

Таким образом, методы КРС и генерации отраженной ВГ позволили идентифицировать в монокристаллах $CdIn_2S_4$ изоструктурный фазовый переход 1-го рода, наступающий при $T \approx 400$ К.

Список литературы

- [1] Kerimova T. G., Salaev E. Yu., Khidirov A. Sh., Dervishov N. G., Efendiev S. M. // Phys. Stat. Sol. (b). 1982. V. 113. P. K107—K109.
- [2] Czaja W. // Phys. Kondens. Mater. 1970. V. 10. N 4. P. 299—316.
- [3] Fulga V. N., Pyshkin S. L., Tiginyanu I. M., Zenchenko V. P. // Abstracts of the VIII international conference on ternary and multinary compounds. Kishinev, 1990. P. 140.
- [4] Губанов В. А., Куликова О. В., Кулюк Л. Л., Радауцан С. И., Рацеев С. А., Саливон Г. И., Тээлэван В. Е., Цыцану В. И. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 2. С. 457—461.
- [5] Talanov V. M., Bezrukov G. V. // Phys. Stat. Sol. (a). 1986. V. 96. P. 475—480.
- [6] Ахманов С. А., Емельянов В. И., Коротеев Н. Н., Семиногов В. Н. // УФН. 1985. Т. 147. № 4. С. 675—745.
- [7] Heinz T. F., Loy M. M. T., Thompson W. A. // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 54. N 1. P. 63—65.
- [8] Акципетров О. А., Кулюк Л. Л., Петухов А. В., Струмбан Е. Э., Цыцану В. Н. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. № 28. С. 1345—1349.

Институт прикладной физики АН Молдовы
Кишинев

Поступило в Редакцию
12 сентября 1991 г.

УДК 539.537

© Физика твердого тела, том 34, № 9, 1992
Solid State Physics, vol. 34, N 9, 1992

ТОКОВЫЕ СОСТОЯНИЯ ВТСП КОЛЬЦА В КОНФИГУРАЦИИ ААРОНОВА—БОМА

А. И. Шельх, Е. К. Кудинов

1. Ввиду низких значений критического тока и нижнего критического поля H_{c1} в керамических высокотемпературных сверхпроводниках легко реализовать исследование токового состояния сверхпроводящего кольца в оптимальном варианте, когда внешнее магнитное поле сконцентрировано в трубке, пересекающей внутренний контур кольца (рис. 1, а) (конфигурация Ааронова—Бомы). В этом случае в объеме кольца внешнее поле отсутствует, следовательно, исключен соответствующий механизм образования вихрей, что устраняет связанную с ними неопределенность в интерпретации эксперимента. Ниже излагаются результаты соответствующего исследования.

2. Схема экспериментальной установки показана на рис. 1, б. Внешний магнитный поток Φ внутри кольца создается соленоидом длиной 120, диаметром 6 мм. Концы обмотки соленоида выведены так, как показано на рисунке. Внутри соленоида реализуется поле $H = 57 J_a$, Гс (J_a — ток через соленоид, А). Кольцо из ВТСП YBCO высотой 6 мм, внешним и внутренним диаметром соответственно 14 и 7 мм расположено на середине длины соленоида. Оценка поля рассеяния в области кольца показывает, что оно не превышает 5% от поля внутри соленоида. Холловский датчик установлен в непосредственной близости от верхнего торца кольца. Измерялось напряжение V_x на холловском датчике в зависимости от тока J_a в соленоиде, что при надлежащем пересчете ($J = \text{const} \cdot V_x$) дает зависимость незатухающего тока J в кольце от магнитного потока Φ , создаваемого соленоидом.

