

Динамика перпендикулярной слоям компоненты магнитного потока в наклонном поле в $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$

© В.А. Березин, В.А. Тулин

Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов Российской академии наук,
142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

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

(Поступила в Редакцию 17 июля 2003 г.)

В окончательной редакции 16 декабря 2003 г.)

Измерены высокочастотные потери на частоте 600 МГц в сильно анизотропном слоистом сверхпроводнике $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ в качающемся относительно плоскости **ab** монокристалла магнитном поле. При циклическом изменении перпендикулярного плоскости образца магнитного поля (циклическом качании) обнаружены особенности в поведении поглощения и гистерезисные явления. На основании этих результатов делаются выводы о характере проникновения магнитного потока в сверхпроводник. Динамика перпендикулярных плоскости **ab** вихрей магнитного потока в постоянном параллельном поле в интервале температур от 60 К до T_c определяется критическим полем проникновения $H_c^{\perp*}$ и поверхностным барьером на фоне термоактивационного движения вихрей — „гигантского крипа потока“. Определены зависимости $H_c^{\perp*}$ и поля, характеризующего поверхностный барьер, от величины параллельного магнитного поля.

Работа поддержана в рамках программы РАН „Квантовая макрофизика“ (направление „Сильнокоррелированные электронные системы“).

1. Введение

Интерес к изучению сильно анизотропных слоистых сверхпроводников по-прежнему высок. Это связано с тем, что высокотемпературные сверхпроводники демонстрируют ряд удивительных свойств, которые в значительной степени определяются их анизотропией и слоистым характером кристаллической структуры. Ярким представителем этого класса веществ является $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$, в котором на половину размера элементарной ячейки вдоль оси **c** ($a = 30.5 \text{ \AA}$) приходится один двойной слой CuO_2 , являющийся носителем металлических и сверхпроводящих свойств. Различие плотности критического тока материала, параллельного плоскости CuO_2 (плоскости **ab** кристалла) и перпендикулярного ей, достигает четырех порядков и более (в зависимости от изменения составов в области гомогенности и условий термообработки).

Высокая анизотропия электрических свойств рассматриваемых сверхпроводников приводит к анизотропии их магнитных свойств. Магнитный поток в слоистых сверхпроводниках со слабой межслоевой связью (предположительно джозефсоновской) может существовать в виде вихрей двух типов. Вихри, параллельные оси **c** кристалла, пронизывают его сверхпроводящие плоскости и аналогичны вихрям Абрикосова в обычных изотропных сверхпроводниках, однако в отличие от последних они могут быть представлены в виде стопок двумерных вихрей — панкейков [1]. Вихри, параллельные плоскостям **ab** кристалла (сверхпроводящие плоскости), являются бескоровыми и аналогичны вихрям Джозефсона в широких туннельных переходах [2].

Наличие двух типов вихрей магнитного потока приводит к разнообразным комбинированным вихревым структурам в наклонном магнитном поле в зависимости

от величины анизотропии и соотношения джозефсоновской и магнитной энергий [3–6]. Взаимодействие же между отдельными компонентами вихревой структуры (панкейками и вихрями Джозефсона) в комбинированных структурах приводит к изменению полной энергии этих компонент, что в свою очередь обуславливает изменение критических полей, определяющих динамику магнитного потока сильно анизотропных сверхпроводников. В настоящее время имеется ряд теоретических и экспериментальных работ, посвященных изучению влияния комбинированной вихревой структуры в наклонных полях на свойства решеток панкейков и вихрей Джозефсона и на кривую плавления вихревой решетки панкейков [7–9].

В работе [10] исследовалось поведение намагниченности $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ в магнитном поле до 1 кОе при небольшом его отклонении от плоскости **ab**. Было показано, что результаты измерений могут быть объяснены существованием двух критических полей: H_{c1}^{\parallel} определяет начало проникновения в образец магнитного потока, параллельного плоскости **ab**; H_p^{\perp} контролирует начало проникновения потока, параллельного оси **c**. При этом H_p^{\perp} не зависело от величины проекции магнитного поля, параллельного плоскости **ab**. В теоретических работах [3] обсуждалось поведение перескакивающей вихревой решетки магнитного потока для сильно анизотропных слоистых сверхпроводников в наклонном магнитном поле (фазовая диаграмма в координатах $H^{\perp} - H^{\parallel}$). Показано, что, если $H^{\perp} < H_{c1}^{\perp*}$, вихревая решетка состоит только из джозефсоновских вихрей, параллельных сверхпроводящим плоскостям ($H_{c1}^{\perp*}$ — критическое поле проникновения магнитного потока, параллельного оси **c**, с учетом размагничивающего фактора образца), т.е. образец находится в так называемом „lock in“-состоянии.

