

Перемещение и аннигиляция макроскопических областей с гипервихрями в керамике $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$

А.А. Шабло, В.П. Коверя, С.И. Бондаренко

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина
E-mail: bondarenko@ilt.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 25 июня 2009 г., после переработки 11 августа 2009 г.

Экспериментально исследованы особенности управляемого перемещения, аннигиляции и трансформации макроскопических областей слабого замороженного магнитного поля (ЗМП) в пластине гранулированной керамики $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ под действием протекающего через нее транспортного тока. Показано, что перемещение областей с ЗМП, меньшим первого критического поля гранул керамики (H_{c1g}), связано с относительно слабой силой пиннинга гипервихрей, меньшей максимально достижимой в эксперименте силы Лоренца. Обсуждается роль транспортного тока, который является не только одним из условий возникновения силы Лоренца, но и воздействует на внутреннюю токовую структуру локального ЗМП, что, в свою очередь, влияет на его подвижность и величину. В случае замораживания локального поля, большего H_{c1g} , экспериментально реализованная сила Лоренца меньше силы пиннинга вихрей Абрикосова в смешанном состоянии гранул и перемещение областей с ЗМП отсутствует.

Експериментально досліджено особливості керованого переміщення, анігіляції, трансформації макроскопічних областей слабого замороженого магнітного поля (ЗМП) у пластині гранульованої кераміки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ під дією транспортного струму через неї. Показано, що переміщення областей зі ЗМП, який менший ніж перше критичне поле гранул кераміки (H_{c1g}), пов'язано з відносно слабкою силою пінінгу гіпервихорів, яка менше ніж максимально досяжна в експерименті сила Лоренца. Обговорюється роль транспортного струму, що є не тільки однією з умов виникнення сили Лоренца, але й впливає на внутрішню струмову структуру локального ЗМП, що, у свою чергу, діє на його рухливість і величину. У випадку заморожування локального поля, який більше ніж H_{c1g} , експериментально реалізована сила Лоренца, яка менше сили пінінгу вихорів Абрикосова в змішаному стані гранул, і переміщення областей зі ЗМП відсутнє.

PACS: 74.72.-h Купратные сверхпроводники;

74.25.Na Магнитные свойства, включая вихревые структуры и связанные с ними явления.

Ключевые слова: сверхпроводимость, купраты на основе Y, перемещение замороженного магнитного поля, смешанное состояние.

1. Введение

Замораживание магнитного поля в гранулированной керамике $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ с низким значением плотности критического тока ($j_c < 100 \text{ А/см}^2$) свидетельствует, как правило, о четком разделении диапазона малых значений внешнего поля, когда оно меньше первого критического поля гранул керамики (H_{c1g}) и замораживается в межгранульной джозефсоновской среде в виде гипервихрей, и диапазона относительно больших значений (более 50 Э), когда достигается смешанное состояние в гранулах и оно замораживается в них в ос-

новном в виде вихрей Абрикосова [1]. При замораживании локального поля по ранее описанной методике [2] и пропускании транспортного тока (I_{tr}) через образец возникает сила Лоренца $\mathbf{F} \propto [\mathbf{I}_{tr} \times \mathbf{B}_f]$, которая воздействует на область с замороженным магнитным полем (ЗМП) с индукцией \mathbf{B}_f и способна перемещать ее по образцу [3,4]. Фиксируя параметры перемещения, можно наиболее прямым способом получить сведения о локальных значениях силы пиннинга и вязкости движения магнитного потока в точке замораживания при различных значениях внешнего магнитного поля и для обоих известных режимов замораживания. В пер-