3. Результаты измерения представлены на рис. 2, 3. Зависимость $J(\Phi)$ (рис. 2) линейна вплоть до Φ_c . (Вначале (точка О на рисунке) кольцо охлаждалось

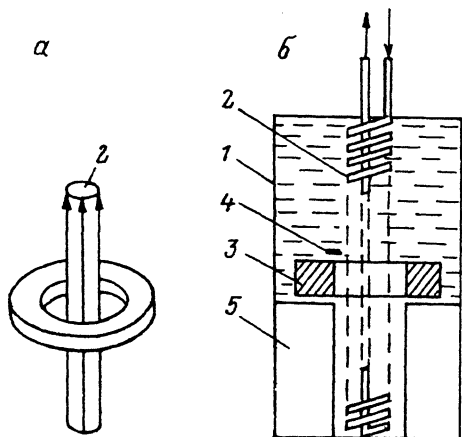


Рис. 1. Конфигурация Ааронава—Бома (а). Схема эксперимента (б).

а: 1 — сверхпроводящее кольцо, 2 — идеальный (бесконечно длинный) соленоид. Магнитное поле отлично от нуля только внутри соленоида; б: 1 — сосуд с жидким азотом, 2 — соленоид, 3 — ВТСП кольцо, 4 — датчик Холла, 5 — подставка.

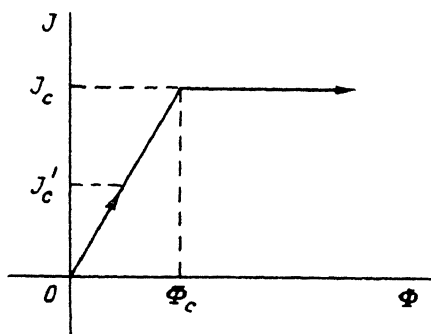
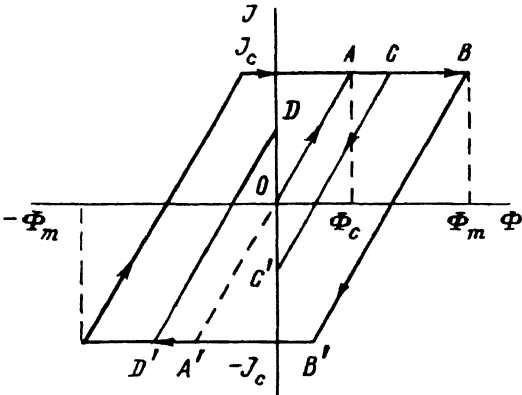


Рис. 2. Уравнение состояния ВТСП кольца $J(\Phi)$.

В описываемых экспериментах $\Phi_c = 1.5 \text{ Гс см}^2$. Оценка J_c (средством медного кольца тех же размеров) дает значение $J_c \sim 2.5 \text{ А}$. Однако это дает лишь порядок величины, поскольку при этом не моделируется неоднородность распределения тока в ВТСП кольце.

до $T < T_c$ при $\Phi = 0$, т. е. в исходном состоянии $J = 0$). При $\Phi = \Phi_c$ происходит резкий излом и далее $J(\Phi) = J_c = \text{const}$. (Отметим, что создание в кольце участка с локальным магнитным полем посредством прилепленного к боковой поверхности маленького постоянного магнита снижает ток насыщения; на рис. 2 $J'_{\text{base}} 40c < < J_c$). В пределах точности измерений (не хуже 5%) не обнаружено сглаживания излома в точке $\Phi = \Phi_c$. Зависимость $J(\Phi)$ является полностью обратимой при условии, что $|J|$ не превышает J_c . В частности, при уменьшении Φ до нуля получается состояние с нулевым кольцевым током. Если же при изменении Φ будет достигнуто значение J_c , наблюдается гистерезис. На рис. 3 показано изменение J , когда Φ совершает цикл в пределах $-\Phi_m < \Phi < \Phi_m$, $\Phi_m > \Phi_c$. При уменьшении Φ от значения Φ_m (точка В) J движется по прямой BB' , параллельной начальной прямой OA . В этом случае после выключения тока в соленоиде ток J в кольце отличен от нуля. Если $\Phi_m > 2\Phi_c$, этот остаточный ток равен $-J_c$, т. е. максимален по абсолютной величине. При $\Phi_c < \Phi_m < 2\Phi_c$ остаточный ток лежит в пределах $0 - (-J_c)$ (CC' на рис. 3). Очевидно, что можно получить и изменение знака остаточного тока в пределах $0 - J_c$ (DD'). Итак, мы видим, что надлежащим изменением тока соленоида возможно перевести кольцо из одного токового состояния в любое другое, т. е. управлять незатухающим током в сверхпроводящем кольце.

