

ПЛАВЛЕНИЕ РЕШЕТКИ ДЖОЗЕФСОНОВСКИХ ВИХРЕЙ В Bi-2212

Ю. И. Латышев, В. Н. Павленко*, А. П. Орлов

Институт радиотехники и электроники Российской академии наук
125009, Москва, Россия

Исследована B - T -диаграмма (B — индукция магнитного поля, параллельного слоям, T — температура) плавления решетки джозефсоновских вихрей в Bi-2212. Показано, что в полях $B > B^* = 0.6$ – 0.7 Тл плавление решетки джозефсоновских вихрей обусловлено переходом Березинского–Костерлица–Таулесса в элементарных сверхпроводящих слоях Bi-2212 и является фазовым переходом второго рода.

PACS: 74.25.Qt, 74.25.Dw, 74.50.+r, 74.72.Hs

Недавно был найден способ идентификации треугольной решетки джозефсоновских вихрей [1] по наблюдению осцилляций магнитосопротивления, обусловленных соизмеримостью периода движущейся решетки с размером слоистой структуры. Мы использовали это явление для исследования плавления решетки джозефсоновских вихрей [2], исходя из того, что исчезновение соизмеримых осцилляций магнитосопротивления с ростом температуры является результатом потери дальнего порядка в системе джозефсоновских вихрей.

Эксперимент проводился на слоистых структурах (мезах) Bi-2212 с избыточным содержанием кислорода. Структуры имели размеры $L_a \times L_b = (15\text{--}30) \times (3\text{--}5)$ мкм² и содержали около ста элементарных переходов (рис. 1). Структуры были получены с помощью двустороннего травления вискера Bi-2212 фокусированным ионным пучком [3]. Образцы ориентировались таким образом, чтобы магнитное поле было параллельно плоскостям ab и перпендикулярно оси a (длинной стороне образца). Параллельная ориентация с точностью примерно 0.01° достигалась путем прецизионного вращения образца вокруг оси a и устанавливалась по острому максимуму магнитосопротивления в режиме движения джозефсоновских вихрей. С этой целью дополнительно к основному магниту, создающему поле до 1 Тл, применялась перпендикулярная катушка. Сбор данных

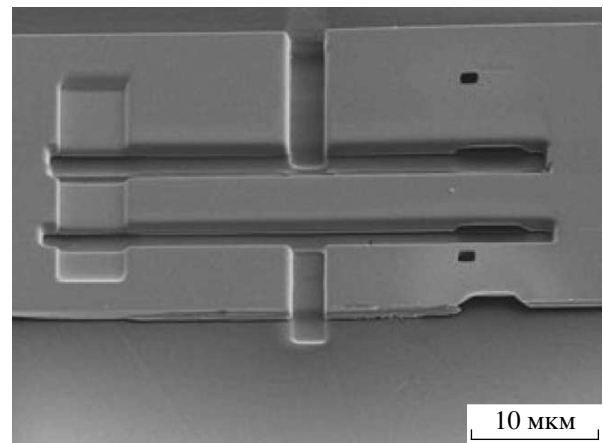


Рис. 1. Изображение слоистой структуры, полученной с помощью двустороннего травления фокусированным ионным пучком на монокристаллическом вискере Bi-2212

осуществлялся с помощью источника тока и нановольтметра, управляемых компьютером.

Мы исследовали осциллирующие зависимости магнитосопротивления мезы в режиме движения джозефсоновских вихрей от параллельного магнитного поля при фиксированных температурах, варьируя температуру с малым шагом (рис. 2). Период осцилляций точно соответствовал половине кванта магнитного потока на элементарный переход, $\Delta B = 0.5\Phi_0/Ls$, где L — размер структуры в направлении, перпендикулярном магнитному по-

