

Гистерезис магнитных свойств и линия необратимости в слоистых сверхпроводниках $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$

Ю.М. Вашакидзе, Т.С. Шапошникова, Ю.И. Таланов

Казанский физико-технический институт РАН, Сибирский тракт, 10/7, г. Казань, 420029, Россия
E-mail: talanov@kfti.knc.ru

Статья поступила в редакцию 11 февраля 2003 г., после переработки 30 января 2004 г.

Проведены измерения линии необратимости в монокристаллах $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$ тремя экспериментальными методами: с помощью измерений намагниченности на постоянном токе, микроволнового поглощения и регистрации гармоник в высокочастотном отклике сверхпроводника. Обнаружено, что положение линии необратимости на магнитной фазовой диаграмме существенно зависит от метода и частоты измерения. Анализ результатов показал, что несовпадение линий необратимости связано как с различием механизмов гистерезиса магнитных свойств, так и с разными масштабами времени измерения. Показано, что при низких температурах положение линии необратимости определяется той величиной скорости крипа вихрей, которая является предельной для данного метода регистрации, а при высоких температурах — временем преодоления поверхностного барьера двумерными вихрями. Сделан вывод, что линия необратимости является динамическим фазовым переходом. Получены первые экспериментальные свидетельства наличия поверхностного барьера для $2D$ вихрей.

Проведено вимірювання лінії необоротності у монокристалах $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$ трьома експериментальними методами: за допомогою вимірювань намагніченості на постійному струмі, мікрохвильового поглинання та реєстрації гармонік у високочастотному відгуку надпровідника. Виявлено, що положення лінії необоротності на магнітній фазовій діаграмі суттєво залежить від методу та частоти вимірювання. Аналіз результатів виявив, що розбіжність ліній необоротності пов'язано як з розходженням механізмів гістерезису магнітних властивостей, так і з різними масштабами часу вимірювання. Показано, що при низьких температурах положення лінії необоротності визначається тією величиною швидкості крипу вихорів, яка є граничною для даного методу реєстрації, а при високих температурах — часом подолання поверхневого бар'єра двовимірними вихорами. Зроблено висновок, що лінія необоротності є динамічним фазовим переходом. Одержано перші експериментальні свідчення наявності поверхневого бар'єра для $2D$ вихорів.

PACS: 74.25.Nf, 74.60.Ge, 74.72.Hs

Введение

Магнитные свойства, их гистерезис и релаксация в высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП) определяются пиннингом вихрей, а потому их измерения широко используются для исследования вихревой динамики (см., например, [1–5]). Гистерезис магнитных свойств, который наблюдается в значительной области магнитной H – T фазовой диаграммы ВТСП, исчезает при переходе через так называемую линию необратимости (ЛН) [6–8]. В

настоящий момент существуют две основные модели, которые объясняют природу ЛН по-разному. В модели «крипа потока», предложенной Андерсеном и Кимом [9], считается, что ЛН является динамическим переходом из режима крипа потока (ниже ЛН) в режим течения магнитного потока. Альтернативная модель вихревого стекла и его плавления [10,11] определяет ЛН как линию термодинамического фазового перехода. Авторы этой модели считают, что вихревые линии, взаимодействующие с

центрами пиннинга, «заморожены» ниже температуры перехода. Поэтому вихри в сверхпроводнике образуют структуру вихревого стекла, аналогичную распределению магнитных моментов в спиновых стеклах. Однако экспериментально было показано (см., например, [2]), что исчезновение необратимости и плавление замороженной структуры вихрей представляют собой два разных перехода в вихревой решетке. Причем линия, соответствующая плавлению вихревой структуры, в некоторых областях фазовой диаграммы располагается выше, а в некоторых — ниже линии необратимости [2]. Таким образом, вероятнее всего, линия необратимости является динамическим переходом в вихревой системе.

Каждый сверхпроводник характеризуется своей линией необратимости. В низкотемпературных сверхпроводниках ЛН почти совпадает со вторым критическим полем $H_{c2}(T)$, в $YBa_2Cu_3O_7$ — отличается от $H_{c2}(T)$ на несколько градусов, а в сильно слоистых сверхпроводниках разница между ЛН и $H_{c2}(T)$ достаточно велика, иногда достигает величины $T_c/2$. Кроме того, положение линии необратимости на фазовой плоскости зависит от механизма гистерезиса (объемный пиннинг вихрей или их связок [6,12]; пиннинг, обусловленный поверхностным [13–15] или геометрическим [16] барьером, и т.д.). Замечено также, что положение ЛН одних и тех же материалов меняется при использовании разных методов (см., например, [3,5–8]). При увеличении частот, используемых в эксперименте, ЛН смещается в область более высоких магнитных полей и температур [5]. Такое смещение можно наблюдать и при увеличении скорости протяжки постоянного магнитного поля в измерениях намагниченности [3]. Явная неоднозначность в определении линии необратимости требует своего объяснения и дополнительной экспериментальной проверки.

