Физика низких температур, 1997, т. 23, № 2, с. 167–172

Влияние потока, захваченного в межгранульном пространстве, на магнитополевые зависимости высокочастотного поглощения в ВТСП

Г. В. Голубничая, А. Я. Кириченко, И. Г. Максимчук, Н. Т. Черпак

Институт радиофизики и электроники НАН Украины,
Украина, 310085, г. Харьков, ул. Акад. Проскуры, 12

Статья поступила в редакцию 29 апреля 1996 г., после переработки 1 июля 1996 г.

Исследованы зависимости ВЧ поглощения керамических образцов ВТСП от величины магнитного поля H, не превышающего значения нижнего критического поля для гранул H_{c1g}. Обнаружены особенности этих зависимостей, не описываемые стандартной моделью критического состояния, которая рассматривает захват магнитного потока лишь в гранулах. Предложена новая электродинамическая модель, качественно учитывающая захват магнитного потока как в гранулах, так и в межгранульном пространстве. Модифицированная модель позволяет объяснить все наблюдаемые в настоящее время особенности магнитополевых зависимостей ВЧ поглощения как при $H > H_{c1g}$, так и при $H < H_{c1g}$.

Досліджено залежності ВЧ поглинання в керамічних зразках ВТНП від величини магнітного поля H, що не перевершує значення нижнього критичного поля для гранул H_{c1g}. Виявлено особливості цих залежностей, які не описані стандартною моделлю критичного стану, що враховує захоплення магнітного потоку лише в гранулах. Запропоновано нову електродинамічну модель, що якісно враховує захоплення магнітного потоку як в гранулах, так і в міжгранульному середовищі. Модифікована модель дозволяє пояснити всі особливості, що спостерігаються в даний час на магнітопольових залежностях ВЧ поглинання як при $H > H_{c1g}$, так і при $H < H_{c1g}$.

PACS: 74.25Fy

Введение

При изучении электродинамики керамических или поликристаллических сверхпроводников с высокой температурой сверхпроводящего перехода (ВТСП), как правило, используются модели, учитывающие сосуществование двух взаимосвязанных электродинамических подсистем: сверхпроводящих гранул (зерен или кристаллитов) и слабых связей между ними. В гистерезисных зависимостях плотности критического тока, магнитной восприимчивости, магнитосопротивления, намагниченности, электромагнитного поглощения принимают участие обе эти подсистемы.

Так, природа необратимости зависимостей плотности критического тока J_c от магнитного поля H уже в первых исследованиях [1,2] была объяснена захватом магнитного потока в гранулах (первой подсистеме), рассеянное поле которого при уменьшении внешнего магнитного поля компенсирует воздействие внешнего поля на межгранульные связи (вторую подсистему). В [2] в рамках модели критического состояния, примененной к гранулам, была создана подробная модель формирования локального магнитного поля в межгранульном пространстве, качественно объясняющая проникновение магнитного поля и захват магнитного потока в ВТСП образцах. Модель позволила объяснить основные особенности магнитополевой зависимости плотности критического тока ВТСП, охлаждаемых в нулевом магнитном поле при фиксированной температуре (режим охлаждения ZFC).

Однако в последующих исследованиях магнитополевых зависимостей ВТСП образцов, охлаждаемых в магнитном поле (режим FC) [3,4], появился ряд отличительных особенностей, которые не объяснялись моделью, предложенной в [2]. В связи с этим возникла необходимость более подробно рассмотреть локальные магнитные поля в межгранульном пространстве, учесть их компрессию и на основе этого несколько модифицировать модель, предложенную в [2]. В [5] независимым анализом было подтверждено, что локальные поля в межгра-

© Г. В. Голубничая, А. Я. Кириченко, И. Г. Максимчук, Н. Т. Черпак, 1997

нульном пространстве подвергаются большему сжатию в режиме охлаждения ZFC, чем в режиме FC.

Для объяснения гистерезисного поведения плотности критического тока при изменении магнитного поля позже был предложен еще ряд физических моделей формирования в межгранульном пространстве локального поля, влияющего на ток джозефсоновских контактов. Из них прежде всего следует указать на модель, учитывающую влияние абрикосовских вихрей в берегах джозефсоновского контакта [6], и модель, основанную на учете намагничивания отдельных гранул с учетом фактора размагничивания [7]. Несмотря на то что в отличие от предложенной в [2,4] модели эти модели могут претендовать не только на качественное, но иногда даже на некоторое количественное совпадение результатов расчета с данными эксперимента, однако в них зачастую теряется ясность физической картины процессов, происходящих в межгранульной среде, и, что самое важное, в них полностью пренебрегают полями, захватываемыми в межгранульной среде.

