

Предполагается, что наблюдаемое отрицательное магнитосопротивление вызвано ослаблением рассеяния носителей тока на локализованных магнитных моментах при увеличении магнитного поля [1]. Смена знака магнитосопротивления при $T \sim 5$ К связана, по-видимому, с магнитным упорядочением локализованных магнитных моментов.

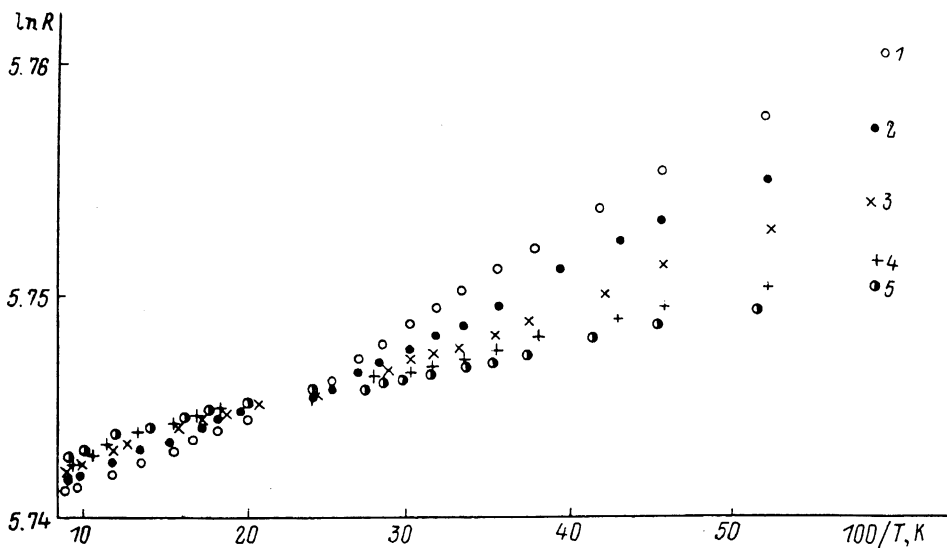


Рис. 2. Температурная зависимость сопротивления пленки ($d=1400 \text{ \AA}$, $R_{\square}=135 \text{ Ом}$) при $H=40$ (1), 30 (2), 20 (3), 10 (4) и 0 кЭ (5).

На рис. 2 показаны температурные зависимости сопротивления обсуждаемой пленки пироуглерода при разных магнитных полях. На всех кривых при $T < 5$ К имеется активационный участок. Энергия активации возрастает в магнитном поле от 0.015 мэВ при $H=0$ до 0.047 мэВ при $H=40$ кЭ. Предполагается, что наблюдаемые зависимости связаны с прыжковым механизмом токопереноса.

Л и т е р а т у р а

[1] Toyazawa Y. J. Phys. Soc. Jap., 1962, vol. 17, N 6, p. 986—1004.

Институт радиотехники
и электроники АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
8 февраля 1988 г.

УДК 539.2

Физика твердого тела, том 30, в. 7, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 7, 1988

ОБНАРУЖЕНИЕ МАГНИТНОГО ПРОБОЯ В ДВУМЕРНОМ СЛОЕ НА ПОВЕРХНОСТИ (10 $\bar{1}$ 0) ТЕЛЛУРА

В. А. Березовец, А. О. Смирнов, И. И. Фарбитейн

Проведено исследование гальваномагнитных свойств обогащенного слоя (ОС) на поверхности (10 $\bar{1}$ 0) Те, созданного химической обработкой, аналогичной примененной ранее для поверхности (0001) [1]. Интерес к поведению дырок в ОС на этой поверхности обусловлен наличием седло-

вой точки в зависимости $\epsilon(k_z)$ для валентной зоны теллура при энергии Ферми $\epsilon_F = \epsilon_0 = 2.3$ мэВ [2]. При $\epsilon_F < \epsilon_0$ сечения поверхности Ферми на плоскости $(10\bar{1}0)$ Те будут представлять собой два близкорасположенных эллипса, а при $\epsilon_F > \epsilon_0$ — гантелеобразную фигуру с перетяжкой в центре.

