

# Переход притяжение–отталкивание между вихрями Абрикосова и вихрями Джозефсона в сильно слоистом сверхпроводнике $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$

© В.А. Березин, В.А. Тулин

Институт проблем технологий микроэлектроники Российской академии наук,  
142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

E-mail: tulin@ipmt-hpm.ac.ru

(Поступила в Редакцию 5 апреля 1999 г.

В окончательной редакции 7 сентября 1999 г.)

Обнаружено изменение характера влияния замороженного магнитного поля, параллельного оси  $c$ , на поглощение высокочастотной мощности, связанное с движением вихрей Джозефсона, в слоистом сверхпроводнике  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$  при низкой температуре ( $\sim 15$  К). Явление трактуется как изменение взаимодействия между вихрями Абрикосова и вихрями Джозефсона от притяжения (при высоких температурах) к отталкиванию (при низких температурах). Определено, что возникновение необратимости динамики магнитного потока, параллельно плоскости  $ab$  монокристалла, происходит при переходе сверхпроводника в слоистое состояние. Обсуждаются возможные причины наблюдаемого эффекта, одной из которых может быть проявление второго сверхпроводящего перехода в спектре элементарных возбуждений  $d$ -сверхпроводника вблизи кора вихрей Абрикосова.

В сильно слоистых сверхпроводниках, одним из представителей которых является  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ , имеется два сорта элементарных вихрей [1]. Вихри, параллельные оси  $c$  кристалла, пронизывают сверхпроводящие плоскости кристалла и аналогичны вихрям Абрикосова в обычных изотропных сверхпроводниках, за исключением того, что они могут быть представлены как цепочки двумерных вихрей (панкейков). Вихри, параллельные плоскостям  $ab$  кристалла (сверхпроводящие плоскости), являются бескоровыми и аналогичны вихрям Джозефсона в широких туннельных переходах. Согласно общепринятой точке зрения, при пересечении пары вихрей разных типов, упомянутых выше, они гибридизируются и образуют два комплексных вихря. Такая ситуация энергетически выгодна. При наличии многих вихрей двух типов возникают сложные вихри, состоящие из чередующихся отрезков джозефсоновских вихрей и панкейков (вихри, наклоненные под малым углом к плоскости  $ab$ ).

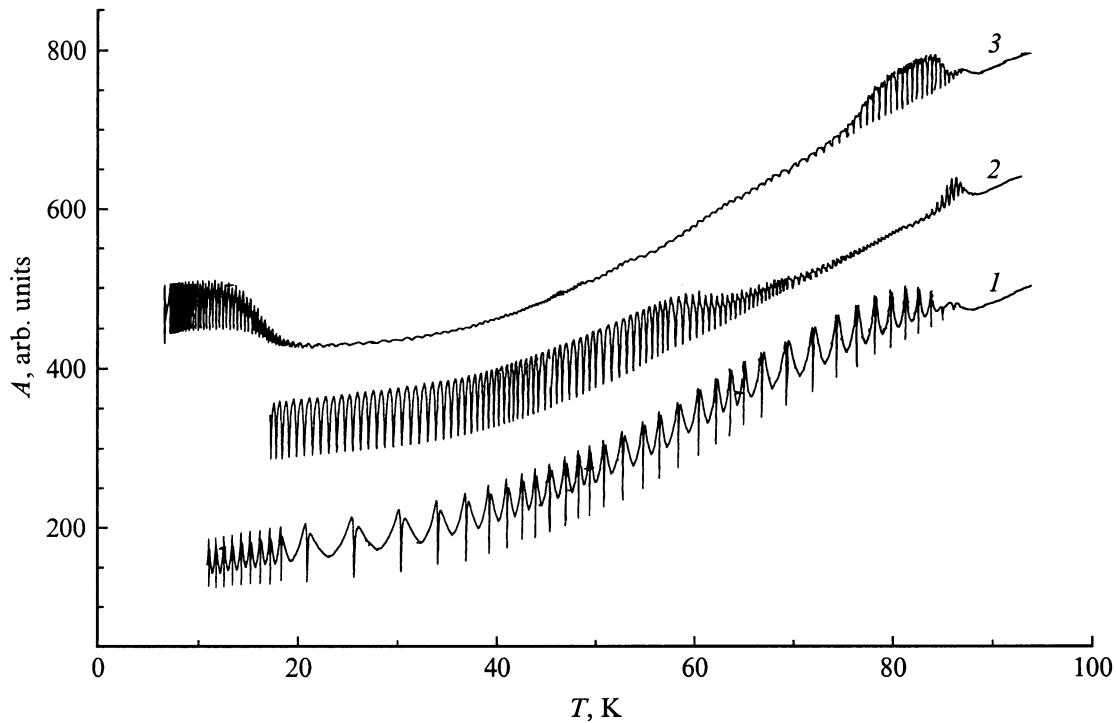
В данном сообщении, исходя из данных изучения высокочастотного поглощения в  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ , будет показано, что при температуре ниже некоторой гибридизация вихрей не происходит. Между вихрями разных типов возникает отталкивающее взаимодействие. Возникновение этого взаимодействия указывает на изменение характера сверхпроводящих свойств в области вихрей Абрикосова.