вом из них (часто называемом режимом field cooling (FC)) охлаждение сверхпроводника до температуры ниже критической производится с включенным внешним магнитным полем, которое замораживается в сверхпроводнике после выключения внешнего поля. Во втором (называемом режимом zero field cooling (ZFC)) охлаждение производится в нулевом или близком к нулевому значению внешнем магнитном поле, после чего кратковременно включается внешнее поле, превышающее критическое поле начала его замораживания. Для дальнейшего изучения особенностей перемещения локального замороженного поля в гранулированной керамике возникла необходимость получить ответы на следующие вопросы: 1) можно ли полностью переместить область с замороженным полем за пределы образца из гранулированной керамики при $I_{tr} > I_{cJ}$; 2) как происходит процесс аннигиляции противоположно направленных замороженных полей двух областей при их сближении под действием силы Лоренца; 3) может ли область с ЗМП перемещаться по образцу при транспортном токе, меньшем критического тока образца I_{cJ} ; 4) изменяется ли реакция области с ЗМП на воздействие силы Лоренца в зависимости от величины j_{cJ} образца керамики? Поиск ответов на поставленные вопросы явился целью данной работы.

2. Описание экспериментов

Керамика $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ была изготовлена традиционным методом твердофазной реакции оксидов ее компонентов и имела начало сверхпроводящего перехода при температуре $T_c = 92$ К и плотность критического тока при температуре 77 К в различных образцах $j_{cJ} = 50-60$ А/см². Замораживание магнитного поля различного направления в одной или нескольких областях (диаметром $d = 0,5$ мм) вдоль оси (X) симметрии керамического образца осуществлялось в режиме FC следующим образом (подробнее в работах [2-4]). Образец в виде тонкой керамической пластины размерами $0,5 \times 10 \times 10$ мм мог перемещаться в вертикальном направлении с помощью тяги, выходящей из горловины криостата и снабженной микрометрическим винтом, в узкой щели (около 0,5 мм) между двумя немагнитными узлами охлаждаемого до температуры жидкого азота держателя. Внутри узлов устанавливались коаксиально перпендикулярно к плоскости образца от одной до четырех пар микросоленоидов диаметром 0,5 мм и длиной 10 мм, соединенные электрически попарно последовательно для создания в зазоре между ними (около 0,5 мм) магнитного поля, близкого по величине и конфигурации к полю в центре длинного соленоида. При установке образца в зазор между микросоленоидами указанная конструкция источника магнитного поля в наибольшей степени позволяла считать, что создаваемое внешнее локальное поле сосредоточено в основном на участке керамики с диаметром, близким к 0,5 мм. Электрическое соедине-

ние отдельных пар позволяло одновременно подавать на разные участки образца локальные поля одинакового или противоположного направления. Кроме того, внутри одного из упомянутых узлов держателя на некотором расстоянии от микросоленоидов был установлен миниатюрный (диаметр 0,4 мм, длина 4 мм) феррозонд с осью, перпендикулярной поверхности образца, и зазором между торцом феррозонда и поверхностью образца около 0,1 мм. Чувствительность феррозонда к однородному магнитному полю составила 10^{-4} Э, а к локальному полю от источника, расположенного вблизи торца феррозонда, около 10^{-1} Э.

Перемещение области с ЗМП по образцу под действием транспортного тока отслеживалось с помощью контроля положения максимума (или минимума) пространственного распределения вертикальной компоненты ЗМП (H_f) вблизи поверхности образца, которое считалось совпадающим с центром области. Распределение H_f над поверхностью образца вдоль его оси X измерялось с помощью феррозонда, относительно которого перемещался образец. Схема образца с одной областью, содержащей замороженное поле, до пропускания тока I_{tr} и после дана на рис. 1. Пермаллоевый магнитный экран обеспечивал стабильность магнитного поля в области образца на уровне 10^{-3} Э. Транспортный ток через образец мог регулироваться в диапазоне 0-5 А и во избежание возможного перегрева образца пропускался через него кратковременно (око-

