

УДК 539.292

© 1993

РЕЗИСТИВНОСТЬ И КРИТИЧЕСКИЕ ТОКИ В КЕРАМИКЕ $YBa_2Cu_3O_7$ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В. В. Макаров

Исследовано распределение магнитного поля в керамической пластине $YBa_2Cu_3O_7$, находящейся в перпендикулярном магнитном поле при температуре 77 К. Измерение поля выполнялось с помощью преобразователя Холла, состоящего из десяти датчиков Холла. Показано, что магнитные свойства керамической пластины хорошо описываются моделью однородного диамагнетика, тогда как перемагничивание эпитаксиальной пленки происходит в соответствии с моделью критического состояния. Резистивность и критический ток керамической пластины определяются величиной поля в слабых связях и не зависят непосредственно от магнитного состояния гранул.

При анализе экспериментальных данных в сверхпроводниках второго рода за критический обычно принимают ток, при протекании которого диссипация энергии в образце настолько мала, что позволяет пренебречь затуханием тока за время эксперимента или другое произвольно выбранное время. В частности, при электрических измерениях критический ток принято определять как ток, при котором напряжение на образце имеет некоторое малое значение V_c (обычно 1 мкВ). Таким образом, критический ток I_c фактически определяется проводимостью образца при напряжении V_c . Поэтому можно полагать, что в области малых напряжений природа резистивности и критического тока одна и та же.

В работе [1] было показано, что изменение резистивности керамической пластины $YBa_2Cu_3O_7$ при изменении внешнего магнитного поля определяется изменением поля в слабых связях — джозефсоновских контактах. Гистерезис резистивности пластины, находящейся в перпендикулярном магнитном поле, объясняется гистерезисом поля в этих контактах. Отсюда, казалось бы, можно заключить, что критический ток I_c также должен определяться полем в этих контактах. Однако известно, что критический ток джозефсоновского контакта зависит не только от поля в самом контакте, но также и от поля в его берегах [2]. В работе [3] эта концепция была использована для объяснения экспериментов по проникновению переменного поля в керамику $YBa_2Cu_3O_7$. При этом гистерезис проникновения магнитного поля в керамический цилиндр, ось которого совпадала с направлением поля, объяснялся гистерезисом разности полей в контакте и в грануле. Авторы считали, что в образце с размагничивающим фактором, близким к нулю, гистерезис поля в самом контакте становится невозможным.

При анализе экспериментальных данных в работе [1] предполагалось, что намагниченность керамического образца при 77 К представляет собой в основном намагниченность гранул, т. е. не учитывалось влияние межгранульных экранирующих токов. Основанием для этого послужили результаты экспериментов, согласно которым в керамике $YBa_2Cu_3O_7$ поле порядка поля Земли при 77 К уже проникает в слабые связи. Однако в некоторых работах других авторов [3, 4] эксперименты по перемагничиванию керамики $YBa_2Cu_3O_7$ при той же температуре трактовались на основе модели критического состояния, согласно которой

основное экранирование поля осуществляется сквозными (межгранульными) токами.

Таким образом, во-первых, создается впечатление, что вывод работы [1] об определяющем влиянии поля в межгранульных контактах на резистивность керамических образцов $YBa_2Cu_3O_7$ противоречит теории. Во-вторых, встает вопрос о правильном выборе модели для описания магнитного состояния этих образцов.

Цель настоящей работы состоит в установлении связи резистивности и критического тока в керамике $YBa_2Cu_3O_7$ с величинами магнитных полей в слабых связях и гранулах. Для этого в первую очередь рассмотрим вопрос о методике выбора модели, правильно описывающей процессы перемагничивания данного образца в условиях данного эксперимента. Далее с помощью этой модели мы рассчитаем зависимость поля в слабых связях от измеряемого среднего поля в пленке. Затем сравним эту зависимость с полевыми зависимостями резистивности и критического тока. Наконец, сравним петли гистерезиса резистивности и магнитного момента в поле, перпендикулярном и параллельном плоскости образца. В заключение мы сравним полученные результаты с теоретическими выводами работ [2,3].

1. Модели и метод их проверки

При описании магнитных свойств гранулярных сверхпроводников возможны два альтернативных подхода — модель однородного диамагнетика и модель критического состояния. С точки зрения описания процессов проникновения магнитного поля в образец первая модель рассматривает сверхпроводник как обычный (несверхпроводящий) однородный диамагнетик с определенной магнитной проницаемостью. Если образец имеет форму эллипсоида, то в однородном внешнем магнитном поле он намагничивается однородно. Согласно второй модели, магнитные свойства определяются сквозными сверхпроводящими экранирующими токами, которые создают в образце неоднородную намагниченность даже в случае эллипсоида. В результате магнитная проницаемость зависит от координаты и уже не может служить характеристикой вещества.