Измерения поперечного магнитосопротивления $\Delta\rho_{\perp}/\rho_0$ и холловского напряжения U_x , а также их вторых производных по магнитному полю $\partial^2\rho/\partial B^2$ и $\partial^2 U_x/\partial B^2$ осуществлялись в магнитных полях до 9.5 Т, перпендикулярных плоскости скола (кристаллографическая плоскость $(10\bar{1}0)$), при гелиевых температурах. Образцы выкалывались из монокристаллов Те с остаточной концентрацией дырочных носителей заряда $p_{0.677\text{ К}} \ll \ll 10^{14} \text{ см}^{-3}$, что соответствует случаю невырожденной статистики во всей использованной области температур.

Результаты измерений представлены на рис. 1. Видно, что, так же как и на поверхности (0001) Те [1], на поверхности

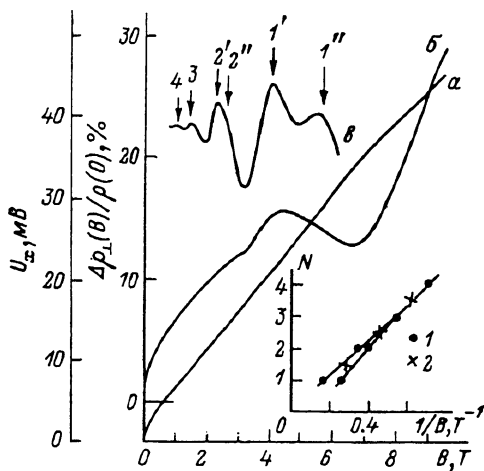


Рис. 1. Осцилляции сопротивления и холловского напряжения у образца теллура, на поверхности $(10\bar{1}0)$ которого создан обогащенный слой.
 a — U_x , $б$ — $\Delta\rho_{\perp}(B)/\rho(0)$, $в$ — $\partial^2\rho/\partial B^2$. Стрелками обозначено положение максимумов, использованное при построении графика $N(1/B)$. На вставке — зависимость номеров экстремумов осцилляций от их положения на шкале обратных магнитных полей. 1 — максимумы, 2 — минимумы.

$(10\bar{1}0)$ после химической обработки образуется слой с повышенной проводимостью, величина которой в магнитном поле изменяется немонотонным образом, причем наблюдаются осцилляции как холловского напряжения, так и магнитосопротивления. Исследование влияния эффекта поля на осцилляции ρ_{\perp} и U_x позволило установить, что этот слой обладает проводимостью дырочного типа, т. е. он, как и в случае поверхности (0001) , обогащен дырками. В отличие от [1] анализ экспериментальных результатов показал наличие одной группы осцилляций типа Шубникова—де Гааза (ШГ), положение максимумов (минимумов), в которой периодически на шкале обратных магнитных полей (см. вставку на рис. 1). Этот факт указывает на образование только одной размерно-квантованной подзоны в ОС.

Исследование сигнала, пропорционального $\partial^2\rho/\partial B^2$, позволило выявить в области сильных магнитных полей ($B > 2.5$ Т) сложную структуру осцилляционных максимумов (рис. 1). Она возникает вследствие магнитного пробоя в системе размерно-квантованных дырок — квантового туннелирования носителей заряда в сильном магнитном поле между близрасположенными участками их траекторий. При этом сосуществуют как малые орбиты эллиптического типа, так и большие орбиты, охватывающие два близрасположенных эллипса. Магнитный пробой такого типа ранее наблюдался для трехмерных дырок в теллуре при концентрации $p \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ [3, 4]. Рис. 1 (вставка) демонстрирует зависимость положения всех осцилляционных экстремумов от обратного магнитного поля. Видно, что в области сильных магнитных полей происходит как бы расщепление основных максимумов с $N=1$ и 2. Однако в отличие от спинового расщепления расстояние между максимумами с одинаковым номером $1'$, $1''$ и $2'$, $2''$ в масштабе $1/B$ увеличивается с ростом магнитного поля.