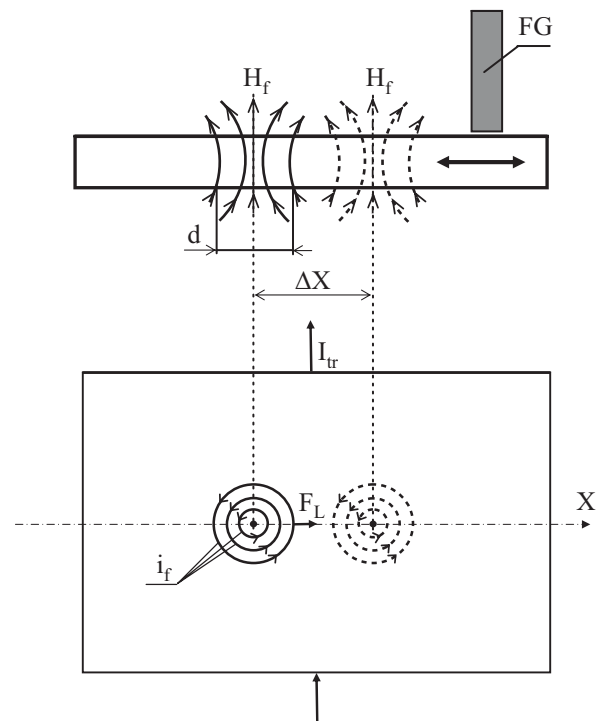


Рис. 1. Схема керамической пластины с локально замороженным полем H_f в области диаметром d , которая может быть перемещена на расстояние ΔX под действием силы Лоренца F_L (i_f — замороженный вихревой ток, FG — феррозонд).

ло 1 с). Керамика находилась при температуре жидкого азота (77 К), а внешнее перпендикулярное поверхности образца локальное поле составляло 25 Э, что меньше первого критического поля гранул керамики при данной температуре (50 Э). Изменение плотности критического тока образца достигалось путем ее уменьшения до уровня $0,5 \cdot 10^{-3} \text{ А/см}^2$ с помощью отжига образца в воздушной атмосфере при температуре 400 °С в течение двух часов.

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Для определения возможности перемещения локального ЗМП за пределы образца в центральной части образца формировался одиночный участок с замороженным полем по методике, описанной выше. Распределение нормальной к плоскости образца компоненты ЗМП вдоль оси X образца с эпицентром в точке 6 мм по горизонтальной оси показано на рис. 2 (кривая 0 А). Вначале проверялась реакция ЗМП на действие транспортного тока, несколько превышающего критический ток ($I_{tr} = 3 \text{ А}$, $I_{cJ} = 2,8 \text{ А}$). Перемещение максимума распределения ЗМП влево составило 0,9 мм (кривая +3 А). После этого образец отогревался до температуры $T > T_c$ и вновь формировался участок с тем же ЗМП и эпицентром в точке 6 мм. После этого подавался транспортный ток той же величины, но противопо-

ложного направления. В соответствии с изменением направления силы Лоренца происходит перемещение максимума распределения ЗМП направо на те же 0,9 мм с новым положением эпицентра в точке 6,9 мм. Эти эксперименты продемонстрировали воспроизводимость процесса перемещения области с ЗМП и позволили оценить пространственный масштаб возможного перемещения в зависимости от тока I_{tr} . Исходя из предположения о пропорциональности перемещения величине I_{tr} и оставшегося расстояния до края образца следующий импульс I_{tr} составил 5 А. Обзор участка образца справа от точки 6,9 мм с помощью феррозонда показал практически полное отсутствие ЗМП. По нашему предположению, это связано с перемещением большей части ЗМП (80%) от точки эпицентра 6,9 мм за край образца (точка 10,5 мм на горизонтальной оси рис. 2). Одновременно обнаружилось, что в районе исходного расположения области с ЗМП (в области точки 6 мм) после подачи импульса 5 А сохраняется остаточное замороженное поле с эпицентром распределения, близким к исходной точке 6 мм (кривая 5 А — открытые треугольники), что является аргументом в пользу высказанного предположения о существовании подвижной части ЗМП. В дальнейшем предполагается изучить этапы перемещения ЗМП при нескольких значениях тока I_{tr} с меньшим шагом между ними. Таким образом, если импульс 3 А вызвал перемещение области с ЗМП на 0,9 мм, то больший в 1,7 раза импульс может привести к перемещению подвижной ее части на расстояние, как минимум, в 4 раза большее. Нелинейную зависимость перемещения от величины I_{tr} можно связать с усиливающимся по мере увеличения I_{tr} подавлением сверхпроводимости части наиболее слабых межгранульных связей керамики и соответствующим уменьшением вязкости движения гипервихрей через «ослабленную» током керамику. Сохранение меньшей, практически неподвижной части ЗМП после импульса 5 А, можно объяснить тем, что в гранулированной керамике $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ даже слабое магнитное поле может замораживаться в FC режиме не только в межгранульной среде, но и в виде токовых вихрей в месте расположения гранул керамики, имеющих нарушение сплошности и обладающих большей силой пиннинга по сравнению с указанной средой [5].

