

КВАНТОВЫЕ ПОПРАВКИ К СОПРОТИВЛЕНИЮ МИКРОБЛОЧНОГО ТЕЛЛУРА ПРИ СВЕРХНИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ В УСЛОВИЯХ ВЫМЕРЗАНИЯ ФОНОНОВ

*И. И. Фарбитейн**, *А. В. Черняев*, *Д. В. Шамшур*, *Н. С. Аверкиев***

*Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук
198021, Санкт-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 30 октября 2009 г.

Исследовано низкотемпературное магнитосопротивление объемных образцов теллура, имеющих микрокристаллическую структуру. При сверхнизких температурах $T \leq 1$ К обнаружено аномальное положительное магнитосопротивление (АПМС) — эффект антилокализации. Показано, что наблюдаемый эффект может быть объяснен в рамках теории слабой локализации. Определены характерные параметры теории. Делается вывод о доминирующем влиянии на время сбоя фазы носителей заряда в режиме АПМС упругого рассеяния на дефектах структуры, приводящего к междолинным переходам без переворота спина.

1. ВВЕДЕНИЕ

Слабая локализация (проявление квантовых поправок к проводимости) — один из немногих эффектов, когда знак магнитосопротивления в слабом магнитном поле зависит от интенсивности спинового рассеяния носителей заряда [1, 2]. Аномальное положительное магнитосопротивление (АПМС) — эффект «антилокализации» — возникает в том случае, когда в отсутствие магнитного поля преобладает рассеяние носителей заряда с изменением спина. С этой точки зрения особый интерес представляет исследование эффекта слабой локализации в теллуре — кристалле без центра инверсии, спиновое вырождение верхней валентной зоны которого полностью снято сильным спин-орбитальным взаимодействием. Спиновое состояние дырок в теллуре изменяется только при рассеянии с переходами между долинами, в которых состояния становятся эквивалентными при обращении времени, так что две долины соответствуют двум спиновым состояниям с проекциями спина на главную (тригональную) ось равными $1/2$ и $-3/2$ [3, 4].

До недавнего времени в объемных образцах теллура наблюдалось только отрицательное магнитосопротивление (ОМС). Было высказано предположение, что это обусловлено преобладанием при не

слишком низких температурах неупругого рассеяния на фононах, вызывающего сбой фазы дырочного состояния [5]. Действительно, исследование объемного монокристалла теллура при сверхнизких температурах вплоть до 70 мК привело к обнаружению по мере «вымерзания» фононов перехода от режима ОМС при $T > 1$ К к режиму АПМС при $T < 300$ мК [6].

В данной работе при сверхнизких температурах от 3.1 К вплоть до 0.4 К исследовались электрические свойства объемных образцов теллура, имевших микрокристаллическую структуру.

Предварительные результаты опубликованы в работах [7–9].

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Образцы с микрокристаллической структурой были получены путем спонтанной гомогенной кристаллизации чистого теллура из переохлажденного состояния при отсутствии затравки в условиях микрогравитации на борту космической станции «Мир» (образец *TeW-0g*) и в аналогичном по условиям затвердевания наземном эксперименте (*TeW-1g*).

Методом рентгеновской дифракционной томографии показано, что образцы состоят из хаотически ориентированных кристаллических блоков. У образца *TeW-0g* кристаллиты имели размер

*E-mail: Iosif.Farbshtein@mail.ioffe.ru

**E-mail: averkiev@les.ioffe.ru

0.6–1.0 мкм. Образец *TeW-1g* состоял из более крупных блоков, размеры которых колебались в пределах 20–50 мкм [7, 8].

Измерение гальваномагнитных свойств этих образцов при сверхнизких температурах вплоть до 0.4 К проводилось по обычной методике на постоянном токе при погружении в жидкий He^3 . Было обнаружено, что у исследованных микроблочных образцов *TeW-0g* и *TeW-1g* при сверхнизких температурах $T < 1$ К в области слабых магнитных полей $H < 300$ Э проявляется эффект АПМС [8, 9]. При более сильных полях знак магнитосопротивления становится отрицательным, что соответствует известным результатам исследования монокристаллов теллура [5].

