

УДК 539.292
 © 1990

ВЛИЯНИЕ СЛАБЫХ СВЯЗЕЙ НА ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КЕРАМИКИ $YBa_2Cu_3O_{6.9}$

Я. В. Копелевич, В. В. Леманов, В. В. Макаров

Исследованы магнетосопротивление, намагниченность и вольт-амперные характеристики (ВАХ) керамических образцов $YBa_2Cu_3O_{6.9}$ в сверхпроводящей фазе при 77 К в магнитных полях до 12 кЭ и интервале токов 1 мА—2 А. По результатам эксперимента рассчитано изменение магнитного поля в джозефсоновских контактах. Показано, что наблюдающиеся аномалии магнетосопротивления в сверхпроводящей фазе объясняются поведением магнитного поля в джозефсоновских контактах. Резистивность образцов определяется главным образом движением вихрей в джозефсоновских контактах. ВАХ могут быть описаны на основе модели вихревого стекла.

Исследование магнетосопротивления высокотемпературных керамических сверхпроводников в сверхпроводящей фазе показало, что при некотором поле H^* зависимость напряжения на образце V от внешнего магнитного поля H имеет ярко выраженную особенность [1]. Эта особенность состоит в том, что в полях $H \leq H^*$ напряжение V существенно быстрее увеличивается с ростом поля H , чем при $H \geq H^*$. Кроме того, наблюдается гистерезис зависимости $V(H)$, причем при уменьшении поля кривая $V(H)$ идет значительно ниже, чем с ростом поля [1]. В работе [2] особенность в поведении магнетосопротивления при $H \simeq H^*$ объяснялась переходом от состояния «джозефсоновской среды» при $H \leq H^*$ к неоднородной системе не связанных по параметру порядка анизотропных гранул при $H \geq H^*$. В работе [1] было высказано предположение, что гистерезис магнетосопротивления может быть вызван гистерезисом магнитного поля в слабых связях.

В настоящей работе мы покажем, что резистивность сверхпроводящей керамики в широком диапазоне магнитных полей определяется в основном движением вихрей в джозефсоновских контактах, а описанные выше особенности магнетосопротивления вызваны особенностями изменения магнитного поля в контактах B_j при изменении внешнего поля H . Проводилось исследование магнетосопротивления и ВАХ керамических образцов $YBa_2Cu_3O_{6.9}$ с $T_c = 92$ К и $\rho(300\text{ К}) \approx 2 \cdot 10^{-3}$ Ом·см в магнитных полях H до 12 кЭ и интервале токов 1 мА—2 А. Содержание кислорода в образцах определялось методом иодометрического титрования. Измерялось также среднее поле в образце. Образцы для измерений приготавливались в виде пластин с размерами $6 \times 6 \times 0.5$ мм. Зависимости $V(I)$ и $V(H)$ были измерены обычным четырехзондовым методом. Электрические контакты создавались с помощью серебряной пасты с последующей термообработкой при 200 °С в атмосфере кислорода. Сопротивление контактов не превышало 10^{-3} Ом·см². Магнитное поле прикладывалось перпендикулярно широкой плоскости образца. Среднее поле B_j в плоском образце вдали от краев равно внешнему полю у поверхности образца H_s . Это поле отличается от поля в отсутствие образца из-за выталкивания поля образцом $B_j = H_s = H + 4\pi\alpha M$, где α — коэффициент, зависящий от формы образца; M — намагниченность образца; M и H имеют противоположные

знаки. Поле H_0 измерялось датчиком Холла, расположенным непосредственно на образце, причем размеры датчика (1×1 мм) были существенно меньше размеров образца. Внешнее поле H измерялось датчиком Холла, расположенным вдали от образца, где магнитный момент последнего мало влияет на поле. В эксперименте измерялся разностный сигнал от обоих датчиков $H_0 - H = B_i - H = 4\pi\alpha M$, т. е. поле, создаваемое образцом. Все измерения были выполнены при температуре жидкого азота.

