

# Экстракция носителей заряда в полупроводниках с монополярной компонентой фотопроводимости

© А.И. Власенко, З.К. Власенко, А.В. Любченко

Институт физики полупроводников Национальной академии наук Украины,  
252650 Киев, Украина

(Получена 13 августа 1996 г. Принята к печати 5 марта 1997 г.)

Теоретически и экспериментально исследован эффект экстракции неосновных носителей заряда в полупроводниках с монополярной компонентой фотопроводимости при различных температурах на примере  $Cd_xHg_{1-x}Te$  ( $x \approx 0.2$ ).

## Введение

Повышение чувствительности полупроводниковых фоторезистивных приемников излучения путем увеличения напряжения смещения принципиально ограничивается экстракцией неосновных неравновесных носителей заряда (ННЗ) из объема полупроводника при увеличении напряженности электрического поля ( $E$ ) выше определенного значения  $E = E^*$ . Теоретический анализ и экспериментальные исследования этого эффекта проведены в основном в связи с разработкой пороговых инфракрасных (ИК) приемников излучения. Так, в частности, в [1–3] анализируется работа фотоприемников на основе  $Cd_xHg_{1-x}Te$  (КРТ) ( $x \approx 0.2$ ) в режиме вытягивания, получены соответствующие выражения для сигнала фотоответа, обнаружительной способности и др. В [4,5] исследованы электрополевые зависимости фотопроводимости (ФП) в КРТ  $n$ -,  $p$ - и смешанного типа проводимости. Следует в то же время отметить, что теоретический анализ эффекта вытягивания ННЗ проводился лишь для случая биполярной ФП, когда концентрации неравновесных электронов и дырок и их времена жизни равны ( $\Delta n = \Delta p$ ,  $\tau_n = \tau_p$ ). В противном случае ( $\tau_n \neq \tau_p$ ) должна учитываться компонента проводимости, не зависящая от поля и пропорциональная разности концентраций  $|\Delta n - \Delta p|$ , где меньшая из величин определяет концентрацию вытягиваемых из объема неравновесных пар. Анализу эффекта вытягивания ННЗ в полупроводниках с учетом монополярной компоненты фотопроводимости посвящена настоящая работа.

## 1. Вольт-амперная характеристика (фотокомпонента)

Соотношение между величинами  $\tau_n$  и  $\tau_p$  определяется реализуемым в кристалле механизмом рекомбинации: межзонным (тип А) или примесным (тип Б). В первом случае ФП биполярна ( $\tau_n = \tau_p$ ). Она может иметь место в полупроводниках с низкой концентрацией рекомбинационных уровней, когда количеством связанных на них ННЗ можно пренебречь. Во втором случае, когда этими концентрациями пренебречь нельзя, ФП, как правило, монополярна ( $\tau_n \neq \tau_p$ ). В не сильно компенсиро-

ванных узкозонных полупроводниках ( $Cd_xHg_{1-x}Te$ ,  $InS$ ,  $Pb_xSn_{1-x}Te$  и др.) в области высоких температур, когда реализуется собственная проводимость, преобладают межзонные механизмы рекомбинации (механизм А). В материалах с высокой степенью компенсации, в области низких температур преобладают механизм Шокли–Рида (механизм Б) [6–8]. В ”классических” широкозонных фотопроводниках ( $CdS$ ,  $CdSe$ ) ФП в высокой степени монополярна, так как отношение времен жизни достигает  $\tau_n/\tau_p \cong 10^4 - 10^6$  [9].

В произвольном случае удельная фотопроводимость ( $\Delta\sigma$ ) и фототок ( $j_{pc}$ ) в однородном полупроводнике

$$\Delta\sigma = e(\mu_n\Delta n + \mu_p\Delta p) \sim e(\mu_n\tau_n + \mu_p\tau_p)G,$$

$$j_{pc} = e\Delta\sigma E \quad (1)$$

при однородном механизме возбуждения (со скоростью  $G$ ) будут состоять из двух компонент — монополярной  $\Delta\sigma_m$  и биполярной  $\Delta\sigma_b$ , зависящей от  $E$ :

$$\begin{aligned} \Delta\sigma &= \Delta\sigma_m + \Delta\sigma_b(E) \\ &= e\mu_n\Delta n[(1 - \varphi) + \varphi(1 + b^{-1})], \end{aligned} \quad (2)$$

где  $b = \mu_n/\mu_p$ ,  $\mu_n$ ,  $\mu_p$  — подвижности электронов и дырок. Здесь введен параметр, определяющий степень биполярности ФП:

$$\varphi = \frac{\Delta p}{\Delta n} = \frac{\tau_p}{\tau_n} \leq 1. \quad (3)$$

В (3) предполагается, что  $\tau_p \leq \tau_n$ ; при  $\tau_p \geq \tau_n$  параметр  $\varphi = \tau_n/\tau_p \leq 1$ .

