

Захват потока и разорванные вихри Абрикосова в керамических иттриевых ВТСП образцах

© В.Ф. Хирный, А.А. Козловский

Институт монокристаллов Национальной академии наук Украины,
61001 Харьков, Украина

(Поступила в Редакцию 11 октября 2000 г.
В окончательной редакции 6 февраля 2001 г.)

Получено непосредственное доказательство существования разорванных вихрей Абрикосова из измерений вида распределения и величины остаточных магнитных полей в пространстве керамических иттриевых ВТСП образцов после выключения транспортного тока. При этом усредненная по всему образцу межгранулярная магнитная индукция имеет то же направление, что и поле, созданное до его выключения.

Значение критического тока I_c в сверхпроводниках II рода определяется пиннингом квантованных вихрей, а в керамических образцах ВТСП зависит еще и от величины межгранулярной магнитной индукции B_j [1]. В работе [2] утверждается, что в слабых связях после выключения транспортного тока появляется магнитное поле, направленное противоположно полю тока, т.е. происходит инверсия знака в распределении B_j . В результате этого при повторном измерении I_c значение критического тока возрастает. В [3] эффект увеличения I_c объясняется влиянием на процесс проникновения в образцы вихревых колец Джозефсона остаточных круговых магнитных полей H_{REM} , которые созданы полями рассеяния разорванных вихрей Абрикосова. Для непосредственного доказательства существования разорванных вихрей Абрикосова были определены величина, вид и распределение поля H_{REM} вне керамических иттриевых образцов ВТСП.

диаметром 4.5 mm и длиной 35 mm после вывода тока $I_t = 10$ А, который протекал перпендикулярно плоскости рисунка. Критическая температура образца равнялась $T_c \cong 90$ К, а критический ток $I_c = 5.89$ А при 77 К. Поле Земли не экранировалось. Измерения проводили в точках, которые располагались через угол $\varphi = 30^\circ$. Датчик Холла с размерами кристалла 1.5×2 mm находился рядом с цилиндрической поверхностью образца. Данные получены на вертикально расположенном образце. Величина полей и их распределение практически не изменялись по высоте образца. Составляющая магнитного поля, параллельная продольной образующей цилиндра, обнаружена не была. На торцах цилиндра остаточное магнитное поле не было зафиксировано. На рис. 2 дано распределение поля H_{REM}^{out} в плоскости поперечного сечения образца с размерами сторон 5×5 mm и длиной 35 mm. Условия измерений были такими же, как и у цилиндрического образца.

1. Эксперимент и обсуждение

Исследовались керамические $YBa_2Cu_3O_x$ образцы ВТСП, сверхпроводящие свойства которых были изучены ранее [3].

Для создания кругового поперечного магнитного поля H_t через образцы, которые находились при комнатной температуре, пропускаться электрический ток I_t . В этом поле они охлаждались до $T = 77$ К, после чего ток I_t выключался и с помощью стандартного магнитометра [4] измерялось распределение остаточного магнитного поля H_{REM}^{out} снаружи образцов, которые находились в жидком азоте. Чувствительность системы равнялась 0.01 Ое. Было установлено, что величина поля H_t не изменялась при переходе образцов из нормального в сверхпроводящее состояние, т.е. распределение поля вне исследованных образцов ВТСП совпадало с предсказанным для случая сверхпроводящего цилиндра, по которому течет ток вблизи поверхности [5].

На рис. 1 дано распределение кругового магнитного поля H_{REM}^{out} в плоскости поперечного сечения, зафиксированное вне цилиндрического иттриевого ВТСП образца,

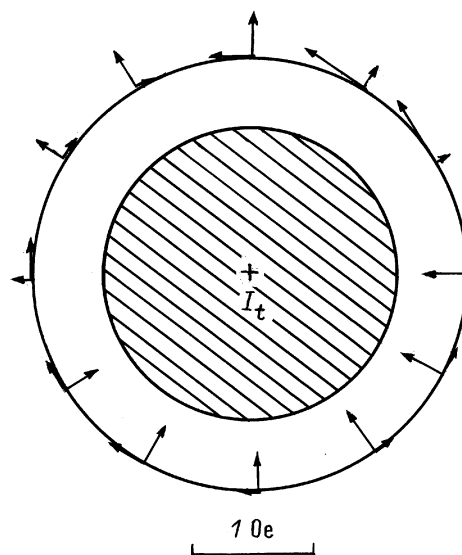


Рис. 1. Экспериментально полученное распределение параллельной и перпендикулярной составляющих кругового остаточного магнитного поля вне цилиндрического образца (заштрихован) после выключения тока I_t .

