

УДК 621.315.592

## СХЕМА ФОТОЭЛЕКТРОННЫХ ПЕРЕХОДОВ И ПАРАМЕТРЫ ЛОКАЛЬНЫХ ЦЕНТРОВ В КРИСТАЛЛАХ $\alpha$ -ZnP<sub>2</sub>

И. С. Горбань, А. В. Любченко, А. К. Ткаченко,  
И. И. Тычина

Проведено детальное исследование процесса рекомбинации (характеристик фотопроводимости, фото- и катодоллюминесценции и термостимулированной проводимости) в высокоомных кристаллах ZnP<sub>2</sub> тетрагональной модификации. Установлена схема наиболее эффективных фото- и термоэлектронных переходов в различных интервалах температур, механизмы излучательного захвата носителей на центры. Определены параметры чувствляющих *m*- и *r*-центров рекомбинации и *t*-центров прилипания: глубины залегания  $E_{cm}=0.34\div 0.36$ ,  $E_{cr}=0.70\div 0.73$  эВ, сечение захвата дырки  $S_{pm}=(1\div 5)\cdot 10^{-18}$ ,  $S_{pr}=(1\div 6)\cdot 10^{-19}$  и электрона  $S_{nm}=(2\div 8)\cdot 10^{-15}$ ,  $S_{nr}=(3\div 8)\cdot 10^{-14}$  см<sup>2</sup>, сечение захвата фотона на *r*-центр,  $\gamma=(2\div 8)\cdot 10^{-16}$  см<sup>2</sup>;  $E_{\gamma t_1}=0.19\div 0.22$ ,  $E_{\gamma t_2}=0.44\div 0.47$  эВ,  $\mathcal{N}_{t_1}=(0.2\div 0.8)\cdot 10^{16}$ ,  $\mathcal{N}_{t_2}=(0.1\div 0.5)\cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>. Обсуждаются влияние центров прилипания на процесс рекомбинации и возможная природа центров свечения и прилипания.

### В в е д е н и е

Из фотоэлектрических свойств монокристаллов  $\alpha$ -ZnP<sub>2</sub> (тетрагональной модификации) исследовалось лишь спектральное распределение фотопроводимости [1]. В поляризованном свете обнаружены максимумы при энергиях квантов 1.65, 2.19, 2.55 при  $E \parallel C$  и 1.85, 2.19, 2.58 эВ при  $E \perp C$ . Общая же картина рекомбинации носителей заряда и детали этого процесса в кристаллах ZnP<sub>2</sub> остаются невыясненными. В частности, подлежат определению механизмы захвата носителей, параметры центров фоточувствительности, влияние центров прилипания на процесс рекомбинации.

Монокристаллы  $\alpha$ -ZnP<sub>2</sub> были получены методом статической пересублимации в вакууме  $10^{-4}$  Па [2]. Исследования проводились на образцах с размерами  $1.0 \times 0.2 \times 0.2$  см. Омические контакты были получены путем сплавления олова с примесью цинка в атмосфере водорода при температуре 520 К.

Напряженность электрического поля в образцах не превышала 5 В/см. Спектральные зависимости фототока и люминесценции были сняты на монохроматоре ДМР-4 и СПМ-2. Кинетика фототока исследовалась в линейном режиме при освещении кристалла короткими импульсами света  $(2\div 3)\cdot 10^{-6}$  с, а также методом «светового удара» [3]. Люминесценция возбуждалась азотным лазером ЛГИ-21, приемником излучения служило охлаждаемое PbS сопотривление. Сигнал модулировался с частотой 80 Гц, после усиления и синхронного детектирования регистрировался потенциометром ЭПП-0.9 М.

# 1. Темновая и термостимулированная проводимость

Из исследований гальваномагнитных свойств были определены концентрация основных носителей заряда (дырок) и их подвижность:  $p_0 = (4 \div 7) \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ ,  $\mu_p = 1,5 \div 20 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  (300 К). Установлено, что доминирующим в интервале 150 ÷ 400 К является рассеяние дырок на ионизированных центрах. По температурным зависимостям  $p_0(T)$  в кристаллах с различной степенью компенсации (рис. 1) определено положение двух акцепторных уровней:  $E_p + 0.20$  и  $E_p + 0.47$  эВ. Возможно, что одной из

