее часто обсуждаемая неоднородность обусловлена наличием джозефсоновских связей на межзеренных границах. Однако, если сопротивление R_J джозефсоновских переходов в нормальном состоянии не очень велико, то в нулевом магнитном поле и при достаточно слабом электромагнитном воздействии контакты между сверхпроводящими зернами являются тоже сверхпроводящими. (Противоположный случай больших R_J экспериментально изучался в ¹). Наличие сверхпроводящих контактов позволяет изучать неоднородность другого типа, обусловленную разницей в сверхпроводящих свойствах самих зерен, например, разбросом их температур сверхпроводящего перехода T_c . Здесь, в свою очередь, возможны два случая.

Размеры зерен d могут быть меньше длины когерентности ξ . Тогда установление единого сфазированного сверхпроводящего состояния всего образца описывается уравнениями Гинзбурга - Ландау, для которых геометрическая структура среды определяет граничные условия ^{2,3}. В керамике $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ благодаря малости ξ реализуется противоположное неравенство

$$d \gg \xi. \quad (1)$$

В этих условиях каждое отдельное зерно переходит в сверхпроводящее состояние независимо от состояний окружающих его зерен. Это позволяет пользоваться для описания состояния образца классической перколяционной теорией, не учитывая специфики сверхпроводимости.

Цель данной работы показать, что такой подход может быть реализован при описании сверхпроводящего перехода в керамике $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, в которой имеется недостаток кислорода, т.е. в которой $\delta > 0$.

Эксперимент. Исследовались два идентичных керамических образца размерами $3 \times 3 \times 10$ мм³, один из которых имел вожатые серебряные контакты, позволявшие измерять его сопротивление R четырехконтактным методом. Плотность керамики была 5 г/см³, средний размер кристаллов в плоскости (a,b) около 5 мкм. На образце с контактами измерялась зависимость $R(T)$, на образце без контактов - динамическая восприимчивость $\chi(T)$ на частоте 10⁵ Гц. После измерения кривых сверхпроводящего перехода этими двумя методами образцы размещали в вакуумной камере и при фиксированной температуре производили отжиг, мерой которого служило изменение сопротивления ΔR . После отжига низкотемпературные измерения повторялись. Таким образом, в каждом цикле сравнивались между собой $R(T)$ и $\chi(T)$ на образцах с одинаковым δ , уменьшавшимся от цикла к циклу. Характеристикой состояния образца являлась не δ , как обычно, а величина $\kappa = R_{300}/R_{300}^{(0)}$ - сопротивление при комнатной температуре, нормированное на сопротивление образца в исходном состоянии.

Процедура и режим отжига подробно описаны в ⁴. Измерения R производили на постоянном токе стандартным методом. Важно отметить, что в течение всей серии измерений не происходило перемонтажа образца. При измерении восприимчивости образец размещали внутри одной из двух идентичных пар катушек взаимной индукции и измеряли сигнал разбаланса. Чтобы свести на нет фоновый температурный дрейф, катушки были намотаны на наружной части маленького перевернутого дюара; его температура изменялась за счет подвода холода из гелиевой ванны и тепла от нагревателя.

В этой работе мы обсуждаем лишь действительную часть динамической восприимчивости $\chi(T)$. Эта величина пропорциональна величине магнитного потока, вытолкнутого из объема образца V . На наших рисунках полное отсутствие потока в объеме V соответствует единице на оси ординат.