4. Приведенные результаты можно интерпретировать следующим образом. Токовое состояние кольца с конфигурацией Ааронава—Бома определяется значением внешнего магнитного потока Φ (внешний параметр). В границах сверхпроводящего состояния, т. е. при $J < J_c$, токовое состояние определяется также целым числом Δn — изменением в единицах 2π фазы функции Ландау—Гинзбурга Ψ при обходе кольца. Изменение Δn связано с пересечением вихревой линией объема кольца, что в нерезистивном состоянии сверхпроводника требует преодоления энергетического барьера. В этих условиях Δn сохраняется, а ее конкретное значение определяется предысторией образца. В силу калибровочной инвариантности выражение для свободной энергии F зависит только от разности $(\Phi/\Phi_0) - \Delta n$, где $\Phi_0 = \pi \hbar c / e$ — квант потока (это справедливо не только в рамках теории Ландау—Гинзбурга, но и в общем случае).



Можно показать, что ток в кольце $J = \text{const} \cdot \partial F / \partial \Phi$, а условие устойчивости (незатухающее токовое состояние) определяется условием $\partial J / \partial \Phi > 0$ ¹.

Значения $\pm \Phi_c$, для которых $\partial J / \partial \Phi = 0$, определяют границы устойчивости.

Зависимость $J(\Phi)$ будет обратной (безгистерезисной), если выполняется условие $|\Phi / \Phi - \Delta n| \leq \Phi_c$ (отрезок $A'A$ при $\Delta n = 0$, отрезок $B'B$

при $\Delta n \neq 0$). При этом значения тока J лежат в интервале $(-J_c, +J_c)$.

При $\Phi > \Phi_c$ единственным равновесным состоянием может быть состояние с $J = J_c$. Рост Φ , начиная с Φ_c , сопровождается неравновесным процессом, в котором Δn изменяется так, что $\Phi - \Delta n \Phi_0 = \Phi_c$.

5. Пусть Φ достигло значения $\Phi_m > \Phi_c$. Если исходное состояние было бесштоковым, теперь установится значение $\Delta n = (\Phi_m - \Phi_c) / \Phi_0$; при уменьшении Φ ток будет меняться по закону $J(\Phi - \Delta n \Phi_0) = J[\Phi - (\Phi(\Phi_m - \Phi_c))] (линия CC'$ на рис. 3), и при $\Phi = 0$ кольцо окажется в токовом состоянии с $J[-(\Phi_m - \Phi_c)] \neq 0$. Таким образом, процессом, в ходе которого внешний поток превосходит Φ_c , можно перевести кольцо в состояние с заданным (в пределах $-J_c, J_c$) значением кольцевого тока $J_0 = J(\Phi = 0)$. При этом зависимость $J(\Phi)$ для $J_0 \neq 0$ получается параллельным переносом вдоль оси абсцисс зависимости $J(\Phi)$ для $J_0 = 0$ (рис. 3).

6. Зависимость $J(\Phi)$ (рис. 3) практически линейна вплоть до Φ_c . Это естественно для массивного кольца, когда ток сосредоточен в поверхностном слое (порядка глубины проникновения) и индуктивность L в соотношении $\Phi = LJ$ хорошо определена. Резкий излом $J(\Phi)$ в точке Φ_c вполне естествен, если потеря устойчивости токового состояния связана с образованием макроскопических возбуждений — вихрей. Заметим, что если эксперимент проводить не в конфигурации Ааронова—Бома, а в поле внешнего магнита, то в зависимости $J(\Phi)$ резкого излома не наблюдается [2], что объясняется возникновением вихрей под воздействием внешнего магнитного поля (см. также [3]). В то же время при этом определение кольцевого тока осложняется необходимостью разделения вкладов кольцевого тока и вихрей в измеряемое поле.