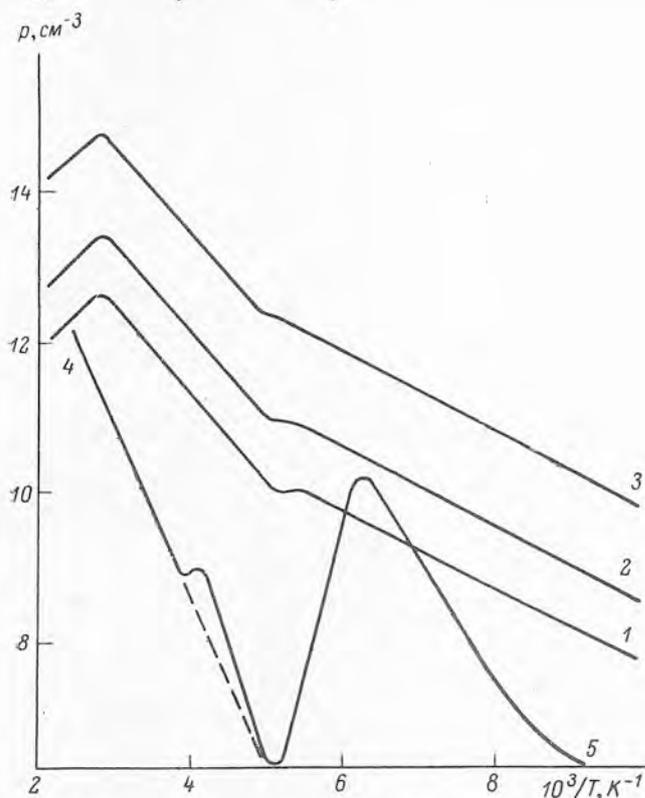


Рис. 1. Температурные зависимости фототока при различной интенсивности возбуждения (1–3), темнового (4) и термостимулированного токов (5).

компенсирующих примесей являются глубокие доноры  $E_c - 0.36$  эВ, обнаруженные при исследовании электрических свойств кристаллов  $\alpha\text{-ZnP}_2$ , отожженных в парах цинка. Такой отжиг приводит к изменению типа проводимости и наклона температурной зависимости темновых носителей. По насыщению зависимости  $\lg p = f(10^3/T)$  с использованием известных законов [4] определены концентрации доноров  $\mathcal{N}_D = (1 \div 6) \cdot 10^{15}$  и акцепторов  $\mathcal{N}_A = (2 \div 7) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ .

В интервале 150 ÷ 550 К наблюдается два максимума термостимулированного тока (ТСТ). Энергетическое положение центров прилипания, ответственных за ТСТ, было определено по максимуму ТСТ, а также по наклону начального участка ТСТ [5] и оказалось равным  $E_p + 0.21$  и  $E_p + 0.44$  эВ. Эти величины совпадают с энергиями активации  $p_0$  в исследованных кристаллах. Оценка концентрации центров прилипания  $t_1$  и  $t_2$  известными методами [6] дает соответственно  $\mathcal{N}_{t_1} = 8.0 \cdot 10^{15}$  и  $\mathcal{N}_{t_2} = 3.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ .<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Корректное определение  $\mathcal{N}_i$  может быть проведено лишь при условии постоянства времени жизни в области ТСТ, что в исследуемых кристаллах [не всегда реализуется (см. раздел 4)].

Анализ результатов исследования температурных зависимостей темного тока, ТСТ и подвижностей дырок позволяет сделать вывод о том, что центры  $t_1$  скомпенсированы полностью, а центры  $t_2$  — значительно (уровень Ферми совпадает с  $t_2$  при 290 К), и они определяют зависимость  $p_0(T)$ .

## 2. Стационарные характеристики фототока

Спектральные зависимости фототока  $I_\phi(h\nu)$  приведены на рис. 2. Подъем кривой при  $h\nu \geq 2.0$  эВ связан с собственным поглощением (ширина запрещенной зоны кристаллов  $\alpha$ -ZnP<sub>2</sub> при 300 К равна  $E_g = 2.15$  эВ). Пороги примесных фотоэффектов наблюдаются при значениях энергии 1.16, 1.45 и 1.85 эВ (290 К). Понижение температуры приводит к их сме-

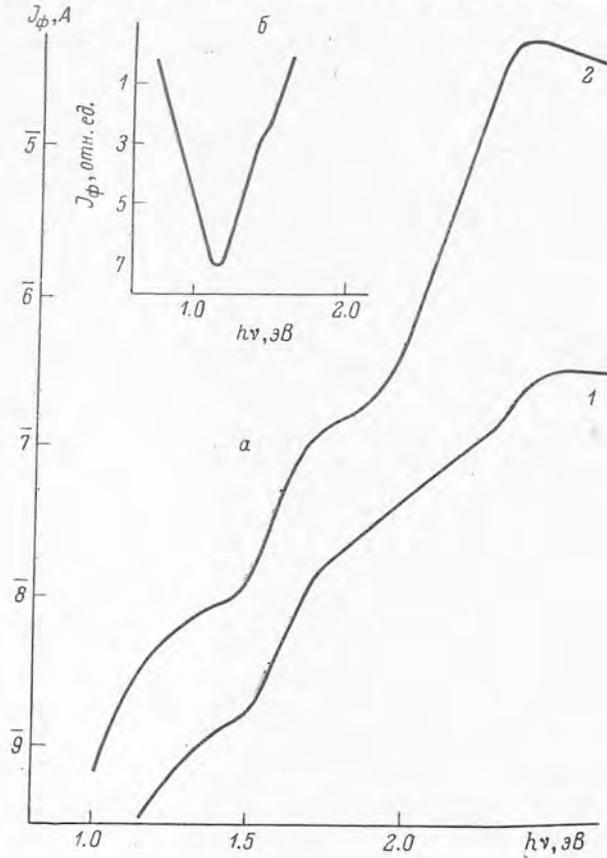


Рис. 2. Спектральные распределения фототока (а) и оптического гашения фототока (б).  
T, К: а) 1 — 100, 2 — 300; б) 200.

