

МАГНЕТСОПРОТИВЛЕНИЕ МНОГОСВЯЗНЫХ ОБРАЗЦОВ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ ВБЛИЗИ КРИТИЧЕСКОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ

Я.Б. Поярков, В.Н. Антонов*, П.А. Волков, А.И. Головашкин,
К.В. Мицен, В.Т. Петрашов*

Методом электронной литографии изготовлены субмикронные сетчатые образцы из $YBa_2Cu_3O_{7-x}$. На них вблизи критической температуры обнаружены осцилляции магнетосопротивления небольшой амплитуды с периодом, близким к кванту потока $\Phi_0 = hc/e$.

Из-за влияния вектор-потенциала магнитного поля на фазу электронных волн, магнетосопротивление многосвязных образцов (колец, сеток, цилиндров) осциллирует при изменении магнитного потока в отверстиях образца с периодом, равным кванту потока $/1/$. Квантовые осцилляции магнетосопротивления наблюдались в многосвязных образцах с различным типом проводимости — в нормальных металлах $/2, 3/$ в полупроводнике с прыжковой проводимостью $/4/$, в сверхпроводниках (эффект Литтла — Паркса) $/5/$. Экспериментальное изучение магнетосопротивления многосвязных образцов из высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) может дать информацию о характеристиках и механизмах рассеяния носителей заряда в ВТСП, а также может обнаружить предполагавшееся в некоторых моделях $/6/$ существование электронных пар при температурах выше критической $/7/$.

Основой для приготовления образцов служили пленки $YBaCuO$, полученные с помощью лазерного испарения керамической мишени и осаждения на полированные монокристаллические подложки из MgO (100), нагревавшиеся до температуры $800^\circ C$ в атмосфере кислорода при давлении около 0,1 торр $/8/$. Исследования на сканирующем электронном микроскопе показали, что пленки являются блочными с размером зерна > 1 мкм. Однако зерна с осью c , отличающейся по направлению от нормали к поверхности, практически отсутствовали, что следовало из анализа рентгеновских дебаграмм. Использувавшиеся пленки имели толщину $(2-3) \cdot 10^3 \text{ \AA}$.

На поверхность $YBaCuO$ наносились четыре золотые контактные площадки. Сетка из $YBaCuO$ формировалась между потенциальными контактами; для этого использовался метод электронной литографии, описанный в $/9/$. Всего изучено 3 образца. Образцы 1 и 2 содержали 5×5 ячеек, образец 3 2×2 ячейки, см. вставку на рис. 1. Ширина линии сетки не превышала 0,4 мкм.

Измерения сопротивления производились на частоте ~ 262 Гц по четырехзондовой компенсационной схеме, выполненной на базе селективного нановольтметра Униран-232. При сопротивлении образца R около 10 Ом схема позволяла регистрировать изменения сопротивления $\Delta R/R = 10^{-4} - 10^{-5}$. Для накопления нескольких кривых магнетосопротивления и преобразования аналоговой информации в цифровую использовался многоканальный анализатор ИСА70.

Температурная зависимость удельного сопротивления образцов ρ (Т) представлена на рис. 1. При 77 К увеличение тока от 1 мкА до 1 мА приводило к уменьшению проводимости менее, чем на 0,5%. Отсюда следует, что критический ток I_c (77К) > 1 мА и, соответственно, плотность критического тока j_c (77 К) превышает 10^6 А/см².

Зависимость сопротивления образцов от поля R (Н) была симметрична относительно некоторого поля H^* , различного для всех трех образцов. Значение H^* для данного образца сохранялось при многократном прохождении кривых магнетосопротивления, но могло изменяться при коммутации цепей соленоида; кроме того, значения H^* могли различаться для экспериментов в разные дни. Например, для

* Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов АН СССР.

