

# Квантовые поправки к сопротивлению нового нанобъекта — 2D слоя на внутреннем интерфейсе: кластеры Те—матрица (опал)

© Н.С. Аверкиев\*, В.Н. Богомолов\*, В.А. Березовец\*,\*\*, В.И. Нижанковский\*\*,  
К.С. Романов\*, И.И. Фарбштейн\*

\* Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

\*\* Международная магнитная лаборатория,  
53-421 Вроцлав, Польша

E-mail: iosif.farbshtein@mail.ioffe.ru

(Поступила в Редакцию 27 марта 2006 г.)

Экспериментально и теоретически исследовано низкотемпературное аномальное магнетосопротивление нового нанобъекта — 2D слоя на внутреннем интерфейсе: нанокластеры нелегированного теллура — диэлектрическая матрица (опал). 2D слой в структуре Те–опал представляет собой регулярную решетку сферических поверхностей, покрытых 2D проводящим дырочным слоем — „interface bubble lattice“. Обнаруженные особенности магнетосопротивления качественно соответствуют теории квантовых поправок к сопротивлению, но проявляются в необычных для этого эффекта сильных магнитных полях (вплоть до 120 кОе). Развита метод расчета квантовых поправок к сопротивлению в рамках теории эффекта слабой локализации невзаимодействующих между собой частиц, учитывающий сложность геометрической структуры объекта и особенности электронного спектра Те. Найдены параметры, характеризующие процессы релаксации фазы 2D дырок. Полученные результаты сопоставлены с известными данными для 2D слоев, созданных на плоской поверхности монокристаллического Те. Обсуждаются особенности проявления эффекта слабой локализации в системе неупорядоченных относительно ориентации магнитного поля 2D плоскостей.

Работа поддержана РФФИ (грант № 06-02-16500а), научными программами РАН и Министерства науки и образования РФ (НШ-5596.2206.2).

PACS: 73.63.-b, 73.20.Fz

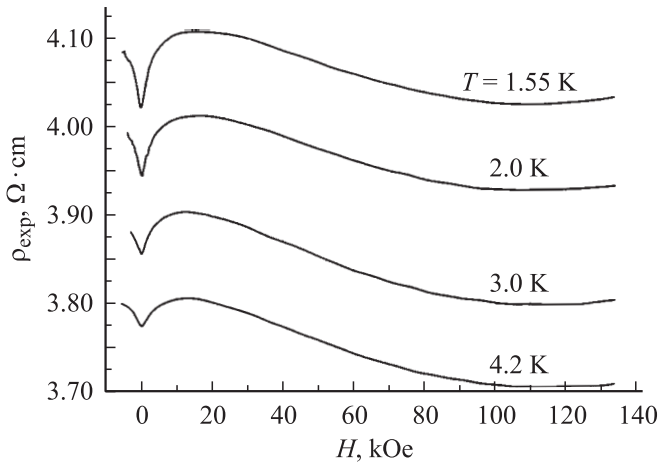
## 1. Введение

Исследование температурной зависимости гальваномагнитных свойств нанокластерного нелегированного теллура (Те), (Те, введенный в пустоты синтетического опала (Те/SiO<sub>2</sub>)), привело к обнаружению нового класса наноструктур — регулярной решетки сферических соприкасающихся поверхностей, покрытых 2D проводящим дырочным слоем, возникающим на границе октаэдрических и тетраэдрических кластеров Те и сфер аморфного SiO<sub>2</sub>, составляющего опал — „interface bubble lattice“ (IBL) [1]. Двумерный характер проводимости таких структур подтверждается обнаружением при низких температурах аномального поведения магнетосопротивления (АМС) в классически слабых магнитных полях. Ранее этот эффект наблюдался в 2D слоях на поверхности монокристаллического Те и получил объяснение в рамках теории слабой локализации (Weak Localization (WL)) [2,3]. Однако развитие картины АМС в структуре Те/SiO<sub>2</sub> кардинально отличается от АМС 2D слоя на поверхности монокристаллического Те. А именно в структуре Те/SiO<sub>2</sub> развитие картины АМС продолжается вплоть до ~120 кОе, тогда как для 2D слоя на поверхности монокристаллического Те переход к классическому поведению магнетосопротивления происходит в значительно меньших магнитных полях —  $H \sim 5$  кОе [2,3].