## 1. Методика измерений

Методически изучалась температурная зависимость высокочастотного (ВЧ) поглощения в смешанном состоянии при изменении величины магнитного поля, параллельного плоскости  $ab$  кристалла [2–4]. Подробно эта методика описана в работе [4]. При изменении магнитного поля, параллельного плоскости  $ab$  кристалла,

от нуля до некоторой величины наблюдается максимум ВЧ поглощения. Значение магнитного поля, при котором наблюдается этот максимум, различно для образцов, полученных из разных источников и с различной термообработкой, и колеблется от десятка до сотен эрстед. Мы связываем существование максимума ВЧ поглощения с размерным эффектом при изменении глубины проникновения  $\lambda_c$  в зависимости от загрузки образца вихрями магнитного потока, параллельными плоскости  $ab$  [4]. В работе [3] предполагается, что существование этого максимума определяется мозаичностью кристалла. Но и в том и в другом рассмотрении утверждается, что такое характерное магнитопоглощение связано с наличием в образце вихрей Джозефсона. Мы исследовали монокристаллы  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$  из двух источников. Первые были выращены методом бестигельной зонной плавки в Московском институте стали и сплавов (полностью аналогичные образцам, изученным в [4], вторые — в Королевском технологическом институте (Стокгольм) методом медленного остывания (кристаллизации) расплава нестехиометрической смеси окислов Bi, Sr, Ca и Cu (2.4 : 2 : 1 : 2).

Развертка магнитного поля, параллельного плоскости  $ab$ , осуществлялась электромагнитом в диапазоне от  $-H_0$  до  $+H_0$ . Значение  $H_0$  выбиралось таким образом, чтобы во всем исследуемом интервале температуры максимум поглощения попадал в диапазон изменения поля. Разницу величин поглощения в этом максимуме и минимуме вблизи нулевого магнитного поля будем называть ВЧ магнитопоглощением. Магнитное поле, параллельное оси  $c$ , создавалось расщепленной катушкой, расположенной внутри криостата. При температуре около 80 К, при которой система вихрей магнитного потока достаточно подвижна, производилась установка магнитного поля электромагнита параллельно плоскости  $ab$  по



**Рис. 1.** Температурная зависимость магнитопоглощения при различных условиях наблюдения. 1 — замороженное магнитное поле  $H_f = 0$ , магнитное поле, параллельное плоскости  $ab$ , меняется от  $-1$  до  $1$  кОе и обратно непрерывно в процессе отогрева. 2 —  $H_f = 0$ , магнитное поле, направленное под углом  $45^\circ$  к плоскости  $ab$ , меняется от  $-200$  до  $200$  Ое и обратно. 3 —  $H_f = 9$  Ое, магнитное поле, параллельное плоскости  $ab$ , меняется от  $-200$  до  $200$  Ое и обратно.

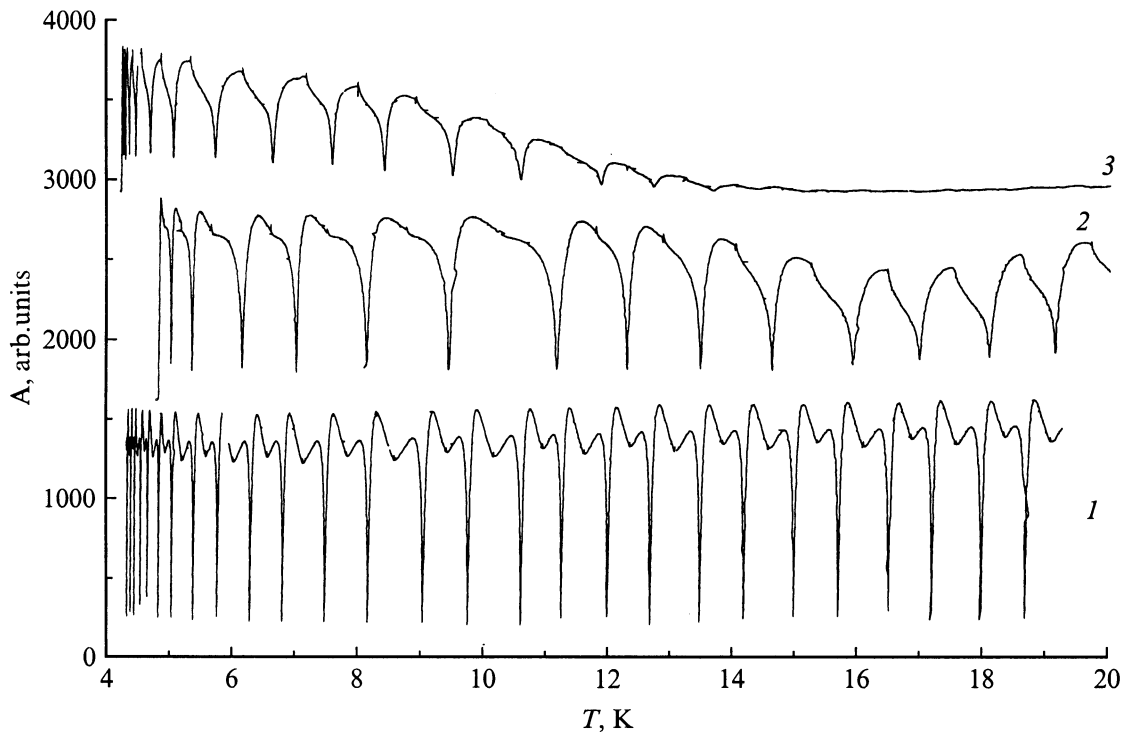
отклику на ВЧ облучение — на основании результатов, описанных в [4]. Затем при температуре образца выше критической в катушке создавалось некоторое поле, и в этом поле образец охлаждался до температуры жидкого гелия. После охлаждения магнитное поле выключалось, и в образце оставался замороженный магнитный поток, параллельный оси  $c$ . Далее включалась развертка магнитного поля электромагнита, и образец медленно отогревался. В процессе отогрева магнитное поле непрерывно разворачивалось от  $-H_0$  до  $+H_0$  и обратно, и наблюдалось изменение ВЧ поглощения в поглощающей ячейке с образцом. Поскольку период развертки магнитного поля был гораздо короче времени отогрева (отношение порядка  $10^{-2}$ ), можно считать, что каждый цикл развертки происходит приблизительно при постоянной температуре. Изменение температуры образца за цикл развертки поля в большинстве измерений составляло меньше  $1$  К.