В настоящей работе для определения положения линии необратимости в одном монокристалле $Bi_2Sr_2CaCu_2O_y$ использованы три экспериментальные установки, работающие на существенно различных частотах. Сравнение результатов, полученных разными методами, дало возможность получить большой набор сведений о динамике вихрей, механизмах гистерезиса и частотной зависимости положения линии необратимости. Такой подход позволил выяснить, какие механизмы гистерезиса определяют положение ЛН в разных областях фазовой плоскости $H-T$, и какие механизмы гистерезиса удается детектировать разными методами.

Структура статьи имеет следующий вид. В разделе 1 описаны методики, использованные в работе для измерения гистерезиса магнитных характеристик сверхпроводника. В следующем разделе пред-

ставлены результаты измерений. В разделе 3 проведено обсуждение полученных результатов и построена фазовая диаграмма вихревого состояния. В Заключении даны основные выводы работы, касающиеся механизмов гистерезиса в различных областях фазовой диаграммы.

1. Методика экспериментов

В нашей работе использовано три экспериментальных метода: измерение петли намагниченности $M(H)$ на постоянном токе при помощи датчиков Холла, измерение микроволнового поглощения (МВП) на частоте $\nu = 10$ ГГц и метод регистрации гармоник в высокочастотном ($\nu = 10$ МГц) отклике сверхпроводника. Метод МВП, успешно применяющийся для исследования вихревого состояния ВТСП [17–22], обладает высокой чувствительностью и позволяет определять типы пиннинга и положение линии необратимости.

Исследования проводились на монокристалле $Bi_2Sr_2CaCu_2O_y$ с $T_c = 87$ К, размеры образца составляли $3,5 \times 1,3 \times 0,1$ мм. Все измерения проводились в ориентации, когда внешнее магнитное поле было перпендикулярно плоскости кристалла (параллельно оси c).

Первый метод определения ЛН, используемый в настоящей работе, — регистрация петли намагниченности $M(H)$ с помощью датчиков Холла, работающих на постоянном токе. Датчики Холла имели размер рабочей зоны $0,5 \times 0,5$ мм и чувствительность $9,8$ мкВ/Гс. Один из датчиков располагался непосредственно на поверхности образца и фиксировал величину локальной индукции магнитного поля B . Второй датчик находился вдали от образца и фиксировал напряженность внешнего магнитного поля H . Для записи петли гистерезиса намагниченности $M(H)$ проводилась развертка внешнего магнитного поля вверх и вниз со скоростью 5 Э/с, что позволило регистрировать зависимость намагниченности M , которая пропорциональна разности $(B - H)$, от напряженности внешнего магнитного поля H . Поле, при котором исчезал гистерезис намагниченности, определялось как поле необратимости $H_{irr}(T)$.

Следующий метод основан на регистрации гармоник в высокочастотном отклике сверхпроводника. Переход от линейного и обратимого поведения намагниченности к нелинейному и необратимому приводит к появлению магнитных потерь и гармоник в высокочастотной восприимчивости [4,8]. Как было показано, например в [8], первая гармоника восприимчивости характеризует глубину проникновения переменного магнитного поля в сверхпроводник. Появление более высоких гармоник при понижении

магнитного поля и температуры связано с возникновением необратимости магнитных свойств сверхпроводника [8]. В настоящей работе частота основной (первой) гармоники составляла $\nu = 10$ МГц. Образец предварительно охлаждался в магнитном поле 7 кЭ от $T > T_c$ до температуры измерения, после чего при уменьшении внешнего магнитного поля до 0 со скоростью 5 Э/с регистрировали сигнал на частоте 3ν . Момент резкого возрастания амплитуды сигнала определяли как поле необратимости H_{irr} .

Третий метод определения ЛН — регистрация исчезновения гистерезиса МВП. Для измерения нерезонансного микроволнового поглощения использовали спектрометр «BER-418s» фирмы Bruker, работающий в диапазоне частот 9,2–9,7 ГГц. Постоянное магнитное поле модулировалось с частотой 100 кГц и амплитудой от 0,1 до 10 Э. Образец помещали в резонатор спектрометра и охлаждали потоком газообразного гелия. Температура образца изменялась от 10 К до критической температуры. Кристалл ориентировали так, что приложенное постоянное магнитное поле H было параллельно оси c , микроволновое поле H_1 лежало в базисной плоскости кристалла ab . Детектирование и усиление сигнала МВП производилось с помощью техники синхронного детектирования на частоте основной гармоники модуляции (подробности изложены в работе [21]).

Процедура записи сигнала была следующей: в фиксированном поле H_i образец охлаждался от температуры выше критической до температуры измерения, после чего проводилась протяжка поля вверх и вниз со скоростью 16 Э/с. Величина развертки составляла 150–200 Э. Магнитное поле, в котором исчезал гистерезис сигнала МВП, определялось как поле необратимости H_{irr} . Варьируя внешние условия, мы получили зависимости амплитуды петли гистерезиса от температуры, магнитного поля H и амплитуды модуляции H_m . В качестве амплитуды петли гистерезиса была принята усредненная величина $L = S/\Delta H$, где S — площадь петли, ΔH — диапазон развертки. Поле необратимости H_{irr} определяли в точке схлопывания петли гистерезиса МВП.