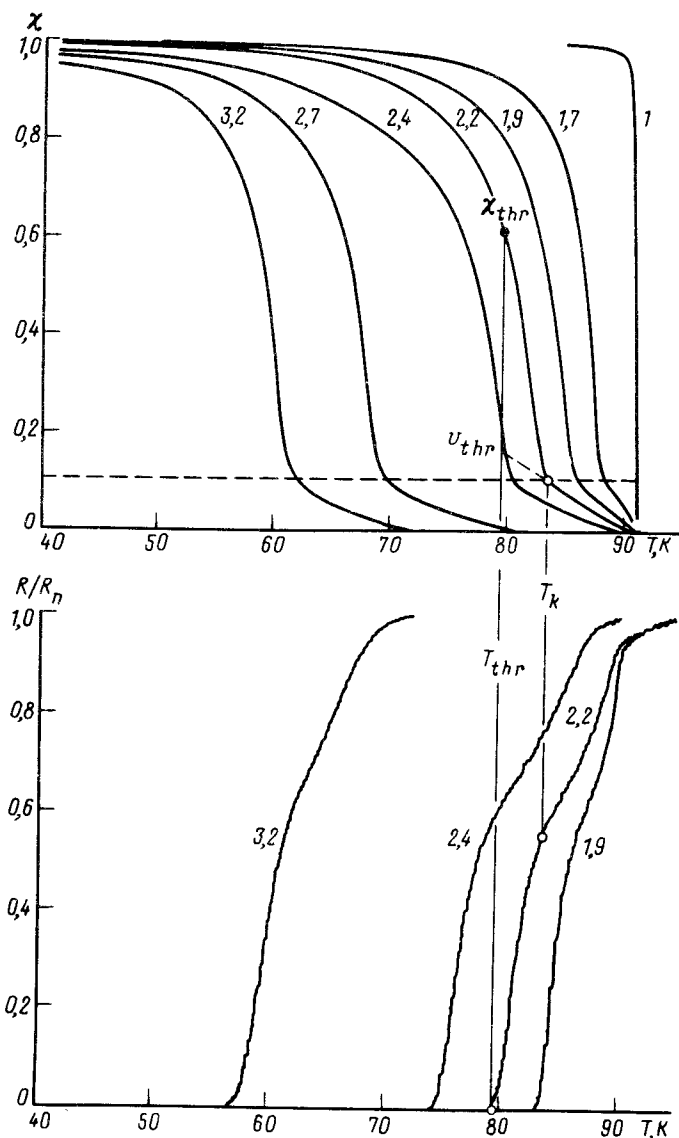


Рис. 1. Семейства кривых $R(T)$ и $\chi(T)$ ($H_{ac} = 0,07$ Э), полученные на одном образце по мере удаления кислорода. Около кривых указаны величины κ . Процедура определения χ_{th} и u_{th} показана на паре кривых с $\kappa = 2,2$

Результаты. На рис.1 продемонстрирована эволюция кривых $R(T)$ и $\chi(T)$ в области сверхпроводящего перехода по мере изменения состояния образца из-за ухода кислорода. Соответствие кривых определяется по проставленным около них величинам κ . Наиболее важное и интересное из того, что можно обнаружить на приведенном семействе кривых - наличие излома на кривых $\chi(T)$ при неизменном значении $\chi = \chi_k \approx 0,11$. Подобный излом можно усмотреть на опубликованных аналогичных кривых во многих работах (например, ⁵). Необходимость объяснения постоянства положения излома в шкале χ и является мотивацией дальнейших рассуждений.

Пусть в области температур $T \leq T_{c0}$ имеется функция распределения $g(T)$ температур перехода отдельных зерен. Объем сверхпроводящей фазы V_s , нормированный на полный объем образца,

$$v = \frac{V_s}{V} = \int_T^{T_{c0}} g(T) dT. \quad (2)$$

Пусть размер зерен d достаточно велик, так что имеет место неравенство

$$(\lambda_0/d)^2 \ll \delta T_c/T. \quad (3)$$

Оно означает, что ширина функции распределения δT_c много больше, чем интервал температур ΔT , в котором глубина проникновения магнитного поля в данное зерно $\lambda_0(1 - T/T_c)^{-1/2}$ сравнима с его характерным размером d . В этом случае можно не учитывать ни саму глубину проникновения, ни ее расходимость вблизи T_c , считая, что переменный магнитный поток весь находится вне сверхпроводящего зерна. В нашем случае, согласно оценке, $\Delta T \approx 0,1$ К и неравенство (3) выполнено.

Вблизи T_{c0} в сверхпроводящем состоянии находится лишь малое число зерен, так что среднее число зерен в сверхпроводящих кластерах порядка единицы. Из (2) и указанной выше нормировки χ следует, что при выполнении неравенства (3) имеет место, с точностью до отношения размагничивающих факторов образца и отдельного зерна, равенство $\chi(T) = v(T)$. Производная от $v(T)$ есть функция распределения $g(T)$. Излом наблюдается в тот момент, когда доля сверхпроводящей фазы в образце достигает $v_k = 0,11$. Начиная с этого момента, появляется все больше кластеров со столь большим числом зерен, что в них уже имеются кольца, охватывающие несверхпроводящие области. Теперь диамагнитный отклик χ становится больше, чем v . При температуре T_{th} , при которой сопротивление R обращается в нуль, в образце образуется бесконечный кластер. Для всех имевшихся у нас пар кривых $\{R(T), \chi(T)\}$ величина