щению в коротковолновую часть спектра, скорость смещения ( $-5.5 \times 10^{-4}$  эВ/К) совпадает с зависимостью  $dE_g/dT$  [7]. Знак фотоносителей при примесном возбуждении — дырочный, что свидетельствует о генерации основных носителей с локальных центров в  $v$ -зону.

В фоточувствительных кристаллах наблюдается оптическое гашение (ОГ) фототока, обусловленное генерацией неосновных носителей (электронов) в  $c$ -зону (рис. 2). Длинноволновая граница гашения расположена при  $E_c = 0.72$  эВ.

При низких температурах наблюдается две области (I и II) температурной активации (ТА) фототока с энергиями процесса  $E_I = 0.11$  и  $E_{II} = 0.23$  эВ (рис. 3). Температура, соответствующая концу области I, с ро-

стом интенсивности возбуждения  $L$  смещается в область более высоких температур. Конец второй области ТА и начало следующей за ней области температурного гашения (ТГ) фототока практически не зависят от  $L$  (рис. 3). Зависимость  $J_{\phi}(1/T)$  в области ТГ экспоненциально с энергией активации 0.11 эВ. Кратность ТГ невелика ( $\sim 10$ ).

ТГ сопровождается увеличением показателя  $\alpha$  люксамперной характеристики (ЛАХ,  $J_{\phi} \sim L^{\alpha}$ ). Зависимость  $\alpha(T)$  при фиксированной вели-

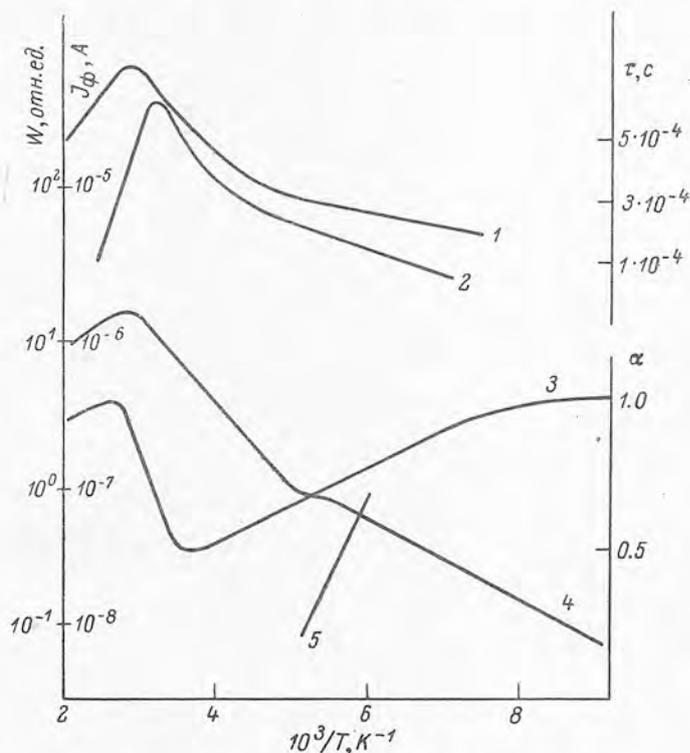


Рис. 3. Температурные зависимости для кристаллов  $\alpha$ -ZnP<sub>2</sub> времени релаксации  $\tau$  носителей ( $1$ ), интенсивности полосы люминесценции с  $h\nu=1.20$  эВ ( $2$ ), показателя ЛАХ (для кривой  $1$ , рис. 1) ( $3$ ), фототока ( $4$ ), интенсивности полосы люминесценции с  $h\nu=1.90$  эВ ( $5$ ).

чине  $L$  имеет  $\delta$ -образный характер с максимумом ( $\alpha \rightarrow 1$ ) в области интенсивного гашения (рис. 3).

При низких температурах ( $T < 120$  К) и использованных интенсивностях возбуждения ЛАХ линейна ( $\alpha=1$ ). Повышение температуры приводит к появлению на них низких и высоких  $L$  сублинейных участков ( $\alpha=0.5$ ). В областях ТА фототока показатель ЛАХ уменьшается до 0.5 (рис. 3).

### 3. Стационарные характеристики фотолюминесценции

Спектры катодолюминесценции представлены на рис. 4. Узкие спектральные линии, расположенные в областях 2.15 и 1.51 эВ, обусловлены, по-видимому, излучательной аннигиляцией экситонов, связанных на мелких изоэлектронных центрах (азот) и глубоких донорах. Для наиболее длинноволновой полосы (1.35 эВ) характерна зависимость положения максимума и формы от интенсивности возбуждения, что позволяет связать ее при 4 К с излучением в донорно-акцепторных парах (переход  $I$  на рис. 5).

Межпримесную природу свечения имеет и достаточно широкая полоса при 1.90 эВ.

В спектре фотолюминесценции при 80 К наблюдаются две полосы с максимумами 1.86 и 1.28 эВ, при комнатной температуре — лишь одна 1.20 эВ с полушириной, равной 0.30–0.35 эВ (рис. 4).