2. Результаты измерений

На рис. 1 показана петля намагниченности $M(H)$, измеренная с помощью датчиков Холла при температуре 36 К. Петля намагниченности получена при изменении направления протяжки постоянного магнитного поля H . Поле необратимости $H_{irr} = 1000$ Э, при котором происходит схлопывание петли гистерезиса, отмечено на рисунке стрелкой. Точки линии необратимости $H_{irr}(T)$, полученные

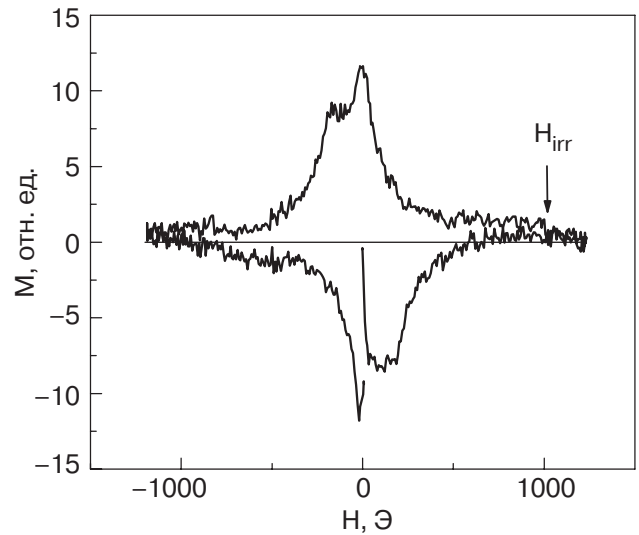


Рис. 1. Петля намагниченности $M(H)$, полученная с помощью измерений датчиками Холла, работающими на постоянном токе, при температуре $T = 36$ К. Стрелкой показано поле исчезновения гистерезиса H_{irr} .

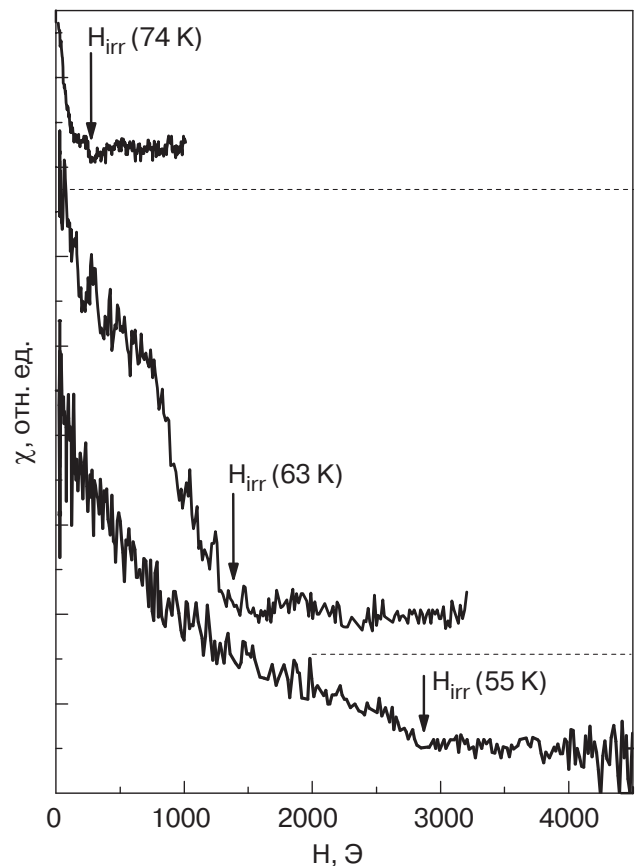


Рис. 2. Полевые зависимости сигналов третьей гармоники в восприимчивости образца при температурах 55, 63 и 74 К. Возбуждающая частота ~ 10 МГц. Стрелками показаны поля появления сигналов третьей гармоники, соответствующие полю необратимости H_{irr} . Штриховыми линиями показаны нулевые уровни сигнала для записи зависимости при $T = 74$ и 63 К.

этим методом, показаны на фазовой диаграмме (рис. 3) квадратами.

На рис. 2 показаны зависимости сигнала третьей гармоники восприимчивости χ_3 от магнитного поля при температурах 55, 63 и 74 К. На рисунке видно, что при некотором значении убывающего магнитного поля происходит резкое возрастание сигнала. Это указывает на появление нелинейного отклика и определяет поле необратимости H_{irr} . В работах [23–25], где были проведены численные расчеты зависимости амплитуды гармоник от частоты и магнитного поля, показано, что с уменьшением температуры изгиб кривой зависимости восприимчивости от поля становится плавным. Эти особенности поведения χ_3 наблюдаются и в нашем эксперименте. Они явились причиной того, что при температурах ниже 55 К не удается достаточно определенно локализовать поле необратимости. Точки линии необратимости, полученные этим методом, изображены на рис. 3 треугольниками.