При $H^\perp > H_{c1}^*$ вектор магнитной индукции отклоняется от плоскости \mathbf{ab} , т.е. появляются панкейки. Это соответствовало результатам работы [1] (при условии $H_{c1}^* \equiv H_p^\perp$).

В настоящей работе мы изучали поглощение высокочастотного электромагнитного поля на частоте 600 МГц в монокристаллах $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{GaCu}_2\text{O}_8$ в параллельном плоскости \mathbf{ab} постоянном магнитном поле величиной от нуля до нескольких килоэрстед. Медленно меняющееся магнитное поле с максимальным значением около 20 Ое было приложено перпендикулярно плоскости \mathbf{ab} (параллельно оси \mathbf{c}). По характерным чертам изменения ВЧ-поглощения мы делали выводы о поведении магнитного потока в образце.

2. Детали эксперимента и образцы

Для исследования ВЧ-потерь в образце мы применяли методику, основанную на измерении сигнала, прошедшего через спиральный резонатор, внутри которого размещался образец [11,12]. Измерительная цепь состояла из частотно-модулированного генератора дециметрового диапазона, спирального резонатора, ВЧ-детектора и пикового детектора. В этом случае фиксировался сигнал, пропорциональный максимальной мощности электромагнитного излучения, прошедшей через резонатор за период модуляции частоты. При попадании собственной частоты нагруженного резонатора в диапазон модуляции изменение пикового сигнала пропорционально изменению добротности, которое в свою очередь пропорционально поглощению в образце. Резонансная частота в наших экспериментах составляла около 600 МГц. Ось

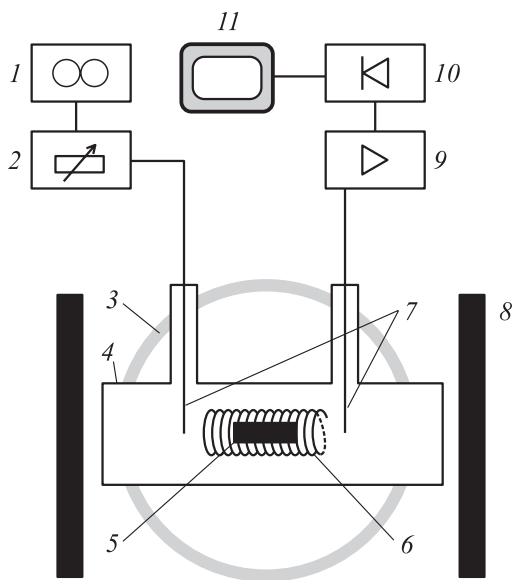


Рис. 1. Схема расположения образца. 1 — ВЧ-генератор, 2 — аттенюатор, 3 — расщепленная катушка, 4 — ячейка, 5 — образец, 6 — спиральный резонатор, 7 — коаксиальные кабели, 8 — электромагнит, 9 — усилитель с ВЧ-детектором, 10 — пиковый детектор, 11 — компьютер.

спирального резонатора (поляризация высокочастотного магнитного поля) лежала в горизонтальной плоскости перпендикулярно оси \mathbf{c} и параллельно вертикально расположенной плоскости \mathbf{ab} образца (рис. 1). Для создания магнитного поля использовался электромагнит. Он мог вращаться в горизонтальной плоскости, что позволяло по особенностям поведения поглощения установить направление магнитного поля параллельно плоскости \mathbf{ab} с высокой точностью. Дополнительная расщепленная катушка создавала магнитное поле, перпендикулярное плоскости образца. Через нее пропусклся переменный ток пилообразной формы частотой порядка 0.01 Hz. Спиральный резонатор располагался в центре катушки так, чтобы их оси были взаимно перпендикулярными. Измерения проводились вблизи температуры жидкого азота с использованием нагревателя. Это позволяло получать температуру в интервале от 80 до 100 К. Основные измерения выполнены при температуре 80 К. Более подробное описание методики измерений дано в [12].