Модель однородного диамагнетика опирается на предположение, что межгранульные критические токи из-за наличия слабых связей настолько малы, что создаваемые ими экранирующие поля пренебрежимо малы. В этом случае предполагается, что в полях, при которых проводятся измерения, влиянием этих токов можно пренебречь и магнитные свойства образца определяются только внутригранульными экранирующими токами. Магнитный момент образца складывается, таким образом, из магнитных моментов отдельных гранул. Если же межгранульные токи достаточно велики для того, чтобы внести основной вклад в экранирование внешнего поля, то перемагничивание должно описываться моделью критического состояния.

При исследовании магнитных свойств ВТСП-материалов модель критического состояния применяют обычно для объяснения поведения монокристаллических образцов, а модель однородного диамагнетика — для керамических, особенно при высоких температурах. Естественно, что, поскольку проводимость слабых связей зависит от температуры и магнитного поля, применимость той или другой модели зависит не только от свойств самого материала, но и от условий измерения. В то же время оказывается, что по виду полученных кривых намагничивания трудно сделать однозначный выбор в пользу той или другой модели. Кривые намагничивания, рассчитанные с помощью обеих моделей, имеют в принципе аналогичный характер — начальный линейный участок, переходящий в медленный спад. Однако максимум момента в каждой из моделей, как будет показано позже, объясняется совершенно различными физическими явлениями. Поэтому полезно иметь метод, с помощью которого можно однозначно определить, какая модель работает на самом деле. Одним из таких методов может служить измерение

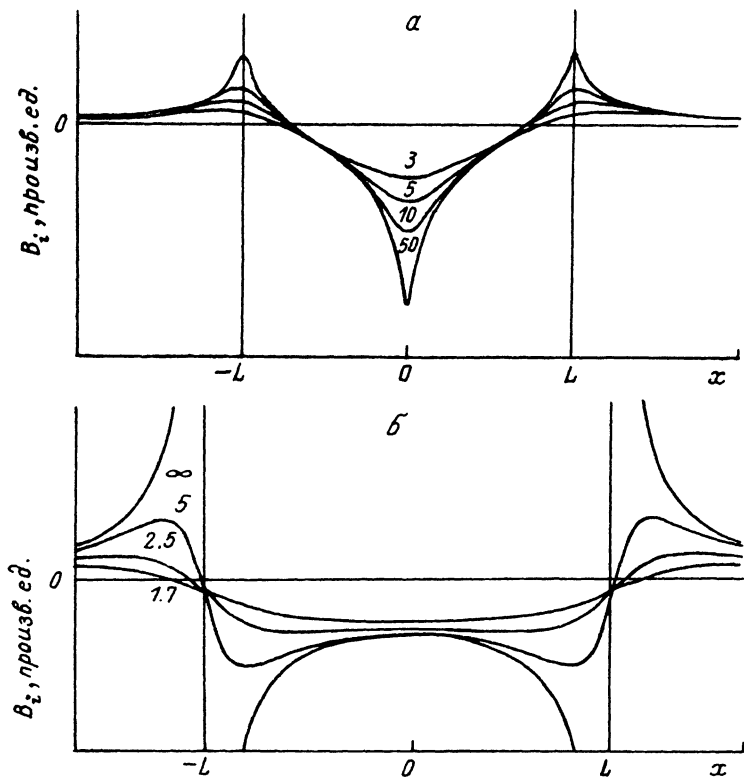


Рис. 1. Распределение поля поперек бесконечной полосы на различных расстояниях от ее поверхности, рассчитанное по различным моделям.

Цифры на графиках соответствуют значениям параметра $b = L/d$, где L — полуширина полосы, d — расстояние от поверхности. *a* — модель критического состояния, *б* — модель однородного диамагнетика.

распределения магнитного поля в плоском образце, находящемся в магнитном поле, перпендикулярном к плоскости образца.