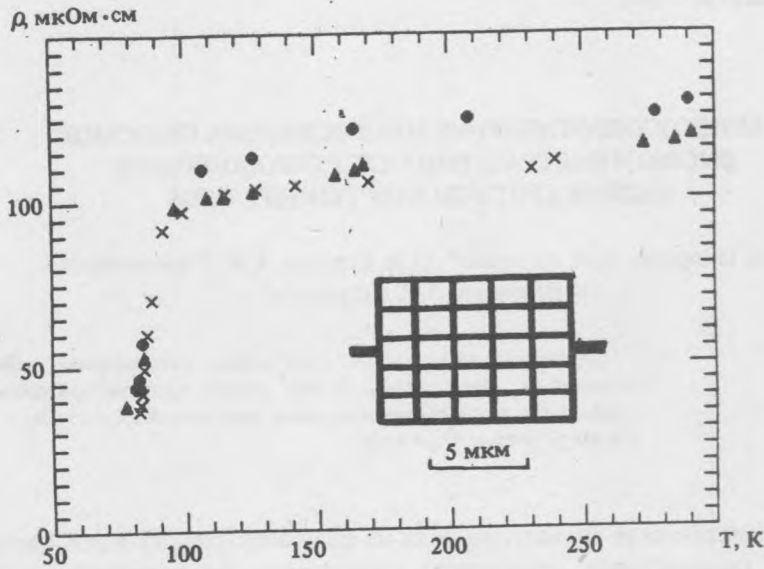


Рис. 1. Температурная зависимость удельного сопротивления образца 1 (рассчитанная по значению сопротивления и геометрии образца). Символами \times , \blacktriangle , \bullet обозначены данные трех различных опытов. На вставке: схематическое изображение сетки. Размер ячейки $2 \times 1,5 \text{ мкм}^2$.

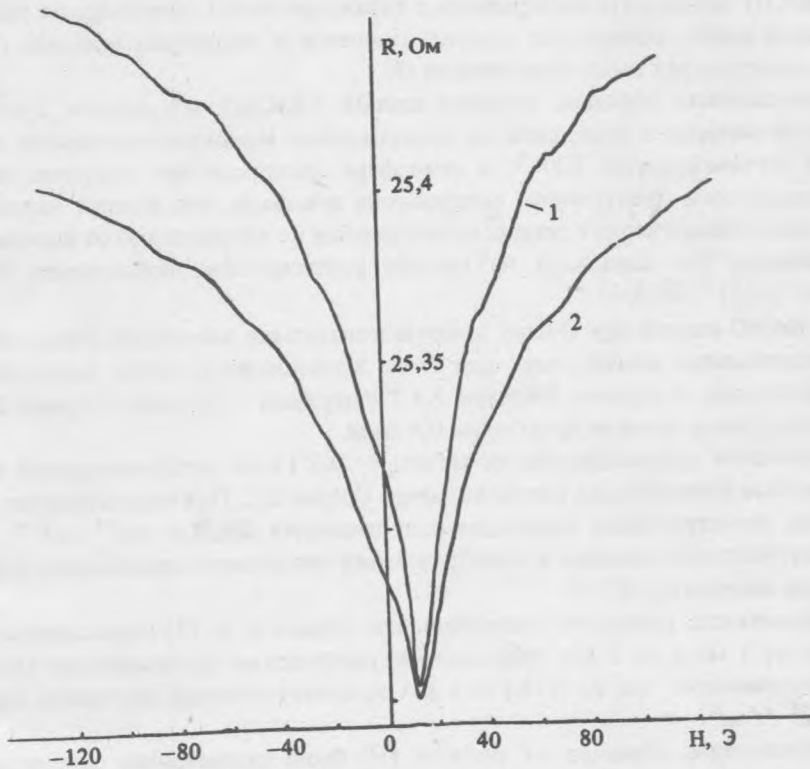


Рис. 2. Магнетосопротивление образца 1 при 77 К и рабочем токе 4,1 (1) и 41 μA (2). Кривая 2 сдвинута вдоль оси ординат на $-0,03 \text{ }\Omega$ для ясности восприятия.

образца 1 наблюдались значения H^* , равные $H_1^* = 0$, $H_2^* = 3,3 \pm 0,3$ Э, $H_3^* = 6,2 \pm 0,7$ Э и $H_4^* = 12,2 \pm 0,5$ Э. При увеличении тока через образец от 1 мкА до 1 мА величина H^* не менялась, а величина магнетосопротивления уменьшалась в несколько раз. Отметим, что паразитное внешнее магнитное поле (по калиброванному датчику Холла, расположенному в криостате непосредственно рядом со структурой) не превышало 0,1 Э.