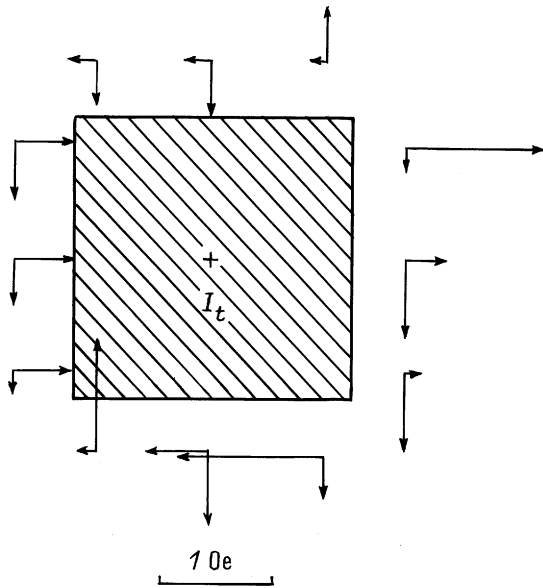


Рис. 2. Экспериментально полученное распределение параллельной и перпендикулярной составляющих кругового остаточного магнитного поля вне образца с квадратным сечением (заштрихован) после выключения тока I_t .

Как видно на рис. 1 и 2, распределение поля $H_{\text{REM}}^{\text{out}}$ аналогично распределению поля магнетика, у которого $\oint_L H_{\text{REM}}^{\text{out}} d\mathbf{l} = 0$ при $I = 0$ для замкнутого контура L , проведенного вне образца. Полученный результат подтверждает предположение [3], что увеличение критического тока при повторном его измерении происходит из-за влияния оставшегося в образцах после выключения тока I_t кругового поперечного магнитного поля $H_{\text{REM}}^{\text{in}}$ [3], созданного собственным полем тока H_t .

Захват кругового магнитного поля кермическим образцом ВТСП может происходить следующим образом. В нормальном состоянии сверхпроводника с током циркуляция кругового магнитного поля H_i постоянного тока I равна [6]

$$\oint_L \mathbf{H}_i d\mathbf{l} = (4\pi/c)I, \quad (1)$$

где $I \oint d\mathbf{S}_0$ представляет полный ток через поверхность поперечного сечения S_0 , которая стягивается контуром L с током, c — скорость света в вакууме, а J — плотность тока. После выключения тока I поле $H_i = 0$. В керамических образцах ВТСП поле H_i ведет себя совсем иначе. Когда образец переходит в сверхпроводящее состояние, это круговое поле присутствует в нем в виде колец, которые образованы из квантовых магнитных вихрей Абрикосова [3]. Целые вихревые кольца должны пронизывать гранулы, межгранульные связи и неоднородности. После выключения тока I_t при 77 К вихревые кольца оказываются запиннированными в гранулах, куда они проникли еще при $T \cong T_c$, когда нижнее критическое магнитное поле гранул $H_{c1g} \cong 0$.

Но магнитное поле в целом вихревом тороиде H_v находится внутри вихря [7] и его нельзя обнаружить вне сверхпроводника. Чтобы поле присутствовало снаружи сверхпроводника, вихри должны быть разорванными. В обычных низкотемпературных сверхпроводниках из-за выигрыша в энергии вихри притягиваются к неоднородностям силой f_p , равной градиенту энергии. Для неоднородности размером d сила $f_p \sim H_c^2 \xi d$ [8], где H_c — термодинамическое критическое магнитное поле, а ξ — длина когерентности. Это большая сила, она равна силе Лоренца, которая действует на вихрь при прохождении тока, сравнимого с критической плотностью тока, необходимой для разрушения куперовской пары [8]. Из отношения $E_1/E_0 = 3/\pi^2 \ln[\lambda_L(0)/\xi_0(0)]$ [9] получаем оценку выигрыша в энергии для чистого сверхпроводника при $T = 0$, где сумма $E_1 + E_0$ равна энергии E вихря на единицу длины. Здесь в слагаемом $E_0 = (\Phi_0/4\pi\lambda_L)^2 \ln(\lambda_L/\xi)$ учитывается изменение энергии электронов в магнитном поле и их кинетическая энергия (сверхток), а $E_1 = (H_c^2 \xi^2/8\pi)$ представляет энергию, которая необходима для перевода электронов из сверхпроводящего в нормальное состояние внутри сердцевинных вихря, т. е. равна энергии конденсации, $\Phi_0 = hc/2e$ — квант магнитного потока, h — постоянная Планка, c — скорость света в вакууме, e — заряд электрона, λ_L — лондоновская глубина проникновения магнитного поля, $\lambda_L(0)$ — лондоновская глубина проникновения магнитного поля при $T = 0$, $\xi_0(0)$ — длина когерентности чистого сверхпроводника при $T = 0$. Если вихрь проходит через полость с размерами $d \geq \xi$, то часть избыточной энергии E_1 отсутствует. Общая энергия E_b такого вихря меньше, чем энергия E вихря, не пересекающего полость. Для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$, у которого параметр Гинзбурга–Ландау $\kappa = \lambda_L/\xi \cong 50$, $E_1/E_0 \sim 8\%$. В исследованных керамических иттриевых ВТСП в больших количествах имеются несверхпроводящие включения даже с размерами $d \gg \lambda_L$ [10], и, учитывая, что $\lambda_L \cong 50\xi$, получается, что при пересечении вихря с ними выигрыш в энергии становится еще больше. Притягиваясь в порам и несверхпроводящим включениям и пересекая их, вихревые кольца разрываются. Магнитные поля H_v , которые находятся внутри вихрей, рассеиваются через области разрывов колец. Соответствующие им линии индукции, не разрываясь, деформируются сложным образом. Эти линии рассеянного магнитного поля, замкнутые в межгранульном пространстве вне запиннированных кусков вихрей, проникают в гранулы на глубину λ_L и частично выходят из образца.

