

УДК 539.2; 621.315.592

© 1991

СВОЙСТВА РАЗМЕРНО-КВАНТОВАННЫХ ДЫРОК В АККУМУЛИРУЮЩЕМ СЛОЕ НА ПОВЕРХНОСТИ (10 $\bar{1}0$) ТЕЛЛУРА

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

Исследовано поведение компонент тензора проводимости σ_{xx} и σ_{xy} двумерных (2D) носителей заряда (дырок) в аккумулирующем слое (АС) на поверхности (10 $\bar{1}0$) Те при гелиевых температурах в сильных магнитных полях до 10 Т (стационарный режим) и до 32 Т (импульсный режим). Обнаружены осцилляции $\sigma_{xx}(B)$ и $\sigma_{xy}(B)$ типа Шубникова—де Гааза (ШГ), обусловленные квантованием в магнитном поле спектра 2D-дырок. Анализ показал, что в АС существуют две размерно-квантованные подзоны с концентрациями $0.5 \cdot 10^{12}$ и $4 \cdot 10^{12}$ см $^{-2}$ и энергиями Ферми 3.2 и 44 мэВ соответственно. В первой из них обнаружено квантовомеханическое явление внутризонного магнитного пробоя, свидетельствующее о реализации гантелеобразных фермиевских траекторий для двумерных носителей. Определены параметры 2D-дырок в обеих подзонах. Отмечена сильная анизотропия спектра 2D-носителей заряда на различных кристаллографических поверхностях Те.

В работах ряда исследователей [1-6] было показано, что на поверхности образцов теллура, приготовленных из монокристаллов, образуется аккумулирующий слой (АС). энергетический спектр носителей заряда в котором размерно квантован и состоит из нескольких двумерных подзон. Суммарная концентрация носителей заряда в этом слое зависит от способа химической обработки поверхности и может быть изменена с помощью эффекта поля в геометрии МДП-структуры [2-6]. Интерес к этим двумерным системам обусловлен как недостаточной изученностью свойств поверхности этого полупроводникового материала, так и сильной анизотропией объемных характеристик теллура. В частности, в отличие от поверхности кристалла (0001), закон дисперсии двумеризованных (2D) дырок для которой в первом приближении изотропен, можно было ожидать, что на поверхности (10 $\bar{1}0$) форма фермиевских траекторий 2D-дырок будет существенно зависеть от энергии и меняться от двух близко расположенных эллипсов при малых энергиях до фигуры типа вытянутого овала с «талией» при больших энергиях, проходя траекторию с самопересечением при критической энергии Ферми $\epsilon_0 = 2.3$ мэВ. Однако особенности гальваномагнитных эффектов в системе 2D-дырок, связанные с сильной анизотропией их спектра, в предыдущих работах выявлены не были.

В данной работе представлены результаты исследования обеих компонент тензора проводимости 2D-дырок на поверхности (10 $\bar{1}0$) теллура в сильных магнитных полях до 32 Т. Особое внимание уделено исследованию осцилляционных эффектов ϵ_{xx} и ϵ_{xy} в области до 12 Т, связанных с обнаруженной экспериментально для этой поверхности Те 2D-подзоной, имеющей энергию Ферми $\epsilon_f \approx \epsilon_0$. В этой подзоне обнаружен внутризонный магнитный пробой траекторий 2D-носителей заряда в квантующем магнитном поле, свидетельствующий о реализации гантелеобразных

траекторий Ферми. Использование магнитных полей до $32\ T$ позволило обнаружить O' -максимум осцилляций Шубникова—де Гааза (ШГ), характерный для внутризонного магнитного пробоя, и уверенно выделить осцилляции ШГ, связанные с более глубокой $2D$ -подзоной. Кроме того, определены параметры $2D$ -дырок в обеих подзонах и их вклад в полную проводимость образца. Предварительные результаты исследования в магнитных полях до $9\ T$ приведены в кратком сообщении [7].