В то же время захват магнитного потока в полях $H < H_{c1g}$ (H_{c1g} — поле, определяющее начало проникновения абрикосовских вихрей в гранулы) установлен уже в первых исследованиях ВТСП керамик [8], а влияние магнитного поля на гистерезисное поведение критического тока изучено в [9].

Наряду с этим в [10,11] была установлена корреляция между магнитополевыми зависимостями динамической магнитной восприимчивости и критического тока. Анализ гистерезисного поведения поглощения электромагнитой энергии в ВТСП образцах в СВЧ диапазоне [12] и радиодиапазоне [13] показал совпадение основных характерных признаков этих магнитополевых зависимостей с аналогичными зависимостями критического тока. Это явилось основанием для использования электродинамической модели, предложенной в [2,4], также для анализа магнитополевых зависимостей магнитной восприимчивости и высокочастотного (ВЧ) поглощения.

Как показывают более тщательные исследования ВЧ поглощения, проводимые в магнитных полях, не нарушающих мейсснеровского состояния гранул ($H < H_{c1g}$), на этих зависимостях наблюдаются особенности, которые невозможно объяснить с помощью модели, предложенной в [2,4]. Эти особенности определяют также отличие магнитополевых зависимостей ВЧ поглощения от зависимостей $J_c(H)$ в этих же полях. Так, на зависимости ВЧ поглощения в ВТСП образцах с захваченным магнитным потоком (при $H = 0$), полученной при охлаждении в нулевом магнитном поле, четко выделяются области поглощения, обусловленные захватом магнитного потока в межгранульной среде [14,15], которые не обнаруживаются на кривых $J_c(H)$ [16,17]. Особенности проникновения электромагнитного поля внутрь полого цилиндра [18] или ВЧ поглощения в текстурированных керамиках [19] и в образцах ВТСП при изменении ориентации внешнего магнитного поля в области $H < 20$ Э [20,21] также не находят объяснения в рамках стандартной модели критического состояния для гранул [2,4].

Все это указывает на необходимость модификации предложенной электродинамической модели [2,4], а именно, учета в ней динамики проникновения магнитного поля и захвата магнитного потока также и во второй подсистеме — межгранульном пространстве. С целью изучения влияния полей в межгранульной среде, обусловленных захватом магнитного потока в токовых контурах, которые охватывают несколько гранул и включают в свою цепь джозефсоновские контакты между гранулами, проведены исследования магнитополевых зависимостей ВЧ поглощения во внешних статических полях, не превышающих H_{c1g}.

Результаты эксперимента

Высокочастотное поглощение на частоте 2,5 МГц в керамических ВТСП состава YBaCuO в проводимых опытах определялось по добротности ВЧ контура Q, индуктивность которого нагружалась исследуемым образцом. Собственные потери в контуре при этом вычитались. Измерения проводились при температуре кипения азота. Техника измерений более подробно изложена в [11]. Графическое представление зависимостей ВЧ поглощения в виде обратной величины поглощения $Q(H)$ облегчает их сравнение с магнитополевыми зависимостями плотности критического тока $J_c(H)$ [1–6], имеющих в основном подобный вид.

Для сравнения на рис. 1 приведены зависимости, полученные для образцов, синтезированных по обычной керамической технологии (рис. 1,*а*) и с использованием частичного плавления за счет нагрева образца до 1 050 °С в течение 10 мин (рис. 1,*б*). На рисунках приведено три вида магнитополевых зависимостей поглощения: $Q(H)$ — в нарастающем поле до максимального значения магнитного поля $H = H_m > H_{c1g}$ (кривая 1); $Q(H)$ — в уменьшающемся поле после достижения значения $H = H_m$ (кривые *2* и *2'*) и $Q_{rem}(H_m)$ — в поле, обусловленном захваченным магнитным потоком в образце при $H = 0$ (кривая *3*). Кривые *2* и *2'*