В настоящей работе представлены результаты исследования магнетосопротивления нанокластерного нелегированного Те при гелиевых температурах. Некоторые предварительные результаты представлены на конференции Nano-2003 [4]. Предлагается метод расчета, позволяющий адаптировать теорию слабой локализации [2,5,6] к сложной геометрической структуре, которую имеет внутренний интерфейсный слой нанокластеры Те/плотноупакованные силикатные шары. Показано, что учет геометрических особенностей исследуемого объекта позволяет объяснить необычайно сильные для эффекта WL магнитные поля, в которых развивается картина АМС, найти параметры теории WL и сделать некоторые выводы об особенностях 2D слоя вблизи интерфейса Те–SiO<sub>2</sub> и проявления эффекта WL в системе произвольно ориентированных относительно магнитного поля и друг друга 2D плоскостей.

## 2. Эксперимент

Нанокластерные кристаллы Те изготавливались путем внедрения под давлением в матрицу (синтетический опал) расплавленного нелегированного Те. Контрольные измерения показали, что в ходе технологических операций загрязнение Те было слабым. Об этом свидетельствует также измерение температурной зависимости эффекта Холла в диапазоне температур 1.4–300 К [1].



**Рис. 1.** Зависимость удельного сопротивления  $\rho_{\text{exp}}(H)$  нанокластерного образца Te, изготовленного из нелегированного материала, от поперечного магнитного поля.

Интегральные характеристики обсуждаемого далее образца, рассчитанные без учета коэффициента заполнения и реальной структуры Te/SiO<sub>2</sub>: при 4.2 K удельное сопротивление  $\rho_{\text{exp}}(4.2) = 3.776 \text{ } \Omega\text{cm}$ , коэффициент Холла  $R_{\text{exp}}(4.2) = 40.1 \text{ cm}^3/\text{As}$ . Измерения магнетосопротивления проводились при температурах 1.5–4.2 K на переменном токе частотой 11 Hz. Величина тока не превышала 10  $\mu\text{A}$ . Магнитное поле до 130 kOe создавалось сверхпроводящим соленоидом, измеряемый сигнал записывался в память компьютера.

На рис. 1 представлены результаты измерения при гелиевых температурах удельного сопротивления образца  $\rho_{\text{exp}}(H)$ , изготовленного из Te с исходной концентрацией дырок  $p_{77\text{K}} \cong 1.10^{14} \text{ cm}^{-3}$ .

Как следует из рисунка, в области классически слабых магнитных полей наблюдается положительное АМС, переходящее с увеличением магнитного поля  $H$  в отрицательное АМС. Обнаруженный эффект возрастает с понижением температуры. При  $H \geq 100 \text{ kOe}$  становится заметным вклад классического магнетосопротивления —  $\rho_{\text{exp}}(H)$  начинает возрастать. Качественно аномальная зависимость  $\rho_{\text{exp}}(H, T)$  аналогична обнаруженной ранее в 2D аккумулирующих слоях на плоской поверхности монокристаллического Te [2,3], но происходит в значительно ббльших магнитных полях.

### 3. Модель

Поскольку в проводимости структуры Te/SiO<sub>2</sub> в основном участвует двумерный слой на внутреннем интерфейсе опал/Te, разумно предположить, что квантовая поправка к проводимости образца  $\Delta\sigma_{\text{WL}}(H)$  должна описываться модифицированной формулой для магнетопроводимости 2D дырок на плоской поверхности Te. С точки зрения явления WL, рассматриваемая система отличается от плоской поверхности Te тем, что в ней

углы между тригональной осью кристалла, направлением магнитного поля и нормалью к участкам 2D поверхности изменяются от точки к точке. Поэтому предлагаем сложную поверхность интерфейса структуры Te/SiO<sub>2</sub> представить в виде суммы элементарных плоских участков. Для описания WL поправки к проводимости каждого такого участка можно использовать уже известные формулы [5,6]. Однако в первую очередь нужно учесть, что в двумерном случае WL поправка зависит не от полной величины магнитного поля, а от его нормальной составляющей. Таким образом, в выражении для  $\Delta\sigma_{\text{WL}}(H)$  следует заменить  $H$  на  $H_{\text{eff}} = H \cos \theta$ , где  $H$  — величина магнитного поля,  $\theta$  — угол между нормалью к рассматриваемому элементарному участку поверхности и направлением магнитного поля. Эта замена приводит к тому, что эффективное магнитное поле  $H_{\text{eff}}$ , разрушающее квантовую интерференцию, значительно меньше поля  $H$ , в которое помещена структура. Другими словами, для наблюдения эффекта WL в 2D слое на внутреннем интерфейсе структуры Te/SiO<sub>2</sub> необходимы значительно большие магнитные поля, чем в плоском случае.