## 2. Экспериментальные результаты

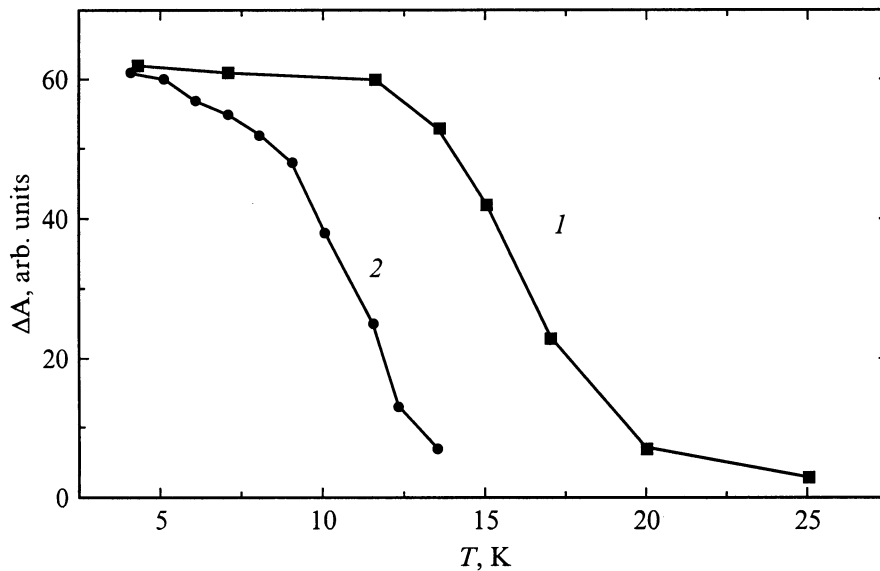
На рис. 1 изображена температурная зависимость магнитопоглощения в случае нулевого замороженного магнитного поля и магнитного поля электромагнита, параллельного плоскости  $ab$  (кривая 1). Величина ВЧ магнитопоглощения соответствует разнице по вертикали между соседними максимумом и минимумом в нулевом

магнитном поле. Как видно, максимум ВЧ поглощения, а следовательно, и измеряемое нами ВЧ магнитопоглощение, возникает немного ниже критической температуры, возрастает до определенного значения и далее в широком интервале температуры практически не меняется. Для данной демонстрационной кривой амплитуда изменения магнитного поля взята достаточно большой ( $1$  кОе), так что можно видеть характер зависимости поглощения от поля в отдельных фрагментах, соответствующих периоду развертки поля. Нулевому магнитному полю соответствует резкий минимум поглощения, а соседним с ним плавным минимумам отвечают  $+1$  и  $-1$  кОе. Подробно зависимость поглощения от магнитного поля была изучена в [4]. Общее уменьшение поглощения при понижении температуры связано с изменением поверхностного импеданса меди, из которой выполнена поглощающая ячейка.

Кривая 2 демонстрирует также случай нулевого замороженного поля для поля электромагнита, наклоненного под  $45^\circ$  к плоскости  $ab$ . Эта кривая показывает, что при увеличении температуры магнитопоглощение исчезает при гораздо более низкой температуре, чем в случае параллельного поля. Исчезновение связано с так называемым захватом магнитного потока в сильно слоистых сверхпроводниках (lock-in transition) [5]. Поскольку развертка поля электромагнита включается при температуре жидкого гелия, компонента магнитного



**Рис. 2.** Влияние на температурную зависимость ВЧ магнитопоглощения замороженного магнитного поля, параллельного оси *c* (низкотемпературные фрагменты). 1 — замороженное магнитное поле  $H_f$  равно нулю, 2 —  $H_f = 0.2$  Ое, 3 —  $H_f = 12$  Ое.



**Рис. 3.** Температурная зависимость амплитуды ВЧ магнитопоглощения, выделенная из кривых 3 рис. 1 и 2. Кривая 1 — образец из первой партии,  $H_f = 9$  Ое. Кривая 2 — образец из второй партии,  $H_f = 12$  Ое.

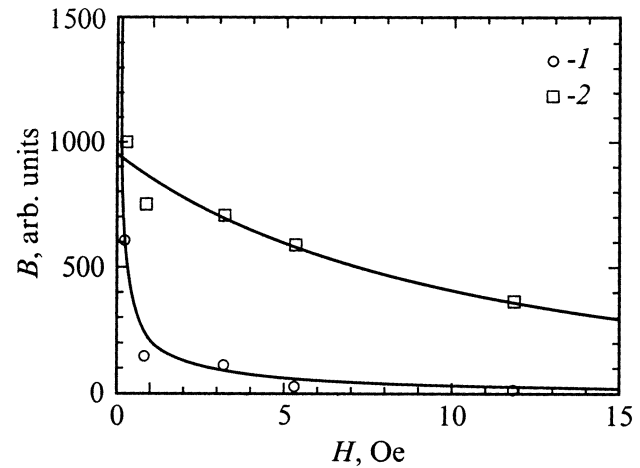
поля, перпендикулярная плоскости *ab*, не проникает в образец. Она меньше критического поля проникновения магнитного потока для этой ориентации. Проникновение параллельной плоскости *ab* компоненты порождает джозефсоновские вихри и определяет наличие магнитопоглощения. При температуре  $T > 60$  К перпендикуляр-

ное к плоскости образца и плоскости *ab* магнитное поле начинает проникать в образец, вместо джозефсоновских вихрей магнитный поток в образце формирует наклонные вихри Абрикосова, сигнал ВЧ магнитопоглощения уменьшается и исчезает. При приближении к  $T_c$  вихри расплываются (происходит переход в фазу вих-

ревой жидкости), и появляется зависящее от магнитного поля ВЧ поглощение, связанное с движением вихрей, наклоненных под углом  $45^\circ$  к плоскости  $ab$ . Кривая 3 демонстрирует зависимость ВЧ магнитопоглощения от температуры при наличии замороженного поля 9 Ое). При температурах ниже 15 К ВЧ магнитопоглощение имеет достаточно большую амплитуду. Выше 20 К оно практически исчезает и затем, выше 70 К, восстанавливается. Это характерное изменение ВЧ магнитопоглощения вокруг 20 К является основным предметом данной публикации.