Мы исследовали две партии монокристаллов $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$. Первые были выращены в Московском институте стали и сплавов методом бестигельной зонной плавки ($T_c = 91$ К), вторые — в Королевском технологическом институте (Стокгольм) методом медленного остывания (кристаллизации) расплава нестехиометрической смеси окислов Bi, Sr, Ca и Cu (2.4:2:1:2) ($T_c = 86$ К). Образцы составляли около 1 мм в поперечнике и имели толщину менее 1 μm . Ширина сверхпроводящего перехода по сопротивлению ~ 1 К.

3. Результаты измерений

На рис. 2, *a, b* приведены зависимости ВЧ-поглощения от величины перпендикулярного магнитного поля при различных значениях приложенного параллельного поля. Кривая, отвечающая нулевому параллельному полю, соответствует началу вхождения перпендикулярных плоскости \mathbf{ab} вихрей магнитного потока. С помощью этой кривой, используя экстраполяцию, можно с некоторой точностью получить величину $H_{c1}^\perp(1 - N_\perp) \approx 13 \pm 3$ Ое, где H_{c1}^\perp — первое критическое поле, перпендикулярное плоскости \mathbf{ab} ; N_\perp — размагничивающий фактор в направлении, перпендикулярном пластине. Отсюда, используя геометрические размеры кристалла ($N_\perp \approx 0.9$), находим $H_{c1}^\perp(T = 80$ К) $\approx 100 \pm 20$ Ое. Остальные кривые обнаруживают особенность двух видов. Первая особенность возникает вблизи нуля перпендикулярного поля и проявляется в виде максимума ВЧ-поглощения после прохождения нулевого значения поля. Ее эволюция хорошо прослеживается в малых параллельных полях (рис. 2, *a*). Вторая особенность проявляется при изменении направления развертки перпендикулярного магнитного поля и отчетливо видна при достаточно больших параллельных полях (рис. 2, *b*). Она соответствует возникновению

гистерезисных явлений вблизи максимального и минимального значений магнитного поля. После изменения направления развертки (достижения максимального или минимального значений перпендикулярной плоскости **ab** компоненты магнитного поля) полевая зависимость ВЧ-поглощения в некотором интервале более слабая, чем до этого изменения. Интервал заканчивается небольшим скачкообразным изменением ВЧ-поглощения, а величина интервала зависит от приложенного параллельного поля.

Для более подробного изучения второй особенности были проведены измерения по несколько измененной схеме. При определенном значении параллельного магнитного поля перпендикулярное поле разворачивалось на величину, достаточную для полного проявления особенности, связанной с изменением направления раз-

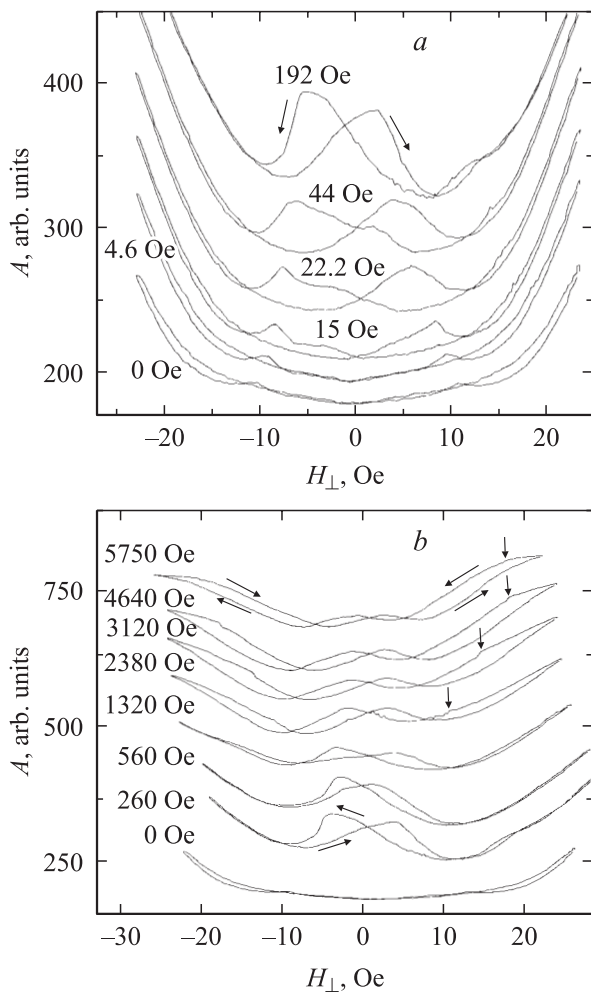


Рис. 2. Зависимость ВЧ-поглощения монокристалла $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ от величины магнитного поля, перпендикулярного плоскости **ab** образца. *a* — область малых величин параллельного магнитного поля, *b* — большие параллельные поля. Около кривых указаны значения параллельного плоскости **ab** магнитного поля. Стрелками показаны направление развертки поля и особые точки на кривых поглощения.