В модели критического состояния рост внешнего поля вызывает перемещение вихревого фронта от краев к центру образца, что приводит к сокращению области мейснеровского состояния в образце. Экранирующие токи, протекающие в области смешанного состояния, создают собственное поле B_i , равное разности поля в образце B и внешнего поля B_0 . Собственное поле в центре образца B_{im} в результате сближения вихревых фронтов и увеличения области протекания критического тока растет до тех пор, пока смешанное состояние не установится во всем образце. При дальнейшем росте поля должно наблюдаться слабое уменьшение B_{im} , связанное с уменьшением величины критического тока при росте поля. В работе [5] на основе модели критического состояния получена формула, описывающая распределение поля поперек бесконечной полосы, намагниченной перпендикулярно плоскости. Если в эксперименте поле измеряется на некотором расстоянии d от поверхности полосы, в этой формуле следует учесть зависимость B от d . В итоге для полосы, перешедшей полностью в смешанное состояние, получаем

$$B_i(x, d) = \frac{j_c h}{c} \ln \frac{(x^2 + d^2)^2}{[(x + L)^2 + d^2][(x - L)^2 + d^2]}, \quad (1)$$

где $B_i(x, d)$ — перпендикулярная составляющая собственного поля полосы, измеренная на расстоянии x от ее середины и расстоянии d от ее поверхности; j_c — плотность критического тока; h — толщина полосы; L — ее полуширина. При этом предполагается, что $h \ll d$. Если же h сравнима с d , то правильнее под d понимать расстояние не от поверхности, а от плоскости симметрии.

На рис. 1, а приведены графики этой функции для разных значений отношения $b = L/d$. Из сравнения этих графиков следует, что в точках, расположенных примерно посередине между центром и краем полосы, поле слабо зависит от b и при $b \gg 3$ оно практически совпадает с полем в полосе. В середине полосы при $x = 0$ формула имеет простой вид

$$B_{im}(d) = -\frac{2j_c h}{c} \ln(b^2 + 1). \quad (1a)$$

В модели однородного диамагнетика собственное поле создается внутригранульными токами, действие которых эквивалентно действию контурного тока I_r , протекающего по поверхности образца. Поле бесконечной полосы тогда эквивалентно полю двух параллельных противоположно направленных токов I_r . При этом для однородно намагниченного гранулярного сверхпроводника ток I_r равен произведению внутригранульного тока I_g на среднее количество гранульных слоев, параллельных плоскости полосы: $I_r = I_g (h/D)$, где D — диаметр гранулы. Перпендикулярная к поверхности полосы составляющая поля, как нетрудно показать, описывается формулой

$$B_i(x, d) = -\frac{2I_r}{c} \left[\frac{L+x}{(L+x)^2 + d^2} + \frac{L-x}{(L-x)^2 + d^2} \right]. \quad (2)$$

Распределение поля, соответствующее этой формуле, показано на рис. 1, б для нескольких значений параметра b . Отметим, что поле в центре полосы слабо зависит от параметра b и, следовательно, от расстояния d , и при $b \gg 3$ оно практически совпадает с полем непосредственно в полосе. Формула (2) при $x = 0$ принимает вид

$$B_{im}(d) = \frac{4I_r b}{cd(b^2 + 1)}. \quad (2a)$$

2. Образцы и методика эксперимента

В настоящей работе нами были проведены измерение распределения поля и измерение напряжения на постоянном токе в керамических пластинах $YBa_2Cu_3O_7$. Для сравнения также было измерено распределение поля в эпитаксиальной пленке $YBa_2Cu_3O_7$. Керамические пластины изготавливались по стандартной технологии. Пленка была получена методом магнетронного распыления и осаждалась эпитаксиально на подложку из MgO . Ось c в ней была направлена перпендикулярно плоскости пленки, критическая температура составляла 93 К. Пленка имела площадь 4×4 мм и толщину 0.3 мкм. Поле измерялось с помощью преобразователя Холла типа ПХЭ 1604, состоящего из 10 последовательно расположенных датчиков Холла каждый длиной 0.5 мм и шириной 0.2 мм. Преобразователь устанавливался непосредственно под образцом. Расстояние между поверхностями преобразователя и образца составляло менее 0.5 мм. Измерения проводились в магнитном поле, перпендикулярном плоскости образца, при температуре 77 К, до которой образец охлаждался в нулевом магнитном поле.