В случае механизмов типа А ФП биполярна и  $\varphi = 1$ . В области экстракции все ННЗ вытягиваются из объема, что ведет к спаду  $\Delta\sigma$  с ростом  $E$  и насыщенного фототока (1).

В случае участия (конкуренции) нескольких каналов рекомбинации — типов А и Б  $\tau_n \neq \tau_p$  и  $\varphi \neq 1$ . Рассчитать величину  $\varphi$  (3) можно, используя вероятности захвата ННЗ на уровни рекомбинации ( $A_m$ ,  $A_{rp}$ ) и их межзонной аннигиляции ( $A_{np}$ ):

$$A_n = 1/\tau_n = A_{rn} + A_{np}, \quad A_p = 1/\tau_p = A_{rp} + A_{np}. \quad (4)$$

Величина параметра  $\varphi$  (3) равна

$$\varphi = \frac{\tau_p}{\tau_n} = \frac{A_n}{A_p} = \frac{\tau'_p \tau'_n + \tau_{np}}{\tau'_n \tau'_p + \tau_{np}},$$

$$\tau'_n = \frac{1}{A_{rn}}, \quad \tau'_p = \frac{1}{A_{rp}}, \quad \tau_{np} = \frac{1}{A_{np}}. \quad (5)$$

В (5) учтено, что вероятности захвата обратно пропорциональны соответствующим электронным и дырочным временам ( $\tau'_n, \tau'_p$ ). Легко видеть, что в отсутствие мономолекулярного примесного канала рекомбинации ( $A_{rn}, A_{rp} \ll A_{np}, \tau'_p, \tau'_n \gg \tau_{np}$ )  $\varphi = 1$ , в противоположном случае ( $A_{np} \ll A_{rn}, A_{rp}; \tau'_p, \tau'_n \ll \tau_{np}$ )  $\varphi = \tau_n/\tau_p \leq 1$  и его величина определяется статистикой рекомбинации Шокли–Рида [10]. С учетом допустимых упрощений для полупроводника  $n$ -типа, в котором рекомбинационные уровни (акцепторного типа) лежат вблизи середины запрещенной зоны, величина  $\varphi$  может быть записана следующим образом:

$$\varphi = \frac{a(n_0 + N_{cr}) + N_{vr}}{a(n_0 + N_{cr}) + N_{vr} + N_r} \leq 1, \quad (6)$$

где  $n_0$  — равновесная концентрация электронов,  $N_r$  — концентрации рекомбинационных  $r$ -уровней дефектов,  $a = c_n/c_p$  ( $c_n, c_p$  — коэффициенты захвата электронов и дырок соответственно),  $N_{cr}, N_{vr}$  — концентрации свободных носителей в зонах за счет термической ионизации  $r$ -уровней.

Когда концентрация  $r$ -уровней мала,  $\varphi \cong 1$  при любых температурах, что отмечалось ранее. Из объема парами вытягиваются все ННЗ.

При больших  $N_r$  степень биполярности зависит от температуры. В области низких температур (ловушки полностью заполнены электронами) величинами  $N_{cr}, N_{vr}$  в (6) можно пренебречь

$$\varphi = \frac{an_0}{an_0 + N_r} = \left(1 + \frac{c_p N_r}{c_n n_0}\right)^{-1} \approx \frac{c_n n_0}{c_p N_r} < 1. \quad (7)$$

Если при этом  $n_0$  велика (по крайней мере  $an_0 \gg N_r$ ),  $\varphi = 1$  и ФП биполярна. При  $an_0$ , сопоставимом с  $N_r \varphi < 1$ , экстрагируется лишь часть неравновесных эдектронов, равная концентрации пар, определяемой величиной  $\Delta p = \tau_p G$ .

С нагреванием растет тепловой обмен между уровнями и зонами ( $N_{cr}, N_{vr}$  становятся сопоставимыми с  $N_r$ ), времена жизни ННЗ  $\tau_n$  и  $\tau_p$  увеличиваются и становятся равными. Появляется характерная для рекомбинации Шокли–Рида энергия термической рекомбинации  $E_r$ , определяемая глубиной залегания  $r$ -уровней:

$$\tau_n = \tau_p \approx \exp(-E_r/kT). \quad (8)$$

При этом, как следует из (6),  $\varphi$  растет и при высоких  $T$  стремится к 1.