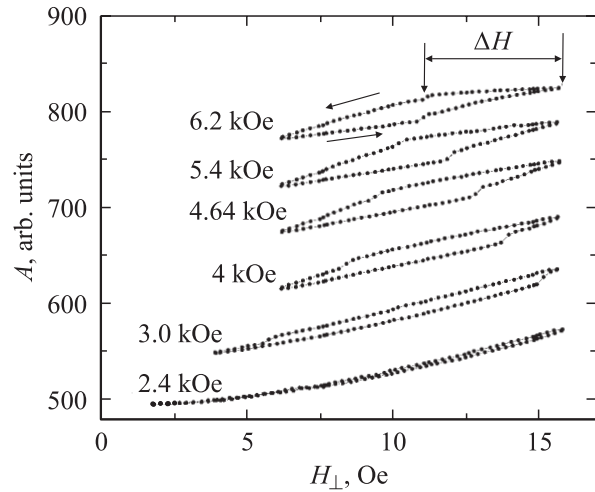


Рис. 3. Зависимость ВЧ-поглощения монокристалла $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ от магнитного поля, перпендикулярного плоскости **ab** образца. Изменение поля производилось вблизи конечного значения перпендикулярного поля, большего амплитуды модуляции.

вертки. Для того чтобы особенность вблизи нулевого поля не искажала картину, развертка перпендикулярного поля производилась не около нуля, а вблизи некоторого конечного значения. Примеры зависимостей ВЧ-поглощения от перпендикулярного поля в этом случае приведены на рис. 3. Интересующей нас величиной является ширина по магнитному полю более пологого участка гистерезисной кривой, обозначенного δH на рисунке (от максимального значения до поля, соответствующего скачку поглощения).

4. Обсуждение результатов

Как известно, магнитное поле проникает внутрь сверхпроводника второго рода в виде вихрей магнитного потока, динамика которых является определяющей для ВЧ-отклика сверхпроводника в магнитном поле. Величина активной компоненты импеданса при этом описывается соотношением

$$\text{Re}Z = (2\pi\omega\rho_f/\mu c^2)^{1/2}, \quad (1)$$

где ρ_f — сопротивление течения потока, μ — магнитная проницаемость, c — скорость света, ω — циклическая частота электромагнитного облучения [13]. Определяющей величиной здесь является сопротивление течения потока, которое зависит от вихревой динамики. Сильная анизотропия и слоистый характер $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ вносят свою специфику в вихревую систему (джозефсоновские вихри и панкейки). При малых углах отклонения магнитного поля от плоскости **ab** в сильно анизотропных слоистых сверхпроводниках могут реализовываться различные вихревые структуры [3–6]. В настоящее время наиболее вероятной считается пересекающаяся система джозефсоновских вихрей в пространстве между плоскостями

CuO и стопок панкейков, пронизывающих эти плоскости и предпочтительно локализованных на джозефсоновских вихрях [9].

В работе [5] было показано, что при азотных температурах ($T > 77$ К) в монокристаллах существуют две компоненты ВЧ-поглощения. Одна из них связана с динамикой вихрей Джозефсона. Это ВЧ-поглощение наблюдается при приложении магнитного поля параллельно плоскости **ab** и имеет характерный максимум в полях 10–100 Ое. При температуре жидкого азота оно подавляется вследствие присутствия в образце небольшого количества панкейков (характерная величина поля подавления $H_{\perp} \approx 1-10$ Ое). Вторая компонента обусловлена существованием в образце вихрей, перпендикулярных плоскости **ab**. Поглощение, связанное с перпендикулярными вихрями, наблюдается при достаточно высоких температурах (60 К– T_c) и монотонно возрастает с увеличением их концентрации.