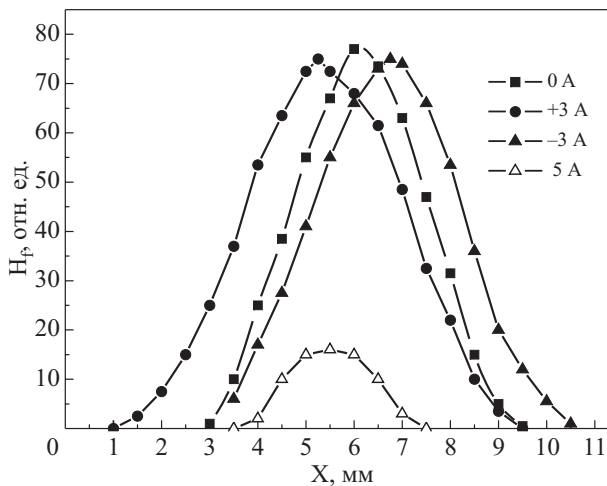


Рис. 2. Кривые распределения замороженного магнитного поля вблизи поверхности керамического образца вдоль оси X керамической пластины (см. рис. 1). Кривая, соответствующая начальному ЗМП до пропускания тока I_{tr} через образец, обозначена как 0 А, остальные — после пропускания тока, равного 3 А, -3 А и 5 А. Последняя кривая соответствует остаточной и практически не перемещаемой части ЗМП. Регистрация поля рассеяния вдоль всей длины образца, а не только в области замораживания диаметром около 0,5 мм, объясняется пространственной протяженностью поля рассеяния источника ЗМП и протяженностью детектора феррозонда (4 мм) в направлении, перпендикулярном плоскости образца.

При замораживании одинакового по величине, но противоположного по направлению поля в двух областях (диаметром 0,5 мм) образца и при кратковременном пропускании транспортного тока в направлении, перпендикулярном соединяющей их линии, эти области в течение указанного времени перемещаются навстречу друг другу в полном соответствии с направлением силы Лоренца для каждой из областей с ЗМП. Пропускание нескольких последовательных импульсов тока приводит к постепенному уменьшению расстояния (ΔX) между экстремумами распределения ЗМП. Одновременно с уменьшением расстояния происходит уменьшение абсолютной величины $|A|$ максимума и

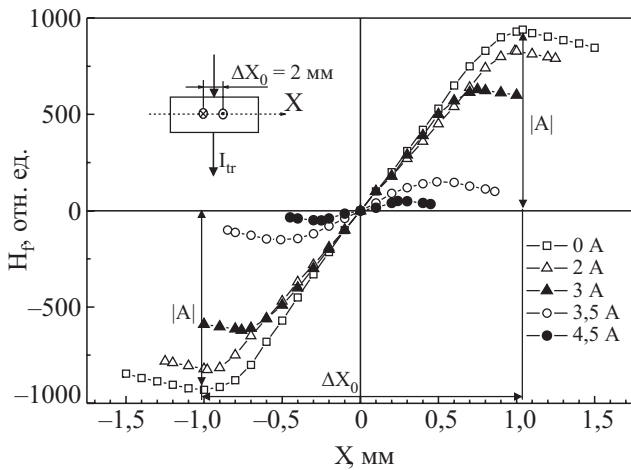


Рис. 3. Изменение распределения замороженного магнитного поля H_f над двумя областями с гипервихрями разного направления (антигипервихрей) вдоль оси X керамической пластины (показана на вставке) после кратковременного пропуска транспорта тока (I_{tr}) величиной 2; 3; 3,5; 4,5 А ($\Delta X_0 = 2$ мм — исходное расстояние между экстремумами).