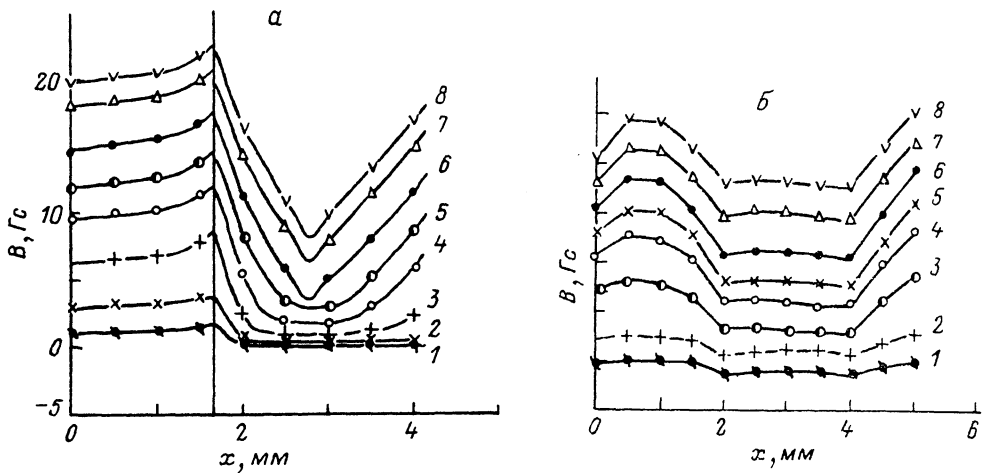


Рис. 2. Распределение магнитного поля у поверхности образца.

Кривые 1—8 сняты при последовательном увеличении магнитного поля после охлаждения образца в нулевом поле. Вертикальные линии обозначают края образца. а — пленка. Точка $x=0$ соответствует положению первого датчика преобразователя Холла; б — керамика. Масштаб по оси ординат для каждой кривой — 1 деление = 5 Гс. Расстояния между кривыми сокращены. Величины внешнего (невозмущенного) поля для каждой кривой, которым соответствуют точки на оси ординат, имеют следующие значения: 1 — 7, 2 — 11, 3 — 33, 4 — 52, 5 — 79, 6 — 127, 7 — 180, 8 — 208 Гс. Положение первого датчика преобразователя Холла соответствует точке $x=0.5$ мм.

Внешнее поле измерялось датчиком Холла, установленным на расстоянии около 1 см от образца, чтобы ослабить влияние последнего на результаты измерений.

3. Распределение поля в образце и выбор модели

На рис. 2 приводятся результаты измерения распределения магнитного поля для пленки (а) и керамической пластины с размерами $7 \times 3 \times 0.4$ мм (б). Распределение поля измерялось в середине образца, в керамическом образце — вдоль его короткой стороны. Хотя цена одного деления оси ординат на обоих графиках одинакова (5 Гс), на рис. 2, б, охватывающем больший диапазон полей, расстояние между графиками существенно сокращено. Поэтому на оси ординат для каждого графика нанесена точка, соответствующая внешнему полю, и приведено значение этого поля.

Сравнение графиков (рис. 2, а и б) позволяет отметить следующие основные особенности процессов намагничивания пластины и пленки.

1. Нижние кривые на обоих рисунках имеют примерно одинаковый вид, и каждая из них может быть разделена на три области: две области изменяющегося поля у краев и область постоянного поля между ними.

2. По мере увеличения внешнего поля кривые ведут себя по-разному. В керамическом образце ширина области постоянного поля остается неизменной, тогда как в пленке она уменьшается до тех пор, пока не исчезает полностью.

3. Собственное поле в центре образца B_{im} как в пленке, так и в пластине изменяется с ростом поля аналогичным образом (рис. 3, а, б): после участка линейного роста наблюдаются максимум и медленный спад B_{im} , при последующем уменьшении B_0 возникает гистерезис. Однако если в случае керамической пластины изменение B_{im} происходит в результате изменения производной dB/dx в области изменяющегося поля (рис. 2, б), то в случае пленки рост B_{im} связан с увеличением площади области изменяющегося поля за счет области постоянного поля; $\max B_{im}$ соответствует исчезновению области постоянного поля, а после-

