

Слабая локализация 2D-дырок на поверхности (0001) теллура в условиях гидростатического сжатия

© В.А. Березовец, А.О. Смирнов, И.И. Фарбштейн, М.Л. Шубников

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

(Поступила в Редакцию 27 сентября 1996 г.)

Исследовано влияние гидростатического сжатия на аномальное магнетосопротивление (АМС) двумерного (2D) дырочного слоя на поверхности (0001) теллура. Оказалось, что приложение гидростатического сжатия приводит к изменению знака АМС системы 2D-дырок от положительного к отрицательному. Результаты интерпретированы в рамках теории слабой локализации невзаимодействующих между собой частиц, модифицированной учетом особенностей энергетического спектра валентной зоны теллура: снятое спиновое вырождение, многодолинность и тригональное искажение спектра в плоскости (0001). Найдены барические зависимости характерных времен релаксации, являющихся параметрами теории. Показано, что при гидростатическом сжатии происходит симметризация спектра 2D-дырок на поверхности (0001) теллура, проявляющаяся, в частности, в уменьшении тригонального искажения спектра. Определена барическая зависимость величины спин-орбитального расщепления двух верхних валентных подзон и нижней, вырожденной по спину, подзоны $\Delta_1(P)$.

Исследование проводимости аккумулирующего двумерного (2D) дырочного слоя на поверхности (0001)Te при низких температурах (0.4–4.2 К) привело к обнаружению в области классически слабых магнитных полей ($\omega_c\tau \ll 1$) аномального магнетосопротивления (АМС), характер которого существенно зависит от концентрации 2D-дырок: уменьшение концентрации 2D-дырок приводит к изменению знака АМС с положительного (АПМС) на отрицательный (ОМС).

Результаты были интерпретированы в рамках теории слабой локализации невзаимодействующих между собой частиц, модифицированной учетом особенностей энергетического спектра валентной зоны теллура: снятое спиновое вырождение: многодолинность и тригональное искажение спектра в плоскости (0001) [1,2].

Закон дисперсии 2D-дырок в n -й размерно-квантованной подзоне на этой плоскости имеет вид

$$E_n(\mathbf{k}_\perp) = E_{n0}(\mathbf{k}_\perp^2) + \gamma|\mathbf{k}_\perp|^3 \cos 3\varphi_k. \quad (1)$$

В соответствии с теорией [2] в теллуре существуют три механизма сбоя фазы волновой функции 2D-дырочных состояний и соответственно три характерных времени релаксации фазы: времена релаксации, связанные с неупругим (τ_φ) и междолинным рассеянием (τ_v), и время релаксации, обусловленное различием в фазах Ψ -функции электрона в разных долинах вследствие тригонального искажения фермиевских траекторий (τ_γ). Им соответствуют три характерных магнитных поля H_φ , H_v и H_γ . Зависимость характерных магнитных полей от температуры при нормальном давлении была найдена в [1]. Оказалось, что аномально сильная чувствительность

эффекта слабой локализации к изменению концентрации обусловлена концентрационной зависимостью величины τ_γ и соответственно параметра H_γ .

В работах [3,4] было показано, что при гидростатическом сжатии происходит увеличение концентрации 2D-дырок в аккумулирующем слое на поверхности (0001) теллура, а также изменение энергетического спектра дырочных 2D-подзон.

В настоящей работе сообщается об исследовании влияния гидростатического сжатия на эффект слабой локализации 2D-дырок на поверхности (0001) теллура.

Измерения проводились при температурах 1.3–4.2 К и всестороннем сжатии до 12 kbar, создаваемом автономной камерой высокого давления [5], в стационарных магнитных полях сверхпроводящего соленоида на образцах, приготовленных по методике, описанной в [6].

Изменение характера АМС по мере возрастания давления при $T = 4.2$ К иллюстрирует рис. 1. Видно, что при $P > 9$ kbar на зависимости магнетопроводимости $\Delta\sigma(H)$ появляется положительный участок, что соответствует изменению знака АМС от аномального положительного к отрицательному. Понижение температуры до 1.35 К усиливает особенности АМС: становится более ярко выраженным участок АПМС в слабых магнитных полях и одновременно возрастает величина ОМС в полях порядка 0.7 kOe (рис. 2).