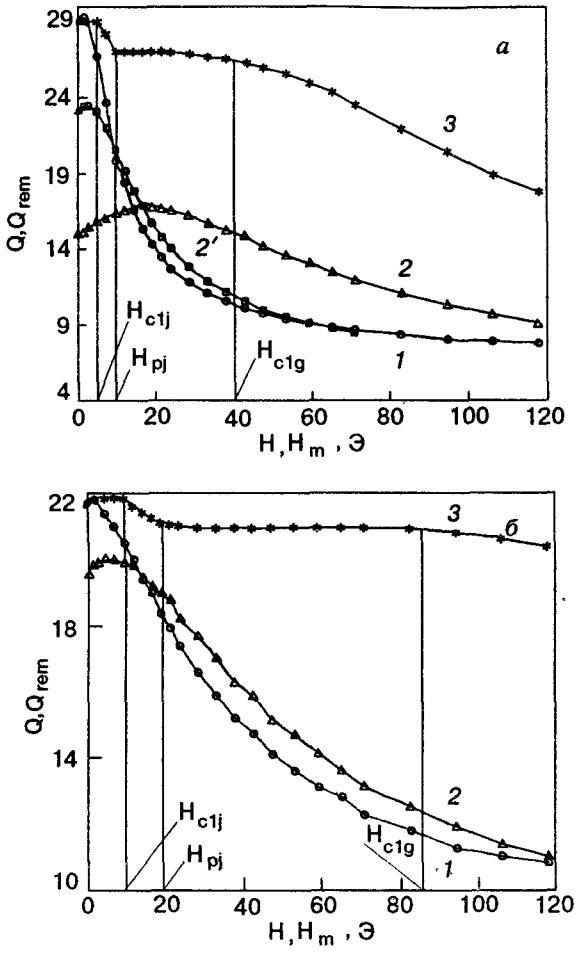

Рис. 1. Магнитополевые зависимости добротности Q и Q_{rem} ВЧ контура, нагруженного керамическим образцом, выполненным по стандартной керамической технологии (*а*) и с применением частичного плавления (*б*): в нарастающем магнитном поле (*1*), в спадающем магнитном поле при H_m = 165 Э (*2*) и 70 Э (*2'*) и в образце с захваченным магнитным потоком (*3*).

различаются величиной максимального значения магнитного поля H_m. Вдоль оси абсцисс приведены характерные значения критических полей, определяемых из зависимостей поглощения в образце с захваченным магнитным потоком, т.е. кривых *3* (см. [11]): H_{c1j} — нижнее критическое поле для межгранульной среды; H_{pj} — поле полного перехода образца в критическое состояние по межгранульной среде при сохранении мейсснеровского состояния гранул.

Известно, что одной из существенных черт магнитополевых зависимостей ВЧ поглощения гранулярных ВТСП в спадающем магнитном поле является уменьшение поглощения по сравнению со значениями, полученными в нарастающем поле при одних и тех же значениях H. Однако вблизи $H = 0$ ситуация всегда изменяется: поглощение в спадающем поле превосходит поглощение в нарастающем поле. Переход от одной ситуации к другой, естественно, обусловливает пересечение кривых магнитополевых зависимостей в нарастающем и спадающем полях в точке $H = H_c$. Обычно значение внешнего магнитного поля $H = H_{ex}$, соответствующее максимальному значению плотности критического тока на зависимости в спадающем магнитном поле, превышает значение $H = H_c$ ($H_{ex} > H_c$) [1–5]. Эта особенность присуща также и магнитополевым зависимостям ВЧ поглощения.

Примечательно, что обратная ситуация, т.е. $H_{ex} < H_c$, четко проявляется в эксперименте [9], направленном на обнаружение влияния полей, захватываемых в межгранульном пространстве замкнутыми кольцевыми токами, которые охватывают несколько гранул. Однако ни в этой работе, ни в других на эту особенность внимание не обращается.