Сравнение зависимостей $V(H)$ (рис. 1) и $4\pi\alpha M(H)$ (рис. 2) показывает, что изменения производных dV/dH и $d(4\pi\alpha M)/dH$ возникают при примерно одинаковых H . При малых H как $V(H)$, так и $4\pi\alpha M(H)$ представляют собой приблизительно линейные функции. Отклонение от линейности $4\pi\alpha M(H)$ связано с началом проникновения поля в гранулы, когда H достигает величины первого критического поля для гранул H_{c1} . Следовательно, поле H^* , соответствующее возникновению аномалии $V(H)$,

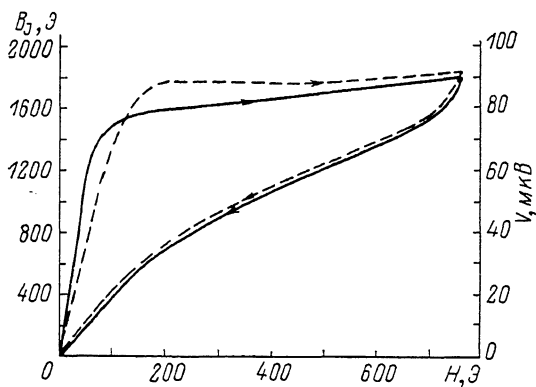


Рис. 1. Зависимости напряжения на образце V (сплошная линия) и магнитного поля в джозефсоновских контактах B_J (штриховая линия) от внешнего магнитного поля при токе $I=50$ мА.

Здесь и на других рисунках приведены результаты измерений при 77 К.

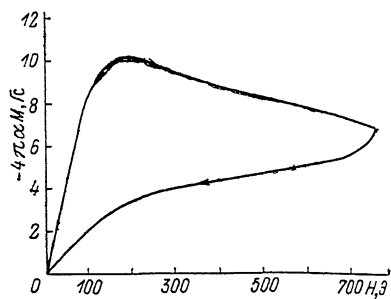


Рис. 2. Зависимость $4\pi\alpha M$ от внешнего магнитного поля H .

также совпадает с полем H_{c1} . Так как уже в полях, составляющих доли эрстеда, поле проникает в контакты [3], можно считать, что намагниченность M представляет собой в основном намагниченность гранул. Тогда понятно, что изменения dM/dH могут приводить к перераспределению магнитного потока между контактами и гранулами, вызывая тем самым изменения B_J . Будем рассматривать образец как совокупность цилиндров, расположенных вдоль силовых линий магнитного поля в контактах. Так как высота таких цилиндров, равная толщине образца, во много раз превосходит их диаметр, равный размеру гранулы, их коэффициентом размагничивания можно пренебречь. Тогда поле в грануле $B_g = B_J + 4\pi M_g$, а $M_g S_g = MS$, где M_g — намагниченность гранулы, S_g — суммарная площадь сечения гранул, S — площадь образца. Магнитный поток через образец в полях $H > H_{c1}$ складывается из потока между такими цилиндрами и потока в них $B_i S = B_J S_J + B_g S_g$, где S_J — суммарная площадь сечения контактов. Отсюда $B_i = B_J - 4\pi M$. Поле B_i связано с H выражением $B_i = H + 4\pi\alpha M$. Тогда B_J определяется формулой $B_J = H - (1 - \alpha) 4\pi M$, которую для сравнения с экспериментом удобнее переписать в виде

$$B_J = H - [(1 - \alpha)/\alpha] 4\pi\alpha M. \quad (1)$$

Таким образом, для определения поля B_J требуется найти коэффициент α . С этой целью обратимся к рассмотрению зависимости $V(H)$ в слабых полях.

Выше уже отмечалось, что при $H < H_{c1}$, когда M , а следовательно, согласно (1), и B_J пропорциональны H , зависимость $V(H)$ также близка

к линейной. Тогда $V(B_J)$ можно представить в виде $V=aB_J$, где a — коэффициент пропорциональности. Подставляя это выражение в формулу (1), получаем

$$V = a \left[H - \frac{1-a}{a} (4\pi\alpha M) \right]. \quad (2)$$

Строго говоря, зависимость $V(H)$ можно считать линейной только в ограниченной области токов. ВАХ (рис. 3) описываются степенной зависимостью, которую в наиболее общем виде можно записать следующим образом: $V=V_0 [(I-I_0)/I_1]^n$. Токи I_0 для исследуемых образцов не превышают 4 мА, так что, если измерения проводить при токе I , равном нескольким десяткам миллиампер, то величиной I_0 можно пренебречь. Все ВАХ для разных полей H при экстраполяции в сторону больших токов пересекаются примерно в одной точке при токе $I_1=300$ мА. Следовательно, можно считать, что I_1 и V_0 не зависят от H и вся полевая зависи-