Рис. 3 демонстрирует возрастание суммарной концентрации дырок в 2D-слое с увеличением давления. Величины p_s определены путем анализа эффекта Шубникова–де Гааза, измеренного в магнитных полях до 120 kOe. Данные получены в тех же экспериментах, что и приведенные на предыдущих рисунках. На этом же рисунке представлено изменение проводи-

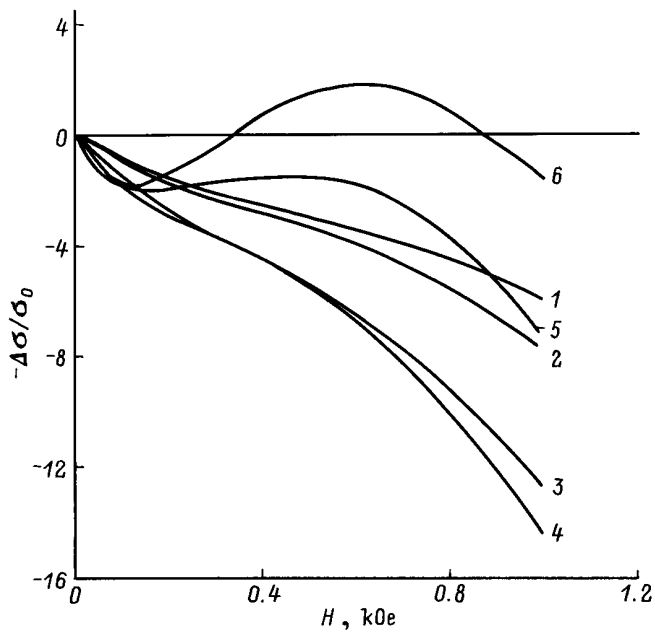


Рис. 1. Изменение характера аномальной магнетопроводимости 2D-слоя на поверхности (0001) теллура при гидростатическом сжатии ($T = 4.2\text{ K}$) $\sigma_0 = 1.23 \cdot 10^{-5} \Omega^{-1}$. P (kbar): 1 — 0, 2 — 2, 3 — 4, 4 — 6, 5 — 9, 6 — 12.

мости 2D-слоя с давлением при 1.35 K, рассчитанное по формуле

$$\sigma_s = \sum \epsilon p_i \mu_i, \quad (2)$$

где p_i и μ_i — концентрация и подвижность 2D-дырок в i -й подзоне. Подвижность 2D-дырок в каждой из подзон μ_i и ее изменение в условиях гидростатического сжатия были определены путем анализа эффекта Шубникова–де Гааза в магнитных полях до 120 kOe по методике [6]. Видно, что при существенном росте концентрации 2D-дырок проводимость 2D-слоя у этого образца почти не меняется, что может быть связано с уменьшением подвижности 2D-дырок вследствие увеличения роли рассеяния на шероховатостях поверхности по мере углубления потенциального барьера.

Сопоставление данных, представленных на рис. 1 и 3, показывает, что увеличение концентрации 2D-дырок при гидростатическом сжатии приводит к возрастанию величины ОМС. Отметим, что, как уже упоминалось выше, повышение концентрации 2D-дырок за счет эффекта поля приводило к противоположному результату: с ростом концентрации отрицательный участок магнетосопротивления уменьшался, и в пределе АМС становилось положительным во всем диапазоне магнитных полей [1].

Как было установлено в [1,2], в рамках теории слабой локализации невзаимодействующих между собой частиц зависимость проводимости 2D-дырок на

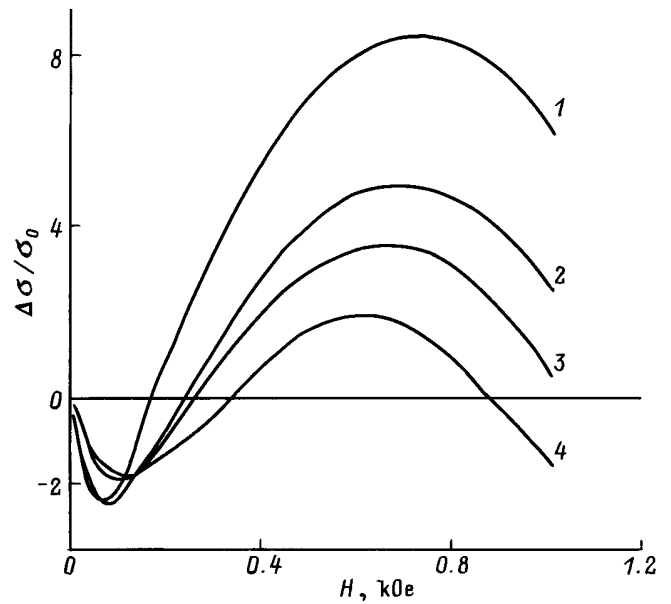


Рис. 2. Зависимость аномальной магнетопроводимости 2D-слоя на поверхности (0001) теллура при $P = 12\text{ kbar}$ от температуры. $\sigma_0 = 1.23 \cdot 10^{-5} \Omega^{-1}$. T (K): 1 — 1.35, 2 — 2.0, 3 — 3.2, 4 — 4.2.