Как уже отмечалось в [1], концентрацию носителей заряда в двумерном слое легко определить по периоду осцилляций ШГ

$$p_s = \frac{e}{h} g_v g_s [\Delta (1/B)]^{-1},$$

где Δ — период осцилляций ШГ, g_v и g_s — факторы долинного и спинового вырождения. Поскольку спиновое вырождение в Те снято [3], то $g_s=1$. Фактор долинного вырождения g_v в Те зависит от концентрации дырочных носителей заряда. Если верхняя валентная зона заполнена ниже седловой точки $\epsilon_F \leq \epsilon_0$, то $g_v=4$, если выше ($\epsilon_F \gg \epsilon_0$), то $g_v=2$. Характер наблюдаемой картины, а именно малость расстояния между максимумами 1' и 1'', 2' и 2'', позволяет считать, что основной вклад в осцилляции дают эллиптические орбиты, т. е. следует принять $g_v=4$. Тогда

$$p_s = 5.82 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}.$$

Расчет, в котором использовались данные о законе дисперсии дырок в теллуре [8], привел к следующему значению энергии Ферми для найденного p_s : $\epsilon_F=3.4$ мэВ. Для трехмерного случая это соответствует концентрации $p_{06}=1.2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, что несколько превышает концентрацию, соответ-

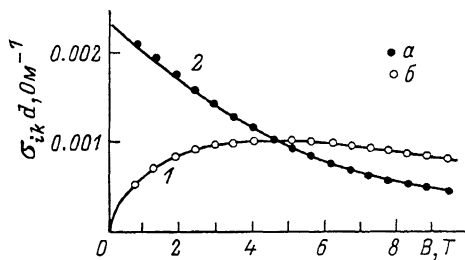


Рис. 2. Зависимость компонент тензора проводимости σ_{xy} и σ_{xx} от магнитного поля.

1 — σ_{xy} ; 2 — σ_{xx} . Сплошные линии — эксперимент; а, б — расчет.

ствующую седловой точке $p_0=6.7 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Сопоставление осцилляционной картины на рис. 1 с соответствующей кривой из работы [4] (рис. 2, в), а также хорошее численное соответствие полученных величин подтверждают, что обнаруженное экспериментально расщепление максимумов (рис. 1) является следствием внутризонного магнитного пробоя, впервые обнаруженного здесь для двумерного слоя.

По методу, описанному в [1], был проведен расчет значений подвижности и концентрации объемных носителей заряда, а также подвижности дырок в ОС. Получены следующие результаты

$$\begin{aligned} \mu_{06} &= 1100 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}, & p_{06} &= 1.1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}, \\ \mu_s &= 6600 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с} & (\text{при } p_s &= 5.82 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}). \end{aligned}$$

На рис. 2 показано, что рассчитанные с этими параметрами зависимости компонент тензора проводимости $\sigma_{xy}(B)$ и $\sigma_{xx}(B)$ хорошо совпадают с экспериментальными в области сильных магнитных полей. Следует отметить, что вычисленное значение объемной концентрации превышает концентрацию дырок в исходных монокристаллах. Обычно это связывается с несовершенством технологии обработки образцов, вызывающей пластическую деформацию. Подвижность двумерных дырок выше по сравнению с объемными, что соответствует результатам, полученным в [1] для поверхности (0001), и объясняется, как и в случае [1], повышением энергии дырок в ОС вследствие вырождения.