Помимо монотонного хода на кривых $R(H)$ отчетливо наблюдалась осциллирующая составляющая (рис. 2). Уменьшение температуры на несколько градусов приводило к уменьшению магнетосопротивления в несколько десятков раз, но осциллирующая компонента изменялась слабо.

Период осцилляций был определен по кривой $\Delta R(\tilde{H}) - f(\tilde{H})$ (рис. 3), где $\Delta R(\tilde{H}) = R(\tilde{H}) - R(H^*)$, $\tilde{H} = H - H^*$, а гладкая функция $f(H) = A [\ln(H/H_0) + \psi(1/2 + H_0/H)]$ использовалась для аппроксимации монотонного хода магнетосопротивления ($\psi(x)$ — дигамма-функция, A и H_0 — постоянные, подобранные по методу наименьших квадратов). Согласно рис. 3 период осцилляций составлял $H_1 = (21 \pm 3)$ Э. Для определения периода по магнитному потоку $\Phi_1 = H_1 S_{ef}$ необходимо было оценить S_{ef} — эффективную площадь, пронизываемую потоком на одну ячейку. Верхней оценкой для S_{ef} может служить площадь ячейки $S_1 = 3$ мкм². Так как ширину перемычек нельзя считать малой, то нижним пределом для S_{ef} можно принять площадь отверстия $S_0 = 1,8$ мкм². Таким образом, период осцилляций в образце 1 был заключен в пределах $(3,8 \pm 0,5) \cdot 10^{-7} < \Phi_1 < (6,0 \pm 0,9) \cdot 10^{-7}$ Гс·см², соответственно, в образце 2 (период структуры 1 мкм, $H_1 = (50 \pm 5)$ Э) $(3,8 \pm 0,5) \cdot 10^{-7} < \Phi_1 < (5,3 \pm 0,7) \cdot 10^{-7}$ Гс·см², а в образце 3 (период структуры 1,5 мкм, $H_1 = (38 \pm 5)$ Э) $(4,6 \pm 0,6) \cdot 10^{-7} < \Phi_1 < (8,6 \pm 1,1) \cdot 10^{-7}$ Гс·см². Значение кванта потока $\Phi_0 = hc/e = 4,14 \cdot 10^{-7}$ Гс·см² лежит в этих границах.