минимума распределения ЗМП указанных областей (рис. 3). Видно, что при уменьшении расстояния между областями с ЗМП в 4 раза величина регистрируемого замороженного поля в точках экстремумов уменьшается в 10 раз. Резкое уменьшение поля каждой из областей по мере их сближения и с учетом нарастающих значений I_{tr} можно объяснить одновременным действием двух факторов. Во-первых, при сближении областей с противоположными по направлению ЗМП возникает их частичная взаимная компенсация. Во-вторых, возможно уменьшение ЗМП за счет частичного и нарастающего подавления сверхпроводимости слабых межгранульных связей керамики самим увеличивающимся транспортным током I_{tr} .

В результате, для сближения областей с ЗМП на одно и то же расстояние требуется все больший ток I_{tr} (рис. 4).

Обнаруженную особенность увеличения необходимой для перемещения антигипервихрей величины транспортного тока можно трактовать как некоторое дополнительное торможение гипервихрей, возникающее при их сближении.

Третьей особенностью перемещения локального ЗМП под действием силы Лоренца явилось то, что область с замороженным магнитным потоком, расположенная в центральной части образца, может перемещаться начиная с транспортного тока, равного $0,7 I_{cJ}$ (около 2 А). Ранее с помощью феррозонда с худшим пространственным разрешением нами наблюдалось [3] перемещение области с ЗМП только при $I_{tr} > I_{cJ}$ (I_{cJ} — критический ток образца, в данном случае равный 2,8 А). Таким образом, полученное значение транспортного тока позволяет более точно определить силу

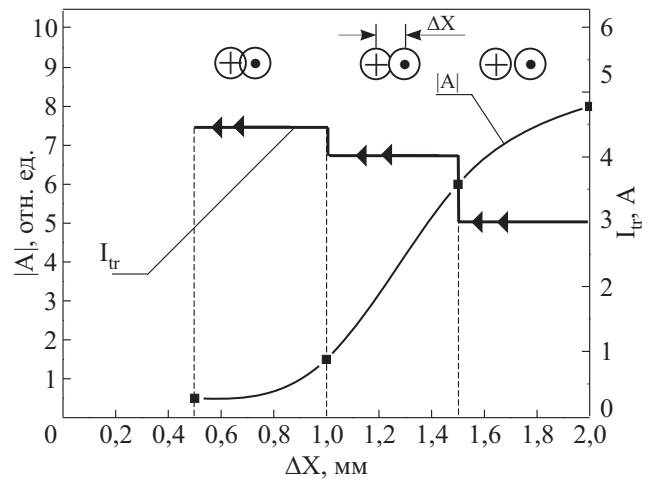


Рис. 4. Зависимости величины транспортного тока I_{tr} , необходимого для сближения двух антигипервихрей на 0,5 мм, и экстремумов распределения магнитного поля ($|A|$) антигипервихрей от расстояния ΔX между ними. В верхней части рисунка показаны схемы сближения областей с антигипервихрями по мере увеличения I_{tr} .

пиннинга области с гипервихрем в данной керамике. Кроме того, на рис. 3 видна величина перемещения двух областей с противоположным направлением ЗМП под действием $I_{tr} = 2$ А из положения, когда расстояние между ними 2 мм. Учитывая, что взаимодействие таких двух областей слабое, можно считать перемещение каждого из гипервихрей независимым. На рис. 3 видно, что перемещение каждой из областей составляет не более 0,05 мм. С другой стороны, импульс $I_{tr} = 3$ А, несколько больший критического, как было показано выше, вызывает перемещение на 0,9 мм. Таким образом, увеличение I_{tr} в 1,5 раза в области перехода образца из сверхпроводящего состояния в резистивное приводит к увеличению перемещения в 18 раз. Если учесть, что распределение сверхпроводящего транспортного тока по сечению образца из гранулированной керамики мало меняется при переходе из сверхпроводящего в резистивное состояние [6], то можно сделать вывод, что при переходе от сверхпроводящего состояния к резистивному происходит резкое уменьшение сопротивления движению гипервихря. При токе, меньшем критического, перемещение гипервихря затруднено и подобно крипу магнитного потока в классическом сверхпроводнике II рода в начале резистивного перехода, а при токе, большем критического, перемещению гипервихря можно сопоставить процесс течения потока с некоторой вязкостью, уменьшающейся по мере увеличения транспортного тока. Причиной такого влияния транспортного тока может быть подавление им сверхпроводимости части слабых связей джозефсовской среды керамики, возрастающее по мере увеличения тока.