Вывод о том, что вихри разрываются неоднородностями, был сделан с учетом следующих трех обстоятельств. Во-первых, условие, при котором это происходит, а также вывод о существовании в керамических ВТСП разорванных вихрей, которые состоят из кусков вихрей, отделенных друг от друга неоднородностями, были установлены из анализа работы тонкопленочных сверхпроводящих трансформаторов постоянного тока [11]. Именно в пленочных сверхпроводящих

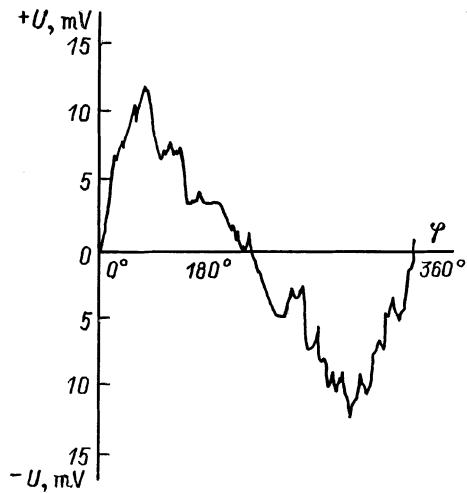


Рис. 3. Изменение величины выходного сигнала датчика Холла U в зависимости от угла поворота диска φ .

трансформаторах постоянного тока при толщине изолирующего слоя между первичной и вторичной пленками, большей λ_L , нарушается магнитная связь между вихрями, которые имеются в этих пленках. Вихри, созданные одним и тем же полем в первичной и вторичной пленках, существуют независимо, проскальзывая друг относительно друга, т. е. они разорваны. Во-вторых, вихревые нити — это особые линии в распределении скорости куперовских пар при их вращении вокруг некоторой оси. Вихревая нить характеризуется квантованным значением циркуляции скорости v_s сверхпроводящих электронов $\oint \mathbf{v}_s d\mathbf{l} = \pi k \hbar / m$ (где $k = 1$) [8] по замкнутому контуру C , проведенному вокруг их оси вращения, m — масса сверхпроводящих электронов. Это значит [12], что вихревая нить либо замкнута, либо заканчивается на границе сверхпроводящей области с любой несверхпроводящей неоднородностью, не прерываясь в области чистого сверхпроводника. И в-третьих, как отмечено в работе [8], та часть вихря, которая притягивается к неоднородности, исчезает, сливаясь со своим мнимым отображением, т. е. вихрь разрывается.

В разорванном вихревом кольце осевые и расположенные рядом с ними линии индукции магнитного поля вихря H_v остаются такими же, как и в целомом. Отличие его от цельного кольца состоит в том, что в местах расположения несверхпроводящих включений отсутствует вращение куперовских пар и возможны изгибы линий индукции магнитного поля. Из-за хаотического расположения неоднородностей в керамических образцах ВТСП разорванные вихревые кольца принимают мелкозубчатый пилообразный вид.

Вид распределения магнитного поля на рис. 2 подтверждает наличие разорванных вихревых колец и в образцах с прямоугольным поперечным сечением. О возможности существования вихревых колец в образце такой геометрии сообщалось в работе [13].