Метод измерения МВП, кроме нахождения точек линии необратимости, использовался также для получения информации о фазовом состоянии вихревой материи и его изменениях. На рис. 4 показаны петли гистерезиса МВП, наблюдаемые в разных областях магнитных полей и температур. В области

полей около 500 Э при изменении температуры от 40 до 55 К форма петли гистерезиса претерпевает кардинальные изменения от одного характерного вида (рис. 4,а) к другому (рис. 4,в). В этом магнитном поле амплитуда петли стремится к нулю при $T_{irr} = 85,8$ К. При фиксированной температуре $T = 27$ К увеличение магнитного поля не приводит к значительному изменению формы петли. Как видно на рис. 4,а,б, петля теряет свою определенную характерную форму в полях порядка 8000 Э. В высоких полях амплитуда гистерезиса убывает, а уровень шумов остается неизменным, поэтому отношение «сигнал/шум» уменьшается (рис. 4,б). Подобный процесс наблюдается и при более высоких температурах ($T = 70$ К): с ростом поля форма петли практически не меняется, но достаточно быстро спадает амплитуда сигнала (рис. 4,г), и петля гистерезиса МВП полностью схлопывается при $H_{irr} = 3200$ Э. Таким образом, изменяя внешние условия, мы смогли проследить за эволюцией сигнала в широком диапазоне магнитных полей и температур, а также определить положение линии необратимости. Точки ЛН, полученные этим методом, представлены на фазовой диаграмме (рис. 3) кружками.

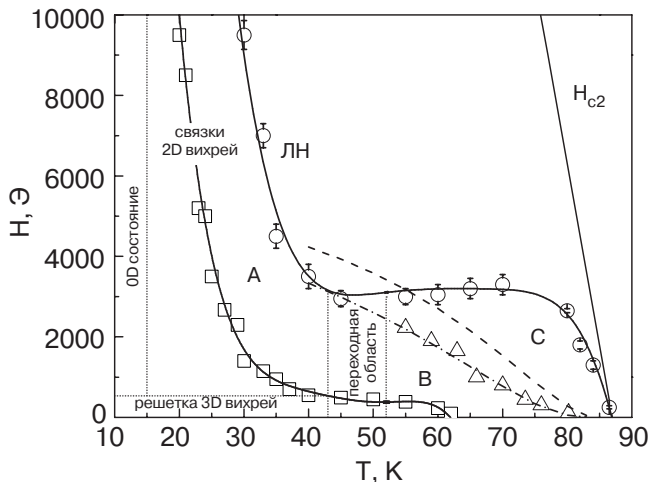


Рис. 3. Линии необратимости, полученные по измерениям намагниченности $M(H)$ на постоянном токе с помощью датчиков Холла (\square), гистерезисного микроволнового поглощения (\circ) и путем регистрации третьей гармоники в высокочастотном отклике сверхпроводника (\triangle). Сплошные кривые, проведенные по экспериментальным точкам, соответствуют линиям необратимости, полученным разными методами и на разных частотах. Вертикальные и горизонтальные пунктирные прямые разделяют области с различными состояниями вихревой системы. Теоретические кривые рассчитаны с использованием выражения (2) для $\tau = 10^{-7}$ с (штрих-пунктирная линия) и $\tau = 10^{-10}$ с (штриховая линия).

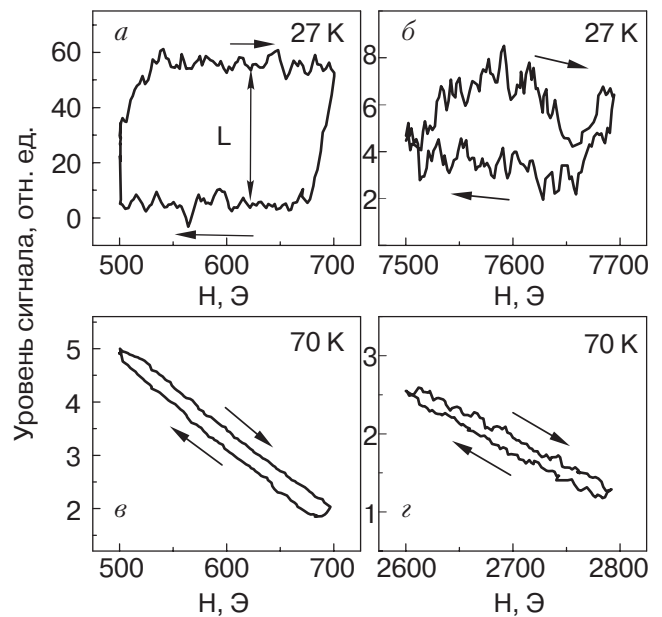


Рис. 4. Форма петли гистерезиса МВП, наблюдаемая в разных областях фазовой плоскости: $T = 27$ К, $H = 600$ Э (а); $T = 27$ К, $H = 7600$ Э (б); $T = 70$ К, $H = 600$ Э (в); $T = 70$ К, $H = 2600$ Э (г). Стрелками показано направление развертки поля. Двойной стрелкой на панели (а) показана величина разности уровней сигнала при разных направлениях развертки поля, которая принимается за амплитуду гистерезиса L .