Исходя из поведения ВЧ-поглощения при изменении H_{\perp} можно судить о кинетике магнитного потока в образце. Что касается первой особенности, то она связана с поглощением электромагнитного поля джозефсоновскими компонентами вихрей магнитного потока и с подавлением этого поглощения вихрями, перпендикулярными плоскости **ab** [12]. Максимум поглощения в этом случае соответствует минимальной концентрации перпендикулярных плоскости **ab** вихрей в области проникновения ВЧ-магнитного поля (максимальной длине свободных от панкейков отрезков джозефсоновских вихрей). Спад поглощения после максимума соответствует началу вхождения в образец перпендикулярных вихрей при увеличении H_{\perp} .

В настоящей работе образец при измерениях находится в достаточно сильном параллельном магнитном поле ($H > H_{c1}^{\parallel}$) и к нему приложено небольшое перпендикулярное поле ($H_{\perp} < H$). При малой величине перпендикулярной компоненты энергетически более выгодной является параллельная плоскости **ab** ориентация вихрей магнитного потока, поскольку в локальном магнитном поле $H_L < H_{c1}$ панкейки несут дополнительную положительную энергию. Энергия вихрей Абрикосова в сверхпроводнике состоит из двух частей: положительной энергии нормального кора вихря и отрицательной магнитной энергии

$$W_p = H_c^2 \xi^2 - H^2 \lambda^2, \quad (2)$$

где H_c — термодинамическое критическое поле, ξ — длина когерентности, λ — глубина проникновения магнитного поля (равенство этих слагаемых определяет величину первого критического поля H_{c1}). В теоретических работах [3] было показано, что для кристалла сильно анизотропного слоистого сверхпроводника величины, входящие в правую часть выражения (2), не зависят от величины параллельного магнитного поля до достаточного больших его значений (переход к сильно анизотропным слоистым сверхпроводникам осуществляется заменой в (2) ξ на ξ_{ab} , λ на λ_{ab} и H на H_{\perp}).

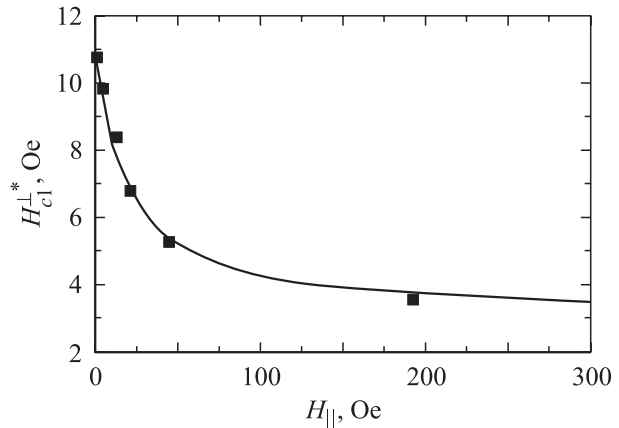


Рис. 4. Зависимость величины $H_{c1}^{\perp*}$, отвечающей спаду поглощения после максимума, от параллельного магнитного поля.

Согласно этому, на диаграмме ($H_{\perp} - H_{\parallel}$) смешанное состояние будет отделено от мейснеровской фазы для перпендикулярных вихрей линией, параллельной оси H_{\parallel} , соответствующей значению $H_{\perp} = H_{c1}^{\perp}$ с учетом размагничивающего фактора образца. С началом процесса вхождения вихрей (спад после максимума поглощения) энергия совокупности панкейков становится отрицательной (H_{\perp} , соответствующее этой точке, есть H_{c1}^{\perp} с учетом размагничивающего фактора образца). На рис. 4 показана зависимость величины H_{\perp} , отвечающей спаду поглощения после максимума, от параллельного магнитного поля. Поскольку мы придаем этой величине смысл $H_{c1}^{\perp*}$, наблюдается значительное подавление первого критического поля параллельным полем порядка 100 Ое. При дальнейшем увеличении параллельного поля $H_{c1}^{\perp*}$ не меняется (рис. 2, b). На основании этого факта можно сделать заключение, что положительная часть энергии панкейков при наличии параллельного плоскости **ab** магнитного поля уменьшается при его увеличении от нуля до 200 Ое. Этот результат отличается от данных, приведенных в работе [10]. Мы проводили измерения при высокой температуре, когда все факторы, ограничивающие движение магнитного потока, преодолеваются за счет термоактивационного процесса. При этом критические поля и барьеры проявляются в виде особенностей измеряемых характеристик. В работе [10] основные измерения выполнены при температуре 54 К, вблизи которой происходит резкое уменьшение термоактивационных явлений и действие барьеров становится сильным.