С целью подтверждения рассмотренного выше механизма образования остаточных магнитных полей был выполнен модельный эксперимент, в котором в качестве разорванных вихрей использовались цилиндрические магниты диаметром 0.035 м и толщиной 0.01 м. Напряженность их магнитного поля на торцевой поверхности была порядка 500 Ое. Двадцать таких магнитов были вертикально укреплены на горизонтальном немагнитном диске диаметром 0.22 м. Диск был укреплен на стержне, присоединенном к редуктору электродвигателя. Магниты располагали на одинаковом расстоянии друг от друга по окружности радиуса 0.1 м так, что их разноименные полюса были обращены друг к другу. Датчик Холла с магнитной чувствительностью $135 \mu\text{V}/\text{tesla}$ находился на некотором расстоянии от края диска. С его помощью в плоскости диска определяли распределение кругового магнитного поля. Это поле создавалось полями рассеяния магнитов. Для этого включали электродвигатель, и диск медленно и равномерно вращался. На рис. 3 дано изменение величины сигнала, полученного с датчика Холла (ось ординат), в зависимости от угла поворота диска. Датчик находился от центра диска на расстоянии 0.235 м. Рисунок фактически представляет распределение кругового магнитного поля, зафиксированное датчиком после одного оборота диска. Полученный результат аналогичен приведенному на рис. 1, подтверждая рассмотренный механизм образования остаточных круговых магнитных полей разорванными квантованными вихрями в керамических иттриевых образцах ВТСП. Циркуляция магнитного поля в модельном эксперименте также получалась равной нулю вне зависимости от того, на каком расстоянии от края находился датчик Холла, хотя вид распределения и величина магнитного поля претерпевали изменения. При нахождении датчика Холла около края диска на кривой зависимости изменения величины сигнала от угла поворота диска имелись максимумы и минимумы, а сама кривая проходила через нулевые значения. При удалении датчика Холла от края диска число максимумов и минимумов уменьшалось до тех пор, пока кривая не приобрела вид, изображенный на рис. 3. Дальнейшее увеличение расстояния между датчиком Холла и краем диска приводило к уменьшению амплитуды сигнала и вырождению кривой в прямую линию.

Итак, зафиксированное вне керамических ВТСП образцов поле $H_{\text{REM}}^{\text{out}}$ создано полями рассеяния разорванных вихрей. Внутри образца остается усредненный магнитный поток в сетке слабых связей величиной $\Phi \leq n\Phi_0$ того же знака, что и поток цельных вихревых колец. Здесь n — число разорванных вихревых колец в образце. Слабые поля $H_{\text{REM}}^{\text{out}}$ указывают на то, что рассеивается незначительная часть магнитного поля H_v , которое находится внутри разорванных вихрей, в то время как основная его часть остается в образце.

Таким образом, после вывода транспортного тока из образца в его межгранульном пространстве не происходит инверсии знака B_j .

Это следует из теоремы Стокса и подтверждается характером распределения остаточного магнитного поля снаружи образца, приведенного на рис. 1 и 2.

Список литературы

- [1] J.E. Evetts, V.A. Glowacki. *Cryogenics* **28**, 10, 641 (1988).
- [2] А.А. Жуков, В.В. Мошалков. *Сверхпроводимость: физика, химия, техника* **4**, 5, 850 (1991).
- [3] А.А. Козловский, В.Ф. Хирный. *ФТТ* **42**, 10, 1780 (2000).
- [4] В.И. Чечерников. *Магнитные измерения*. Изд-во МГУ, М. (1963). 175 с.
- [5] Дж. Бардин. В сб.: *Физика низких температур*. ИЛ, М. (1959). С. 679. [*Handbuch der Physik*/ Ed. by S. Flugge. Springer, Berlin (1956)].
- [6] В.Г. Левич. *Курс теоретической физики*. Т. 1. Физматгиз, М. (1962). 515 с.
- [7] Yu.A. Genenko. *Phys. Rev.* **B49**, 10, 6950 (1994).
- [8] А.А. Абрикосов. *Основы теории металлов*. Наука, М. (1987). 520 с.
- [9] A.G. van Vijfeijken. *On the Theory of Vortices in type-II Superconductors*. Thesis, University of Amsterdam, December (1967). 175 с.
- [10] V.P. Seminozhenko, V.F. Khirnyi, N.I. Shevtsov, P.V. Mateichenko, A.A. Kozlovsky, T.S. Teplitskaya, Yu.P. Shokurov, S.Yu. Sumarokov. *Functional Materials* **1**, 1, 19 (1994).
- [11] J.R. Clem. *Phys. Rev.* **B12**, 6, 1742 (1975).
- [12] Е.М. Лифшиц, Л.П. Питаевский. *Физическая кинетика*. Наука, М. (1979). 613 с.
- [13] A.M. Campbell, J.E. Evetts. *Adv. Phys.* **21**, 2, 199 (1972).