1. Методика эксперимента

Образцы, имевшие форму пластин с широкой гранью, параллельной кристаллографической плоскости $(10\bar{1}0)$, приготавливались из монокристаллов с рекордно низкими концентрациями невырожденных носителей заряда в примесной области проводимости ($p \approx 10^{13} \div 10^{14}\ \text{см}^{-3}$ при $77\ \text{K}$). Аккумулирующий слой на поверхности $(10\bar{1}0)$ создавался в результате обработки в полирующем травителе [4]. Толщина образцов была $0.4\text{--}0.6\ \text{мм}$. Измерения проводились в холловской геометрии при следующей взаимной ориентации магнитного поля B , кристаллографической оси C_3 и тока I в образце: $B \perp C_3 \parallel I$.

Сильные магнитные поля до $32\ T$ создавались генератором импульсного магнитного поля. Система съема и обработки результатов для установки импульсного магнитного поля описана в [8]. В области до $12\ T$ проводились также измерения в стационарных магнитных полях сверхпроводящего соленоида. Автоматизированный съем и обработка информации, используемые в обеих методиках, позволили повысить точность измерений и улучшить разрешение при выделении осциллирующих составляющих измеряемых сигналов. Эксперименты проводились при гелиевых температурах ($1.3\text{--}4.2\ \text{K}$).

2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

1) Определение параметров $2D$ -дырок в аккумулярующем слое. На рис. 1 представлены типичные результаты измерений поперечного магнетосопротивления (МС) $\Delta\rho_{\perp}/\rho_0$ и хол-

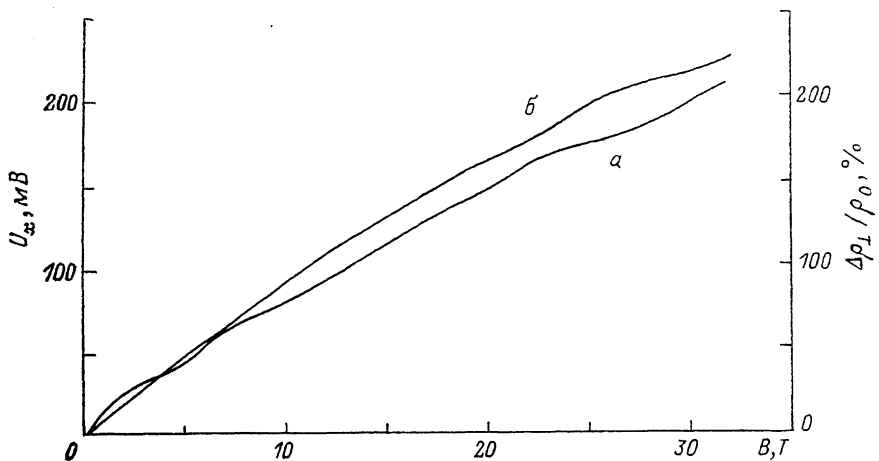


Рис. 1. Зависимость сопротивления $\Delta\rho_{\perp}/\rho_0$ (а) и холловского напряжения U_x (б) образца теллура с АС на поверхности $(10\bar{1}0)$ от магнитного поля (импульсный режим). $T=1.6\ \text{K}$.

ловского напряжения U_x в импульсных магнитных полях до $32\ T$ при температуре $1.6\ \text{K}$. Видно, что наряду с осцилляциями МС наблюдаются противофазные им осцилляции величины холловского напряжения при-

мерно такой же амплитуды. С целью улучшения разрешения осцилляционной картины с помощью ЭВМ было проведено численное дифференцирование данных, полученных при автоматизированном съеме информации в импульсном и стационарном магнитных полях. На рис. 2, 3 показаны