Для того чтобы найти полную WL поправку к проводимости всего образца, необходимо решить сложную электротехническую задачу о растекании тока по двумерной поверхности IBL с известным распределением удельной проводимости. Для упрощения этой задачи аппроксимируем проводящую поверхность множеством касающихся некоторыми областями сфер. Электрически эти сферы соединяются лишь в местах касания — по шесть областей у каждой сферы. Такое большое количество контактов приводит к тому, что направления тока, магнитного поля и нормали к поверхности распределены практически изотропно, равномерно и независимо по всему образцу. Поэтому расчет квантовой поправки к проводимости для всей проводящей поверхности сводится к усреднению по углу  $\theta$  выражения для квантовой поправки к 2D проводимости элементарной плоской поверхности ( $\Delta\sigma_{\text{WL}}(H \cos \theta)$ ), умноженной на весовой множитель, определяемый как размером и формой контактов, так и другими параметрами структуры.

Поскольку неизвестно, какие именно конфигурации тригональной кристаллографической оси и нормали к поверхности присутствуют в образце, возьмем наиболее общую формулу для описания WL поправки к проводимости плоской поверхности теллура

$$\Delta\sigma_{\text{WL}}(H) = \sigma_0 \left\{ f_2 \left[ \frac{H}{H_\phi + H_v + H_\gamma} \right] + \frac{1}{2} f_2 \left[ \frac{H}{H_\phi + 2H_v} \right] - \frac{1}{2} f_2 \left[ \frac{H}{H_\phi} \right] \right\}, \quad (1)$$

где  $f_2$  — дигамма-функция;  $H_\phi$  — значение магнитного поля, связанное с временем релаксации фазы волновой функции при неупругом рассеянии на тепловых фонах;  $H_v$  и  $H_\gamma$  — поля, связанные с упругим рассеянием при междолинных и внутримолиновых переходах;  $\sigma_0$  —

нормировочная константа. Для выполнения усреднения эту формулу необходимо модифицировать, заменив функцию  $f_2(H)$  на  $g_2(H)$ ,

$$g_2(H) = \frac{1}{4\pi} \int_0^\pi \int_0^{2\pi} f_2(H \cos \theta) d\varphi \sin \theta d\theta$$

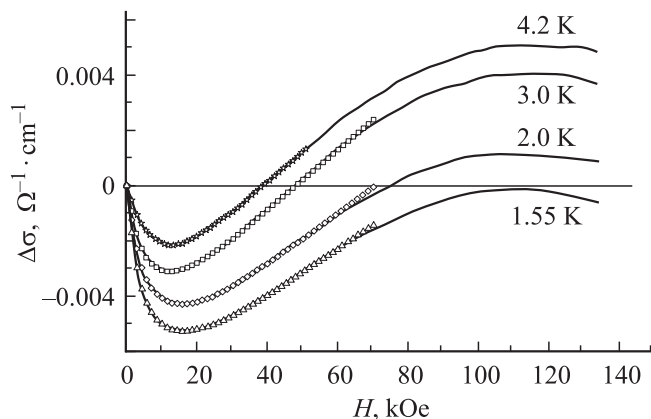
$$= \frac{1}{2} \int_0^\pi f_2(H \cos \theta) \sin \theta d\theta, \quad (2)$$

где  $\varphi$  — азимутальный угол.

#### 4. Сопоставление теории и эксперимента и обсуждение результатов

На рис. 2 сопоставлены экспериментальные зависимости  $\Delta\sigma(H)$  и теоретический расчет квантовой поправки к 2D проводимости IBL по формулам (1) и (2) с найденными в процессе подгонки параметрами. Значения параметров  $H_\varphi$ ,  $H_v$ ,  $H_\gamma$  и  $\sigma_0$ , соответствующие наименьшему среднеквадратичному отклонению, представлены в таблице. Здесь же для сравнения приведены данные для 2D слоев на двух основных кристаллографических поверхностях монокристалла Te [2,3]. Расчет проведен в области магнитных полей  $H < (50-70)$  kOe, где вклад классического магнетосопротивления несуществен. Видно, что в области слабых магнитных полей достигнуто удовлетворительное согласие расчета и эксперимента. Расхождение начинается в магнитных полях  $H \cong 50$  kOe и может быть связано с неучтенным вкладом классического магнетосопротивления.

Видно, что значения характерных магнитных полей  $H_i$  для интерфейса теллур–опал, полученные в рамках



**Рис. 2.** Зависимость удельной проводимости  $\Delta\sigma$  нанокластерного образца Te от магнитного поля при гелиевых температурах, найденная по результатам измерений  $\rho_{\text{exp}}(H, T)$  (рис. 1) (сплошная линия), и WL-поправка к проводимости 2D IBL структуры, рассчитанная по формулам (1), (2) с параметрами  $H_i$ , приведенными в таблице. Эксперимент — сплошная линия, расчет — значки.