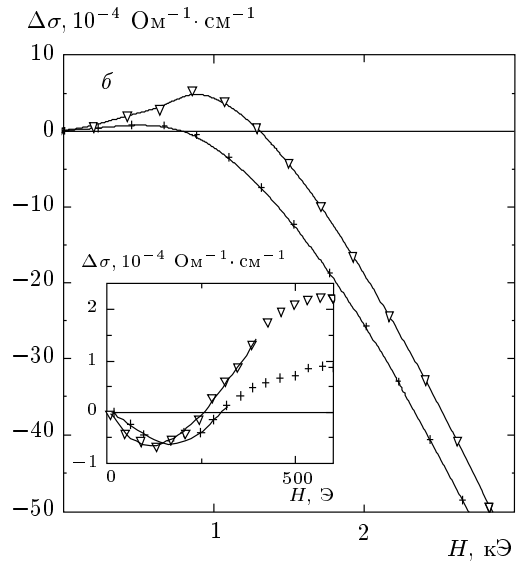
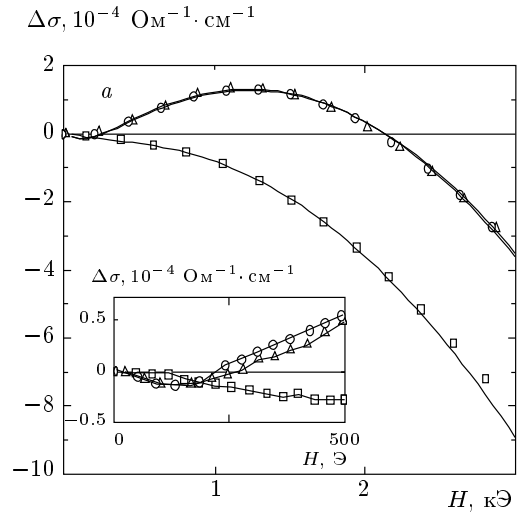
3. СОПОСТАВЛЕНИЕ С ТЕОРИЕЙ И ОБСУЖДЕНИЕ

Для количественного сопоставления с теорией слабой локализации результаты измерения магнитосопротивления $\rho(H)$ были использованы для расчета зависимости электропроводности $\sigma(H)$, представленной на рисунке.

Теоретическое выражение для $\Delta\sigma(H) = \sigma(H) - \sigma(H = 0)$ в трехмерном случае получено в рамках теории слабой локализации невзаимодействующих между собой частиц с учетом особенностей зонной структуры теллура [6]. Для поликристаллического образца оно может быть представлено выражением

$$\Delta\sigma(H) = aH^{1/2} \left[-\frac{1}{2}f_3\left(\frac{H}{H_\phi}\right) + f_3\left(\frac{H}{H_\phi + 2H_\nu}\right) + \frac{1}{2}f_3\left(\frac{H}{H_\phi + H_\nu + H_\gamma}\right) \right] + bH^2. \quad (1)$$

Здесь $f_3(H)$ — известная функция [10], H_ϕ , H_ν и H_γ — характерные магнитные поля, связанные с временем τ_i сбоя фазы волнового состояния дырок соотношением $H_i = \hbar c / 4eD\tau_i$, $i = \phi, \nu, \gamma$, D — в случае поликристаллического теллура усредненный коэффициент диффузии, τ_ϕ — время релаксации фазы, характеризующее неупругое взаимодействие дырок с тепловыми фононами, время τ_ν характеризует упругое рассеяние дырок при междолинных переходах с изменением спинового состояния, а время τ_γ — упругое междолинное рассеяние, приводящее к сбою фазы волнового состояния дырок вследствие тригональной гофрировки дырочной поверхности Ферми, a — согласующий множитель, учитывающий реальную структуру образца, член bH^2 описывает вклад классического магнитосопротивления.



Сопоставление экспериментально найденной зависимости $\Delta\sigma(H)$ для микроблочных образцов *TeW-0g* (а) и *TeW-1g* (земной аналог) (б) с расчетом в рамках теории слабой локализации при различных температурах: \square — 3.1 К; \triangle — 0.6 К; \circ — 0.4 К. Символы — экспериментальные данные, сплошные линии — расчет по формуле (1)

Коэффициенты в выражении (1) определены путем сопоставления с экспериментом методом наименьших квадратичных отклонений (см. рисунок).

Полученные значения H_ϕ , H_ν и H_γ представлены в табл. 1, 2.

Параметры H_ϕ и H_ν по порядку величины и виду температурных зависимостей соответствуют данным для двумерных дырок на плоской поверхности теллура с кристаллическими индексами (0001) [3]:

$$H_\phi = (5T + 1) \text{ Э}, \quad H_\nu = 5\text{--}7 \text{ Э}.$$

Таблица 1. Значения параметров H_i для образца TeW-0g

T, K	$\sigma(T), \text{Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$	$H_\phi, \text{Э}$	$H_\nu, \text{Э}$	$H_\gamma, \text{Э}$
0.4	$4.09 \cdot 10^{-2}$	15.6	30.0	14.3
0.6	$4.29 \cdot 10^{-2}$	14.8	26.2	25.9
3.1	$5.62 \cdot 10^{-2}$	29.2	50.5	55.7

Примечание: $\sigma(T)$ — значение проводимости при $H = 0$.