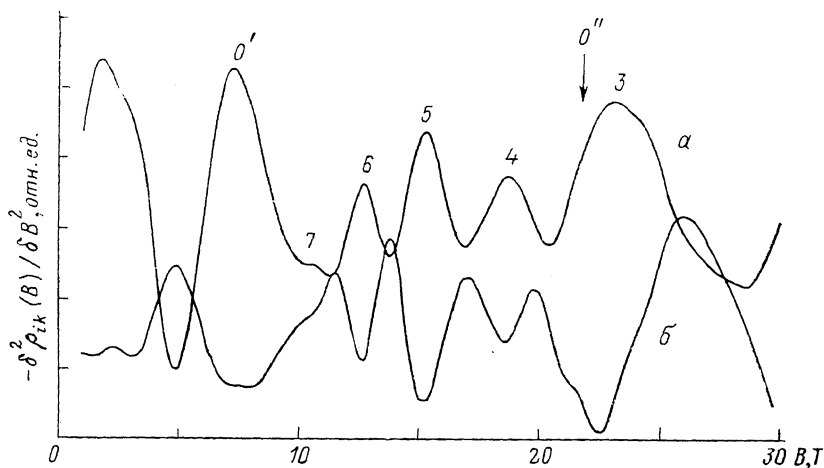


Рис. 2. Осцилляции величин $-\delta^2 \rho_{xx}^*(B) / \sigma B^2$ (а) и $-\delta^2 \rho_{xy}(B) / \sigma B^2$ (б) в магнитном поле, полученные на основе данных рис. 1.

Цифры у максимумов соответствуют квантовым номерам N .

результаты двойного дифференцирования по магнитному полю измеренных зависимостей при температуре 1.6 (импульсные поля) и 1.3 К (стационарные поля).

Совместный анализ экспериментальных зависимостей, полученных в разных диапазонах магнитных полей, показывает, что существуют

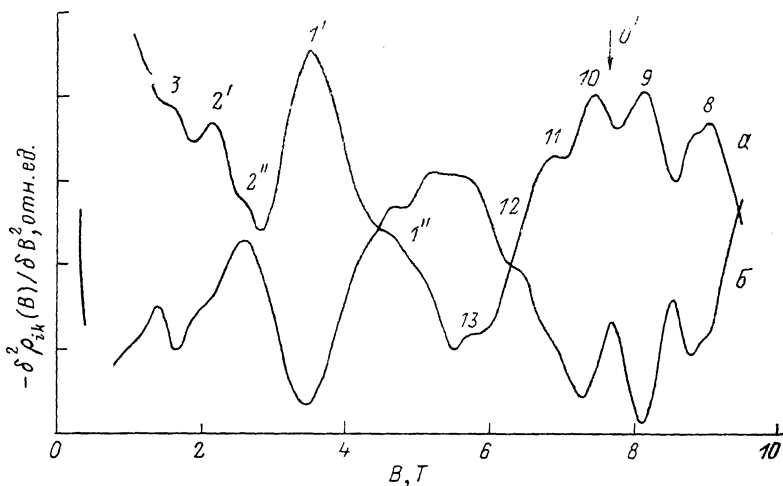


Рис. 3. Зависимость величин $-\delta^2 \rho_{xx}^2(B) / \sigma B^2$ (а) и $-\delta^2 \rho_{xy}(B) / \sigma B^2$ (б) от магнитного поля по данным измерений в стационарном магнитном поле. $T=1.3$ К.

Обозначения те же, что и на рис. 2.

две группы осцилляций типа ШГ. Появление второго периода осцилляций в области магнитных полей свыше 7 Т свидетельствует о существовании в АС на поверхности (10 $\bar{1}0$) Те, прошедшего химическую обработку, еще одной (по сравнению с результатами, представленными в [7]) глубоко залегающей размерно-квантованной подзоны с высокой концентрацией носителей заряда. Периоды осцилляций определялись из положений

осцилляционных экстремумов на шкале обратных магнитных полей (рис. 4), причем зависимость для глубоколежащей подзоны получена по данным рис. 2, 3, а для мелкой подзоны — по данным рис. 3. Следует отметить, что положения экстремумов с большими номерами, соответствующих глубокой подзоне, найденные по данным измерений в стационарном поле ($B > 7 T$), ложатся на одну прямую с результатами измерений в импульсных магнитных полях (рис. 4). Определив по данным рис. 4 значения периодов осцилляций $\Delta(1/B)_i$ (i — номер подзоны), можно с помощью соотношения

$$(1/B_m)_i = (N + 1, 2) \Delta(1/B)_i \quad (1)$$

найти номера уровней Ландау, соответствующих максимумам МС и минимумам холловского напряжения для каждой из подзон (номера на рис. 2, 3).