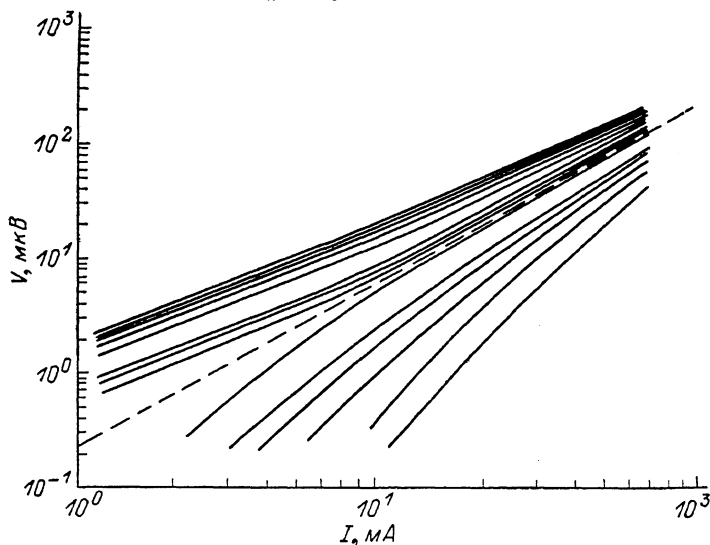


Рис. 3. ВАХ, измеренные при последовательном увеличении внешнего магнитного поля H (снизу вверх: 0.011, 0.021, 0.031, 0.040, 0.050, 0.195, 0.483, 0.711, 1.26, 2.87, 3.83, 7.66, 8.62, 10.00 кЭ).

Штриховая линия разделяет семейства ВАХ при $H < H_{c1}$ и $H > H_{c1}$.

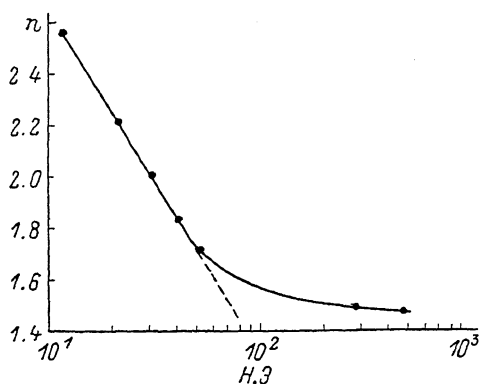
мость V сводится к полевой зависимости показателя степени n , которая при $H < H_{c1}$ имеет вид $n \sim \lg H$ (рис. 4). Поэтому производная $d \lg V / d \lg H = \lg(I/I_1) dn / d \lg H = m$ в этой области полей не зависит от H , т. е. $V \sim H^m$. Из рис. 4 получаем, что $dn / d \lg H = 1.3$ и равенство $m=1$ выполняется при $I=50$ мА. Поэтому именно этот ток и был выбран при измерении магнетосопротивления (рис. 1).

Предположим далее, что зависимость $V=aB_J$ сохраняется и в более сильных полях. Тогда с помощью формулы (2) мы можем оценить коэффициент α , который оказывается равным $6 \cdot 10^{-3}$. Подставив его в (1), можно построить зависимость $B_J(H)$ (рис. 1).

Из рис. 1 видно, что зависимости $V(H)$ и $B_J(H)$ имеют одинаковый характер, но вблизи $H_{c1} \approx 100$ Э возникает некоторое расхождение в поведении $V(H)$ и $B_J(H)$, что может быть связано с неоднородностью образца. Таким образом, петля гистерезиса $B_J(H)$, пересчитанная из петли гистерезиса $4\pi\alpha M(H)$, удовлетворительно описывает поведение $V(H)$, подтверждая тем самым высказанное выше предположение о пропорциональности V и B_J в полях $H > H_{c1}$. Отсюда следует, что отклонения от линейности зависимостей $V(H)$ и $n(\lg H)$ вызваны особенностями зависимости $B_J(H)$. Различие полей H и B_J связано с формой образца и должно исчезать для образца, имеющего форму бесконечного цилиндра, расположенного вдоль поля, когда $\alpha=1$ и $B_J=H$.

При $H < H_{c1}$ весь магнитный поток проходит через контакты $B_J S_J = B_c S \approx H S$. Отсюда находим $S_J/S = 0.07$, $S_\phi/S = 0.93$. Эти значения примерно совпадают с оценками, полученными из измерения эффекта Мейснера в магнитных полях $H < H_{c1}$ (≈ 0.9).

Таким образом, мы приходим к выводу, что магнетосопротивление определяется величиной магнитного поля B_J в джозефсоновских контактах.



Поэтому можно полагать, что резистивность образца в сверхпроводящем состоянии определяется в основном резистивностью контактов. Степенная зависимость ВАХ формально может быть описана с точки зрения как перколяционной модели [4], так и теории вихревого стекла [5].

Рис. 4. Зависимость показателя степени ВАХ n от внешнего поля H .