поверхности теллура от магнитного поля имеет вид

$$\Delta\sigma(H) = \sigma_0 \left\{ f_2 \left(\frac{H}{H_\varphi + H_v + H_\gamma} \right) + \frac{1}{2} f_2 \left(\frac{H}{H_\varphi + 2H_v} \right) - \frac{1}{2} f_2 \left(\frac{H}{H_\varphi} \right) \right\}, \quad (3)$$

где $\sigma_0 = e^2/2\pi^2\hbar$, $f_2(x) = \ln x + \Psi(1/2 + 1/x)$, Ψ — дигамма-функция. Характерные магнитные поля H_φ , H_v , H_γ , входящие в выражение (3), связаны с соответствующими временами релаксации фазы τ_φ , τ_v и

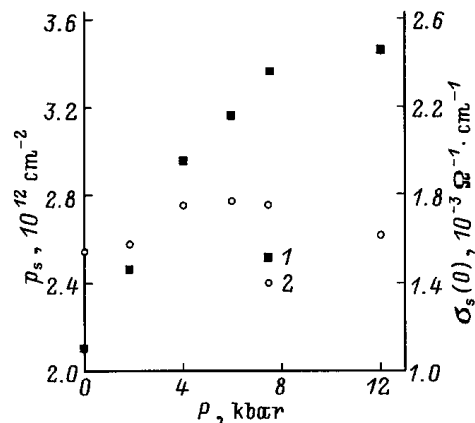


Рис. 3. Барические зависимости концентрации (1) и проводимости σ_s (2) 2D-слоя на поверхности (0001) теллура при $T = 1.35\text{ K}$.

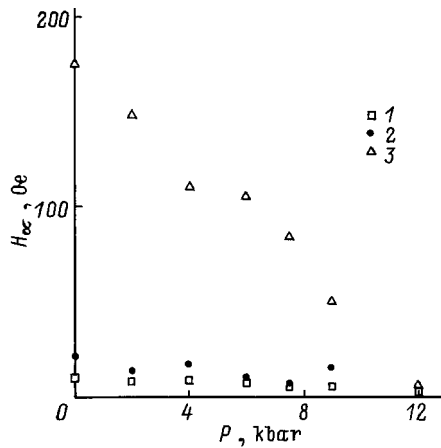


Рис. 4. Значения параметров слабой локализации H_v (1), H_φ (2) и H_γ (3) в зависимости от гидростатического сжатия при $T = 1.35$ К.

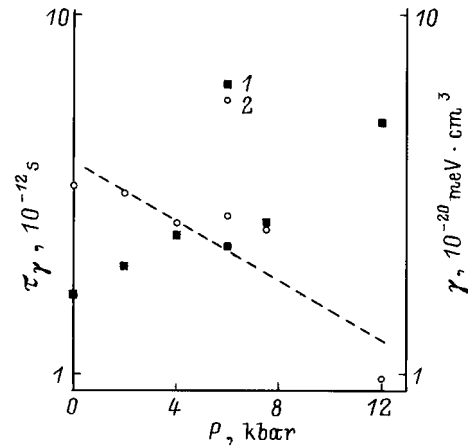


Рис. 5. Барические зависимости характерного времени τ_γ (1) и параметра тригонального искажения γ (2) в полулогарифмическом масштабе при $T = 1.35$ К.

τ_γ соотношением

$$H_\alpha = \hbar c / 4eD\tau_\alpha, \tag{4}$$

где $\alpha = \varphi, v, \gamma$, D — массовый коэффициент диффузии.

Из вида (3), (4) следует, что знак магнетопроводимости определяется соотношением характерных магнитных полей и, следовательно, соотношением величин характерных времен релаксации фазы. Если $H_\varphi \ll H_\gamma$, то формула (3) предсказывает эффект АПМС, тогда как в случае $H_\varphi \approx H_\gamma$ — эффект ОМС.

Величины H_φ , H_v , H_γ и их барические зависимости (рис. 4) были найдены путем численного сопоставления экспериментальных зависимостей, представленных на рис. 1, и выражения (3) с добавлением члена, пропорционального H^2 , для учета малого классического магнетосопротивления.