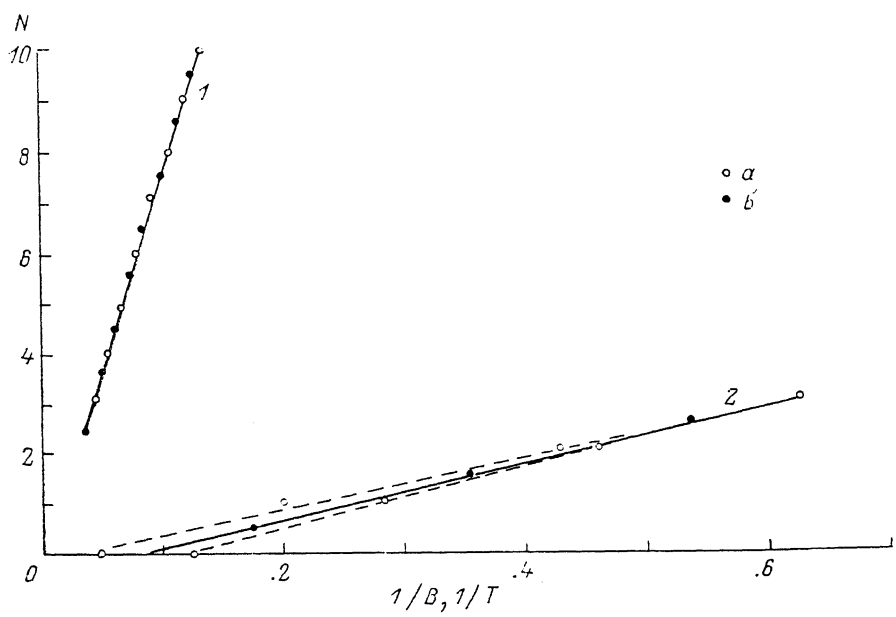


Рис. 4. Зависимость номеров экстремумов осцилляций $\delta\rho_{xx}^2(B)/\sigma B^2$ от их положения на шкале обратных магнитных полей: a — максимумы, b — минимумы.

Штрихи соответствуют расщеплению осцилляционных максимумов вследствие магнитного пробоя. Выявлены два периода осцилляций: $\Delta_1(1)$ и $\Delta_2(2)$.

Анализ показывает, что последний осцилляционный максимум компоненты ρ_{xx} $2D$ -дырок в мелкой подзоне ($N=0'$) находится при $B = 7.5 T$. При дальнейшем повышении магнитного поля эта компонента должна пройти через минимум, а затем вследствие совмещения дна этой подзоны с $0''$ -уровнем Ландау наступает магнитное вымораживание — опустошение подзоны при смещении $0''$ -уровня выше уровня Ферми в системе АС-объем. Видимо, именно эти явления обуславливают наблюдаемые аномалии в осцилляционной картине компоненты ρ_{xx} , связанной с глубокой подзоной: сравнительно малую величину максимума с $N=4$ и сдвиг фаз в осцилляциях ρ_{xx} и ρ_{xy} при $B > 20 T$, т. е. после выхода уровня $0''$.

Концентрации двумерных дырок в подзонах рассчитывались по формуле

$$p_i = \frac{e}{h} g_s g_v [\Delta(1/B)_i]^{-1} \quad (2)$$

де g_s и g_v — факторы спинового и долинного вырождения соответственно. Спиновое вырождение в Те снято сильным спин-орбитальным взаимодействием [9], и $g_s = 1$. Значение фактора g_v в Те зависит от степени заполнения верхней валентной зоны относительно седловой точки в спектре [9, 10]. В наших расчетах мы приняли $g_v = 2$ для глубокой подзоны (заполнение выше седловой точки) и $g_v = 4$ для мелкой подзоны (заполнение вблизи седловой точки). Использование этих значений g_v будет обосновано ниже. Полученные в результате расчета концентрации представлены в таблице. Значения периодов Δ_1 и Δ_2 практически совпадают с теоретическим расчетом для найденных концентраций, представленным в обзоре [6], если учесть явление магнитного пробоя, о чем речь пойдет ниже.

Параметры дырочных носителей заряда в объеме и на поверхности (10 $\bar{1}0$) образца теллура

	Двумерная концентрация p , 10^{12} см $^{-2}$	Подвижность μ , 10^4 см 2 /В · с	Энергия Ферми ϵ , мэВ	Циклотронная масса m_c
В объеме	4.3*	1.8		0.172**
1-я подзона	4.0	5.5	44.	0.215
2-я подзона	0.54	12.	3.2	0.4/0.2***

* Соответствует $p_{06} = 1.43 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$. ** Вблизи максимума валентной зоны [11]. *** 0.4 — при движении по орбите, охватывающей два эллипса; 0.2 — при движении вокруг одного эллипса.