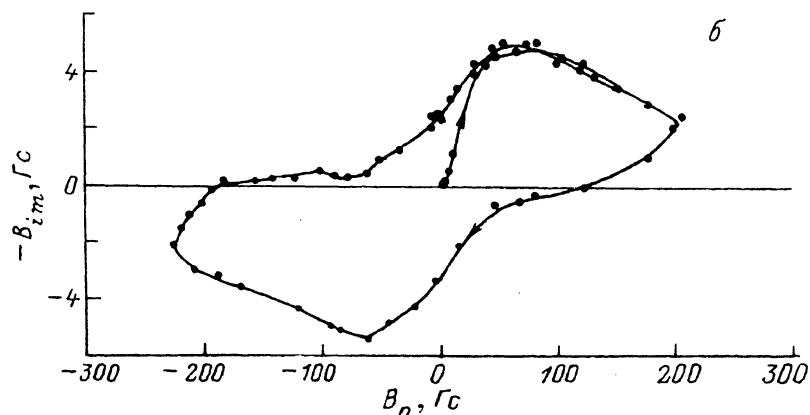
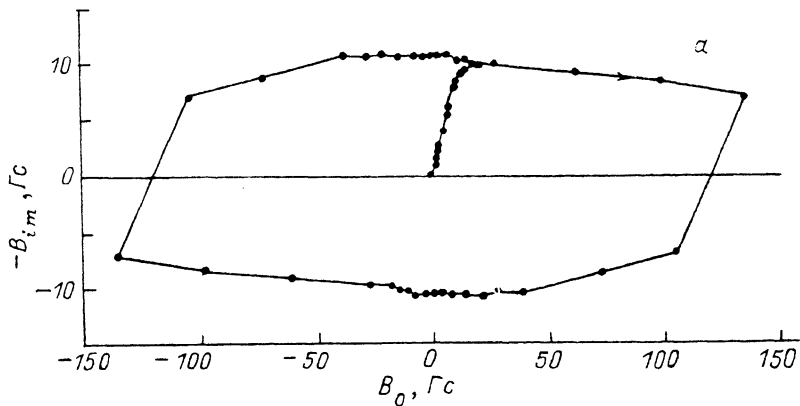


Рис. 3. Изменение собственного поля в центре образца при изменении внешнего поля.

a — пленка, *б* — керамика.

дующий спад B_{im} обусловлен, как и для керамической пластины, уменьшением dB/dx (рис. 2, *a*).

Если теперь проанализировать эти особенности намагничивания пластины и пленки с точки зрения изложенных выше моделей критического состояния и однородного диамагнетика, то можно прийти к следующему выводу: намагничивание пленки происходит в соответствии с моделью критического состояния, тогда как намагничивание керамической пластины согласуется с моделью однородного диамагнетика. Это же подтверждается и сравнением графиков рис. 1 и 2, если учесть, что величина параметра b для обоих образцов равна примерно четырем. Однако следует помнить, что для пленки поле, измеренное в центре, сильно зависит от расстояния d (рис. 1, *a*), по крайней мере если справедливо предположение о постоянстве плотности критического тока.

Сравнение графиков рис. 1, *a* показывает, что поле у поверхности пленки мало зависит от расстояния d , если не рассматривать области пленки вблизи краев и центра. Поэтому из результатов, представленных на рис. 2, *a*, можно заключить, что поле проникает в пленку уже при величине, равной нескольким гауссам, что значительно ниже первого критического поля для гранул в $YBa_2Cu_3O_7$ при 77 К [6]. Отсюда следует, что поле проникает в пленку по слабым связям. По ослаблению поля в мейснеровской области в пленке можно оценить лондоновскую глубину проникновения λ_L , которая оказывается равной около 0.15 мкм, что близко к значениям, определенным другими методами [7].

Плотность критического тока в пленке, вычисленная по формуле (1а) для максимального значения B_{im} , равна приблизительно $6 \cdot 10^5$ А/см². В то же время в керамической пластине плотность критического тока, найденная из измерения резистивности, составляет лишь около 1 А/см² даже при минимальном внешнем поле. Собственное поле B_{im} , создаваемое таким током в керамическом образце, не превышает несколько сотых гаусса и поэтому им можно пренебречь по сравнению с собственным полем внутригранульных токов. Максимальный ток I_r , вычисленный по формуле (2а), равен 2А. Поскольку в полях, не превышающих первое критическое для гранул, внутригранульный ток течет в приповерхностном слое толщиной λ_L , плотность этого тока можно оценить с помощью соотношения $j_r \approx I_r/h\lambda_L$, из которого находим $j_r \approx 3 \cdot 10^6$ А/см².

4. Определение поля в слабых связях

Итак, магнитные свойства ВТСП-керамики хорошо согласуются с моделью однородного диамагнетика. Это позволяет нам найти зависимость поля в слабых связях B_J от поля B и сравнить ее с полевой зависимостью напряжения V . Поскольку в модели однородного диамагнетика учитываются только внутригранульные экранирующие токи, проницаемость контактов близка к единице и поле B_J равно полю H

$$B_J = H = B/\mu, \quad (3)$$

где μ — средняя магнитная проницаемость образца. Таким образом, для того чтобы определить B_J , нам нужно найти величину магнитной проницаемости.