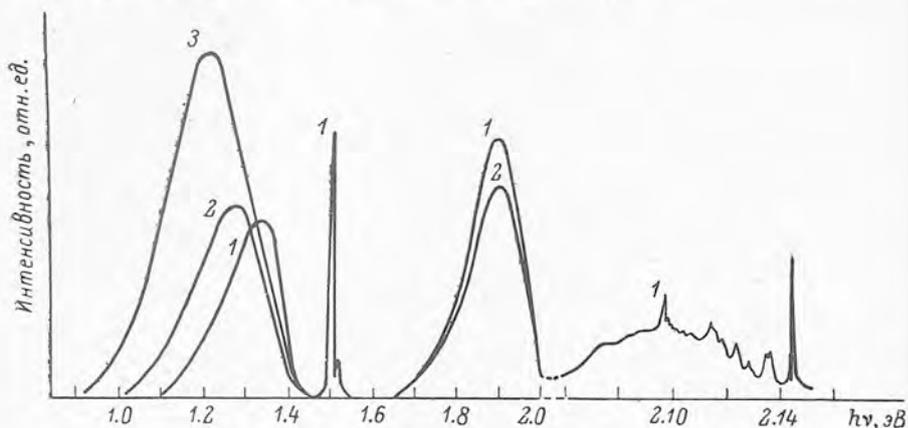


Рис. 4. Спектральные распределения катодолюминесценции (1) при 4.2 К и фотолюминесценции при 80 (2) и 300 К (3).

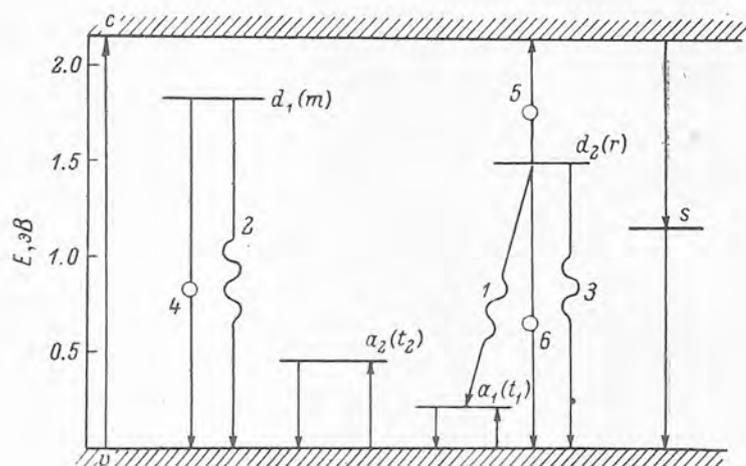


Рис. 5. Схема локальных центров и электронных переходов в монокристаллах  $\alpha$ -ZnP<sub>2</sub>.

Указаны излучательные (1–3) и примесные оптические (4–6) переходы.

Типичные температурные зависимости интенсивности  $W$  различных полос фотолюминесценции приведены на рис. 3. Температурное тушение полосы 1.9 эВ происходит с энергией активации  $E=0.22$  эВ, что совпадает с глубиной залегания  $t_1$ -центров прилипания. Для интенсивности  $W$  полосы 1.20 эВ характерна корреляция с температурной зависимостью фототока (рис. 3) — ее ТА до 310 К, а затем ТГ, однако с большим наклоном, чем зависимость  $J_\phi(T)$ .

#### 4. Кинетика фототока

Для получения более полной информации о процессах рекомбинации носителей заряда в ZnP<sub>2</sub> проведены исследования кинетики фототока. При низких температурах кривая релаксации в линейном режиме состоит

из двух и более участков с различными характеристическими временами  $t_i$  ( $i=1, 2, 3$ ;  $10^{-6} < t_i < 10^{-3}$  с), зависящих от  $L$  в области комнатных температур.

В области ТА фототока происходит удлинение медленной компоненты релаксации  $\tau_2$  (рис. 3) и увеличение полной амплитуды импульса фототока.