На рис. 1,*а* приведена типичная зависимость добротности в спадающем магнитном поле для образца, синтезированного классическим способом (кривая *2*). При H_m = 165 Э для этой кривой $H_{ex} > H_c$. Условие равенства поглощения в нарастающем и спадающем полях при $H = H_c$ в случае $H_{ex} > H_c$ легко объясняется в рамках модели, предложенной в [2,4], которая учитывает критическое состояние лишь одной подсистемы — гранул. Это условие представляется в виде

$$|B| = |2B_g|, \qquad (1)$$

где $B = \mu H$, μ — магнитная проницаемость; B_g — локальное значение магнитного поля в межгранульном пространстве, обусловленное рассеянным полем магнитного потока, захваченного гранулами. Следует напомнить, что в соответствии с представлениями модели [2,4] в межгранульном пространстве векторы магнитных полей B и B_g противоположно направлены. Наблюдаемый в точке H_{ex} максимум на кривой 2 определяется равенством локальных полей в межгранульном пространстве:

$$|B| = |B_g| \ . \qquad (2)$$

Однако при снижении максимального значения магнитного поля H_m, при котором совершается гистерезисный цикл, в магнитополевых зависимостях ВЧ поглощения наблюдаются случаи, при которых H_c превышает H_{ex} (см. [9]). Типичной магнитополевой зависимостью для этого случая является кривая *2'* на рис. 1,*а*, полученная при H_m = 70 Э. Более того, условие $H_c > H_{ex}$ может выполняться и для более высоких значениях H_m при

изменении технологических условий синтеза ВТСП. Для примера на рис. 1,*б* приведена магнитополевая зависимость ВЧ поглощения в спадающем магнитном поле (кривая *2*) ВТСП образца, синтез которого сопровождался частичным расплавом, что позволило повысить значение плотности критического тока в два раза. Для этого образца условие $H_c > H_{ex}$ выполняется и при $H_m =$ = 165 Э, что для образцов, полученных с помощью стандартной технологии твердотельного синтеза, обычно не наблюдается.

В рамках электродинамической модели, предложенной в [2,4], нельзя найти условия пересечения магнитополевых зависимостей ВЧ поглощения в нарастающем и спадающем полях, если $H_c > H_{ex}$, т.е. когда суммарное локальное магнитное поле B_{eff} в межгранульном пространстве не изменяет свое направление на противоположное внешнему полю. Для этого требуется видоизменить модель захвата потока [2,4], чтобы учесть захват потока в межгранульном пространстве.

Обсуждение полученных результатов

Прежде чем учесть влияние на ВЧ поглощение магнитного поля, определяемого магнитным потоком, захваченным устойчивыми контурами токов, которые охватывают несколько гранул, рассмотрим основные особенности электродинамической модели [2,4], применяемой для анализа магнитополевых зависимостей плотности критического тока J_c. При этом будем предполагать, что J_c (также как и ВЧ поглощение) определяется в основном межгранульной средой, представляемой часто в виде сетки джозефсоновских контактов, а влияние внешнего магнитного поля на J_c (или поглощение) определяется величиной локального магнитного поля B_{eff} в межгранульном пространстве. С этой целью рассмотрим характер изменения составляющих локального магнитного поля B_{eff} в межгранульном пространстве в зависимости от внешнего магнитного поля H (при его снижении) с помощью схематической диаграммы, представленной на рис. 2. Характер изменения B в межгранульной среде представлен сплошной линией, выходящей из начала координат, отклоняющейся от прямой при малых значениях H и асимптотически приближающейся к ней при увеличении магнитного поля. Штрих-пунктирной кривой представлено изменение модуля составляющей локального магнитного поля B_g, создаваемого рассеянным полем потока, захватываемого гранулами. Направление этой составляющей в межгранульной среде противоположно направлению компоненты внешнего поля. Для наглядности изображения характера изменения суммарного локального поля между гранулами B_{eff} поле B_g представлено в первом квадранте координат.

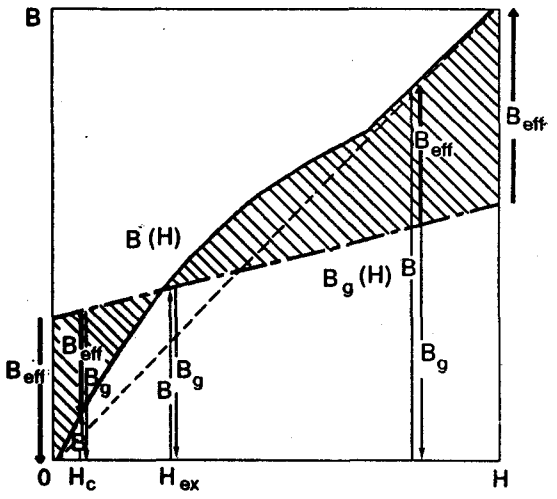

Рис. 2. Схематическое изображение зависимостей составляющих локальных магнитных полей в межгранульном пространстве от величины внешнего спадающего магнитного поля H в области $H < H_{c1g}$ при $H_m > H_{c1g}$ с учетом захвата магнитного потока лишь в гранулах (по модели [2,4]).