$$\chi_{th} = \chi(T_{th}) \approx 0,65 \div 0,7. \quad (4)$$

Кроме того, для всех кривых $\chi(T)$ экстраполяция кривой из области $0 < \chi(T) \leq 0,11$ до температуры T_{th} , определенной по кривой $R(T)$, дает

$$\chi^{(extr)}(T_{th}) = v(T_{th}) \approx 0,17 \quad (5)$$

в полном соответствии с теорией перколяции. Для одной пары кривых графическая процедура определения χ_{th} и $v(T_{th})$ показана на рис.1.

Все известные нам вычисления восприимчивости перколяционного сверхпроводящего кластера выполнены в "пределе малых элементов", когда имеют место неравенства, противоположные (1) и (3): $d < \xi, \lambda$ ^{2,3}. Для качественной оценки вклада колец в восприимчивость рассмотрим правильную объемную решетку зерен

с симметрией плотной упаковки шаров. В такой решетке каждая пара соседних зерен имеет общую грань. Каждый элемент имеет $s_1 = 12$ ближайших соседей, кластер из $i = 2$ элементов имеет оболочку из $s_2 = 18$ соседей и т.д. Предположим, что поток полностью выталкивается из конфигурации " i нормальных зерен $+s_i$ зерен оболочки", если в оболочке имеется хотя бы $s_i/2$ сверхпроводящих зерен. Тогда

$$\chi = v + \sum_i a_i (1-v)^i v^{s_i/2}, \quad a_i = (i + s_i) k_i C_i^{s_i/2}, \quad (6)$$

где v - доля сверхпроводящих зерен, а коэффициент k_i учитывает число конфигураций из i нормальных зерен. Первые два члена ряда дают

$$\chi \approx v + 10^4 (1-v)v^6 + 10^7 (1-v)^2 v^9. \quad (7)$$

Коэффициенты в (6) и (7) заведомо завышены; с другой стороны, если формировать ряд (6) по-другому, подсчитывая число колец из j элементов ($j = 6, 7, 8, \dots$), то в ряду (7) появятся члены с v^7 и v^8 . Мы привели (6) и (7), чтобы продемонстрировать, что в подобных рядах коэффициенты a_i достаточно велики. На рис.2 кривая (7) сравнивается в интервале $0 < v < 0,16$ с одной из экспериментальных кривых (рис.1).

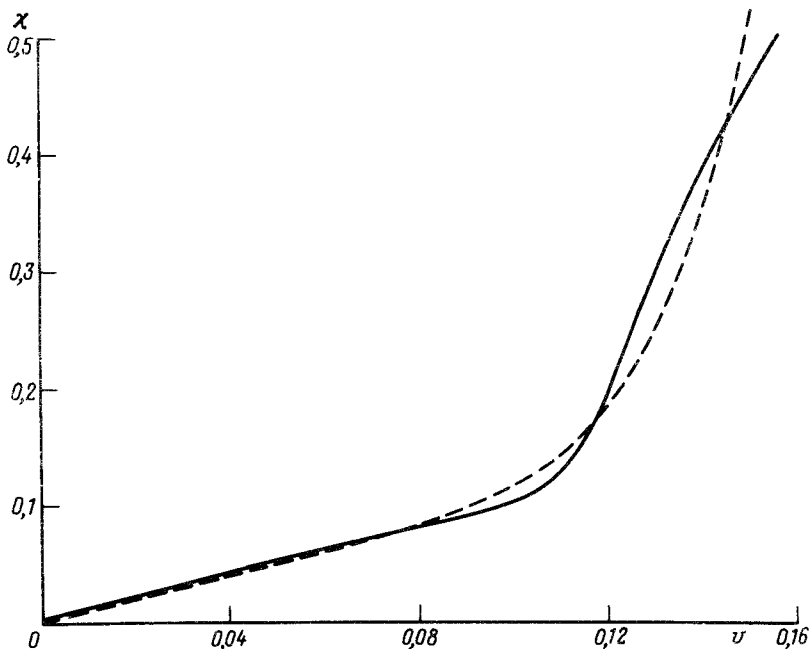


Рис. 2. Сравнение функции (7) - пунктир - с кривой $\chi(T)$ со значением $\kappa = 2, 2$

Предлагаемая картина подтверждается измерениями при различных амплитудах переменного поля H_{ac} (рис.3, см. также ⁵). В области $\chi < \chi_k$ зависимости χ от H_{ac} нет - это область, где экранирующие токи текут по поверхности изолированных зерен. Зависимость $\chi(H_{ac})$ появляется при $\chi > \chi_k$, где экранирование осуществляется токами в кольцах.