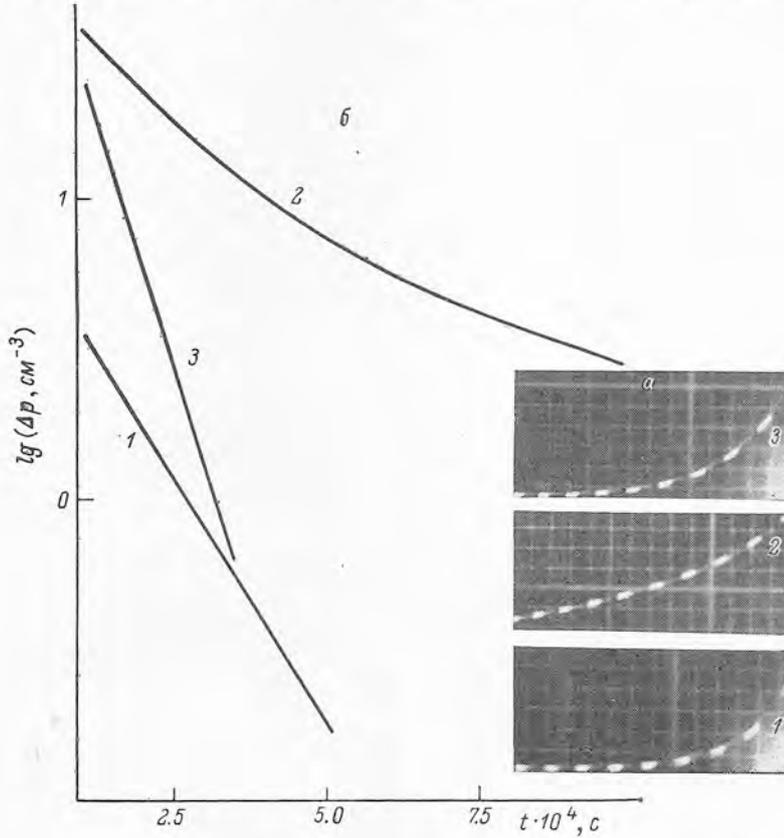


Рис. 6. Осциллограммы импульса фототока (а) и кривые убывания концентрации (б) при различных температурах.

$T$ , К: 1 — 160, 2 — 300, 3 — 420.

В области ТГ фототока величина  $\tau_2$  уменьшается по идентичному с  $p$  ( $T$ ) закону, т. е. между медленной компонентой релаксации  $\tau_2$  и временем жизни дырок  $\tau_p$  имеется прямое соответствие.

Для исследованных кристаллов специфична и форма кривой релаксации в режиме «светового удара» в нелинейном режиме возбуждения фототока ( $\Delta p \gg p_0$ ). При 160 К закон спада экспоненциален, затем к концу области ТА он переходит в гиперболический. В области ТГ вновь становится экспоненциальным, причем скорость спада зависит от температуры (рис. 6).

##### 5. Схема электронных переходов

Приведенные выше характеристики фототока, ТСТ и люминесценции позволяют предложить следующую схему локальных центров и фотоэлектронных переходов для исследованных кристаллов (рис. 5). Она включает несколько типов локальных центров: рекомбинации и свечения ( $r$ ,  $m$ ,  $s$ ), прилипания ( $t_1$ ,  $2$ ), компенсированные акцепторы ( $a_1$ ,  $2$ ), компенсирующие центры — мелкие и глубокие доноры ( $d_1$ ,  $2$ ). В кристаллах  $p$ -типа центры фоточувствительности при освещении должны быть

полностью заполнены дырками и иметь малое сечение захвата основных носителей. В качестве таких центров могут выступать глубокие доноры ( $d_2, s$ ), нейтральные после захвата неравновесного электрона (в притягивающем кулоновском поле) и с излучательным захватом дырки (полосы излучения при 1.9 и 1.35 эВ). Большая асимметрия сечения захвата обоих процессов  $S_{n_i} \gg S_{p_i}$  (до  $10^4 \div 10^6$  в фоточувствительных кристаллах  $A^{11}BV^{VI}$  [8]) обуславливает сильную монополярность и фоточувствительность ( $\tau_p \gg \tau_n$ ). Рекомбинационное взаимодействие между этими центрами и быстрым  $s$ -каналом рекомбинации обуславливает явления ОГ и ТГ фототока [9, 10].

Глубина залегания  $r$ -центров может быть определена по границам соответствующих фотоэффектов: величина  $E_{cr}^0$  из спектрального распределения ОГ,  $E_{nr}^0$  из спектра примесного фотоэффекта. Сумма энергий  $E_{cr}^0 + E_{nr}^0 = 2.18$  эВ близка к ширине запрещенной зоны  $\alpha$ -ZnP<sub>2</sub> при 300 К, что подтверждает высказанное предположение. Возможно, что с  $r$ -центрами (доноры  $d_2$ ) связана экситонная полоса люминесценции 1.51 эВ при 4.2 К. Эти центры образуют донорно-акцепторные пары с мелкими акцепторами ( $t_1$ ) и формируют межпримесное свечение 1.35 эВ при 4 К. При более высоких температурах, когда захват на  $t_1$ -центры невозможен, свечение возникает при захвате свободной дырки на  $d_2$ -донор. ТГ этого свечения (равно как и фототока) наступает при  $T > 360$  К в связи с термическим выбросом неравновесного электрона из  $d_2$ -центра в  $s$ -зону. Со вторым типом центров фоточувствительности ( $m$ ) связана более коротковолновая полоса примесного фотоэффекта с границей  $E_{cm}^0 = 1.82 \div 1.85$  эВ и свечение 1.86 эВ при  $T > 100$  К. Эти центры можно обнаружить по спектрам термостимулированной люминесценции в кристаллах  $\alpha$ -ZnP<sub>2</sub>.

При низких температурах рекомбинация в основном контролируется  $m$ - и  $r$ -центрами (две полосы в спектре). В дальнейшем  $m$ -центры (как менее глубокие доноры) исключаются из этого процесса в результате термического выброса электрона в  $s$ -зону, что сопровождается ТГ соответствующей полосы. Поскольку  $m$ -центры имеют большее сечение захвата дырки и фоточувствительность определяется в основном  $r$ -центрами, этот термический переход не сопровождается ТГ фототока.