На рассматриваемой диаграмме эффективное локальное магнитное поле B_{eff}, воздействующее на джозефсоновские связи между гранулами, определяется суммой векторов, связанных с внешним полем B и противоположно направленным полем B_g. Изменение B_{eff} в спадающем магнитном поле определяется вертикальным размером заштрихованной области, расположенной между кривыми $B(H)$ и $B_g(H)$. Исходя из этой диаграммы невозможно объяснить выполнение «рокировочного» условия для значений H_c и H_{ex}, выражаемого в изменении неравенства $H_{ex} > H_c$ на неравенство $H_c > H_{ex}$ (рис. 1,*б* и кривая *2'* на рис. 1,*а*).

Эти особенности магнитополевых зависимостей ВЧ поглощения могут быть объяснены при условии привлечения к рассмотрению дополнительных локальных полей B_j, индуцированных магнитным потоком, захваченным в межгранульном пространстве устойчивыми замкнутыми токами, которые проходят через систему гранул и включают в свою цепь джозефсоновские контакты. При этом предполагается, что сверхпроводимость межгранульной подсистемы более слабая (значение плотности критического тока для нее значительно ниже, чем для подсистемы гранул). Однако она также является сверхпроводником второго рода и в статиче-

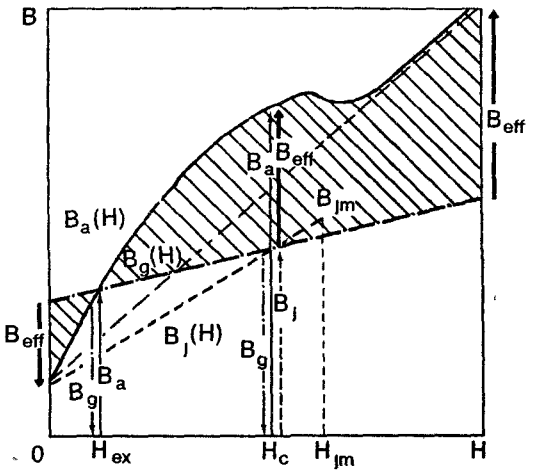

Рис. 3. Схематическое изображение зависимостей составляющих локальных магнитных полей в межгранульном пространстве от величины внешнего спадающего магнитного поля H в области $H < H_{c1g}$ при $H_m > H_{c1g}$ с учетом захвата магнитного потока не только в гранулах, но и в межгранульном пространстве (модифицированная модель).

ских магнитных полях ей свойствен переход в критическое состояние, описываемое простейшей моделью Бина. Естественно, в критическом состоянии эта среда пребывает лишь в очень слабых полях до разрушения межгранульных контактов внешним полем, которое оказывает большее влияние на изменение локального поля B_j, чем на изменение локального поля B_g.

Исходя из этих предположений на рис. 3 схематически изображено изменение составляющих локального магнитного поля в межгранульном пространстве в зависимости от приложенного внешнего поля (при его снижении). Характер изменения составляющей локального магнитного поля B_j, обусловленной захваченным магнитным потоком в межгранульном пространстве, представлен отрезком пунктирной кривой с наклоном большим, чем у штрих-пунктирной кривой, описывающей изменение составляющей поля B_g. Эта линия обрывается в точке B_{jm}, определяющей полный разрыв межгранульных контактов. Направление составляющей магнитного поля B_j совпадает с направлением внешнего магнитного поля B в среде.

В отличие от рис. 2 на рис. 3 сплошной кривой представлено суммарное значение локальных полей $B_a(H)$ в межгранульной среде, совпадающее с направлением составляющей внешнего магнитного поля в среде $B_a = B + B_j$, а не компонента, связанная с внешним магнитным полем B. Однако при $H > H_{jm}$ составляющая $B_j = 0$.