Тот факт, что квантование различных подзон по Ландау проявляется в различных областях магнитных полей, позволяет сделать качественный вывод, что подвижность дырок в более глубокой позоне меньше, чем в мелкой. По методу [4], основанному на анализе монотонных составляющих компонент тензора проводимости $\sigma_{xx}(B)$ и $\sigma_{xy}(B)$ и предположении об аддитивности вкладов в проводимость образца объема и двух 2D-подзон, был проведен расчет подвижности и концентрации объемных носителей, а также подвижности дырок в АС (p_i определены из периодов осцилляций). Результаты расчета приведены в таблице. Возрастание подвижности двумерных дырок с уменьшением глубины залегания подзоны в узком приповерхностном потенциале указывает на то, что основным механизмом рассеяния носителей в АС является рассеяние на мелко-масштабных флуктуациях поверхностного потенциала, связанных с шероховатостью поверхности.

Известно, что период осцилляций ШГ в квазиклассическом приближении определяется экстремальным сечением поверхности Ферми плоскостью, перпендикулярной магнитному полю. В ориентации, когда магнитное поле B параллельно k_x , для дырок в Те экстремальным является центральное сечение ($k_x = 0$), определяющее контуры постоянной энергии для поверхности (10 $\bar{1}0$) кристалла. Эта же площадь в 2D-случае однозначно связана с концентрацией двумерных носителей заряда. Поэтому, чтобы найти энергетическое положение 2D-подзон в приповерхностном потенциале, была рассчитана зависимость площади сечения поверхности Ферми дырок плоскостью (O, k_y, k_z) от их энергии. При этом был использован закон дисперсии верхней валентной зоны [9, 10]

$$\epsilon(k) = Ak_x^2 + Bk_z^2 - \sqrt{\Delta_2^2 + F^2 k_x^2} \quad (k_z^2 = k_x^2 + k_y^2), \quad (3)$$

в котором сохранены только квадратичные по k_i члены с параметрами, приведенными в [9] (ось z направлена вдоль оси C_3). Полученная зависимость $S_f(\epsilon_f)$ и ряд рассчитанных сечений поверхности Ферми показаны на рис. 5, а, б. Используя известные из осцилляций концентрации дырок в подзонах p_i и соответствующие им площади контура Ферми

$$S_f^i = \frac{4\pi^2 p_i}{g_v g_s}, \quad (4)$$

по графику $S_f(\epsilon_f)$ можно найти энергетическое положение подзон в АС. Расчет дал: $\epsilon_2=3.2$, $\epsilon_1=44$ мэВ (энергия отсчитывается от уровня Ферми в объеме).

Зная глубину залегания энергетических подзон, можно с помощью соотношения

$$m_c^i = \frac{\hbar^2}{2\pi} \frac{\partial S_f}{\partial \epsilon} \quad (5)$$

оценить квазиклассические циклотронные массы дырок в каждой подзоне (см. таблицу).

2) **Магнитный пробой.** Анализ осцилляций типа ШГ на рис. 2, 3 показывает, что максимумы МС, соответствующие квантовым номерам $N=2$ и $N=1$, для мелкой подзоны имеют тонкую структуру, а положение максимума с $N=0$ оказалось смещенным в область более слабых магнитных полей по сравнению с положением, определенным из

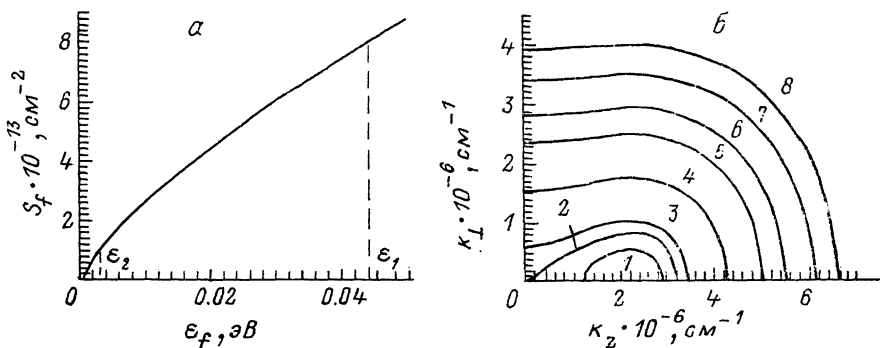


Рис. 5.