Согласно данным настоящей работы, при измерениях наблюдалось критическое изменение характера полевой зависимости поглощения и в окрестности точки изменения направления развертки H_{\perp} (знака dH/dt). Из экспериментальных кривых, соответствующих большему параллельным полям, хорошо видно, что при приближении к экстремальному значению перпендикулярного магнитного поля скорость изменения ВЧ-поглощения $(dA/dH)_f$ выше, чем при удалении от этого значения.

После прохождения экстремального значения медленное изменение сохраняется в некотором диапазоне магнитных полей ΔH_{\perp} , затем небольшим скачком происходит восстановление до значения $(dA/dH)_f$. По мере уменьшения H величина ΔH_{\perp} растет и в какой-то момент перекрывает весь интервал изменения H_{\perp} , а затем и превышает его (отсутствие изменения dA/dH при перемене направления развертки перпендикулярного магнитного поля для кривой при 560 Oe на рис. 2, *b*).

Исходя из этих результатов мы полагаем, что после изменения направления развертки H_{\perp} магнитный поток внутри образца „эранирован“ от изменений внешнего поля. Такое явление наблюдается в сверхпроводниках второго рода с поверхностным барьером [14] и в жестких сверхпроводниках второго рода (объемный пиннинг, критическое состояние) [15]. Заметное поглощение ВЧ-мощности вихрями, перпендикулярными плоскости \mathbf{ab} [12], на частоте, много меньшей частоты депиннинга, указывает на то, что эти вихри в объеме достаточно свободны. Поэтому можно считать преобладающей роль поверхностного барьера в наблюдаемом явлении (по сравнению с объемным пиннингом). При приближении к точке возврата происходит течение потока через поверхность. В этом случае плотность поверхностного тока равна критической и барьер для вхождения (или выхода) вихрей, перпендикулярных плоскости \mathbf{ab} , отсутствует. После смены направления развертки магнитного поля плотность тока на поверхности становится меньше критической, и вихри не могут находиться в поверхностном слое образца толщиной λ . При дальнейшем изменении поля поверхностная плотность тока проходит через нуль и вновь достигает критического значения в противоположном направлении. Вихри снова могут протекать (не перескакивать) через поверхность образца. Это происходит в магнитном поле, где наблюдается скачок ВЧ-поглощения. Этот диапазон изменения перпендикулярной компоненты магнитного поля и соответствует существованию конечного поверхностного барьера.

При аналогичных исследованиях в обычных сверхпроводниках (сплавы PbIn [14]) в первом режиме (после смены знака dH/dt) наблюдается минимум поглощения ВЧ-мощности, который связывали с выталкиванием из области проникновения магнитного поля вихрей магнитного потока при докритических токах. В этом случае поглощение уменьшается, достигая минимума при нулевом поверхностном индукционном токе. В отличие от традиционных сверхпроводников в высокотемпературных сверхпроводниках (в том числе и сильно анизотропных слоистых) существует термоактивационное движение магнитного потока — так называемый „гигантский крип“, вследствие которого вихри могут как срываться с центров пиннинга, так и преодолевать поверхностный барьер [16]. Наличие или отсутствие барьера сказывается на скорости вхождения вихрей магнитного потока в образец (или их выхода) и возможности их нахождения в слое толщиной λ_{ab} . Отсутствие минимума поглощения в

области существования поверхностного барьера связано с геометрической формой образца (тонкая пластина в непараллельном поле).

При наличии процесса термоактивационного преодоления барьеров основную роль играют энергетические критерии. Пусть образец в виде тонкой пластины находится в большом магнитном поле, почти параллельном плоскости пластины. Изменение перпендикулярной компоненты магнитного поля эквивалентно качанию полного магнитного поля на малый угол вблизи параллельной ориентации (малые углы определяются условием $H \gg H_{c1}^{\perp}$). Эта задача эквивалентна случаю малого качания образца в почти параллельном поле. Когда пластина наклоняется относительно первоначального положения, находясь в докритическом состоянии, возникает искажение силовых линий магнитного поля. Искажения касаются не только малого перпендикулярного, но и большого параллельного магнитного поля. Это искажение приводит к дополнительной (положительной) энергии магнитного поля

$$W_m \approx \frac{H^2}{8\pi} a l^2 \sin \alpha \approx \frac{H^2}{8\pi} a l^2 \frac{\Delta H_{\perp}}{H} \approx \frac{H \Delta H_{\perp} a l^2}{8\pi}, \quad (3)$$