*E-mail: vit@cplire.ru

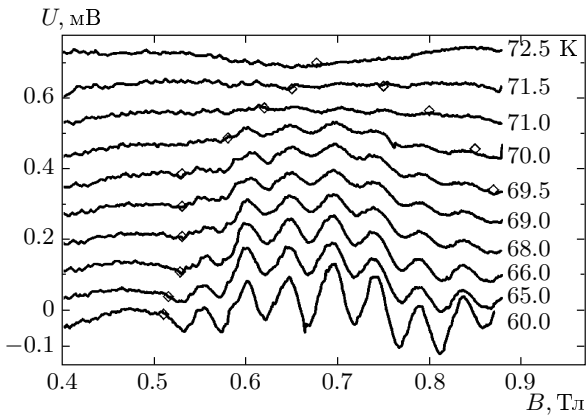


Рис. 2. Осцилляции напряжения, вызванного движением джозефсоновских вихрей, на структуре Bi-2212 с продольными размерами $L_a \times L_b = 15 \times 5 \text{ мкм}^2$ в магнитном поле, параллельном оси b ; $I = 3 \text{ мкА}$. Линейная часть зависимости вычтена. Кривые сдвинуты по оси напряжения. Ромбами отмечены верхняя и нижняя границы области существования осцилляций

лю, s — расстояние между элементарными слоями, $s = 1.5 \text{ нм}$, что соответствует решетке джозефсоновских вихрей треугольного типа. Амплитуда осцилляций уменьшалась с ростом температуры и обращалась в нуль при некоторой температуре T_0 на 3.5 К ниже T_c . Из рис. 2 видно, что при фиксированной температуре осцилляции существуют в некотором интервале полей. Границы этого интервала, обозначенные на рисунке, определяют верхнюю и нижнюю границы области существования треугольной решетки джозефсоновских вихрей на диаграмме $B-T$ (рис. 3).

Характерная точка на фазовой диаграмме соответствует полю $B = 0.6-0.7 \text{ Тл}$, где верхняя и нижняя границы соединяются при $T = T_0$. Выше этой температуры осцилляций нет. Поэтому мы можем заключить, что состояние треугольной решетки джозефсоновских вихрей выше этой температуры не существует. Значение T_0 лежит на 3.5 К ниже температуры перехода. Это очень близко к температуре перехода Березинского – Костерлица – Таулесса (БКТ), наблюдаемого в нулевом магнитном поле на аналогичных монокристаллах Bi-2212 по измерениям вольт-амперных характеристик в плоскости слоев [4]. Переход БКТ характеризуется спонтанным образованием свободных пар двумерных вихрей и антивихрей в элементарных сверхпроводящих слоях. В монокристаллах Bi-2212 температура перехода БКТ соответствует $T_{BKT} - T_c = 3.5 \text{ К}$ [5].

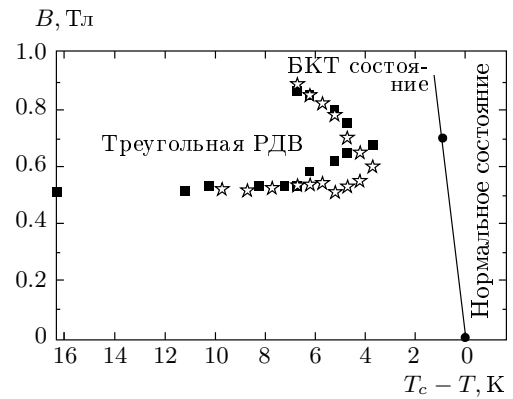


Рис. 3. Фазовая диаграмма состояния решетки джозефсоновских вихрей, полученная из условия обращения в нуль амплитуды осцилляций магнитосопротивления, вызванного движением решетки, с периодом $\Phi_0/2$ для двух образцов Bi-2212, которым соответствуют квадраты и звездочки

Переход БКТ в параллельном магнитном поле [6, 7] был рассмотрен в связи с плавлением решетки джозефсоновских вихрей [8, 9], которое сопровождается элементарными процессами перескока сегмента джозефсоновского вихря на соседний переход с образованием петли линии потока, включающей двумерные вихрь и антивихрь [10].