Приравнивая магнитные моменты диамагнитной сферы радиуса r : $M_s \propto r^3$ - и кольца с током I того же радиуса $M_r \propto Ir^2$, получаем, что экранирующий ток в кольце $I \propto r$. Поскольку r порядка произведения числа зерен в кольце

n на их размер d , а ширина кольца порядка d , плотность сверхпроводящего тока на единицу поверхности кольца $J \approx I/d \propto n$. Поэтому даже при равенстве критического тока в отдельном зерне и в кольце, кольца раньше прореагируют на увеличение H_{ac} . Наличие в кольцах джозефсоновских контактов усугубляет разницу между изолированными зёрнами и кольцами. Вероятно, анализ зависимости χ от H_{ac} , от T и от частоты позволит установить существенность вклада контактов.

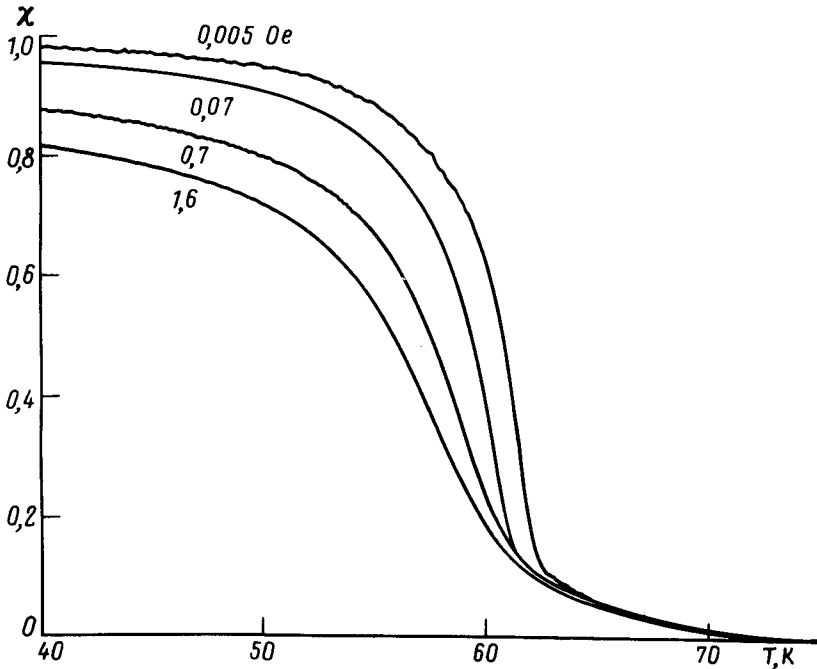


Рис. 3. Кривые $\chi(T)$ при различных H_{ac} . Около кривых указаны значения H_{ac} в Э. Состояние образца: $\kappa = 3,2$

Закключение. Измерения динамической восприимчивости $\chi(T)$ в нулевом магнитном поле позволяет определить начальный участок функции распределения зерен керамики $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ по температурам сверхпроводящего перехода. При доле сверхпроводящей фазы $v \approx 0,10 - 0,11$ на кривой $\chi(T)$ имеется излом, обусловленный появлением полых сверхпроводящих кластеров, экранирующих находящиеся внутри них нормальные области. В момент появления при $v \approx 0,17$ бесконечного кластера, обращающего в нуль сопротивление $R(T)$, восприимчивость керамики составляет 0,6-0,7 от максимального значения $1/4\pi$.

Литература

1. Gerber A., Beille J., Grenet T., Gyrot M. Europhys. Lett., 1990, 12, 441.
2. de Gennes P. C.R.Acad. Sc. Paris, 1981, 292, 9.
3. Roux S., Hansen A. Europhys. Lett., 1988, 5, 473. и ссылки в ней.
4. Гантмахер В.Ф., Шовкун Д.В., Письма в ЖЭТФ, 1990, 51, 415.
5. Kubo Y., Ichihashi T., Manako T. et al. Phys. Rev. B, 1988, 37, 7858.

Институт физики твердого тела
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
6 ноября 1990 г.