где a — поперечный размер образца, l — длина образца, α — угол между плоскостью образца и направлением вектора внешнего магнитного поля. Угол наклона мы выразили через изменение перпендикулярной компоненты. Источником искажения магнитного поля являются сверхтоки, текущие по поверхности образца. Когда плотность сверхпроводящего тока достигает критического значения в каком-то месте образца, магнитный поток начинает проникать в образец и уменьшать искажения поля. Этому моменту соответствует критическое значение $\Delta H_{\perp c}$ разности $(H_{\perp \max} - H_{\perp})$ или $(H_{\perp} - H_{\perp \min})$, при которой начинается движение перпендикулярных вихрей (панкейков) через поверхность сверхпроводника. Величина $\Delta H_{\perp c}$ связана с критическим током и пропорциональна его удвоенному значению. При этом,

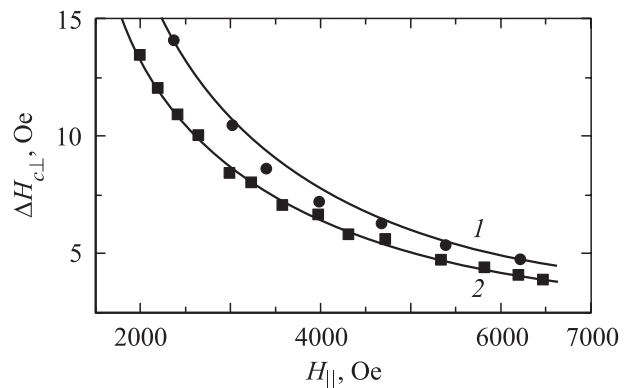


Рис. 5. Зависимость величины критического изменения перпендикулярного поля $\Delta H_{c\perp}$ от величины приложенного параллельного магнитного поля. Точки — экспериментальные данные, сплошные линии 1, 2 — аппроксимации для образцов первой и второй партии соответственно.

как следует из выражения (3), критическое изменение перпендикулярного магнитного поля $\Delta H_{\perp c} \sim 1/H_{\parallel}$ при постоянном значении W_m , т.е. при не зависящем от параллельного магнитного поля критическом токе. Данные, представленные на рис. 2, *b* и 3, позволяющие получить экспериментальную зависимость критического изменения перпендикулярного магнитного поля $\Delta H_{\perp c}$ от величины параллельного. Эта зависимость представлена на рис. 5. Экспериментальные точки хорошо ложатся на обратно пропорциональную зависимость в области больших параллельных полей, но отклоняются от нее в малых полях. Исходя из аппроксимации экспериментальной зависимости $\Delta H_{\perp c}$ от магнитного поля, можно оценить полевое поведение этой величины:

$$\Delta H_{\perp c} \sim 1/(H - H_a),$$

где H_a — подгоночный параметр кривой. Наличие параметра H_a соответствует отклонению от простой зависимости $1/H_{\parallel}$ в области малых параллельных полей. Это расхождение может быть связано с тем, что в данном интервале критический ток растет при уменьшении магнитного поля. Для образца первой партии H_a равно 350 ± 100 Ое ($T_c = 91$ К), для образцов второй партии $H_a = 140 \pm 50$ Ое ($T_c = 86$ К) при температуре измерения 80 К. Полученные с помощью аппроксимации значения H_a по порядку величины близки к значению H_{c1}^{\perp} — первого критического поля, перпендикулярного плоскости **ab**. Оценки величины $H_{\perp c}(dH_{c1}/dT)$ из кривых намагничивания, измеренных даже одной группой исследователей для разных образцов BSCCO (см., например, [17,18]), имеют значительный разброс, но сравнимы с полученной нами величиной. Для более конкретного обсуждения этого результата требуются теоретические расчеты.