а — рассчитанная зависимость величины площади сечения поверхности Ферми дырок S_f плоскостью $(0, k_y, k_z)$ от их энергии. Штрихи показывают энергетическое положение подзон в АС: $\epsilon_1=44$, $\epsilon_2=3.2$ мэВ; б — расчет формы сечений поверхности Ферми дырок для энергий (мэВ): 1 — 1.0, 2 — 2.3, 3 — 3.5, 4 — 10, 5 — 20, 6 — 30, 7 — 40, 8 — 50.

периода осцилляций (1) (рис. 4). Это свидетельствует о расщеплении уровней Ландау, которое не может быть обусловлено при перпендикулярной ориентации магнитного поля и оси C_3 снятием вырождения, связанного с отсутствием центра инверсии в решетке теллура, в то время как спиновое вырождение дырок снято сильным спин-орбитальным взаимодействием. Мы считаем, что наблюдаемый эффект обусловлен особенностью закона дисперсии верхней валентной зоны Те — наличием седловой точки в зависимости $\epsilon(k_z)$. Когда энергия Ферми равна энергии седловой точки, носитель заряда, движущийся по поверхности постоянной энергии, имеет самопересекающуюся орбиту. Такой тип движения носителей заряда нельзя описать в квазиклассическом приближении, так как их скорость становится равной нулю в точке самопересечения [12]. Квантовое рассмотрение показывает, что существует вероятность сосуществования двух малых эллиптических орбит и большой орбиты, охватывающей два близко расположенных эллипса. Этот эффект, известный как внутризонный магнитный пробой, возможен вследствие туннельного перехода носителей заряда через барьер, разделяющий участки квазиклассической траектории. Для его осуществления необходимо, чтобы ширина барьера в k -пространстве была меньше, чем величина характерного волнового вектора, равного обратной магнитной длине $I_H = (ch/e\hbar)^{1/2}$. Магнитный пробой такого типа подробно исследован в объемных образцах Те с концентрацией дырок $p_{06} \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$ [13]. Характер особенностей осцилляций ШГ в случае магнитного пробоя зависит от положения уровня Ферми относительно седловой точки, т. е. от концентрации дырок, и определяется вероятностью туннельного перехода, а также величиной циклотронных

масса на «пробитых» и «непробитых» орбитах, определяющих степень затухания амплитуды осцилляций по параметру $kT/\hbar\omega$. Расчетное значение энергетического положения мелкой подзоны $\epsilon_2=3.2$ мэВ несколько превышает энергию седловой точки $\epsilon_0=2.3$ мэВ, однако малость расстояния в магнитном поле между расщепленными максимумами $2'$ и $2''$ и $1'$ и $1''$ и резкое возрастание затухания на гантелеобразных орбитах вследствие удвоения циклотронной массы позволяют сделать вывод, что основной вклад в осцилляции дают эллиптические орбиты. Именно поэтому при расчете концентрации дырок в мелкой подзоне по периоду осцилляций (2) мы приняли для фактора долинного вырождения значение $g_v=4$. Удовлетворительное соответствие найденных энергии мелкой подзоны, концентрации дырок в ней и величины расщепления уровней Ландау с данными для объемных образцов (ср. с рис. 2, 3 в работе [13]) подтверждает, что наблюдаемые особенности осцилляций ШГ для мелкой подзоны обусловлены эффектом внутризонного магнитного пробоя для двумерных носителей в АС на поверхности $(10\bar{1}0)$ Те.