3. Обсуждение результатов

На рис. 3 построены линии необратимости, полученные с помощью измерения намагниченности, гистерезисного микроволнового поглощения и путем регистрации третьей гармоники в высокочастотном отклике сверхпроводника. Видно, что их положения сильно отличаются друг от друга. ЛН, полученная с помощью измерения намагниченности $M(H)$, хорошо согласуется с данными, полученными другими методами на постоянном токе (см., например, [6]). А линия необратимости, определенная по третьей гармонике восприимчивости χ_3 , и ЛН, полученная при помощи измерения гистерезиса МВП, значительно сдвинуты в область более высоких магнитных полей и температур. Причины такого расхождения можно понять, если учесть природу гистерезиса в различных областях фазовой диаграммы.

Как известно, объемный пиннинг вихрей на точечных дефектах является основным механизмом пиннинга в необлученных образцах $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$ при низких температурах [26]. При наличии объемного пиннинга изменение внешнего магнитного поля приводит к неоднородному распределению вихрей в объеме образца. Образец находится в так называемом критическом состоянии, т.е. в нем может существовать незатухающий объемный ток с плотностью $j \leq j_c$, где $j_c(T, H)$ — плотность критического тока. В работе [21] было установлено, что в случае объемного пиннинга амплитуда петли гистерезиса МВП $L(T, H)$ пропорциональна $j_c^2(T, H)$. Величина и функциональная зависимость критического тока $j_c(T, H)$ характеризуют динамику вихревой материи [26]. В работах [21, 22] мы проанализировали применимость различных функциональных зависимостей $j_c(T, H)$, соответствующих динамике вихревых нитей, динамике больших и малых связок $2D$ вихрей и динамике невзаимодействующих друг с другом одиночных $2D$ вихрей. Подгонка теоретических кривых к экспериментальным данным, проведенная в работе [22], позволила сделать вывод о том, что в полях $H > 500$ Э и $15 \text{ К} < T < 40 \text{ К}$ (область А на рис. 3) гистерезис магнитных свойств определяется объемным пиннингом двумерных вихрей, которые при движении образуют малые связки. Наличие объемного пиннинга связок $2D$ вихрей определяет также существование петли гистерезиса намагниченности $M(H)$ (рис. 1, $H_{\text{ит}} = 1000$ Э при $T = 36 \text{ К}$).

Как видно на рис. 3, сдвиг между линией необратимости, измеренной холловскими датчиками на постоянном токе, и ЛН, измеренной методом МВП, в котором возбуждаются переменные токи с частотой $\nu \approx 10^{10}$ Гц, составляет 10–12 К. Этот сдвиг можно объяснить зависимостью положения ЛН от частоты,

которая определена в теории крипа вихрей [9, 27]. Согласно этой теории, при больших временах измерения (или при использовании низких частот) имеется достаточно времени для релаксации вихря к равновесному положению, поэтому обратимое поведение можно достичь при более низких температурах или в более низких магнитных полях. Поскольку с увеличением внешнего магнитного поля сила пиннинга уменьшается, то уменьшается и характерное время жизни $2D$ вихря в потенциальной яме центра пиннинга. Поэтому ослабленный в больших полях объемный пиннинг удается зафиксировать только высокочастотным методом, а измерения на постоянном токе из-за релаксации вихрей показывают обратимое поведение.

Как было показано в работе [22], в полях $H < 500$ Э и температурах $T < 15 \text{ К}$ зависимость $j_c(T, H)$ для связок $2D$ вихрей уже не описывает экспериментальные зависимости гистерезиса МВП. Наиболее вероятно, что в области полей $H < 500$ Э ($15 \text{ К} < T < 40 \text{ К}$) динамика вихревой материи определяется движением вихревых нитей ($3D$ область), а при $T < 15 \text{ К}$, $H > 500$ Э доминирует динамика изолированных друг от друга $2D$ вихрей. Эти предположения хорошо коррелируют с литературными данными [26, 28].

Гистерезис магнитных свойств имеет иную природу при более высоких температурах ($50 \text{ К} < T < T_c$, на фазовой диаграмме рис. 3 область В). Как показали предыдущие исследования профиля магнитного потока [29], в этой области температур объемный пиннинг уже не эффективен, а необратимость обусловлена либо поверхностным, либо краевым геометрическим барьером.

Как видно на рис. 4, в, в этой области температур петля гистерезиса МВП имеет совершенно другую форму по сравнению с петлей в области А (рис. 4, а), а амплитуда гистерезиса уменьшается на порядок. Анализ функциональных зависимостей амплитуды петли с помощью теоретической модели [22] позволяет объяснить эти изменения переходом к захвату потока поверхностным барьером, так как известно, что в таких больших магнитных полях краевой геометрический барьер не является эффективным.