Переход БКТ облегчает такие перескоки вследствие образования свободных вихрей и антивихрей, необходимых для образования петли. Разрыв связанных пар вихрь–антивихрь плоскостными компонентами токов, циркулирующих вокруг джозефсоновских вихрей, происходит даже при температурах существенно ниже T_{BKT} . Перескок становится предпочтительнее при более высоких температурах из-за увеличения тепловых флуктуаций, а также в достаточно сильных магнитных полях с увеличением концентрации вихрей и, соответственно, с увеличением межвихревого взаимодействия отталкивания в одном переходе. Критическое поле B^* перехода решетки джозефсоновских вихрей в фазу БКТ оценивается как [8, 9]

$$B^* = \frac{\Phi_0}{2\sqrt{3}\gamma s^2},$$

где γ — анизотропия лондоновской глубины проникновения, $\gamma = \lambda_c/\lambda_{ab}$.

Экспериментально найденная фазовая диаграмма плавления решетки джозефсоновских вихрей соответствует теоретической картине. Максимальная температура T_0 существования фазы БКТ хорошо соответствует переходу БКТ в нулевом магнитном

поле. Оценка критического магнитного поля B^* дает для наших образцов с $\gamma = 500$ [11] величину 0.5 Тл, что близко к экспериментальному значению 0.6–0.7 Тл. Верхняя граница существования решетки джозефсоновских вихрей также находится в качественном согласии с теоретической зависимостью $B(T)$ линии плавления: поле B растет с уменьшением T . Непрерывный характер уменьшения амплитуды осцилляций до нуля при увеличении температуры и магнитного поля дает основание отождествлять эту границу с переходом второго рода. Это является указанием на плавление в состоянии БКТ, поскольку переход второго рода ожидается при плавлении решетки джозефсоновских вихрей в состоянии БКТ при $\gamma > 9$ и $B > B^*$ [8]. Заметим, что экспериментальная картина получена в режиме движущейся решетки джозефсоновских вихрей, в то время как теоретически рассматривался статический случай. Однако измерения проводились при малых токах, что соответствует небольшим скоростям движения решетки джозефсоновских вихрей.

В отличие от верхней границы, в области нижней границы наблюдается существенно более резкое уменьшение амплитуды осцилляций при уменьшении поля. Происхождение нижней границы на данном этапе не вполне ясно. Осцилляции возникают в полях $B > 0.5$ Тл практически независимо от температуры. Это соответствует пяти–семи периодам треугольной решетки джозефсоновских вихрей, что оказывается порогом для эффекта соизмеримости. Мы полагаем, что нижняя граница области треугольной решетки джозефсоновских вихрей связана с образованием плотной решетки.

Авторы выражают благодарность А. М. Никитиной (ИРЭ РАН) за предоставленные монокристаллические висеры Vi-2212. Работа выполнена

при финансовой поддержке Программ сотрудничества между РАН и KOSEF (Корея), между CRTBT (Франция) и ИРЭ РАН (грант РФФИ № 03-02-22001-НЦНИ_а), а также Программы Отделения физических наук РАН «Сильнокоррелированные электронные системы и квантовые критические явления».

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Ooi, T. Mochiku, and K. Hirata, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 247002 (2002).
2. Yu. I. Latyshev, V. N. Pavlenko, A. P. Orlov, and X. Hu, *Письма в ЖЭТФ* **82**, 251 (2005).
3. Yu. I. Latyshev, S.-J. Kim, and T. Yamashita, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **9**, 4312 (1999).
4. S. N. Artemenko, I. G. Gorlova, and Yu. I. Latyshev, *Phys. Lett. A* **138**, 428 (1989).
5. С. Н. Артеменко, И. Г. Горлова, Ю. И. Латышев, *Письма в ЖЭТФ* **49**, 566 (1989).
6. S. E. Korshunov and A. I. Larkin, *Phys. Rev. B* **46**, 6395 (1992).
7. B. Horovitz, *Phys. Rev. B* **47**, 5947, 5864 (1993).
8. X. Hu and M. Tachiki, *Phys. Rev. B* **70**, 064506 (2004).
9. X. Hu and M. Tachiki, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 2577 (2000).
10. G. Blatter, B. I. Ivlev, and J. Rhyner, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2392 (1991).
11. Yu. I. Latyshev, A. E. Koshelev, and L. N. Bulaevskii, *Phys. Rev. B* **68**, 134504 (2003).