Проведенные исследования позволили установить, что размерно-квантованные дырки в АС на поверхности $(10\bar{1}0)$ Те, сформированные в результате травления в полирующем травителе, имеют суммарную концентрацию $p_{ac} \approx 4.5 \cdot 10^{12}$ см⁻² и распределены по двум энергетическим подзонам. Энергетическое положение подзон в АС $(10\bar{1}0)$ (44 и 3.2 мэВ) и соотношение концентраций $2D$ -дырок в них существенно отличаются от значений, полученных ранее в [4] для поверхности (0001) Те (20, 8 и 2.3 мэВ) при сопоставимой суммарной концентрации $2D$ -дырок. Качественное и количественное отличие энергетических спектров носителей заряда в $2D$ -слоях (0001) и $(10\bar{1}0)$ связано в первую очередь с анизотропией энергетического спектра Те и межзонным взаимодействием, характерным для узкощелевых полупроводников. При определении концентрации $2D$ -дырок с малой энергией Ферми из эффекта Шубникова — де Гааза оказалось необходимым учесть квантовомеханическое явление внутризонного магнитного пробоя. Значения подвижностей двумерных дырок и их зависимость от глубины залегания подзон в приповерхностном потенциале на поверхности $(10\bar{1}0)$, определенные в данной работе, весьма близки к данным, полученным для поверхности (0001) в [4], что указывает на сходный механизм рассеяния — рассеяние на мелкомасштабных флуктуациях приповерхностного потенциала. Оценка циклотронных масс носителей заряда в подзонах показала, что в глубокой подзоне масса на уровне Ферми ϵ_f почти вдвое меньше, чем в мелкой.

Для поверхности $(10\bar{1}0)$ в рамках понятия о внутризонном магнитном пробое дано качественное и количественное объяснение особенностям, наблюдаемым в осцилляциях МС для подзоны, расположенной энергетически вблизи седловой точки в спектре валентной зоны. Установлено соответствие параметров носителей заряда для объемных [13] и двумерных дырок при $\epsilon_f \approx \epsilon_0$ и показано, что траектории Ферми для $2D$ -дырок на поверхности $(10\bar{1}0)$ Те в отличие от случая поверхности (0001) имеют сложную форму, похожую при $\epsilon_f = \epsilon_0$ на восьмерку.

Авторы выражают благодарность Р. В. Парфеньеву за постоянный интерес к исследованиям и плодотворные обсуждения, а также М. О. Сафончику за программное обеспечение работы.

Список литературы

- [1] v. Klitzing K., Landwehr G. // Sol. St. Commun. 1974. V. 9. P. 2201—2205.
- [2] Silberman R., Landwehr G., Thuiller J. C., Boat J. // Japan J. Appl. Phys. 1974. Suppl. 2. Pt 2. P. 359—362.
- [3] Silberman R., Landwehr G. // Surf. Sci. 1976. V. 58. P. 252—253.
- [4] Березовец В. А., Фарбштейн И. И., Шелавков А. Л. // ФТТ. 1983. Т. 25. № 10. С. 2988—2995.

- [5] Bouat J. These de doctorat d'état. Laboratoire de Physique de l'Ecole Normale Supérieure. Paris, 1977. P. 1—70.
- [6] Landwehr G. // *Narrow Gap Semiconductors. Physics and Applications* // Ed. W. Zawadzki. Springer Verlag, 1980. P. 495—510.
- [7] Березовец В. А., Смирнов А. О., Фарбштейн И. И. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 7. С. 2218—2221.
- [8] Кузьмин А. М., Машовец Д. В., Рипак А. Н., Шахов М. А. // Сб. «Физическая электроника». Львов, ЛГУ, 1987. В. 35. С. 117—122.
- [9] Бреслер М. С., Веселаго В. Г., Косичкин Ю. В., Пикус Г. Е., Фарбштейн И. И., Шалыт С. С. // ЖЭТФ. 1969. Т. 57. № 11. С. 1479—1494.
- [10] Цицильковский И. М. Зонная структура полупроводников. М.: Наука, 1978. 328 с.
- [11] Couder Y., Hulin M., Thome H. // *Phys. Rev. B*. 1973. V. 7. N 10. P. 4373—4385.
- [12] Зильберман Г. Е. // ЖЭТФ. 1958. Т. 34. С. 748.
- [13] Anzin V. B., Bresler M. S., Farbshtein I. I., Kosichkin Yu. V., Veselago V. G. // *Phys. St. Sol.* 1970. V. 40. N 2. P. 417—424.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе РАН
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
15 июля 1991 г.