На рис. 2 представлены температурные зависимости ВЧ магнитопоглощения при наличии в образце замороженных вихрей магнитного потока, параллельных оси  $c$ , для монокристалла из другой партии. Величина магнитного поля, в котором осуществлялось охлаждение образца, указана в подписи к рисунку. Для замороженного поля 0.2 Ое имеет место общее уменьшение сигнала ВЧ магнитопоглощения; при этом при температуре 17 К хорошо заметен минимум, т.е. здесь магнитопоглощение подавляется сильнее. В случае замороженного поля 12 Ое поведение сигнала аналогично зависимости для образца из первой партии (кривая 3 на рис. 1), но изменение магнитопоглощения происходит при несколько меньших температурах. При температурах ниже 10 К ВЧ магнитопоглощение имеет достаточно большую амплитуду. Выше 15 К оно практически исчезает. Возрастание ВЧ магнитопоглощения на кривой 2 после минимума и восстановление при температурах несколько ниже  $T_c$  (кривая 3 на рис. 1) связано с размагничивающим действием переменного магнитного поля, параллельного плоскости  $ab$ , по отношению к вихрям, параллельным оси  $c$  [4]. На рис. 3 представлены зависимости ВЧ магнитопоглощения от температуры для образцов из различных партий, полученные после охлаждения в магнитном поле 9 Ое (образец из первой партии — кривая 1) и 12 Ое (образец из второй партии — кривая 2). На рис. 4 изображена зависимость амплитуды ВЧ магнитопоглощения от величины замороженного магнитного поля, которая еще раз демонстрирует разный масштаб влияния этой величины при температурах 6 и 17 К. Сплошными линиями представлены подгоночные кривые (см. далее).

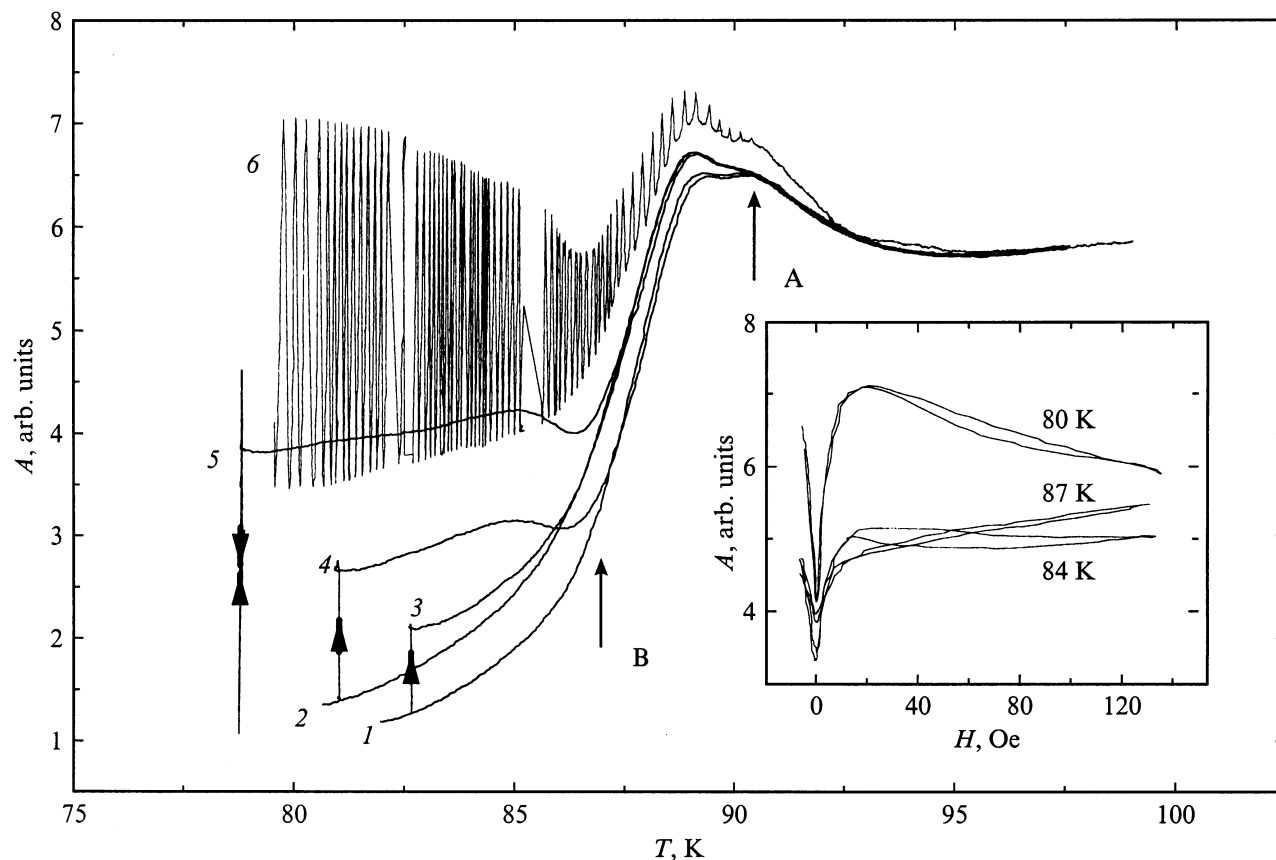
Поскольку ВЧ поглощение в сверхпроводниках второго рода в смешанном состоянии во многих случаях определяется дефектами материала, ограничивающими движение вихревых нитей, мы изучили процесс возникновения необратимости в поведении поглощения. Эти измерения выполнены вблизи температуры сверхпроводящего перехода. На рис. 5 представлены температурные зависимости ВЧ поглощения в образце (первая партия) вблизи температуры перехода при различных манипуляциях с магнитным полем. Зависимости наблюдались при отогреве образца после охлаждения из нормального состояния в контролируемых условиях. Наличие общего для всех кривых максимума поглощения связано с размерным эффектом по отношению к глубине проникновения ВЧ поля при переходе образца из нормально-