Дополнительным подтверждением существования названных выше вихревых состояний служит зависимость амплитуды петли гистерезиса L от амплитуды модуляции H_m внешнего магнитного поля (рис. 5). Зависимость $L(H_m)$ для сверхпроводника, находящегося в критическом состоянии (треугольники и пунктирная линия), резко отличается от $L(H_m)$ для сверхпроводника, в котором гистерезис МВП определяется захватом потока поверхностным барьером (черные кружки и сплошная прямая). В

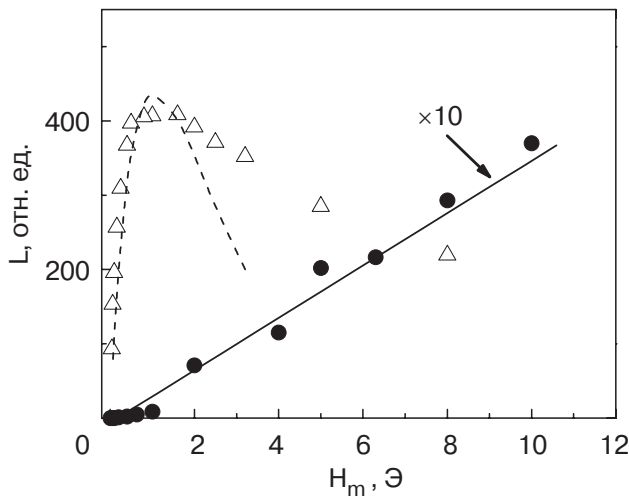


Рис. 5. Зависимость амплитуды гистерезиса МВП от амплитуды модуляции магнитного поля H_m при температурах 25 К (треугольники) и 65 К (черные кружки) в поле 1000 Э. Пунктирная кривая построена в соответствии с теоретической моделью гистерезиса МВП для объемного пиннинга [22]. Сплошная прямая линия соответствует гистерезису МВП в случае поверхностного барьера [22].

случае, когда сверхпроводник находится в критическом состоянии, зависимость амплитуды петли гистерезиса МВП L от поля модуляции H_m имеет немонотонный характер, так как вклад в амплитуду гистерезиса вносят не все вихри, а только их часть. При этом с ростом амплитуды модуляции доля вихрей, вносящих вклад в амплитуду гистерезиса, уменьшается. Более подробно этот эффект рассмотрен в работе [21]. В случае поверхностного барьера сигнал МВП, детектируемый при развертке магнитного поля вверх или вниз, пропорционален общему числу вихрей в образце, которое определяется напряженностью внешнего магнитного поля [22]. Поэтому использование модуляции магнитного поля приводит к тому, что амплитуда петли гистерезиса L пропорциональна производной от поглощаемой микроволновой мощности по полю [22].

На рис. 3 видно, что при $T > 50$ К положения линий необратимости, измеренных тремя разными методами, сильно отличаются друг от друга. Линия необратимости, определенная по измерениям намагниченности на постоянном токе, совпадает с линией фазового перехода первого рода [6,13]. Измерения, проведенные методом μ -SR (muon spin-rotation) [30], показали, что вихревые линии, которые существуют в полях и температурах ниже этой линии, распадаются на не связанные друг с другом $2D$ вихри выше перехода. Линии необратимости, определенные по появлению третьей гармоники высокочастотной восприимчивости и по гистерезису МВП, располагаются в существенно более высоких магнитных полях.

Мы предполагаем, что необратимость, которая наблюдается ниже этих линий, но выше ЛН, измеренной при помощи намагниченности, обусловлена наличием поверхностного барьера для $2D$ вихрей [14,15]. Механизм необратимости, связанный с наличием этого барьера, является, по-видимому, единственным механизмом, который может существовать при столь высоких магнитных полях и температурах, так как все другие источники гистерезиса (объемный пиннинг, геометрический барьер, поверхностный барьер для вихревых линий) уже не эффективны. Объемный пиннинг в этих материалах действует только при температурах ниже 50 К (если они не облучены тяжелыми ионами) (см., например, [29]). Поверхностный барьер для вихревых нитей существует только при наличии больших участков гладкой (бездефектной) поверхности, что никак не относится к боковой поверхности использованного нами тонкого кристалла. В этих условиях может реализоваться краевой геометрический барьер для вихревых нитей, но он эффективен только в малых магнитных полях порядка первого критического поля H_{c1} и ниже [16]. Поэтому гистерезис, наблюдаемый в полях, на порядок выше первого критического, можно объяснить только наличием поверхностного барьера для двумерных вихрей, для которых боковая поверхность является вполне большой и плоской.