Результаты нахождения параметров  $H_i$ , определяющих вид зависимости  $\Delta\sigma_{\text{WL}}(H)$  и известные данные для плоской поверхности кристалла Te [1,3]

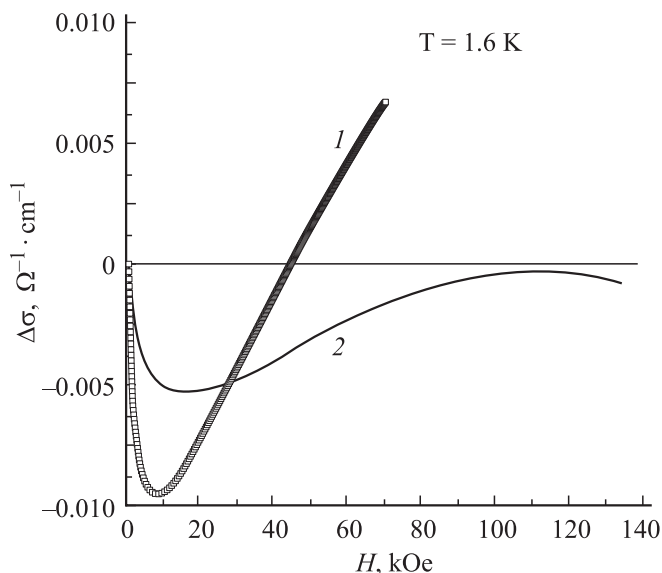
	$T$ , K	$\sigma_0$ , $\Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$	$H_\varphi$ , kOe	$H_v$ , kOe	$H_\gamma$ , kOe
IBL	1.55	0.046	0.322	0.094	20.065
	2.0	0.035	0.377	0.136	15.189
	3.0	0.033	0.412	0.117	12.110
	4.2	0.031	0.617	0.153	10.877
Поверхность (0001) [2]	1.4		0.008	0.005–0.007	0.1–0.13
	(10 $\bar{1}$ 0) [3]	1.6		0.0224	> 0.3

теории WL (1) с использованием процедуры усреднения (2), по величине и характеру температурной зависимости находятся в разумных пределах. Как и в „плоском“ случае [2,3], значение нормировочной константы  $\sigma_0$  остается практически постоянным, магнитное поле  $H_\varphi$  линейно растет с увеличением температуры, параметр  $H_v$  обладает слабой температурной зависимостью, а параметр  $H_\gamma$  значительно превосходит два первых. В то же время значения параметров  $H_\varphi$  и  $H_v$  для IBL заметно превосходят соответствующие величины для поверхности (0001) и более близки к параметрам  $H_\varphi$ ,  $H_v$  для поверхности (10 $\bar{1}$ 0). Это естественно, поскольку статистический вес участков поверхностей, параллельных главной оси кристалла  $C_3$ , в 2 раза больше статистического веса поверхностей, перпендикулярных оси  $C_3$ .

Представленные в таблице значения  $H_i$  (Te–SiO<sub>2</sub>) по абсолютной величине превышают значения  $H_i$  (Te–TeO<sub>2</sub>). Этот факт означает, что процессы релаксации фазы дырочного состояния в первом случае идут более интенсивно, т.е. частоты столкновений с тепловыми фононами и частоты упругих столкновений при междолинных и внутрилинных переходах в случае Te–SiO<sub>2</sub> существенно больше, чем для Te–TeO<sub>2</sub>.

При сравнении абсолютной величины параметров  $H_i$  и их соотношения для плоского случая Te–TeO<sub>2</sub> и сферической 2D-поверхности вблизи интерфейса Te–SiO<sub>2</sub> следует иметь в виду, что характеристики 2D-дырок в этих аккумулирующих слоях могут сильно отличаться друг от друга как по характеру рассеяния, так и по концентрации. Действительно, интерфейс Te/TeO<sub>2</sub> создан путем окисления специально подготовленной поверхности кристалла, а интерфейс Te–SiO<sub>2</sub> — это контакт закристаллизовавшегося из расплава Te и аморфного силикатного шара диаметром  $\sim 2000$  Å, состоящего из шаров меньшего диаметра. Естественно ожидать, что граничное рассеяние 2D-дырок в первом случае меньше, чем во втором.