Анализ точек пересечения зависимости $B_g(H)$ с зависимостью $B_j(H)$ и характера изменения $B_a(H)$ указывает на возможность «рокировки» точек H_c и H_{ex} на магнитополевой зависимости. При малых H_m в точке H_c выполняется условие

$$|B_g| = |B_j| \ , \qquad (3)$$

чем обусловливается взаимная компенсация этих полей. А эффективным локальным полем B_{eff}, воздействующим на межгранульные контакты, остается связанная с внешним полем B составляющая, подвергнутая некой компрессии. В точке H_{ex}, соответствующей экстремальной точке на магнитополевой зависимости ВЧ поглощения в спадающем поле, при выполнении неравенства $H_c > H_{ex}$ выполняется условие компенсации локальных полей:

$$|B_g| = |B_a| = |B + B_j| \ . \qquad (4)$$

При увеличении значения H_m, т.е. при подъеме штрих-пунктирной кривой, представляющей характер изменения $B_g(H)$, в отсутствие ее пересечения с отрезком пунктирной кривой $B_j(H)$ выполняется привычное условие $H_{ex} > H_c$ в соответствии с диаграммой рис. 2 по модели [2,4], не учитывающей захват магнитного потока в межгранульном пространстве. Эффективное локальное поле, воздействующее на межгранульную среду, как и на диаграмме рис. 2, определяется из заштрихованной области.

Повышение плотности критического тока отражается на уменьшении наклона зависимости $B_j(H)$ и увеличении значения B_{jm}. Это приводит к возрастанию H_c при сохранении неравенства $H_c > H_{ex}$ и тем самым к расширению области магнитных полей, в которых ВЧ поглощение в спадающем поле превышает ВЧ поглощение в нарастающем. Сохранение неравенства $H_c > H_{ex}$ в полях до $H_m = 165$ Э демонстрируется кривой *2* на рис. 1,*б* которая получена для образцов YBCO с частичным расплавлением. Можно предположить, что особенности обращения магнитополевых зависимостей ВЧ поглощения в нарастающих и спадающих магнитных полях, наблюдаемые на текстурированных образцах в [19], объясняются значительным удалением вдоль оси абсцисс точки пересечения зависимости $B_j(H)$ с зависимостью $B_g(H)$, т.е. повышением значения H_c при выполнении неравенства $H_c > H_{ex}$.

Характерные черты магнитополевых зависимостей, проявляющиеся в магнитных полях $H < H_{c1g}$ и не находящие объяснения в рамках электродина-

мической модели [2,4], легко интерпретируются при учете особенностей проникновения и захвата магнитного потока в образцы по межгранульной среде. К таким особенностям следует отнести дополнительный максимум на зависимости ВЧ поглощения в образцах с захваченным магнитным потоком при изменении направления внешнего магнитного поля [14], влияние ориентации внешнего магнитного поля на качественные изменения зависимости поглощения [20] в этих же условиях и проявление анизотропии поглощения [21]. Известно также, что на практически горизонтальном участке зависимости $Q_{\text{rem}}(H_m)$ в интервале $H_{pj} \le H_m \le H_{c1g}$ для образцов с захваченным магнитным потоком могут появляться минимумы и максимумы при изменении условий термической обработки образцов [15]. Этот эффект также нетрудно объяснить, связав его с изменениями в системе джозефсоновских контактов, определяющих особенности захвата магнитного потока в межгранульном пространстве, что подтверждается непосредственными измерениями захваченного магнитного потока [22].

Заключение

Анализ особенностей магнитополевых зависимостей ВЧ поглощения в образцах ВТСП керамики типа $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ в магнитных полях, не превышающих значения нижнего критического магнитного поля H_{c1g} для гранул, указывает на заметное влияние магнитных полей, создаваемых потоком, захваченным в межгранульном пространстве, на электродинамику среды. Эти особенности свидетельствуют о неприменимости для их объяснения стандартной модели критического состояния, предложенной в [2,4] и учитывающей захват магнитного потока лишь в гранулах, и требуют совершенствования этой модели. Критерием проявления влияния поля, захваченного в межгранульной среде, на магнитополевые зависимости ВЧ поглощения служит условие $H_{\text{ex}} < H_c$.