Так как частоты переменных магнитных полей, применяемых в двух методах (регистрация третьей гармоники высокочастотной восприимчивости и измерение гистерезиса МВП), отличаются на три порядка, то несовпадение линий необратимости, полученных этими методами, говорит о зависимости частоты перескоков $2D$ вихрей через поверхностный барьер от температуры и магнитного поля. В работе [14] было получено выражение для времени τ , за которое $2D$ вихрь преодолевает поверхностный барьер с энергией G_g :

$$\tau = \gamma \tau_0 \left(\frac{kT}{d} \left(\frac{4\pi\lambda}{\Phi_0} \right)^2 \right)^{1/2} \exp \left(\frac{G_g}{kT} \right), \quad (1)$$

где

$$G_g = \left(\frac{\Phi_0}{4\pi\lambda} \right)^2 d \ln \left(\frac{\Phi_0}{2\pi \lambda \xi H} \right).$$

Здесь $\tau_0 = \lambda^2 / (\rho_n c^2)$ — характеристическая константа, появляющаяся в теории неравновесной сверхпроводимости, ρ_n — сопротивление в нормальном состоянии, Φ_0 — квант магнитного потока, k — постоянная Больцмана, λ — глубина проникновения магнитного поля в сверхпроводник, $\xi =$

$= \xi_{ab}$ — длина когерентности, d — расстояние между сверхпроводящими плоскостями, γ_τ — константа порядка единицы, T — температура в градусах Кельвина, поле H — в Тл. При расчете использовали следующие значения параметров $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$, взятые из работы [26]: $\lambda(0) = 1,5 \cdot 10^{-9}$ м, $\xi(0) = 3,5 \cdot 10^{-9}$ м, $d = 1,5 \cdot 10^{-7}$ м, $\rho_n = 10^{-3}$ Ом·м. Кроме того, предполагалось, что вблизи критической температуры T_c $\lambda(T)$ и $\xi(T)$ изменяются пропорционально $(1 - t^4)^{-0,5}$, где $t = T/T_c$. Тогда время τ , измеряемое в секундах, имеет вид

$$\tau = 10^{-13} \left(\frac{T}{1200(1 - t^4)} \right)^{1/2} \times \exp \left(\frac{1200(1 - t^4)}{T} \ln \left(\frac{0,6(1 - t^4)}{H} \right) \right). \quad (2)$$

На рис. 3 приведены ЛН, вычисленные с использованием формулы (2). Причем время, за которое 2D вихрь преодолевает поверхностный барьер, имеет порядок 10^{-7} с для нижней штрих-пунктирной линии и 10^{-10} с — для верхней штриховой. Видно, что теоретическая зависимость хорошо описывает экспериментальные точки, полученные при измерениях ВЧ восприимчивости. Совпадение теории с экспериментом подтверждает наше предположение о наличии поверхностного барьера для 2D вихрей и доказывает, что данный барьер может быть источником необратимости.

Как теоретическая, так и экспериментальная линии при увеличении частоты до 10^{10} Гц смещаются в одном направлении, вверх по полю. То есть тенденции качественно совпадают. Однако точки ЛН, измеренные по МВП, находятся заметно выше теоретической кривой (штриховая кривая на фазовой диаграмме, рис. 3). Отличие последней теоретической зависимости от экспериментальной связано, по-видимому, с тем, что существуют какие-то дополнительные механизмы необратимости, которые нам не удалось выявить и которые требуют дополнительных исследований.

Заключение

Проведено комплексное исследование гистерезисных магнитных свойств монокристалла $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$ тремя экспериментальными методами: по измерениям намагниченности $M(H)$ датчиками Холла на постоянном токе, при помощи измерений гистерезиса микроволнового поглощения и путем регистрации гармоник в высокочастотном отклике сверхпроводника. Построена фазовая диаграмма вихревой материи исследованного кристалла. Обнаружено, что линия необратимости сильно

смещается в сторону высоких полей и температур при использовании высокочастотных методов исследования, основанных на измерениях ВЧ восприимчивости и МВП. Анализ полученных результатов показал, что в области $T < 40$ К сдвиг ЛН можно объяснить с помощью динамической модели крипа потока. При $T > 50$ К и $H > 500$ Э возможным источником гистерезиса является поверхностный барьер для 2D вихрей, а смещение ЛН связано с изменением времени преодоления этого барьера вихрями.

Авторы выражают благодарность В.Ю. Петухову за полезное обсуждение полученных результатов. Работа поддерживается Минпромнауки России в рамках проекта № 107-1(00)-П, а также фондом РФФИ (проект № 03-02-96230) и фондом НИОКР РТ (проект № 06-6.2-234).