Следует заметить, что процесс рекомбинации в исследованных кристаллах существенно осложнен центрами прилипания ( $t_1$  и  $t_2$ ), неравновесное заполнение которых сказывается на заполнении центров рекомбинации и характеристиках фототока и люминесценции.

## 6. Влияние центров прилипания

Если температура достаточно низка и можно пренебречь тепловыми переходами даже с наименее глубоких центров (рис. 5), освещение приведет к электронному заполнению центров рекомбинации (компенсированные доноры), а соответствующий дырочный заряд локализуется в основном на центрах прилипания (компенсированные акцепторы) — происходит оптическая перезарядка центров [11]. Учитывая высокоомность и  $p$ -монополярность кристаллов, условие электронейтральности в анализированной модели (рис. 5) можно записать в следующем виде:

$$\sum_i \Delta N_i = p + \sum_j \Delta p_j, \quad i = m, r, s, \quad j = t_1, t_2, \quad (1)$$

где  $p$  — концентрация неравновесных дырок,  $\Delta N_i$ ,  $\Delta p_j$  — изменение электронного и дырочного заполнения различных типов центров. Ниже области ТГ условие (1) связано в основном с  $r$ -центрами чувствительности ( $\Delta N_r \gg \Delta N_{m, s}$ ) [8]. При этом величина  $\sum \Delta p_j$  образует некоторую исходную (после перелокализации) концентрацию электронов на них —  $N_r^0$ . При низких температурах  $N_r^0 = \sum \mathcal{N}_i$  из-за сильной компенсации акцепторов. С увеличением температуры величина  $N_r^0$  будет зависеть от заполнения  $t$ -центров, стремясь при высоких температурах к 0. С учетом изложенных выше

соображений условие (1) определяет величину и температурную зависимость времени жизни основных носителей

$$\tau(T) = g_r(T) [C_{nr}(p + \Delta N_r^0)]^{-1}, \quad (2)$$

где выход рекомбинационного потока на  $r$ -центры  $g_r \sim C_{nr}(\mathcal{N}_r - N_r)$  также зависит от  $T$  при их сильном электронном заполнении. Таким образом, температурная зависимость фототока имеет сложный характер и на ней можно выделить две области ТА, совпадающие с пиками ТСТ (рис. 1), в которых время жизни и  $g_r$  растут в результате уменьшения величины  $N_r^0$ .

Количественное описание такой зависимости весьма сложно и для упрощенной модели ( $g_r = \text{const}$ ) проведено в работе [12]. В анализируемом случае, если концентрация фотовозбужденных дырок  $p < \mathcal{N}_{t_1}$  и  $\mathcal{N}_{t_2} < \mathcal{N}_{t_1}$ , фототок будет экспоненциально возрастать с наклоном  $E_{t_1}/2$  [13]. Экспериментально найденные наклоны кривых  $p=f(T)$  в области I действительно вдвое отличаются от  $E_{v_i}$ . По температуре  $T^i$ , соответствующей концу области ТА, определяется величина  $\mathcal{N}_{t_i}$ . Параметры центров прилипания, определенные различными методами, приведены в табл. 1.

Таблица 1  
Параметры центров прилипания

Тип центра	$E_{v_i}$ , эВ				$\mathcal{N}_{t_i}$ , см <sup>-3</sup>		$S_p$ , см <sup>2</sup>
	$p_0(T)$	ТСТ	ТСЛ	$p(T)$	ТСТ	$p_\phi(T)$	ТСТ
$t_1$	0.19	0.20	0.22	0.2	$6 \cdot 10^{15}$	$5 \cdot 10^{15}$	$5 \cdot 10^{-18}$
	0.20	0.20	0.20	0.22	$2 \cdot 10^{15}$	$4 \cdot 10^{15}$	$2 \cdot 10^{-18}$
	0.21	0.22	0.21	0.23	$8 \cdot 10^{15}$	$2 \cdot 10^{14}$	$6 \cdot 10^{-18}$
	0.22	0.20	0.19	0.23	$3 \cdot 10^{15}$	$5 \cdot 10^{15}$	$1 \cdot 10^{-18}$
$t_2$	0.44	0.45			$2 \cdot 10^{15}$	$5 \cdot 10^{15}$	$1 \cdot 10^{-17}$
	0.46	0.44			$1 \cdot 10^{15}$	$3 \cdot 10^{15}$	$3 \cdot 10^{-17}$
	0.46	0.48			$5 \cdot 10^{15}$	$8 \cdot 10^{15}$	$9 \cdot 10^{-17}$
	0.47	0.46			$3 \cdot 10^{15}$	$4 \cdot 10^{15}$	$2 \cdot 10^{-17}$