Предложена модель, позволяющая качественно описать все наблюдаемые к настоящему времени особенности зависимостей ВЧ поглощения от внешнего магнитного поля как при $H < H_{c1g}$, так и при $H > H_{c1g}$. В предлагаемой модели учитывается возможность захвата магнитного потока в обеих подсистемах: в гранулах и в межгранульной среде.

1. Л. С. Коханчик, В. А. Марченко, Т. В. Никифорова, А. В. Никулов, *ФНТ* **14**, 872 (1988).
2. J. E. Evetts and B. A. Glowacki, *Cryogenics* **28**, 641 (1988).
3. M. E. McHenry, M. P. Maley, and J. O. Willis, *Phys. Rev.* **B40**, 2666 (1989).
4. Y. Yang, C. Beduz, and S. P. Ashworth, *Cryogenics* **30**, 618 (1990).
5. P. K. Mishra, G. Ravikumar, P. Chaddan, Shailenra Kumar, and B. A. Dasannacharya, *Jpn. J. Appl. Phys.* **29**, L1612 (1990).
6. А. И. Дьяченко, В. В. Чабаненко, *ФНТ* **18**, 826 (1992).
7. K. H. Muller and D. N. Matthews, *Physica* **C206**, 275 (1993).
8. H. Zhag, S. S. Yan, H. Ma, J. L. Peng, Y. X. Sun, G. Z. Li, Q. Z. Wen, and W. B. Zhang, *Solid State Commun* **65**, 1125 (1988).
9. K. Y. Chen and Y. I. Gian, *Physica* **C159**, 131 (1989).
10. А. М. Долгин, С. Н. Смирнов, *СФХТ* **2**, № 12, 104 (1989).
11. Y. Yang, C. Beduz, and R. G. Scurlock, *Physica* **C201**, 325 (1992).
12. Y. Maniva, A. Grupp, F. Hentsch, and M. Mehring, *Physica* **C156**, 755 (1988).
13. И. Е. Аронов, А. Я. Кириченко, А. А. Крохин, Н. Т. Черпак, в сб. *Проблемы высокотемпературной сверхпроводимости*, Наукова думка, Киев (1989).
14. А. Я. Кириченко, Н. Т. Черпак, *Письма в ЖТФ* **18**, № 12, 85 (1990).
15. Г. В. Голубничая, А. Я. Кириченко, Н. Т. Черпак, В. Т. Загоскин, Ю. Т. Литвиненко, С. В. Лобас, Г. Х. Розенберг, *СФХТ* **5**, № 3, 486 (1992).
16. A. A. Zhukov, V. V. Moshchalkov, D. A. Komarkov, V. P. Shabatin, A. A. Bush, S. N. Gordeev, and D. N. Shelomov, *Jpn. J. Appl. Phys.* **29**, L760 (1990).
17. E. Altshuler, S. Garcia, and J. Barroso, *Physica* **C177**, 61 (1991).
18. Е. В. Блинов, Э. Б. Сонин, А. К. Таганцев, К. Б. Трайто, *СФХТ* **4**, 503 (1991).
19. А. И. Дьяченко, В. В. Чабаненко, М. В. Залуцкий, Е. М. Розенблат, *ФНТ* **20**, 167 (1994).
20. М. Г. Семенченко, В. Г. Флейшер, *СФХТ* **3**, 240 (1990).
21. Г. В. Голубничая, В. Т. Загоскин, А. Я. Кириченко, И. Г. Максимчук, Н. Т. Черпак, *Доклады НАН Украины*, № 2, 63 (1996).
22. Х. Р. Ростами, А. А. Суханов, Е. В. Мантаров, *ФНТ* **22**, 58 (1996).

Influence of the magnetic flux trapped in the intergranular space on the magnetic field dependence of RF-absorption in HTSC

G. V. Golubnichaya, A. Ya. Kirichenko, I. G. Maximchuk, and N. T. Cherpak

RF-absorption of ceramics HTSC is studied as a function of the magnetic field H magnitude that is not greater than the lower critical field H_{c1g} for granules. Features of these dependences have been found that cannot be described by a conventional model of critical state that considers the flux trapping in the grains only. The new electrodynamic model accounting for magnetic flux trapping both in the grains and intergranular space is proposed. The model proposed may be used for explaining all currently observed peculiarities of the magnetic fields dependences of RF-absorption for $H > H_{c1g}$ as well as for $H < H_{c1g}$.