1. Y. Yamaguchi, N. Aoki, F. Iga, and Y. Nishihava, *Physica* **C246**, 216 (1995).
2. D. Majer, E. Zeldov, and M. Konczykowski, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 1166 (1995).
3. Hai-hu Wen and Zhong-Xian Zhao, *Phys. Rev.* **B50**, 13853 (1994).
4. A. Shaulov and D. Dorman, *Appl. Phys. Lett.* **53**, 2680 (1988).
5. M. Polichetti, M.G. Adesso, T. Di Matteo, A. Vecchione, and S. Pace, *Physica* **C332**, 378 (2000).
6. W.D. Wu, A. Keren, L.P. Le, B.J. Sternlieb, G.N. Luke, Y.J. Uemura, P. Dosanjh, and T.M. Riseman, *Phys. Rev.* **B47**, 8172 (1993).
7. J. Deak, M. McElfresh, John R. Clem, Zhidong Hao, M. Konczykowski, R. Muenchausen, S. Foltin, and R. Dye, *Phys. Rev.* **B47**, 8377 (1993), *ibid.* **49**, 6270 (1994).
8. S. Dubois, F. Carmona, and S. Flandrois, *Physica* **C260**, 19 (1996).
9. P.W. Anderson *Phys. Rev. Lett.* **9**, 309 (1962); P.W. Anderson and Y.B. Kim, *Rev. Mod. Phys.* **36**, 39 (1964).
10. M.V. Feigel'man, V.B. Geshkenbein, and A.I. Larkin, *Physica* **C167**, 177 (1996).
11. A. Houghton, R.A. Pelcovits, and A. Sudbo, *Phys. Rev.* **B40**, 6763 (1989).
12. G. D'Anna, M.O. Andre, M.V. Indenbom, and W. Benoit, *Physica* **C230**, 115 (1994).
13. D.T. Fuchs, E. Zeldov, T. Tamegai, S. Ooi, M. Rappaport, and H. Shtrikman, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 4971 (1998).
14. R.G. Mints and I.B. Snapiro, *Phys. Rev.* **B47**, 3273 (1993).
15. L. Burlachkov, A.E. Koshelev, and V.M. Vinokur, *Phys. Rev.* **B54**, 6750 (1996).
16. E. Zeldov, A.I. Larkin, V.B. Geshkenbein, M. Konczykowski, D. Majer, B. Khaykovich, V.M. Vinokur, and H. Shtrikman, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 1428 (1994).

17. M. Požek, A. Dulčić, and B. Rakvin, *Physica* **C197**, 175 (1992).
18. А.А. Кошта, А.А. Романюха, Ю.Н. Швачко, Н.А. Виглин, В.В. Устинов, С.В. Наумов, *СФХТ* **3**, 838 (1990); А.А. Romanukha, Yu.N. Shvachko, D.Z. Khusainov, А.А. Koshta, and V.V. Ustinov, *Physica* **C235–240**, 2060 (1994).
19. В.А. Ацаркин, В.В. Демидов, Н.Е. Ногинова, *СФХТ* **5**, 305 (1992).
20. T. Endo, H. Yan, S. Nagase, and H. Shibata, *J. Superconduct.* **8**, 259 (1995).
21. T. Shaposhnikova, Yu. Vashakidze, R. Khasanov, and Yu. Talanov, *Physica* **C300**, 239 (1998).
22. T. Shaposhnikova, Yu. Vashakidze, and Yu. Talanov, *Physica* **C385**, 383 (2003).
23. M.J. Qin and X.X. Yao, *Phys. Rev.* **B54**, 7536 (1996).
24. M.J. Qin and C. K. Ong, *Physica* **C319**, 41 (1999).
25. M.J. Qin and C. K. Ong, *Phys. Rev.* **B61**, 9786 (2000).
26. G. Blatter, M.V. Feigel'man, V.B. Geshkenbein, A.I. Larkin, and V.M. Vinokur, *Rev. Mod. Phys.* **66**, 1147 (1994).
27. A.P. Malozemoff, T. K. Worthington, Y. Yeshurun, F. Holtzberg, and P.H. Kes, *Phys. Rev.* **B38**, 7203 (1988).
28. M.F. Goffman, J.A. Herbsommer, F. de la Cruz, T.W. Li, and P.H. Kes, *Phys. Rev.* **B57**, 3663 (1998).
29. R.I. Khasanov, Yu.I. Talanov, W. Assmus, and G.B. Teitelbaum, *Phys. Rev.* **B54**, 13339 (1996).
30. S.L. Lee, P. Zimmermann, H. Keller, M. Warden, I.M. Savic, R. Schauwecker, D. Zech, R. Cubitt, E.M. Forgan, P.H. Kes, T.W. Li, A.A. Menovsky, and Z. Tarnawski, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 3862 (1993).

Hysteresis of magnetic properties and irreversibility line in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$ layered superconductors

Y.M. Vashakidze,
T.S. Shaposhnikova, and Y.I. Talanov

The irreversibility line in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$ single crystals is measured by three experimental methods: by measuring magnetization at direct current, by measuring microwave absorption and by registering harmonics in a high-frequency response of the superconductor. It is found that the irreversibility line position in the magnetic phase diagram depends essentially on measuring method and frequency. The analysis of the results suggests that the noncoincidence of the irreversibility line positions may be due to the difference in the hysteresis mechanisms of magnetic properties and that in the scales of measurement time. It is shown that the irreversibility line position at low temperatures is determined by the vortex creep rate which is limiting for this method of registering, and at high temperatures – by the time of overcoming the surface barrier by 2D vortices. It can be concluded that the irreversibility line is a dynamic phase transition. The first experimental evidence for the existence of the surface barrier for 2D vortices is obtained.