**Рис. 4.** Подавление ВЧ поглощения, связанного с вихрями Джозефсона, замороженным магнитным полем, перпендикулярным оси  $c$ , для двух значений температуры выше и ниже критической. 1 —  $T = 17$  К, подгоночная кривая  $A = a/[(0.16)^{0.5} + (H)^{0.5}]^2$ ; 2 —  $T = 6$  К, подгоночная кривая  $A = b/[19 + H]^2$ . Точки — эксперимент, кривые — расчет.

го в сверхпроводящее состояние (скин-глубина в нормальном состоянии больше размеров образца, глубина проникновения поля в сверхпроводящем состоянии при некотором удалении от  $T_c$  меньше размеров образца) [4]. Представленные на рис. 5 кривые разбиваются на два семейства. В первое входят кривые 1 и 2, записанные при отогреве в нулевом поле (1 — после охлаждения в нулевом поле, 2 — после охлаждения в параллельном магнитном поле 40 Ое и последующего уменьшения магнитного поля до нуля). Кривые 3, 4 и 5 образуют второе семейство, записанное в присутствии параллельного магнитного поля 40 Ое (3 — после охлаждения в нулевом поле и включения в сверхпроводящем состоянии магнитного поля, 4 — после охлаждения в поле 40 Ое, 5 — после охлаждения в нулевом поле и дальнейшей многократной развертки поля от +40 до -40 Ое при наиминимальной температуре измерения 78.7 К).

Различия между семействами проявляются в сдвиге кривых, записанных в магнитном поле, в область более низких температур по сравнению с кривыми, записанными в нулевом поле. Температура, при которой различия между семействами кривых исчезают (обозначена стрелкой А), по-видимому, соответствует температуре возникновения в образце макроскопических сверхпроводящих областей, где могут существовать вихри магнитного потока. Исчезновение различий внутри семейств происходит при температуре, которая приблизительно на 3 К ниже температуры сверхпроводящего перехода (стрелка В). Кроме этого, наблюдается различие между кривыми 3 и 4, записанными после однократного и многократного изменения магнитного поля при минимальной температуре перед записью.



**Рис. 5.** Температурные зависимости ВЧ поглощения, связанного с вихрями Джозефсона, вблизи температуры сверхпроводящего перехода с различной магнитной предысторией. Кривая 1 — зависимость ВЧ поглощения от температуры в нулевом магнитном поле,  $H = 0$ , после охлаждения в нулевом поле  $H_f = 0$ ; 2 —  $H = 0$ ,  $H_f = 40$  Ое; 3 —  $H = 40$  Ое,  $H_f = 0$ ; 4 —  $H = 40$  Ое,  $H_f = 40$  Ое; 5 —  $H = 40$  Ое после многократного изменения магнитного поля от 40 до  $-40$  Ое и обратно при температуре 79 К. Стрелка А указывает точку возникновения макроскопических сверхпроводящих участков в образце. Стрелка В обозначает температуру перехода из сильно анизотропного трехмерного сверхпроводящего состояния в слоистое. Кривая 6 представляет зависимость ВЧ магнитопоглощения от температуры вблизи  $T_c$  (данные работы [2]). На вставке изображены примеры полевой зависимости ВЧ поглощения при различных температурах.

Для сравнения измеренных в этой работе данных с изученной в [4] температурной зависимостью амплитуды ВЧ поглощения, связанного с вихрями Джозефсона, на рис. 5 приведена кривая 6 (выглядит как штриховка), соответствующая рис. 5,а из работы [4]. На вставке к рис. 5 показаны примеры зависимости ВЧ поглощения от магнитного поля при нескольких температурах. Видно, что при температуре 87 К максимум, характерный для ВЧ поглощения, связанного с вихрями Джозефсона, практически исчезает, и зависимость приобретает монотонный характер.

### 3. Обсуждение результатов

3.1. Взаимодействие вихрей разного типа в  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ . В условиях нашего эксперимента концентрация замороженных вихрей в диапазоне температур от гелиевой до 25 К, скорее всего, постоянна. Если даже это не так, при выключенном внешнем поле концентрация вихрей может только уменьшаться с

ростом температуры, что не повлияет на наши выводы. Методом декорирования вихревой структуры в работе [6] показано, что распределение вихрей по образцу довольно однородно. Основной результат наших измерений, который нужно объяснить, состоит в том, что существует два интервала температуры с разномасштабным влиянием замороженных вихрей на ВЧ магнитопоглощение. Ниже 15 К ВЧ магнитопоглощение подавляется замороженным полем порядка десятков Ое, а выше 15 К — полем меньше 1 Ое. Для образцов из разных партий эти температуры отличаются.

ВЧ поглощение в сверхпроводниках в смешанном состоянии пропорционально площади, заматаемой вихревой нитью при ее движении под действием ВЧ тока. Ситуация выше 20 К представляется нам согласующейся с общепринятыми понятиями о взаимодействии вихрей разного сорта в сильно слоистых сверхпроводниках. При наличии небольшого количества вихрей, параллельных оси  $c$ , входящие в образец вихри магнитного потока, параллельные плоскости  $ab$ , пересекаясь с первыми,

образуют сложные ступенчатые вихри. Они представляют собой чередование отрезков вихрей Джозефсона с панкейками. ВЧ поглощение, связанное с движением панкейков, на используемой нами частоте отсутствует. Это можно видеть на кривой 2 рис. 1. Когда при температуре выше 60 К в образец входят наклонные вихри, практически не содержащие компоненты вихрей Джозефсона (угол  $45^\circ$ ), ВЧ поглощение подавляется. Панкейки закреплены при температуре 60–70 К, и частота депиннинга значительно выше частоты, используемой нами. Параллельный плоскости  $ab$  магнитный поток также проявляет некоторую неравновесность. Это можно видеть на кривых 2 и 3 рис. 2, где запись начинается до включения развертки поля электромагнита. Начальное поглощение в образце немного меньше последующего минимума (порядка 20% от размаха кривой), т.е. в образце в нулевом магнитном поле остается некоторое количество вихрей.