Проницаемость μ можно оценить с помощью выражения $\mu = (1 - 4\pi M/B)^{-1}$. Далее для плоского образца, однородно-намагниченного перпендикулярно плоскости, намагниченность M можно выразить через контурный ток I_r : $M = I_r/ch$. Если длина образца значительно превосходит его ширину, то его приближенно можно рассматривать как бесконечную полосу. Тогда величину тока I_r с помощью формулы (2а) можно выразить через величину собственного поля B_{im} . Окончательно находим

$$4\pi M = \frac{\pi d}{g h} B_{im}, \quad (4)$$

$$\mu = \left(1 - \frac{\pi d}{g h} \frac{B_{im}}{B} \right)^{-1}, \quad (5)$$

где $g = b/(b^2 + 1)$. Подставляя значения $d = 0.5$ мм, $h = 0.4$ мм и $L = 1.5$ мм, получаем $4\pi M = 13B_{im}$, а начальная проницаемость $\mu_0 = 0.36$. Измерения магнитного момента образца, выполненные с помощью вибрационного магнетометра, показали, что отношение $4\pi M/B_{im}$ равно 12, что почти совпадает с полученной выше оценкой, основанной на предположении об однородной намагниченности образца в перпендикулярном поле. Это означает, что неоднородность намагниченности, связанная с неоднородностью поля, слабо влияет на поле B_{im} в центре образца.

Теперь мы видим, что возникновение максимума $B_{im}(B)$ в керамической пластине и пленке имеет совершенно различное происхождение. В пластине, согласно формуле (5), отклонение графика $B_{im}(B)$ от прямой связано с уменьшением диамагнитной проницаемости. Проницаемость гранулярного сверхпроводника в модели однородного диамагнетика определяется проницаемостью отдельных гранул, а ее уменьшение связано с проникновением поля в гранулы. На этом, как известно, основан распространенный метод определения первого

критического поля сверхпроводников. В то же время в пленке, согласно модели критического состояния, насыщение зависимости $B_{jm}(B)$ вызвано смыканием вихревых фронтов, движущихся с противоположных краев пленки. Последующее уменьшение B_{jm} объясняется уменьшением плотности критического тока с ростом поля. Таким образом, в этом случае положение максимума зависит от размеров образца.

5. Зависимость резистивности от поля в слабых связях

При описании процессов перемагничивания до сих пор мы пользовались усредненными по объему величинами H , M и μ . Однако для анализа полевой зависимости резистивности становится существенным учет неоднородности внутренних полей. В работе [1] было показано, что в некоторой области значений токов напряжение в керамике $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ пропорционально магнитному полю в слабых связях

$$V = a|B_j|. \quad (6)$$

В гранулярном сверхпроводнике ток между гранулами течет в основном в местах наиболее тесного контакта. Поэтому в формулу (6) следует подставлять значения B_j именно в этих контактах. В этих же контактах достигается наибольшая концентрация магнитного поля и, следовательно, наибольшая намагниченность, заметно превышающая среднюю. Поэтому для правильного описания зависимости $V(B)$ в правую часть формулы (5) следует ввести коэффициент $\beta > 1$ в качестве подгоночного параметра. Тогда выражения для эффективной проницаемости и эффективного поля в слабых связях принимают вид

$$\mu_v = \left(1 - \beta \frac{\pi}{g} \frac{d}{h} \frac{B_{jm}}{B} \right)^{-1},$$

$$B_j^* = B/\mu_v.$$

На рис. 4 приведена экспериментальная полевая зависимость напряжения на керамическом образце $V(B)$, измеренная при токе 5 мА. На рис. 5 построена зависимость $V(B_j^*)$ при значении подгоночного параметра $\beta = 3.2$. Мы видим, что при таком значении β связь между V и B_j^* становится практически однозначной и линейной, за исключением области слабых полей. Неоднозначность функции $V(B_j^*)$ в этой области может быть связана с неоднородностью остаточных полей, благодаря которой при обращении в нуль среднего поля B_j^* на пути протекания тока остаются резистивные участки с $B_j \neq 0$.

6. Обсуждение результатов

Итак, мы нашли, что полевая зависимость напряжения хорошо объясняется зависимостью полей в контактах B_j от поля B . Как отмечалось выше, можно ожидать, что и полевая зависимость критического тока I_c имеет то же происхождение. Особенно наглядно это подтверждается в точках минимумов напряжения, где измерительный ток наиболее близок к критическому.