При определении характерных времен τ_φ , τ_v и τ_γ принималось во внимание, что энергетический спектр $2D$ -дырок в аккумулирующем слое на поверхности (0001) Те разбит на ряд размерно-квантованных подзон, число которых зависит от внешних условий [3,4]. Поэтому для расчета коэффициента диффузии, входящего в (4), использовалось выражение $\sum_{i=1}^n \sigma_i / e^2 \sum_{i=1}^n \nu_i$, где σ_i и ν_i — проводимость и плотность состояний на уровне Ферми для i -й подзоны, n — число подзон (здесь $\sigma_i = e\mu_i p_i$, $\nu_i = m_i / \pi \hbar^2$, μ_i , p_i , m_i — подвижность, концентрация и эффективная масса $2D$ -дырок в i -й подзоне). В соответствии с ранее полученными результатами в нормальных условиях и при суммарной концентрации $2D$ -дырок $p_s \approx 2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ число регистрируемых подзон равно трем. Увеличение давления приводит к росту концентрации $2D$ -дырок как в каждой подзоне, так и в $2D$ -слое в целом (рис. 3). При этом в области давлений $P > 4$ kbar происходит формирование четвертой

подзоны (см. [3,4]). Что касается компоненты эффективной массы m_\perp , то, как и в [4], была проведена экстраполяция ее известной барической зависимости на $2D$ -случай. Вычисленные значения характерных времен τ_φ , τ_v и τ_γ при нормальном давлении близки к приведенным в [1].

Как видно из рис. 4, параметр H_γ , связанный с тригональной асимметрией спектра $2D$ -дырок на поверхности (0001) Те, быстро уменьшается с давлением, сравниваясь при 12 kbar с H_φ . Соответствующая зависимость $\tau_\gamma(P)$ представлена на рис. 5.

Согласно [1], в плоскости (0001) теллура τ_γ связано с параметрами $2D$ -дырок в подзонах и коэффициентом тригонального искажения γ соотношением

$$\frac{1}{\tau_\gamma} = \gamma^2 \frac{\sum_{i=1}^n \tau_i \nu_i k_{Fi}^6}{\hbar^2 \sum_{i=1}^n \nu_i}, \tag{5}$$

где τ_i , ν_i , k_{Fi} — соответственно примесное время релаксации импульса, плотность состояний и импульс Ферми для i -й подзоны. Согласно этой формуле, увеличение концентрации $2D$ -дырок с давлением (рис. 3) должно было бы привести к уменьшению τ_γ , что противоречит эксперименту. Это означает, что гидростатическое сжатие существенно влияет на величину параметра γ . Результаты расчета γ при различных давлениях по формуле (5) представлены на рис. 5. При расчете использованы значения кинетических параметров $2D$ -дырок, найденные по результатам измерений в квантующих магнитных полях. Полученная барическая зависимость, усредненная по интервалу температур 1.3–4.2 К, может быть описана выражением

$$\gamma(P) \cong \gamma(0) \exp[-0.087P(\text{kbar})]. \tag{6}$$

Таким образом, расчет показывает, что приложение гидростатического сжатия приводит к быстрому уменьшению коэффициента γ , характеризующему степень тригонального искажения контура Ферми 2D-дырок на плоскости (0001) Те, т.е. происходит симметризация энергетического спектра 2D-дырок на этой плоскости.

Уменьшение параметра тригонального искажения γ по мере увеличения давления означает также, что при всестороннем сжатии уменьшается роль одного из механизмов рассеяния, определяющего эффект слабой локализации в Те. Это изменяет соотношение между характерными временами теории, и, согласно (3), знак магнетопроводимости будет все больше определяться суммой первых двух слагаемых, т.е. возникают условия для перехода от АПМС к ОМС.

В работе Аверкиева и Пикуса [7] в рамках гамильтониана 6×6 , учитывающего kp -взаимодействие двух верхних невырожденных по спину валентных подзон с зоной проводимости и нижней валентной вырожденной по спину подзоной, найдена связь коэффициента γ с константами, входящими в матричный гамильтониан

$$\gamma = -L^2 B_2 / \Delta_1 E_g \cong -B_V (B_2 / \Delta_1), \quad (7)$$

где $B_V = \hbar^2 / 2m_{\perp}$ — параметр в законе дисперсии $E_n(\mathbf{k}_{\perp}) = B_V \mathbf{k}_{\perp}^2 + \gamma |\mathbf{k}|^3 \cos^3 \varphi$, B_2 — коэффициент при членах k_+ и k_- в матричном гамильтониане, а Δ_1 — величина спин-орбитального расщепления двух верхних валентных подзон и нижней вырожденной по спину подзоны.