Таблица 2  
Параметры центров рекомбинации

Тип центра	$E_{v_i}$ , эВ		$E_{c_i}$ , эВ		$S_{p_i}$ , см <sup>2</sup>		$S_{n_i}$ , см <sup>2</sup>	$S_\phi$ , см <sup>2</sup>	$\mathcal{N}$ , см <sup>-3</sup>
	$J_\phi(h\nu)$	$h\nu_m$	ОГ	$n(T)$	$Z(L)$	$\Delta p(L)$	ФП	ФП	ФП
$r$	1.46	1.51	0.70		$10^{-19}$	$3 \cdot 10^{-19}$	$8 \cdot 10^{-14}$	$2 \cdot 10^{-16}$	$8 \cdot 10^{14}$
	1.47	1.50	0.72		$4 \cdot 10^{-19}$	$2 \cdot 10^{-19}$	$6 \cdot 10^{-14}$	$8 \cdot 10^{-16}$	$5 \cdot 10^{15}$
	1.44	1.50	0.73		$10^{-19}$	$2 \cdot 10^{-19}$	$7 \cdot 10^{-14}$	$5 \cdot 10^{-16}$	$2 \cdot 10^{15}$
	1.45	1.51	0.72		$3 \cdot 10^{-19}$	$6 \cdot 10^{-19}$	$3 \cdot 10^{-14}$	$3 \cdot 10^{-16}$	$1 \cdot 10^{15}$
$m$	1.84			0.34	$2 \cdot 10^{-18}$		$7 \cdot 10^{-15}$		
	1.85			0.36	$4 \cdot 10^{-18}$		$2 \cdot 10^{-15}$		
	1.83			0.35	$5 \cdot 10^{-18}$		$6 \cdot 10^{-15}$		
	1.86			0.36	$2 \cdot 10^{-18}$		$8 \cdot 10^{-15}$		

Вторая область ТА фототока связана уже с термическим отлипанием дырок с центров  $t_2$ . В результате происходит дальнейшее возрастание  $\tau_2$  с энергией активации  $E_i = E_{v_i}/2$  (рис. 1). В отсутствие ТГ зависимость  $\tau(T)$  прекратилась бы при выполнении условия  $p > \mathcal{N}_{t_2}$ , где величина  $\tau$  определяется только уровнем возбуждения, а характер рекомбинации становится чисто бимолекулярным ( $\alpha=0.5$ ). В области низких  $T$  в зависимости от соотношения между  $p$  и  $S\mathcal{N}_{t_i}$  ЛАХ может быть как линейной, так и сублинейной (см. раздел 2).

Известно [14], что в этих условиях ТГ происходит по экспоненциальному закону с энергией активации  $E_i \geq E_{cr}$ . В исследуемом случае наклон зависимости  $J_\phi = f(10^3/T)$  в области ТГ существенно меньше величины  $E_{cr}$  (табл. 1). Такое расхождение связано с тем, что активация фототока не прекращается и в области ТГ. Для описания зависимости  $p(T)$  в этих условиях можно воспользоваться следующим выражением:

$$p^2 = g_r L \frac{N_v \mathfrak{N}_{t_2}}{(1-g_r) C_{nr} N_r} \exp\left(-\frac{E_{vt_2} - E_{cr}}{kT}\right), \quad (3)$$

т. е. при  $E_{cr} > E_{vt_2}$  (табл. 1, 2) будет преобладать ТГ с энергией активации  $|E_i| = \frac{1}{2}(E_{vt_2} - E_{cr}) = 0.12$  эВ, что близко к наблюдаемой на опыте.

Прилипанием искажается и ТГ люминесценции [13]

$$W = \beta \frac{C_{k\bar{x}}}{\mathfrak{N}_i} (g_r L)^2 \frac{N_v}{[(1-g_r) C_{nr} N_c]^2} \exp\left(-\frac{E_{vt} - 2E_{cr}}{kT}\right). \quad (4)$$

Однако это влияние значительно меньше, чем для  $p$  (3) (в экспоненту входит величина  $2E_{cr}$ ), и ТГ свечения происходит с большим наклоном  $E_c \approx 0.4$  эВ. Заметим, однако, что экспериментально определяемые величины  $E_i$  для  $W$  (4) уступают рассчитанным значениям для известных глубин залегания  $t_2$ - и  $r$ -центров (табл. 1).

Одна из возможных причин лежит в температурной зависимости выхода  $g_r(T)$ : возрастание  $g_r$ , равно как и пропорциональная ей интенсивность свечения в  $r$ -полосе (рис. 3), может сохраниться и в области ТГ фототока и люминесценции (3), (4), уменьшая наклон зависимости  $W(T)$  (4).

Сильная температурная зависимость электронного заполнения  $r$ -центров сказывается и на форме кривых релаксации фототока при «световом ударе» (см. раздел 4). После окончания импульса возбуждения скорость рекомбинации неравновесных дырок в монополярном полупроводнике ( $\tau_n \ll \tau_p$ ) описывается следующим выражением:

$$\frac{d\Delta p}{dt} = -C_p \Delta p (N_r^0 + \Delta p) - C_n N_c \exp\left(-\frac{E_{rr}}{kT}\right) (N_r^0 + \Delta p). \quad (5)$$

В области  $T < 160$  К, когда ТГ можно пренебречь [второй член в (5) и  $r$ -центры полностью заполнены ( $N_r^0 \approx \mathfrak{N}_r$ )], закон спадаания будет экспоненциальным. К концу области активации  $J_\phi(\Delta p \geq N_r^0)$  он переходит в гиперболический. В области сильного ТГ величина  $d\Delta p/dt$  определяется уже скоростью термической генерации электронов с  $r$ -центров в  $c$ -зону. Кривая релаксации вновь становится экспоненциальной.