Минимумы напряжения, как следует из рис. 5, наблюдаются при значении поля B_j^* , близком к нулю. При этом поля B , согласно данным, представленным на рис. 4, равны приблизительно 30 Э. При уменьшении тока через образец

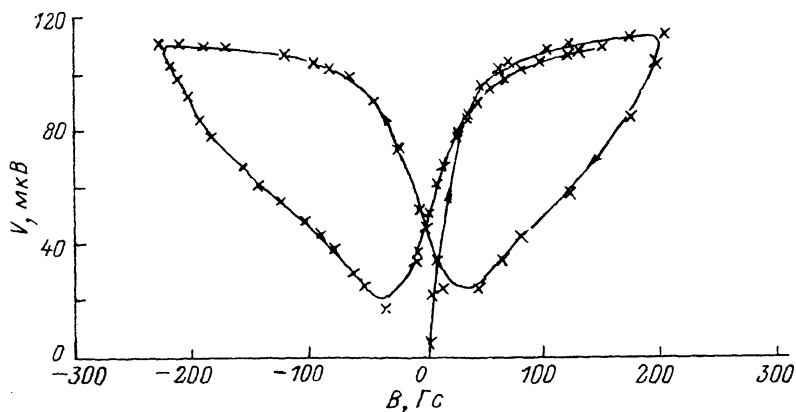


Рис. 4. Зависимость напряжения в керамической пластине от поля. Ток равен 5 мА.

резистивность исчезает в первую очередь при тех значениях поля, которые соответствуют минимумам напряжения. Следовательно, при этих же полях (30 Э) должны наблюдаться и максимальные критические токи. В то же время поле в образце становится однородным и равным внешнему, т. е. $B_J - B_g = 0$, когда в нуль обращается собственное поле B_{im} . Это соответствует полю B , превышающему 100 Э (рис. 3, б). Таким образом, максимуму I_c соответствует минимум B_J , а не $B_J - B_g$.

Легко видеть, что разность полей в контакте и гранулах зависит от поля B , так же как B_i . Действительно, $B_J - B_g = H - B_g = -4\pi M_g = -4\pi M\gamma \sim -B_i$, где индекс g обозначает, что данная величина относится к грануле, а γ — отношение объема образца к объему составляющих его гранул. Если, согласно предположению работы [3], критический ток был бы обратно пропорционален разности $B_J - B_g$, то он зависел бы от магнитного поля как B_i^{-1} . Это означает, что он должен проходить через минимум вблизи максимума B_J . На самом деле критический ток в полях выше соответствующих максимуму B_i продолжает медленно уменьшаться с ростом поля, т. е. ведет себя аналогично B_J^{-1} . Этот результат подтверждается также данными других работ, например [8].

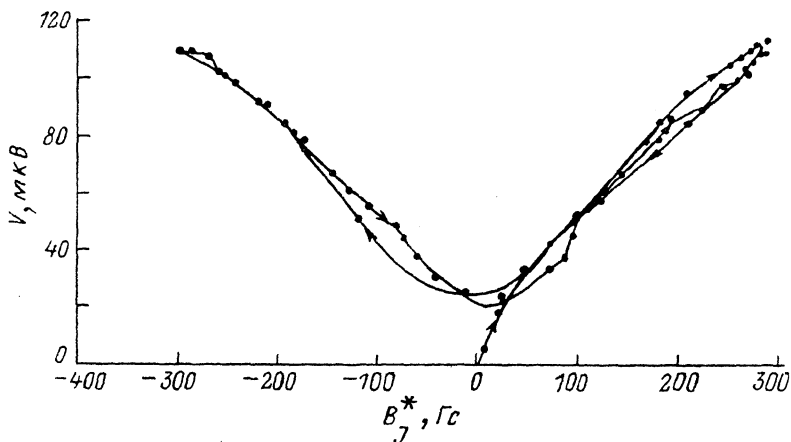


Рис. 5. Зависимость напряжения в керамической пластине от поля в джозефсоновских контактах.