Поскольку зависимость $m_{\perp}(P)$ известна [4], то, используя (6) и (7), можно оценить зависимость Δ_1 от давления

$$\Delta_1(P) \cong \Delta_1(0) \exp[0.15P(\text{kbar})] \quad (8)$$

(предполагается, что коэффициент B_2 от давления не зависит). Это означает, что гидростатическое сжатие, приводящее, по существу, к одноосной деформации кристалла теллура, приводит к увеличению спин-орбитального расщепления валентной зоны.

На рис. 6 представлены результаты расчета по формуле (4) времени сбоя фазы τ_{φ} под давлением. Уменьшение τ_{φ} при гидростатическом сжатии можно объяснить, если, так же как в [1], предположить, что оно связано с взаимодействием носителей заряда с найквистовскими флуктуациями. Тогда при фиксированной температуре $\tau_{\varphi} \sim \sigma / \ln \sigma$. Действительно, полученное нами соотношение $\tau_{\varphi}(P) / \tau_{\varphi}(0) \approx 2$ (рис. 6) качественно соответствует ходу зависимости $\sigma(P)$, следующему из зависимости, представленной на рис. 3. Уменьшение величины $(1/\tau_{\varphi})$ должно приводить к увеличению вклада последнего члена в выражении (3), т.е. в области магнитных полей $H \leq H_{\varphi}$ должно происходить увеличение роли АПМС

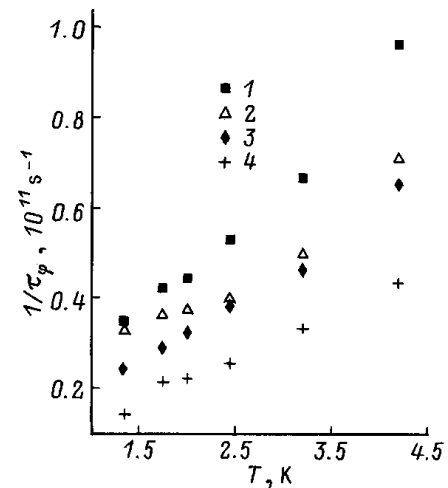


Рис. 6. Температурная зависимость обратного времени релаксации фазы волновой функции при неупругом рассеянии ($1/\tau_{\varphi}$) при различных значениях давления. P (kbar): 1 — 0, 2 — 4, 3 — 7.5, 4 — 12.

с давлением, что и наблюдается экспериментально (рис. 1).

Время τ_{φ} , связанное с междолинными переходами, требующими изменения квазиимпульса частицы на большую величину, слабо зависит от давления.

Исследование аномального магнетосопротивления 2D-дырок на поверхности (0001) Те в условиях гидростатического сжатия привело к обнаружению изменения знака квантовой поправки к проводимости 2D-дырок в области классически слабых магнитных полей от АПМС к ОМС при давлениях $P > 9$ kbar. Показано, что теория слабой локализации невзаимодействующих между собой частиц, развитая с учетом особенностей зонной структуры Те, хорошо описывает экспериментальные результаты. Делается вывод о том, что при гидростатическом сжатии происходит симметризация спектра валентной зоны теллура Те, проявляющаяся, в частности, в уменьшении тригонального искажения спектра. Определена барическая зависимость коэффициента при кубическом по \mathbf{k}_{\perp} члене в законе дисперсии дырок, а также величины спин-орбитального расщепления двух верхних валентных подзон и нижней вырожденной по спину подзоны $\Delta_1(P)$.

Авторы благодарят Н.С. Аверкиева и Г.Е. Пикуса за плодотворное обсуждение работы и ознакомление с результатами расчетов до их опубликования.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 96-02-16959) и МНТП "ФТНС" (проект № 2-003).

Список литературы

- [1] В.А. Березовец, И.И. Фарбштейн, А.Л. Шеланков. Письма в ЖЭТФ **39**, 2, 64 (1984).
- [2] A.L. Shelankov. Solid State Commun. **53**, 5, 465 (1985).
- [3] В.А. Березовец, М.Л. Шубников, И.И. Фарбштейн. ФТТ **28**, 5, 1516 (1986).
- [4] В.А. Березовец, М.Л. Шубников, И.И. Фарбштейн. Физика и техника высоких давлений, *28*, 27 (1988).
- [5] М.Л. Шубников. ПТЭ, *5*, 178 (1981).
- [6] В.А. Березовец, И.И. Фарбштейн, А.Л. Шеланков. ФТТ **25**, 10, 1988 (1983).
- [7] Н.С. Аверкиев, Г.Е. Пикус. ФТТ **38**, 6, 1748 (1996).