Таблица 2. Значения параметров H_i для образца TeW-1g

T, K	$\sigma(T), \text{Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$	$H_\phi, \text{Э}$	$H_\nu, \text{Э}$	$H_\gamma, \text{Э}$
0.4	$1.91 \cdot 10^{-1}$	13.5	27.0	4.59
0.6	$1.97 \cdot 10^{-1}$	45.9	47.4	51.8

Параметр H_γ оказался зависящим от температуры и существенно меньше значений $H_\gamma = 100\text{--}130 \text{ Э}$, приведенных в работе [2]. Это связано с тем, что тригональное искажение поверхности Ферми растет с увеличением энергии Ферми. Последняя в двумерном аккумулирующем слое достигает значения 15 мэВ [11], в то время как в образцах TeW-0g и TeW-1g она не превосходит 1 мэВ.

Удовлетворительное согласие теории и эксперимента позволяет сделать вывод, что в микроблочном образце, так же как в двумерных структурах, упругое рассеяние дырочных носителей заряда с изменением спинового состояния играет роль, сопоставимую с рассеянием на тепловых фононах ($H_\nu, H_\gamma \approx H_\phi$). Это приводит в слабых магнитных полях к эффекту АПМС.

В образце TeW-1g при 0.4–0.6 К также наблюдается эффект АПМС (см. рис. 6), но выражен он слабее, что естественно связать с большими размерами кристаллитов.

В качестве центров упругого рассеяния в микроблочном образце можно рассматривать границы кристаллитов и нейтральные дефекты водородоподобного типа [8]. В пользу такого предположения говорят данные о подвижности дырок в микроблочном образце — подвижность не превышает $10^3 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ и практически не зависит от температуры в интервале 0.4–77 К. Оценка концентрации

дефектов по величине подвижности приводит к значению $N_D \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$ [9].

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изучены особенности поведения низкотемпературного магнитосопротивления образцов теллура микрокристаллической структуры как закристилизованного путем быстрого спонтанного затвердевания в условиях микрогравитации, так и его земного аналога.

В обоих случаях при $T \leq 0.4 \text{ К}$ обнаружен ранее не наблюдавшийся при таких температурах эффект аномального положительного магнитосопротивления, что естественно связать с преобладанием упругого рассеяния дырок на границах микрокристаллитов.

Результаты количественно соответствуют теории слабой локализации невзаимодействующих между собой частиц, учитывающей специфику электронного спектра теллура: отсутствие центра инверсии и полностью снятое спиновое вырождение верхней валентной зоны. Найденные значения характерных теоретических параметров близки к случаю эффекта слабой локализации в двумерном проводящем слое на поверхности монокристаллического теллура [5].

При количественном сопоставлении с данными для монокристаллов следует иметь в виду, что спектр акустических фононов при переходе к объектам нано- и микро размеров изменяется (см., например, работу [12]). В результате может измениться величина τ_ϕ дырочного состояния по сравнению с двумерным случаем.

Авторы выражают благодарность Р. В. Парфеньеву за постоянный интерес и поддержку исследования. На начальном этапе исследования в работе принимал участие **С. В. Якимов** (ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН).

Работа выполнена при поддержке Программы фундаментальных исследований Президиума РАН (№ 27, разд. 1) и Гранта Президента РФ в рамках Программы поддержки научных школ (№ НШ-5596.2006.2).

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Hikami, A. I. Larkin, and Y. Nagaoka, *Progr. Theor. Phys.* **63**, 707 (1980).

2. Б. Л. Альтшулер, А. Г. Аронов, А. Л. Ларкин, Д. Е. Хмельницкий, *ЖЭТФ* **81**, 768 (1981).
3. В. А. Березовец, И. И. Фарбштейн, А. Л. Шеланков, *Письма в ЖЭТФ* **39**, 64 (1984).
4. A. L. Shelankov, *Sol. St. Comm.* **53**, 465 (1985).
5. Н. С. Аверкиев, В. А. Березовец, Н. И. Саблина, И. И. Фарбштейн, *ФТТ* **41**, 879 (1999).
6. N. S. Averkiev, V. A. Berezovets, I. I. Farbshtein, and Ch. Maruha, *Sol. St. Comm.* **147**, 46 (2008).
7. Р. В. Парфеньев, И. И. Фарбштейн, И. Л. Шульпина и др., *ФТТ* **42**, 238 (2000).
8. Р. В. Парфеньев, И. И. Фарбштейн, И. Л. Шульпина, С. В. Якимов, *Поверхность* № 6, 34 (2004).
9. V. A. Berezovets, I. I. Farbshtein, R. V. Parfeniev, S. V. Yakimov, and V. I. Nizankovskii, *Mater. Sci. Forum* **508**, 25 (2006).
10. A. Kawabata, *J. Phys. Soc. Jpn.* **53**, 3540 (1984).
11. В. А. Березовец, И. И. Фарбштейн, *ФТП* **29**, 965 (1995).
12. С. В. Гупалов, И. А. Меркулов, *Письма в ЖЭТФ* **72**, 71 (2000).