Казалось бы, что наиболее прямым методом установления истинной зависимости $V(H)$ могло бы служить измерение V в поле, параллельном плоскости пластины. В этом случае размагничивающий фактор пластины должен быть близок к нулю и поле H в образце должно совпадать с внешним полем. Следовательно, поле в контактах B_J , равное H , также должно совпадать с внешним полем. Тогда гистерезис критического тока контакта можно объяснить только за счет влияния гистерезиса разности полей $B_J - B_g$, как это и предлагалось в работе [3]. В действительности оказалось, что при измерении напряжения во внешнем поле, направленном вдоль стороны 3 мм, характер кривой практически не изменился. Кривые в перпендикулярном и параллельном полях совпадают друг с другом, если величину внешнего поля в последнем случае просто уменьшить в 1.3 раза. Но оказывается, что то же относится и к полевой зависимости магнитного момента пластины. Это показывает, что в гранулярных сверхпроводниках размагничивающие поля внешних границ относительно слабо влияют на величины внутренних полей. В самом деле, известно, что аналогичная ситуация возникает и в поликристаллических ферромагнетиках, когда даже при отсутствии размагничивающего поля внешних границ возникает неоднородность внутренних магнитных полей, зависящая от намагниченностей кристаллитов [9]. Неоднородность полей в ВТСП-материалах усиливается из-за сильной анизотропии магнитных свойств кристаллитов. В результате намагничивание гранул происходит под действием полей, которые сами зависят от намагниченностей гранул. Таким образом, процесс намагничивания в продольном поле приобретает сходство с процессом намагничивания в перпендикулярном поле. Поэтому даже при измерениях на образце с фактором размагничивания, близким к нулю, полевая зависимость B_J сохраняет гистерезисный характер, что приводит к гистерезису резистивности и критического тока.

Обсудим теперь возможную причину расхождения в выводах, вытекающих из анализа работ [1, 2], относительно влияния поля в гранулах на величину критического тока.

В области малых напряжений вольт-амперные характеристики керамики $YBa_2Cu_3O_7$ хорошо описываются эмпирической формулой [1]

$$V/V_0 = [(I - I_0)/I_1]^n,$$

где V_0 , I_1 — константы; I_0 — ток, при котором напряжение V обращается в нуль; n — функция магнитного поля, причем $(I - I_0)/I_1 < 1$, а $n > 1$. Отсюда критический ток I_c , при котором напряжение V становится равным V_c , определяется формулой

$$I_c = I_1 (V_c/V_0)^{1/n} + I_0. \quad (7)$$

Если, как это обычно принято, определять I_c как ток при $V_c = 1$ мкВ, то его величина оказывается намного больше I_0 и полевая зависимость I_c в основном определяется первым слагаемым в (7). Поэтому в работе [1] зависимость I_0 от магнитного поля не принималась во внимание. В то же время критический ток джозефсоновского контакта, по определению, представляет собой максимальный сверхпроводящий (бездиссипативный) ток через контакт, т. е. ток при $V=0$. Этому току в формуле (7) может соответствовать только член I_0 . Очевидно, что токи I_c и I_0 могут иметь различную зависимость от магнитного поля.

В заключение автор выражает признательность В. В. Леманову за поддержку работы и ценные замечания, высказанные при ее обсуждении, А. Б. Шерману и П. П. Сырникову за предоставленные образцы, Е. И. Головенницу за измерения магнитных моментов.

Список литературы

- [1] Копелевич Я. В., Леманов В. В., Макаров В. В. // ФТТ. 1989. Т. 32. № 12. С. 3613—3617.
- [2] Фистуль М. В. // Письма в ЖЭТФ. 1989. Т. 49. № 2. С. 95.
- [3] Блинов Е. В., Сонин Э. Б., Таганцев А. К., Трайто К. Б. // СФХТ. 1991. Т. 4. № 3. С. 501—506.
- [4] Петров М. П., Красинькова М. В., Кузьмин Ю. И., Плешаков И. В. // ФТТ. 1989. Т. 32. № 2. С. 379—383.
- [5] Baczewski L. T., Piotrowski K., Szimczak R., Malozemoff A. P. // Physica C. 1991. V. 175. N 3/4. P. 363—368.
- [6] Мейлихов Е. З., Шапиро В. Г. // СФХТ. 1991. Т. 4. № 8. С. 1437—1492.
- [7] Krusin-Elbaum L., Greene R. L., Holtzberg F., Malozemoff A. P., Yeshurin Y. Y. // Phys. Rev. Lett. 1989. V. 62. N 2. P. 217—220.
- [8] Dersch H., Blatter G. // Phys. Rev. B. 1988. V. 38. N 16. P. 11391—11404; Majoroš M., Polak M., Štrbik V., Veňáčka Š., Chromík Š., Hanic F., Plechaček V. // Supercond. Sci. and Technol. 1990. V. 3. N 5. P. 227—232.
- [9] Вонсовский С. В., Шур Я. С. Ферромагнетизм. М., 1948. С. 816.

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

Поступило в Редакцию
18 июня 1992 г.