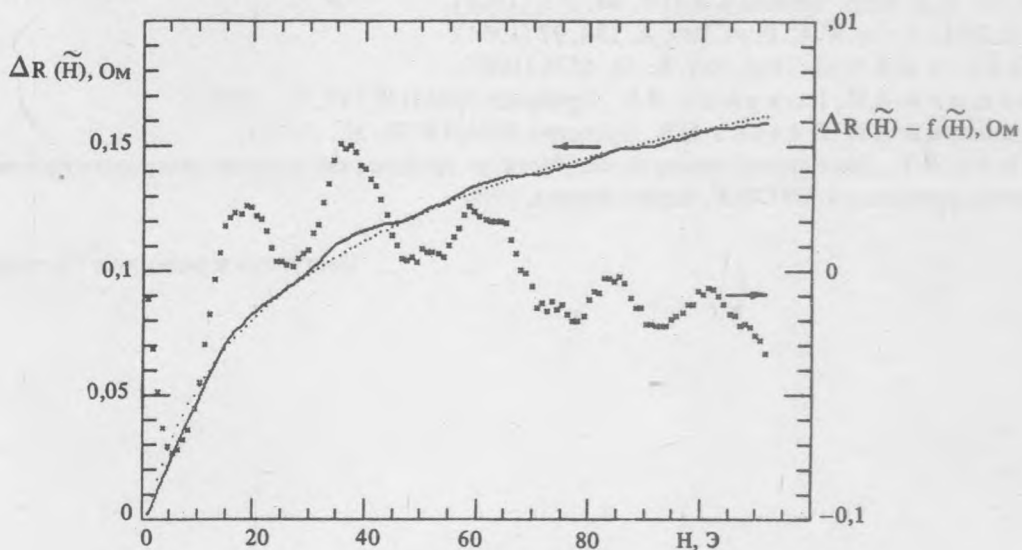


Рис. 3. Магнетосопротивление $\Delta R(\tilde{H}) = R(\tilde{H}) - R(H^*)$ для образца 1 при 77 К и рабочем токе 1,3 мкА в зависимости от поля $\tilde{H} = H - H^*$ (сплошная линия). Результат аппроксимации кривой $\Delta R(\tilde{H})$ гладкой функцией $f(\tilde{H})$ с параметрами $A = 51$ Ом, $H_0 = 0,67$ Э показан пунктиром. Символами \blacksquare показана осциллирующая составляющая магнетосопротивления (результат вычитания кривых $\Delta R(\tilde{H})$ и $f(\tilde{H})$).

Обнаруженная несимметрия магнетосопротивления не связана с внешним паразитным магнитным полем (например, полем Земли). Данный эффект может быть обусловлен магнитным потоком, захваченным в некоторый сверхпроводящий контур (такой контур может существовать в образце, хотя в целом он при 77 К еще находится в резистивном состоянии). То обстоятельство, что наблюдались лишь дискретные значения поля H^* дает возможность независимо оценить площадь S_{ef} . Простейшая оценка показывает, что если одна из ячеек образца захватывает магнитный поток $\Phi = -n\Phi_0/2$, то соседнюю ячейку будет пронизывать магнитный поток $\Phi^* = \Phi/4 = n \cdot \Phi_0/8$ ($n = 0, \pm 1, \dots$), "наведенный" сверхпроводящим током в первой ячейке. Таким образом, если площадь S_{ef} определена правильно и действительно $H_1 \cdot S_{ef} = \Phi_0$, то величина магнитного поля $H^* = \Phi^*/S_{ef}$ должна быть связана с периодом осцилляций соотношением

$H_n^* = nH_1/8$. Наблюдавшиеся значения H^* удовлетворяют этой формуле с $n = 0, \pm 1, 2, 4$ (в предположении, что сверхпроводящий контур был лишь один). В образце 3, содержащем всего 4 ячейки, кривые магнетосопротивления были симметричны относительно $H^* = 0$.

Осцилляции наблюдались и после многократного термоциклирования в течение месяца, но сопротивление образцов увеличивалось, и, в конце концов, становилось неизмеримо велико.

Наблюдавшиеся осцилляции нельзя связать с эффектом Литтла — Паркса, так как не совпадают периоды и фазы осцилляций (согласно рис. 2, 3 первый полупериод соответствует убыванию сопротивления, а не росту, как в эффекте Литтла — Паркса). Другие известные механизмы, приводящие к осцилляциям с квантом потока, должны проявляться, если фазовая когерентность электронных волн не нарушается на расстояниях, близких к периоду структуры (для исследовавшихся сеток около 1 мкм). В таком случае из наших экспериментов следует, что неупругая длина в $YBaCuO$ при 77 К неожиданно велика. Для понимания механизма наблюдающихся осцилляций необходимы дальнейшие, более подробные исследования.

ЛИТЕРАТУРА

1. Агонов А.Г., Шарвин Ю.В. Rev. Mod. Phys., **59**, part 1, 771 (1987).
2. Washburn S., Webb R.A. Adv. in Phys., **35**, 375 (1986).
3. Шарвин Д.Ю., Шарвин Ю.В. Письма в ЖЭТФ, **34**, 285 (1981).
4. Поярков Я.Б. и др. Письма в ЖЭТФ, **44**, 291 (1986).
5. Parks R.D., Little W.A. Phys. Rev. A, **133**, 97 (1964).
6. Alexandrov A.S. et al. Phys. Rev. B, **33**, 4526 (1987).
7. Головашкин А.И., Поярков Я.Б. Препринт ФИАН № 193, М., 1989.
8. Головашкин А.И., Печень Е.В. Препринт ФИАН № 98, М., 1989.
9. Петрашов В.Т. Докторская диссертация, Институт проблем технологии микроэлектроники и особоочистых материалов АН СССР, Черноголовка, 1989.

Поступила в редакцию 5 сентября 1990 г.