В области классически слабых магнитных полей ($\omega_c \tau \ll 1$) нами наблюдались особенности в поведении $\sigma_{xx}(B)$, а именно обнаружен эффект аномального положительного магнетосопротивления. Результаты качественно соответствуют теории слабой локализации невзаимодействующих между собой электронов, разработанной в [5, 6] с учетом особенностей строения валентной зоны теллура.

- [1] Березовец В. А., Фарбштейн И. И., Шеланков А. Л. ФТТ, 1983, т. 25, № 10, с. 2988—2995.
 [2] Цидильковский И. М. Зонная структура полупроводников. М.: Наука, 1978. 328 с.
 [3] Бреслер М. С., Веселаго В. Г., Косичкин Ю. В. и др. ЖЭТФ, 1969, т. 57, № 11, с. 1479—1494.
 [4] Anzin V. B., Bresler M. S., Farbshtein I. I. et al. Phys. St. Sol., 1970, vol. 40, N 2, p. 417—424.
 [5] Березовец В. А., Фарбштейн И. И., Шеланков А. Л. Письма в ЖЭТФ, 1984, т. 39, № 2, с. 64—66.
 [6] Shelankov A. L. Sol. St. Commun., 1985, vol. 53, N 5, p. 465—468.

Физико-технический институт
 им. А. Ф. Иоффе АН СССР
 Ленинград

Поступило в Редакцию
 9 февраля 1988 г.

УДК 537.312.62

Физика твердого тела, том 30, в. 7, 1988
 Solid State Physics, vol. 30, № 7, 1988

ВОЗМОЖНЫЙ МЕХАНИЗМ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ ($T_c > 150$ К) У НЕКОТОРЫХ ОБРАЗЦОВ КЕРАМИК НА ОСНОВЕ Y—Ba—Cu—O

М. В. Красинькова, Б. Я. Мойжес

Керамики на основе Y—Ba—Cu—O имеют устойчивую объемную сверхпроводимость (СП) с $T_c \simeq 90$ К. В ряде лабораторий, однако, были получены образцы, имеющие нулевое сопротивление при значительно более высоких температурах: от 155 до 260 К [¹⁻⁵] и даже выше 300 К [⁶]. Эффект Мейснера при этом обычно был мал [^{1, 6}] или не наблюдался. Иногда некоторые признаки сверхпроводимости (скачки сопротивления, нелинейность вольт-амперных характеристик и т. д.) наблюдались и в области температур, где $R > 0$. Как правило, у таких аномальных образцов результаты измерений плохо воспроизводятся и при термоциклировании или даже просто при хранении аномальная СП необратимо исчезает и остается только обычная СП с $T_c \simeq 90$ К.

Явление аномальной высокотемпературной СП пока мало исследовано, и причина его неизвестна. Судя по косвенным признакам, явление имеет поверхностный характер и, возможно, возникает при контакте обычной 90 К — СП фазы с какой-то другой фазой, поскольку в большинстве случаев образцы с аномально высокой T_c были многофазны. В настоящей работе высказываются некоторые соображения о возможном механизме этого явления.

Еще в 1964 г. Литтл [⁷] высказал идею, что притяжение между носителями тока в полимерах можно стимулировать добавлением к основной линейной цепи полимера боковых цепей с определенными электронными свойствами. Гинзбург с сотрудниками [⁸] предложил для той же цели использовать двумерные поверхности раздела двух фаз. Рассматривался случай, когда одна фаза является сверхпроводящим металлом, а другая — полупроводником с узкой запрещенной зоной. Предполагалось, что электронные поляризационные волны в полупроводнике (экситоны) могут при определенных условиях усилить притяжение между куперовскими парами в металле. Таким образом, межфазные границы могут стимулировать СП, хотя в экспериментальных структурах получить увеличение T_c не удалось [⁹].

Теория объемной сверхпроводимости в керамиках на основе La_2CuO_4 и $\text{Y}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ пока не создана. Однако экспериментально установлено [¹⁰],