5. Заключение

Таким образом, в настоящей работе изучены особенности поведения высокочастотного поглощения в монокристалле $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ на частоте 600 МГц. Обнаружены максимумы поглощения в полях порядка нескольких эрстед и гистерезисные явления, возникающие после изменения направления развертки (после достижения экстремальных значений перпендикулярного магнитного поля). Максимумы поглощения отвечают минимальной концентрации перпендикулярных вихрей [12], что наблюдается перед достижением перпендикулярным полем значения $H_{c1}^{\perp*}$. Гистерезисные явления связаны с уменьшением индуцированного поверхностного тока ниже критического значения зарождения вихрей магнитного потока и с формированием поверхностного барьера для вхождения вихрей [14]. На основании этих измерений получены зависимости первого критического поля $H_{c1}^{\perp*}$ от величины параллельного поля (рис. 4) и разности магнитных полей, характеризующей величину критического тока зарождения вихрей (поверхностного

барьера), а также от величины параллельного поля (рис. 5). Характерное магнитное поле достигалось при введении достаточно большого магнитного поля, параллельного плоскости **ab**, и последующем включении и периодическом изменяющемся перпендикулярного поля с определенной амплитудой.

Достаточно сильное термоактивационное движение вихрей в $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ при высокой температуре приводит к отсутствию фазовой когерентности на больших расстояниях. В то же время на масштабе порядка расстояния между вихрями когерентность сохраняется. В результате все особенности сверхпроводящего состояния в той или иной степени проявляются и не существует каких-либо критических явлений (пиннинг, поверхностный барьер), которые полностью подавляли бы движение магнитного потока. Это дает возможность установить характерные величины, определяющие динамику магнитного потока, по особенностям поведения измеряемой величины (в нашем случае высокочастотного поглощения).

Список литературы

- [1] A.I. Buzdin, D. Feinberg. J. Phys. (Paris) **51**, 1971 (1990); S.N. Artemenko, A.N. Kruglov. Phys. Lett. A **143**, 485 (1990); J.R. Clem. Phys. Rev. B **43**, 7837 (1991).
- [2] Л.Н. Булаевский. ЖЭТФ **65**, 1278 (1973); J.R. Clem, M.W. Coffey. Phys. Rev. B **42**, 6209 (1990).
- [3] L.N. Bulaevskii, M. Ledvij, V.G. Kogan. Phys. Rev. B **46**, 366 (1992); D. Feinberg, C. Villard. Phys. Rev. Lett., **65**, 919 (1990); D. Feinberg. Physica C **194**, 126 (1992).
- [4] A.E. Koshelev. Phys. Rev. B **48**, 1180 (1993); D. Feinberg, A.M. Ettouhami. Int. J. Mod. Phys. B **7**, 2085 (1993).
- [5] А.И. Буздин, А.Ю. Симонов. ЖЭТФ **98**, 2074 (1990); W.A.M. Morgado, M.M. Doria, G. Carniero. Physica C **349**, 196 (2001).
- [6] L.L. Daemen, L.J. Campbell, A.Ju. Simonov, V.G. Kogan. Phys. Rev. Lett. **70**, 2948 (1993); E. Sardella. Physica C **257**, 231 (1997).
- [7] A.E. Koshelev. Phys. Rev. Lett. **83**, 187 (1999).
- [8] J. Mirkovoch, S.E. Savelev, E. Sugahara, K. Kadovaki. Phys. Rev. Lett. **86**, 886 (2001).
- [9] A.E. Koshelev. Phys. Rev. B **68**, 094 520 (2003).
- [10] Н.В. Заварицкий, В.Н. Заварицкий. Письма в ЖЭТФ **53**, 212 (1991).
- [11] К.В. Багинский, В.А. Березин, С.А. Говорков, В.А. Тулин. Письма в ЖЭТФ **60**, 60 (1994).
- [12] В.А. Березин, В.А. Тулин. ЖЭТФ **110**, 3(9), 1054 (1996).
- [13] Л.П. Горьков, Н.Б. Копнин. УФН **116**, 3, 413 (1975).
- [14] B.L. Walton, B. Rosenblum, F. Bridges. Phys. Rev. Lett. **32**, 19, 1047 (1974).
- [15] C.P. Bean. Phys. Rev. Lett. **8**, 250 (1962).
- [16] L. Burlachkov. Physica C **209**, 203 (1993).
- [17] Y. Yamaguchi, N. Aoki, F. Iga, Y. Nishihara. Physica C **246**, 216 (1995).
- [18] Y. Yamaguchi, Dong Han Na, F. Iga, Y. Nishihara. Physica C **228**, 141 (1994).