

УДК 541.123:546.21

DOI: 10.17223/00213411/62/6/144

Р.Я. РАСУЛОВ<sup>1</sup>, В.Р. РАСУЛОВ<sup>1</sup>, И. ЭШБОЛТАЕВ<sup>2</sup>, Н.З. МАМАДАЛИЕВА<sup>2</sup>

# ТОК УВЛЕЧЕНИЯ ФОТОНАМИ В ТЕЛЛУРЕ ДЫРОЧНОЙ ПРОВОДИМОСТИ\*

Рассчитана спектральная и температурная зависимость коэффициента поглощения и тока эффекта фотонного увлечения в теллуре дырочной проводимости при освещении его линейно-поляризованным светом. При этом учтен импульс фотона как в законе сохранения энергии, так и в матричном элементе оптического перехода между подзонами валентной зоны теллура. Расчет фототока проведен в приближении времени релаксации импульса дырок.

**Ключевые слова:** полупроводник, поляризованный свет, оптический переход, дырки, фототок, теллур.

Эффект увлечения фотонами (ЭУФ) в теллуре, обусловленный передачей импульса фотона к электронной подсистеме, экспериментально был обнаружен в [1, 2]. Теоретическая интерпретация экспериментальных результатов [1, 2] проводится в [3–5]. Как указывалось в [6], учет зависимости квадрата матричного элемента оптического перехода от  $\mathbf{q}$  приводит к дополнительному вкладу в ток ЭУФ в полупроводниках вырожденной валентной зоной. Однако расчет тока ЭУФ в теллуре, валентная зона которого состоит из двух близко расположенных подзон, одна из которых имеет «горбообразную» структуру, остался открытым, чему будет посвящена данная работа.

Поскольку для исследования механизмов эффект фотонного увлечения дырок надо знать энергетический спектр и волновые функции дырок в  $p$ -Те, то далее коротко остановимся на структуре валентной зоны Те.

Сначала рассмотрим зонную структуру теллура. Известно [7], что теллур – многодолинный полупроводник, каждая долина валентной зоны которого состоит из двух подзон  $M'_1$ ,  $M'_2$ . Энергетический спектр дырок в этих подзонах определяется эффективным гамильтонианом [8]

$$\hat{H}(\mathbf{k}) = A_1(\mathbf{k}) + \sum_{\alpha=x,y,z} A_{\alpha} \hat{\sigma}_{\alpha}, \quad (1)$$

где  $\hat{\sigma}_{\alpha}$  ( $\alpha = x, y, z$ ) – матрицы Паули,

$$\begin{aligned} A_1(\mathbf{k}) &= Ak_{\perp}^2 + Bk_z^2 + C(k_+^3 + k_-^3) + i\gamma k_z(k_+^3 + k_-^3), \\ A_x &= \Delta + C'(k_+^3 + k_-^3) - \eta_{\perp} k_{\perp}^2 - \eta'_{\parallel} k_z^2 + i\gamma' k_z(k_+^3 - k_-^3), A_y = \delta''(k_+^3 - k_-^3) + \delta'''(k_+^3 + k_-^3), \\ A_z &= \beta_V k_z + i\delta'(k_+^3 - k_-^3) + \delta_0 k_z(k_+^3 + k_-^3). \end{aligned} \quad (2)$$

Учитывая, что под действием оператора инверсии времени волновой вектор дырок меняет свой знак на обратный, т.е.  $\hat{K} k_{\alpha} = -k_{\alpha}$ , то, как показано в [8], константы  $\beta$ ,  $\delta'$ ,  $C'$ ,  $A$ ,  $B$ ,  $\gamma$ ,  $\delta''$  не меняют знаки при переходе от  $M$  к  $P$ , а  $\delta_0$ ,  $\eta_{\perp}$ ,  $\eta'_{\parallel}$ ,  $\gamma'$ ,  $C$ ,  $\delta'''$  – меняют ( $k_{\pm} = k_x \pm ik_y$ ,  $k_{\perp}^2 = |k_{\pm}|^2$ ,  $2\Delta$  – спин-орбитальное расщепление валентной зоны в точке  $M(P)$  зоны Бриллюэна),  $k_{\perp}^2 = k_x^2 + k_y^2$ .

Согласно (2), энергетический спектр дырок в подзонах  $M'_1$  и  $M'_2$  описывается формулой

$$E_{1,3}(k) = A_{\parallel} k_z^2 + A_{\perp} k_{\perp}^2 \pm \sqrt{\frac{\Delta^2}{4} + \beta_V^2 k_z^2}, \quad (3)$$

где  $A_{\parallel} = 0.363 \cdot 10^{-14}$  эВ·см<sup>2</sup>,  $A_{\perp} = 0.326 \cdot 10^{-14}$  эВ·см<sup>2</sup>,  $\beta_V^2 = 0.6 \cdot 10^{-15}$  эВ<sup>2</sup>·см<sup>2</sup>,  $\Delta = 63.15 \cdot 10^{-3}$  эВ и не учтены релятивистски малые зонные параметры [9]. Тогда одна из подзон валентной зоны

\* Данная статья частично финансирована грантом ОТ-Ф2-66 ГКНТ РУз.

Уважаемые читатели!

Доступ к полнотекстовой версии журнала  
**«Известия высших учебных заведений. Физика»**  
осуществляется на платформе  
Научной электронной библиотеки eLIBRARY.RU  
на платной основе:

<https://elibrary.ru/contents.asp?titleid=7725>