Для ответа на четвертый вопрос было сопоставлено действие силы Лоренца на область с ЗМП в образцах с плотностью критического тока $j_c \approx 50 \text{ А/см}^2$ (такие образцы использовались при решении первых трех вопросов) и в образцах с $j_c = 0,5 \cdot 10^{-3} \text{ А/см}^2$ при одинаковых значениях ЗМП и размерах образцов. Если для первых образцов перемещение области с ЗМП наблюдалось начиная от $I_{tr} = 0,7 I_{cJ}$ до $I_{tr} \approx 1,7 I_{cJ}$ (что соответствовало току в 5 А через образец и развиваемой максимальной силе Лоренца около $5 \cdot 10^{-7} \text{ Н}$), то для вторых какое-либо перемещение отсутствовало в диапазоне величин $I_{tr} = 0-4,5 \text{ А}$. Пропускание транспортного тока в этом диапазоне значений приводило лишь к небольшому (на 15–20%) уменьшению величины ЗМП неподвижных областей (рис. 5). Указанные особенности вызваны существенным ухудшением сверхпроводящих свойств не только межгранульных контактов, но и самих гранул. В частности, измерения критической температуры таких образцов показали ее снижение с 92 до 83 К. Соответственно уменьшилось первое критическое поле гранул керамики. В результате, можно предположить, что слабое внешнее поле в 25 Э превосходит H_{c1g} и замораживается в основном в гранулах керамики в виде вихрей Абрикосова и токовых вихрей неоднородностей гранул [5], силы пиннинга которых значительно больше, чем пиннинг джозефсоновских гипервихрей в межгранульном пространстве. При этом часть ЗМП, замороженная в данной джозефсоновской среде, может уменьшаться из-за постепенного разрушения оставшихся слабых связей возрастающим транспортным током.

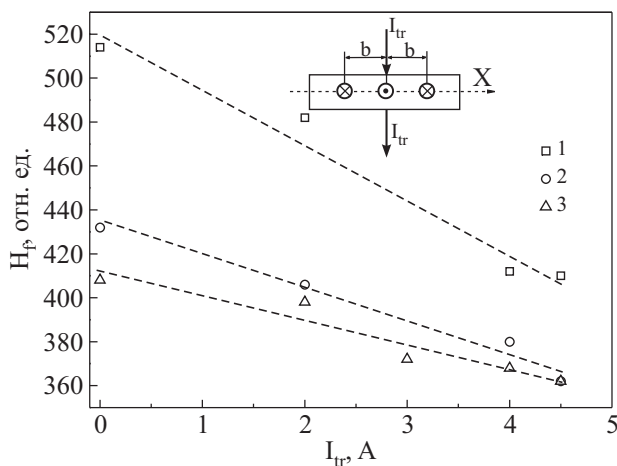


Рис. 5. Зависимости абсолютной величины замороженного магнитного поля над эпицентром трех областей керамики (1, 2, 3) с плотностью критического тока $0,5 \cdot 10^{-3} \text{ А}$, расположенных вдоль оси X образца на расстоянии друг от друга $b = 2 \text{ мм}$, от величины кратковременно подаваемого и направленного перпендикулярно оси X транспортного тока I_{tr} через образец. Различия в зависимостях связаны с неоднородностью керамики по площади образца.

Заключение

Перемещение гипервихрей в гранулированной керамике $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ позволило обнаружить следующие его особенности:

- сопротивление перемещению области с ЗМП в виде гипервихря резко уменьшается при переходе керамического образца из сверхпроводящего в резистивное состояние,

- при увеличении транспортного тока через образец, находящийся в резистивном состоянии, и уменьшении расстояния между двумя областями с равным, но противоположным по направлению ЗМП в виде антигипервихрей происходит непропорционально сильное уменьшение величины ЗМП обеих областей. В результате, по мере сближения и аннигиляции антигипервихрей для их перемещения на одно и то же расстояние требуется все больший транспортный ток.