Для ступенчатых вихрей, содержащих отрезки вихрей Джозефсона, закрепленные на концах панкейками, площадь, заметаемая вихревой нитью при ее движении под действием ВЧ тока, пропорциональна  $l^2/\eta$ , где  $l$  — средняя длина свободных отрезков вихрей Джозефсона и  $\eta$  — их линейное натяжение. В случае прилипания вихрей Джозефсона к панкейкам в замороженном поле  $H_f$  длина  $l_H = (\Phi_0/\mu_0 H_f)^{0.5}$  (индекс  $H$  указывает, что данная длина свободных отрезков вихрей Джозефсона определяется замороженным магнитным полем). В образце имеются также внутренние центры, ограничивающие длину свободных отрезков вихрей Джозефсона. При одновременном действии обоих механизмов средняя длина свободных отрезков вихрей Джозефсона может быть представлена в виде

$$l = (l/l_{in} + l/l_H)^{-1} = [l/l_{in} + (\mu_0 H_f / \Phi_0)^{0.5}]^{-1}, \quad (1)$$

где  $l_{in}$  — длина свободных отрезков вихрей Джозефсона, ограниченная внутренним центром. На рис. 4 изображена зависимость амплитуды ВЧ магнитопоглощения от величины замороженного магнитного поля, т.е. подавление магнитопоглощения замороженным полем при температуре 17 К. Поскольку поглощение пропорционально  $l^2$ , в качестве одной из подгоночных кривых сплошной линией нанесена функция

$$A = a / [(H_{f0})^{0.5} + (H_f)^{0.5}]^2.$$

Из константы  $H_{f0} = 0.16 \pm 0.03$  Ое можно оценить длину свободных отрезков вихрей Джозефсона  $l_{in}$  она составляет порядка  $10 \mu\text{m}$ . Однако при низких температурах замороженное поле с таким же влиянием на два порядка выше, откуда по оценке из выражения (1) следует, что  $l_{in} \approx 1 \mu\text{m}$ . Таким образом, концентрация внутренних дефектов будто бы возросла на два порядка. Это противоречит результатам измерения температурной зависимости ВЧ магнитопоглощения в магнитном поле, параллельном плоскости  $ab$  (кривые 1 на рис. 1

и 2), где не наблюдается заметного изменения магнитопоглощения при соответствующей температуре. Эти же результаты говорят об отсутствии заметных изменений линейного натяжения вихрей Джозефсона. Чтобы объяснить наблюдаемое поведение ВЧ магнитопоглощения при наличии замороженного магнитного потока, остается предположить, что характер взаимодействия между двумя типами вихрей различен в разных диапазонах температуры.

Для высокотемпературного диапазона взаимодействие имеет характер притяжения, как это было упомянуто выше, что является общепринятым мнением. В случае отталкивания между разными типами вихрей средняя длина свободных отрезков вихрей Джозефсона по порядку величины определяется соотношением

$$l \approx \Phi_0 / \mu_0 H_f (\lambda_{ab} + \lambda_j), \quad (2)$$

где  $(\lambda_{ab} + \lambda_j)$  — оценка расстояния, на котором возникает отталкивающее взаимодействие между вихрями,  $\lambda_{ab}$  — глубина проникновения магнитного поля, перпендикулярного плоскости  $ab$  (электромагнитный размер вихрей Абрикосова),  $\lambda_j$  — характерный размер вихря Джозефсона. С учетом внутренних дефектов материала, ограничивающих длину свободных отрезков вихрей Джозефсона, получим, что суммарная длина описывается соотношением

$$l = (l/l_{in} + l/l_H)^{-1} = [l/l_{in} + \mu_0 H_f (\lambda_{ab} + \lambda_j) / \Phi_0]^{-1} \quad (3)$$

и поглощение  $A \sim [H_{f0} + H_f]^{-2}$ . Этому выражению соответствует вторая подгоночная кривая на рис. 4 ( $T = 6$  К). Аппроксимация экспериментальных данных дает для низкотемпературного интервала значения  $H_{f0} \approx 19 \pm 3$  Ое. Тогда, согласно выражению (3),  $l_{in}$  составляет около  $5 \mu\text{m}$ , что достаточно хорошо совпадает с высокотемпературной оценкой вследствие приближительного характера выражений (1) и (3). Здесь следует отметить одно, может быть, важное, экспериментальное обстоятельство. При малых величинах замороженного магнитного поля (до 1 Ое) амплитуда ВЧ магнитопоглощения для низкотемпературного интервала подавляется сильнее, чем это следует из выражения (3). Таким ускоренным образом она падает до уровня 70% от начального значения, а дальнейший процесс соответствует зависимости (3). Если отвлечься от этого обстоятельства и рассматривать низкотемпературные данные рис. 4 в полях больше 1 Ое, то в случае межвихревого отталкивания для подобного уменьшения начального ВЧ поглощения нужно ввести гораздо больше вихрей (центров отталкивания), чем в случае межвихревого притяжения. Предположение об изменении характера межвихревого взаимодействия от притяжения к отталкиванию дает одну и ту же начальную длину свободных отрезков вихрей Джозефсона, связанную с концентрацией кристаллических дефектов, обеспечивающих закрепление вихрей Джозефсона. Что же может привести к такому радикальному изменению свойств взаимодействующих вихрей?