Характеристики потенциального барьера, а следовательно, и концентрация (энергия) 2D-дырок в этих двух случаях также различны хотя бы в силу различия диэлектрической проницаемости SiO<sub>2</sub> и TeO<sub>2</sub> ( $\epsilon$  кристаллического SiO<sub>2</sub>  $\cong 4.6$ , а  $\epsilon(\text{TeO}_2) \cong 23$  [7]).



**Рис. 3.** Сравнение зависимости  $\Delta\sigma(H)$ , найденной по результатам измерений магнетосопротивления (рис. 1), с расчетом по формуле (1) при значениях параметров, приведенных в таблице для  $T = 1.55$  К. 1 — эксперимент, 2 — расчет.

Таким образом, предложенный метод анализа экспериментов по исследованию квантовых поправок к 2D проводимости 2D-слоя вблизи IBL структуры Te/SiO<sub>2</sub> позволяет, несмотря на ряд сделанных упрощений, определить величины параметров эффекта WL, близкие к их реальным значениям.

На рис. 3 представлена „реконструкция“ зависимости  $\Delta\sigma_{WL}(H)$  для плоской поверхности, ортогональной магнитному полю, рассчитанная по формуле (1) с параметрами, взятыми из таблицы для  $T = 1.55$  К. Видно, что расчетная зависимость  $\Delta\sigma_{WL}(H)$  для „плоской“ поверхности сильно отличается от экспериментальной. Это обстоятельство связано с тем, что для эффекта WL в Te характерно наличие трех каналов релаксации фазового состояния носителей заряда (дырок) [2,4,5]. В выражении (1) вклад этих каналов отражается наличием трех слагаемых, имеющих разные знаки и нелинейно зависящих от магнитного поля. В этой ситуации изменение эффективной величины магнитного поля при изменении ориентации рассматриваемой плоскости относительно **H** изменяет соотношение слагаемых в (1) вплоть до изменения знака всего выражения. В результате эффект WL в 2D-среде, ориентационно разупорядоченной по отношению к направлению **H**, существенно отличается от „плоского случая“.

## 5. Заключение

В работе впервые исследовано и количественно проанализировано в рамках теории слабой локализации низкотемпературное АМС в новом нанобъекте: „внутреннем“ 2D-слое в области интерфейса нанокластеры

Te/опал. Показано, что необычно широкая для эффекта WL область магнитных полей (вплоть до 120 kOe), в которой проявляется эффект, обусловлена в первую очередь геометрическим фактором.

Сделаны некоторые заключения о различии процессов релаксации фазы волнового состояния 2D-дырок на интерфейсе Te/SiO<sub>2</sub> и Te/TeO<sub>2</sub>. В частности, для 2D-дырок в области интерфейса Te/SiO<sub>2</sub> характерно гораздо более сильное рассеяние, сопровождающееся релаксацией фазы волнового состояния носителей заряда, чем в случае интерфейса Te/TeO<sub>2</sub>.

Показано, что при наличии нескольких каналов сбоя фазы волнового состояния 2D-носителей заряда, эффект WL в 2D-среде, состоящей из ориентационно разупорядоченных по отношению к направлению **H** плоскостей, существенно отличается от „плоского случая“.

Зависимость эффекта слабой локализации от ориентации кристаллографических осей Te в отдельном плоском участке также изменяет характерные магнитные поля, однако точный учет этих особенностей весьма сложен для рассматриваемой структуры.

Частично измерения проводились в Международной лаборатории сильных магнитных полей и низких температур, г. Вроцлав, Польша.

## Список литературы

- [1] В.А. Березовец, В.Н. Богомолов, И.И. Фарбштейн, В.И. Нержанковский. ФТТ **44**, 1695 (2002).
- [2] А. Березовец, И.И. Фарбштейн, А.Л. Шеланков. Письма в ЖЭТФ **39**, 64 (1984).
- [3] Н.С. Аверкиев, А. Березовец, Г.Е. Пикус, Н.И. Саблина, И.И. Фарбштейн. ФТТ **40**, 1554 (1992).
- [4] V.A. Berezovets, V.N. Bogomolov, I.I. Farbsteyn and V.I. Nizhankovskii. Proc of 11th Int. Symp. „Nano-structures: Physics and Technology“. St. Petersburg, Russia (2003). P. 396.
- [5] A.L. Shelankov. Sol. Stat. Commun. **53**, 465 (1985).
- [6] Н.С. Аверкиев, Г.Е. Пикус. ФТТ **38**, 964 (1996); ФТТ **39**, 1659 (1997).
- [7] А.А. Блистанов, В.С. Бондаренко, Н.В. Переломова и др. Акустические кристаллы. Справочник. Наука, М. (1982). 632 с.