Однако при достаточно больших токах, как уже отмечалось в работе [3], ВАХ выходят на линейную асимптоту и описываются зависимостью $V \sim (I - I_2)$. Из-за присутствия члена I_2 ВАХ не подчиняются закону Ома и их нельзя описать на основе перколяционной модели, представляю-

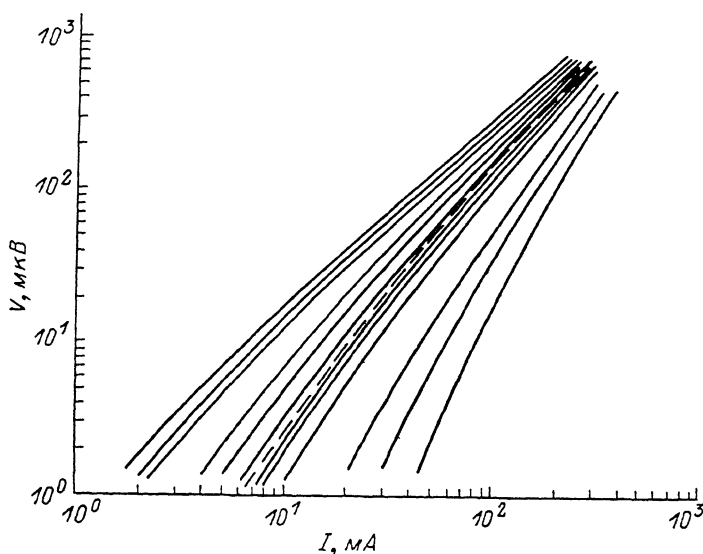


Рис. 5. ВАХ образца с неомическим поведением при $H > H_{c1}$, снятые при последовательном увеличении H (снизу вверх: 0.001, 0.010, 0.019, 0.048, 0.077, 0.191, 0.287, 1.9, 3.1, 4.3, 6.7, 12.0 кЭ).

Штриховая линия разделяет семейства ВАХ при $H < H_{c1}$ и $H > H_{c1}$.

щей путь тока как последовательность нормальных и сверхпроводящих контактов. Поэтому мы предполагаем, что контакты остаются сверхпроводящими при всех токах, а резистивность связана с движением вихрей в контактах.

Интересно отметить, что полученные ВАХ для керамических образцов (рис. 3) качественно сходны с ВАХ монокристаллических пленок. Для последних, как известно [5], наблюдается фазовая граница на плоскости $H-T$, выше которой при малых токах ВАХ начинаются с омической зависимости. Эта граница расположена вблизи фазовой границы

перехода в нормальное состояние и объясняется фазовым переходом вихревое стекло—вихревая жидкость. Такая же зависимость возникает в керамических образцах в гораздо более слабых полях, а именно при $H \geq H_{c1}$ (рис. 3). Причина возникновения омического поведения ВАХ, по-видимому, состоит в том, что выше H_{c1} возникает резистивность гранул, связанная с движением абрикосовских вихрей, которая при малых токах дает больший вклад в напряжение, чем резистивность контактов. При больших токах из-за степенного характера ВАХ контактов возникает кроссовер к степенному закону и резистивность снова определяется контактами. Однако степенной характер ВАХ в области малых токов иногда может сохраняться и в полях $H > H_{c1}$. На рис. 5 приведены ВАХ образца, для которого в полях до 12 кЭ показатель степени не зависит от величины тока. Такое различие в поведении ВАХ разных образцов может быть вызвано разной силой пиннинга абрикосовских вихрей. Таким образом, граница на $H-T$ плоскости для керамики не связана с фазовым переходом вихревое стекло—вихревая жидкость.

Авторы выражают благодарность А. К. Таганцеву за полезную дискуссию.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Alexandrov V., Veselago V., Vinokurova L., Ivanov V., Klimova L., Osiko V., Udovenchik V. // Acta Phys. Pol. 1989. V. A76. N 1. P. 41—43.
- [2] Аронзон Б. А., Гершанов Ю. В., Мейлихов Е. З., Шаширо В. Г. // Сверхпроводимость. 1989. Т. 2. № 10. С. 83—88.
- [3] Копелевич Я. В., Леманов В. В., Сонин Э. Б., Сырников П. П. // ФТТ. 1988. Т. 30. С. 2432—2436.
- [4] Мейлихов Е. З., Аронзон Б. А., Арнольд И. Ю., Воинова С. Е., Гершанов Ю. В. // Сверхпроводимость. 1987. № 1. С. 61—77.
- [5] Koch R. H., Foglietti V., Gallagher W. J., Koren G., Gupta A., Fisher M. P. A. // Phys. Rev. Lett. 1989. V. 63. N 14. P. 1511—1514.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
6 июля 1990 г.