В простейшем представлении для возникновения отталкивания достаточно возрастания в области вихря Абрикосова ( $\lambda_{ab}$ ) плотности критического тока  $j_c$  в направлении оси  $c$ , т.е. вдоль оси вихря. При этом область экранирующих токов будет играть роль межплоскостной закоротки и потенциального барьера для вихря Джозефсона. В этом случае при низкой температуре вихри Джозефсона под действием ВЧ токов осциллируют между замороженными вихрями Абрикосова, не пересекая их. По мере повышения температуры высота потенциального барьера, пропорциональная плотности критического тока в области вихря Абрикосова, уменьшается. Вихри Джозефсона начинают проникать до края вихрей Абрикосова и закрепляться на них, при этом амплитуда их движения и ВЧ поглощение уменьшаются. Этот процесс происходит, как видно из рис. 1 и 2, при температуре  $T$  (20 К для образцов из одной партии и 15 К для образцов из другой).

Возрастание критического тока в  $c$ -направлении при наличии магнитного поля, параллельного оси  $c$ , и температуре ниже 14 К наблюдалось в работе [7]. Имеется еще ряд указаний на то, что в районе этой температуры в образцах  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$  происходит изменение электрических свойств в магнитном поле, параллельном оси  $c$  [8,9]. Наши результаты показывают, что наблюдаемое в работе [7] увеличение критического тока в  $c$ -направлении происходит в области радиуса  $\lambda_{ab}$  вокруг центра вихря Абрикосова.

Изменение характера взаимодействия между вихрями Джозефсона и Абрикосова, предполагаемое в данной работе, и возрастание критического тока в  $c$ -направлении при наличии магнитного поля, параллельного оси  $c$ , указывает на существование какого-то фазового перехода при указанных температурах. В последнее время большое внимание уделяется второму фазовому переходу в спектре элементарных возбуждений  $d$ -сверхпроводников. Такой переход вблизи границ зерен, границы  $s$ -сверхпроводник– $d$ -сверхпроводник и других дефектов был рассмотрен в ряде работ [10–12]. Появились работы и о втором фазовом переходе вблизи вихря Абрикосова [13–15]. Возникновение вторичной сверхпроводимости в области экранирующих токов в этом случае будет заметным событием, которое приведет к изменению электромагнитных свойств вихря Абрикосова. Одним из таких свойств является взаимодействие вихря Абрикосова с вихревой нитью Джозефсона. Однако обычно рассматриваемый вторичный переход в состояние с  $d(xy)$  параметром порядка [10,11] едва ли может привести к значительному возрастанию плотности критического тока в  $c$ -направлении, по крайней мере она не может превысить вблизи вихря своего значения в свободном от вихрей объеме, где параметр порядка не подавлен. Более подходящим был бы переход в состояние с  $s$ -параметром порядка или усиление сверхпроводимости в  $c$ -направлении за счет коррелирующего действия вектор-потенциала вихря Абрикосова. Таким образом, имеющиеся к настоящему времени теоретические расчеты не позволяют объяснить наблюдаемое явление.

Нужно отметить, что в работе [5] было показано существование области на плоскости ( $H_{\parallel}, H_{\perp}$ ), где при выполнении условия  $\lambda_j = \gamma s > \lambda_{ab}$  ( $\gamma$  — параметр анизотропии,  $s$  — расстояние между сверхпроводящими слоями и  $\lambda_{ab}$  — глубина проникновения в плоскости  $ab$ ) вихри Джозефсона и Абрикосова не образуют комплексных вихрей. В этом случае переход от притяжения к отсутствию взаимодействия, позволяющий объяснить наши результаты, будет происходить при понижении температуры после выполнения неравенства  $\gamma s > \lambda_{ab}$ , хотя это не соответствует известным в литературе оценкам соответствующих параметров для  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ . С другой стороны, вторичный фазовый переход в области вихрей Абрикосова приводит к возрастанию параметра порядка, к уменьшению  $\lambda_{ab}$  [16] и, может быть, к выполнению приведенного выше неравенства. Однако выполнение этого неравенства не объясняет заметного возрастания критического тока, наблюдавшегося в [7].

3.2. О закреплении вихрей Джозефсона в монокристаллах  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ . Вернемся к обсуждению возникновения необратимости в высокочастотном поглощении (рис. 5). Минимальный уровень ВЧ поглощения (при одинаковой температуре) должна иметь кривая, полученная после охлаждения в нулевом поле, поскольку в этом случае в образце отсутствуют вихри, вносящие свой вклад в потери. Любое изменение поля на величину большую, чем необходимо для проникновения в образец дополнительных вихрей, приведет к увеличению ВЧ поглощения. Большой уровень поглощения после многократного циклирования по сравнению с уровнем поглощения после однократного включения внешнего поля связан, по-видимому, с увеличением количества вихрей в неоднородной системе при многократном изменении внешних условий.

Теперь рассмотрим момент появления необратимости на зависимости ВЧ поглощения от температуры, который имеет место при температуре приблизительно на 3 К ниже сверхпроводящего перехода. Если сравнить данные рис. 5 (кривые 1–5) с продемонстрированным в [4] возникновением ВЧ магнитопоглощения вихрями Джозефсона (кривая 6 на рис. 5), то можно видеть, что и магнитопоглощение и необратимость на кривых рис. 5 появляются ниже одной и той же температуры (стрелка В на рис. 5). При понижении температуры от критической ниже некоторой температуры длина когерентности в направлении оси  $c$  становится меньше расстояния между слоями  $\text{CuO}_2$ . Образец из сильно анизотропного сверхпроводника превращается в слоистый ( $3D-2D$  переход), вихри Абрикосова в сильно анизотропном сверхпроводнике, параллельные плоскости  $ab$ , преобразуются в джозефсоновские вихри (появляется характерное ВЧ магнитопоглощение), и возникает некоторое закрепление вихрей, приводящее к наблюдаемой необратимости ВЧ поглощения (необратимости намагнитченности) образца. Возникновение характерного магнитопоглощения и проявление необратимости в ВЧ поглощении при изменении магнитной предыстории

образца происходит при одной и той же температуре, и процессы их нарастания при понижении температуры совпадают.