## 7. Параметры локальных центров

Сложность рекомбинационной модели требует большой осторожности при использовании аналитических выражений для определения параметров локальных центров. Глубина залегания  $t_1$ -центров  $E_{t_1}$  определяется достаточно точно как по максимумам кривых ТСТ и ТСЛ [6], так и по наклону ТА фототока. Их концентрация определяется корректно лишь по концу области активации [13]. Использование площади под кривой не является корректным, так как время жизни зависит от температуры (см. раздел 5). Это же замечание относится и к методу определения сечения захвата дырок [6]. Параметры  $t_2$ -центров определяются менее надежно, так как на кривые ТА фототока накладываются эффекты, связанные с влиянием  $t_1$ -центров, при низких и ТГ при высоких температурах.

Глубины залегания центров рекомбинации (табл. 2) определяются из спектральных характеристик фототока (оптические значения величин  $E_{rr}$ ,  $E_{vm}$ ,  $E_{cr}$ ) по порогам соответствующих фотоэффектов. Термическое значение  $E_{cr}$ , определяемое по ТГ фототока и люминесценции, существенно искажается прилипанием носителей (3), (4). Для определения  $E_{cr}$  необходимо знать механизм рекомбинации (моно- или бимолекулярный) и ве-

личину  $E_{vt}$  (табл. 1). Концентрация  $r$ -центров  $\mathcal{N}_r$  и сечение захвата ими дырок  $S_{pr}$  могут быть определены методом «светового удара»<sup>[3]</sup> лишь в узкой области  $T$ , предшествующей ТГ фототока, где релаксация носителей носит гиперболический характер (см. раздел 6). Так же можно определить величины  $S_{pr}$  и  $S_{ps}$  по зависимости  $\tau_{1,2}(p)$  — соответствующих времен релаксации при высоком уровне стационарного фонового возбуждения, когда уровни прилипания заполнены дырками и не играют существенной роли в процессе рекомбинации<sup>[4]</sup>. Для  $s$ -центров величина  $S_{ps}$  равна  $(1 \div 3) \cdot 10^{-15}$  см<sup>2</sup>. По зависимости  $\tau$  ( $1/T$ ) в области ТГ определялось сечение захвата неосновных носителей  $S_{pt}$ <sup>[15]</sup>, из ОГ фототока — сечение захвата фотона  $r$ -центрами<sup>[8]</sup> (табл. 2).

Исходя из результатов термического отжига и исследования электрических и фотоэлектрических свойств кристаллов  $n$ - и  $p$ -типов, можно высказать следующее предположение о химической природе центров. Так, с центрами прилипания могут быть связаны одно- или двухзарядные вакансии цинка, с глубокими локальными центрами ( $m, r$ ) — вакансии фосфора и кислорода в узлах фосфора.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] В. С. Соболев, И. Н. Сырбу. ФТП, 5, 681 (1971).
- [2] А. К. Ткаченко. В сб.: Исследования физических свойств композиционных материалов. КГПИ им. А. М. Горького, Киев (1978).
- [3] Е. А. Сальков, М. К. Шейнкман. ФТТ, 5, 397 (1963).
- [4] Дж. Блекмор. Статистика электронов в полупроводниках. «Мир», М. (1964).
- [5] G. F. Garlick, A. F. Gibson. Proc. Phys. Soc., 60, 547 (1948).
- [6] Г. А. Бордовский, В. Г. Бойцов, Б. А. Демидов. ФТП, 8, 1913 (1974).
- [7] А. В. Федотовский. Автореф. канд. дис. Киев (1974).
- [8] В. Е. Лашкарев, А. В. Любченко, М. К. Шейнкман. ФТТ, 7, 1717 (1965).
- [9] Р. Бьюб. Фотопроводимость твердых тел. ИЛ, М. (1962).
- [10] A. Rose. Phys. Rev., 97, 322 (1955).
- [11] С. М. Рывкин. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. Физматгиз, М. (1963).
- [12] В. Е. Лашкарев, А. В. Любченко, М. К. Шейнкман. УФЖ, 12, 774 (1967).
- [13] Г. Б. Абдуллаев, А. В. Любченко, М. Х. Алиев, Т. И. Алиев, М. К. Шейнкман. Изв. АзССР, сер. физ., техн. и матем. наук, 2, 29 (1972).
- [14] А. В. Любченко, М. К. Шейнкман. УФЖ, 8, 132 (1973).
- [15] V. E. Lashkarev, M. K. Sheinkman. Phys. St. Sol., 11, 429 (1965).

Киевский государственный  
педагогический институт  
им. А. М. Горького

Поступило в Редакцию  
5 декабря 1978 г.