7. Можно сказать, что в данной работе экспериментально определена фундаментальная характеристика сверхпроводящего кольца — его уравнение состояния $J = J(\Phi)$. Она является основой для управления незатухающим током, что может быть использовано в приложениях (устройства типа «персисторов» [4] и т. п.). Кроме того, в использованной конфигурации (отсутствие контактов) удобно исследовать зависимость критического тока J_c от технологии приготовления ВТСП, химической и технологической обработки поверхности и т. п. Примененная методика позволяет четко отделить эффекты, связанные с кольцевыми токами, от эффектов, обусловленных вихрями, созданными внешними магнитными полями. Наконец, на основе зависимости $J(\Phi)$ возможно объяснение ряда нелинейных высокочастотных явлений, наблюдающихся в ВТСП [2].

¹ Это можно сделать посредством естественного обобщения результатов работы [1].

- [1] Кудинов Е. К. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 9. С. 2594—2605.
 [2] Liu F., Tucker R. R., Heller P. // Amer. J. Phys. 1990. V. 58. N 3. P. 211—218.
 [3] Шельх А. И. // ФТТ. 1990. Т. 32. № 6. С. 1820—1824.
 [4] Vail C. R., Lucas M. S. P., Owen H. A., Stewart W. C. // Sol. St. Electronics. 1960. V. 1. N 4. P. 279—286.
 [5] Jeffries C. D., Lam Q. H., Kim Y. et al. // Phys. Rev. B. 1989. V. 39. N 16—A. P. 11526—11537.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе РАН
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
18 ноября 1991 г.

УДК 539.211

© Физика твердого тела, том 34, № 9, 1992
Solid State Physics, vol. 34, N 9, 1992

ВЛИЯНИЕ ИОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА СВОЙСТВА ТУННЕЛЬНЫХ КОНТАКТОВ

В. В. Крюк

В работе [1] показано, что ионное облучение джозефсоновских туннельных контактов на основе пленок ниобия и сплава из свинца, индия, золота увеличивает у них величину критического сверхпроводящего тока. Из этого следует, что ионное облучение изменяет характеристики энергетического барьера туннельных контактов. Для выяснения механизма такого воздействия в настоящей работе изучено влияние облучения ионами аргона на наиболее простые по составу туннельные контакты, состоящие из алюминия и окиси алюминия, в зависимости от наличия в пленках медной примеси.

Первая группа контактов была образована на окисленной полированной кремниевой подложке из двух перпендикулярно пересекающихся алюминиевых полос шириной 1.0 мм, с толщинами около 100 нм, которые термически напылялись через маску в вакууме 10^{-3} Па. Между первой и второй операциями напыления проводилось окисление поверхности первой пленки алюминия путем бомбардировки ее ионами кислорода из газового разряда. Разряд зажигался в вакуумной камере в течение 3 мин при напуске 10%-ной смеси кислорода с аргоном до давления порядка 1.0 Па при напряжении между подложкой и катодом в 1.0 кв. Вторая группа контактов изготовлялась аналогично с единственной дополнительной операцией напыления тонкого слоя меди толщиной приблизительно 1.0 нм. Медь вводилась в район барьера после окисления первой алюминиевой пленки для того, чтобы сравнить реакцию на облучение простейших по составу контактов и изготовленных на металлических пленках более сложного состава.

Измерение вольт-амперных характеристик (ВАХ) полученных структур осуществлялось четырехзондовым методом. Облучение производилось ионами аргона с энергией 100 кэВ в установке ионной имплантации измерений при одновременной регистрации изменений ВАХ контактов в зависимости от дозы их облучения. Энергия ионов была выбрана такой, чтобы их средний протравленный пробег в алюминии по крайней мере превышал толщину верхней пленки алюминия. Так как электрофизические свойства металлических элементов с малым содержанием примесей слабо подвержены радиационным воздействиям [2], то изменения ВАХ характеризовали влияние облучения на область барьера контактов.