При воздействии на керамику внешнего локального магнитного поля, превышающего первое критическое поле гранул H_{c1g} , оно замораживается в основном в гранулах керамики (в виде вихрей Абрикосова и вихрей макроскопических неоднородностей гранул). В этом случае область с ЗМП не перемещается по образцу, так как реализуемая в эксперименте сила Лоренца, достаточная для перемещения гипервихрей, меньше силы пиннинга указанных вихрей. Одновременно под действием транспортного тока происходит некоторое уменьшение величины ЗМП.

Из анализа полученных результатов следует, что транспортный ток через образец не только определяет вместе с величиной ЗМП силу Лоренца, но может также непосредственно влиять на структуру токов, поддерживающих ЗМП. Это касается прежде всего транспортных токов, превышающих критическое значение для образца. Подавляя сверхпроводимость даже части слабых связей джозефсоновской среды с ЗМП, транспортный ток может не только уменьшать локальное ЗМП, но и изменять условия его перемещения по образцу под действием силы Лоренца. Первый тип воздействия может объяснить уменьшение ЗМП, превышающего H_{c1g} , ввиду того, что его часть составляют гипервихри, подавляемые транспортным током. Подобное же воздействие позволяет объяснить аномалию в уменьшении ЗМП антигипервихрей при их сближении. Второй тип воздействия имеет прямое отношение к резкому увеличению подвижности ЗМП при переходе из сверхпроводящего состояния образца в резистивное и может объяснить предполагаемый выход ЗМП из образца под действием тока 5 А. Все это в последующих исследованиях управляемого перемещения областей с заданным ЗМП в сверхпроводниках на первый план выдвигает изучение влияния транспортного тока на внутреннюю структуру локального ЗМП.

1. Х.Р. Ростами, В.В. Манторов, В.И. Омельченко, *ФНТ* **22**, 736 (1996) [*Low Temp. Phys.* **22**, 565 (1996)].
2. С.И. Бондаренко, А.А. Шабло, Сборник расширенных тезисов 1-й Международной конференции «Фундаментальные проблемы высокотемпературной сверхпроводимости», 18–22 октября 2004 г., Звенигород, Россия, с. 264.
3. С.И. Бондаренко, А.А. Шабло, В.П. Коверя, *ФНТ* **32**, 825 (2006) [*Low Temp. Phys.* **32**, 628 (2006)].
4. А.А. Шабло, В.П. Коверя, С.И. Бондаренко, Сборник расширенных тезисов 3-й Международной конференции «Фундаментальные проблемы высокотемпературной сверхпроводимости», 13–17 октября 2008 г., Звенигород, Россия, с. 110.
5. G. Deutscher and K.A. Muller, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 1745 (1987).
6. В.П. Коверя, С.И. Бондаренко, *Вопросы атомной науки и техники* №1, 52 (2008).

Translation and annihilation of macroscopic regions with hypervortices in ceramic $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$

А.А. Shablo, V.P. Koverya, and S.I. Bondarenko

The features of guided translation, annihilation and transformation of macroscopic regions with

weak frozen magnetic field (FMF) in a slab of granulated ceramic $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ have been investigated experimentally under the influence of transport current through it. It is shown that the translation of the regions with FMF, which is lower than the first critical field of the ceramic granules (H_{c1g}), is connected with a relatively weak pinning force of hypervortices, which is lower than the highest Lorenz force created in the experiments. The role of transport current, which is not only one of the conditions for Lorenz force generation but also it affects the intrinsic current structure of local FMF what, in turn, influences its mobility and value, is discussed. The Lorenz force created in the experiments is lower than the pinning force of Abrikosov vortices in a mixed state of granules with a frozen local field higher than H_{c1g} . In this case there is no translation of the regions with FMF.

PACS: **74.72.-h** Cuprate superconductors;
74.25.Ha Magnetic properties including vortex structures and related phenomena.

Keywords: superconductivity, transference of frozen magnetic field, mixed state.