Переход в слоистое состояние приводит к возможности движения вихрей, параллельных плоскости  $ab$ , только вдоль этих плоскостей. При этом, как следует из данных рис. 5, возникает и общее ограничение движения этих вихрей. Такое возможно только в случае существования в межплоскостных промежутках локальных потенциальных барьеров для вихрей, т.е. центров отталкивания. Если сверхпроводник находится в сильно анизотропном трехмерном состоянии, вихри легко обходят центры отталкивания. Центры же притяжения будут закреплять вихри как в сильно анизотропном, так и в слоистом сверхпроводниках. Переход к ограниченному движению оси вихря только в одном межплоскостном промежутке слоистого сверхпроводника приводит к его запертию между ближайшими потенциальными барьерами и к необратимости магнитных свойств. В качестве потенциальных барьеров могут служить микроскопические области увеличения плотности сверхпроводящего тока в направлении оси  $c$ , которые можно трактовать как межплоскостные сверхпроводящие закоротки. Межслоевыми закоротками могут быть, например, когерентные включения фазы (2223), когда три двойных  $\text{CuO}$  слоя переходят в два тройных, некоторые типы дислокаций и пр. Если движение вихрей Джозефсона ограничивают только центры отталкивания, то плотность их в наших образцах может быть оценена из подавления ВЧ магнитопоглощения замороженным магнитным полем при низкой температуре. Она составляет приблизительно  $10^8 \text{ cm}^{-2}$ .

Таким образом, в работе обнаружено изменение характера влияния замороженного магнитного потока, параллельного оси  $c$ , на высокочастотное поглощение, связанное с движением вихрей Джозефсона в сильно слоистом сверхпроводнике  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$  при температуре  $T'$  (около 20 К, различной для образцов из разных источников). При температуре ниже  $T'$  указанное поглощение подавляется замороженным магнитным полем на два порядка более высоким, чем при температуре выше  $T'$ . Явление непротиворечиво толкуется как изменение при этой температуре взаимодействия между вихрями Абрикосова и вихрями Джозефсона от притяжения (при высокой температуре) к отталкиванию (при низкой). Предполагается, что это связано с проявлением второго сверхпроводящего перехода в спектре элементарных возбуждений  $d$ -сверхпроводника вблизи кора вихрей Абрикосова. Однако традиционно рассматриваемый переход в  $d(xy)$  состояние не может объяснить наши результаты в совокупности с увеличением критического тока в  $c$ -направлении [7]. Переход должен приводить к усилению сверхпроводимости в  $c$ -направлении в области экранирующих токов вихрей Абрикосова.

Исучено возникновение необратимости в поведении параллельной плоскостям  $\text{CuO}_2$  намагниченности сверхпроводящего монокристалла  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$  при температуре вблизи критической. Показано, что необратимость возникает параллельно с переходом материала из сильно анизотропного сверхпроводящего состояния в слоистое. Из этого факта делается заключение, что закрепление магнитного потока, параллельного плоскостям  $\text{CuO}_2$  осуществляется в межплоскостном пространстве точечными центрами отталкивания (межплоскостными сверхпроводящими закоротками). Из совокупности экспериментальных данных следует, что плотность этих центров составляет величину около  $10^8 \text{ cm}^{-2}$ .

Авторы выражают глубокую благодарность Д.А. Шулятеву (МИСИС), Ю. Ельцеву и О. Раппу (Королевский Технологический Институт, г. Стокгольм, Швеция) за любезно предоставленные монокристаллы, а также В.А. Марченко (ИПТМ РАН) за интерес к работе и полезные обсуждения.

## Список литературы

- [1] Blatter, M.V. Feigelman, V.B. Geshkenbein, A. Larkin. *Rev. Mod. Phys.* **66**, 1125 (1994).
- [2] К.В. Багинский, В.А. Березин, В.А. Тулин. *Письма в ЖЭТФ* **60**, 60 (1994).
- [3] H. Enriques, N. Bontemps, P. Fournier et al. *Phys. Rev.* **B53**, R14757 (1996).
- [4] В.А. Березин, В.А. Тулин. *ЖЭТФ* **110**, 1054 (1996).
- [5] L.N. Bulaevskii, M. Ledvij, V.G. Kogan. *Phys. Rev.* **B46**, 366 (1992).
- [6] Л.Я. Винников, М.В. Дугасев, Й. Маркл. *Письма в ЖЭТФ* **63**, 358 (1996).
- [7] F. de la Cruz, E. Rodriguez, H. Pastoriza et al. *Physica* **B197**, 596 (1994).
- [8] R.A. Doyle, J.D. Johnson, N.E. Hussey et al. *Phys. Rev.* **B51**, 9368 (1995).
- [9] Minoru Suzuki, Takao Watanabe, Azasa Matsuda. *Phys. Rev. Lett.* **81**, 4248 (1998).
- [10] M. Sigrist, K. Kuboko, P.A. Lee et al. *Phys. Rev.* **B53**, 2835 (1996).
- [11] G.E. Volovik. *Письма в ЖЭТФ* **66**, 492 (1997).
- [12] A.V. Balatsky. Preprint, cond-mat/9709287.
- [13] K. Krishana et al. *Science* **277**, 83 (1997).
- [14] R.B. Laughlin. *Phys. Rev. Lett.* **80**, 5188 (1998).
- [15] T.V. Ramakrishnan. Preprint, cond-mat/9803069.
- [16] T. Hanaguri et al. Preprint, cond-mat/9812354.