Монополярная часть ФП (2), независящая от поля, фактически определяется разностью времен жизни ННЗ, с учетом (7) при  $E < E^*$ :

$$\Delta\sigma_m = e\mu_n G(\tau_n - \tau_p) = e\mu_n \Delta n \frac{N_r}{an_0 + N_r}. \quad (9)$$

При  $E < E^*$  сохранившемуся темпу генерации ННЗ ( $G$ ) будет соответствовать монополярная часть концентрации  $\Delta n_m < \Delta n$ , эффективное время жизни электронов будет определяться из выражения

$$\tau = \frac{\Delta n_m}{G} < \tau_n. \quad (10)$$

Путем несложных преобразований можно получить простые выражения для электрополевых зависимостей времени релаксации ФП и фототока с учетом степени биполярности:

$$\tau = \tau_0 \left[ (1 - \varphi) + \frac{\varphi l}{l + \mu_a \tau_0 \varphi E} \right],$$

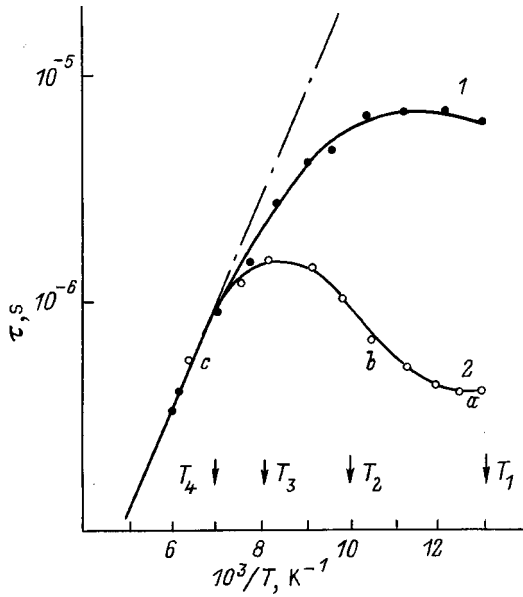
$$j_{pc} \approx \left[ (1 - \varphi) + \frac{\varphi l}{l + \mu_a \tau_0 \varphi E} \right] E, \quad (11)$$

где  $\tau_0$  — время релаксации ФП при малом напряжении смещения,  $\mu_a$  — амбиполярная подвижность,  $l$  — расстояние между контактами. Их анализ показывает, что эффективность экстракции ННЗ из объема в области больших  $E$  сильно зависит от параметра  $\varphi$  и даже при больших его значениях ( $\leq 0.9$ ) резко уменьшается.

## 2. Экстракция ННЗ при различных температурах

В качестве примера рассмотрим узкозонный полупроводник КРТ с  $x = 0.2$  (ширина запрещенной зоны  $E_g = 0.1$  эВ при 77 К) и оценим степень биполярности в различных температурных диапазонах. Как известно (см., например, [6]), в высокочувствительных кристаллах КРТ  $n$ -типа, в области собственной и примесной проводимости (при  $T > 77$  К) в рекомбинации доминирует межзонный ударный механизм (тип А). В то же время в сильно компенсированных кристаллах, в области примесной проводимости время жизни ННЗ ограничивается механизмом рекомбинации Шокли–Рида.

На рис. 1 представлены температурные зависимости времени релаксации ФП для двух кристаллов КРТ  $n$ -типа проводимости с различными доминирующими механизмами рекомбинации (измерение  $\tau$  проводилось методом релаксации ФП при освещении импульсами СО<sub>3</sub>-лазера ( $\lambda = 10.6$  мкм)). Ход  $\tau(T)$  для кристалла 1 хорошо описывается расчетом для межзонной ударной рекомбинации в области собственной и примесной ( $n_0 \cong 3 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup>) проводимости (сплошная кривая). В этом случае  $\tau_n = \tau_p$  и ФП биполярна во всем температурном диапазоне 77–300 К. Это подтверждает

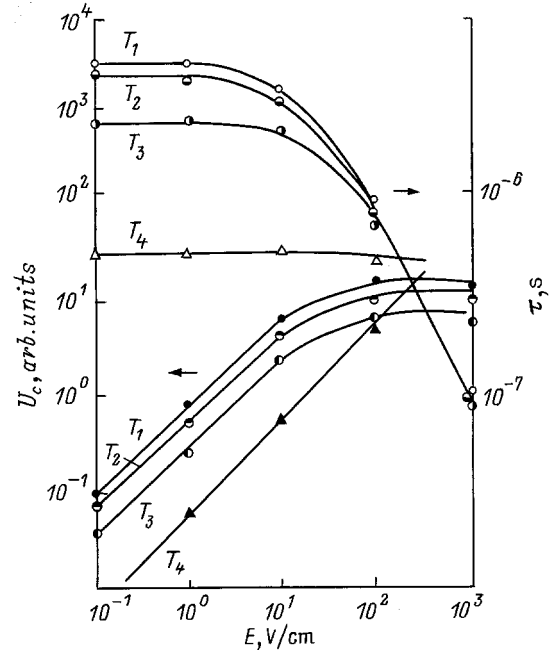


**Рис. 1.** Температурные зависимости  $\tau$  для образцов КРТ 1,2 (кривые 1,2). Штрихпунктир — расчет  $\tau(T)$  для оже-рекомбинации в материале с собственной проводимостью.

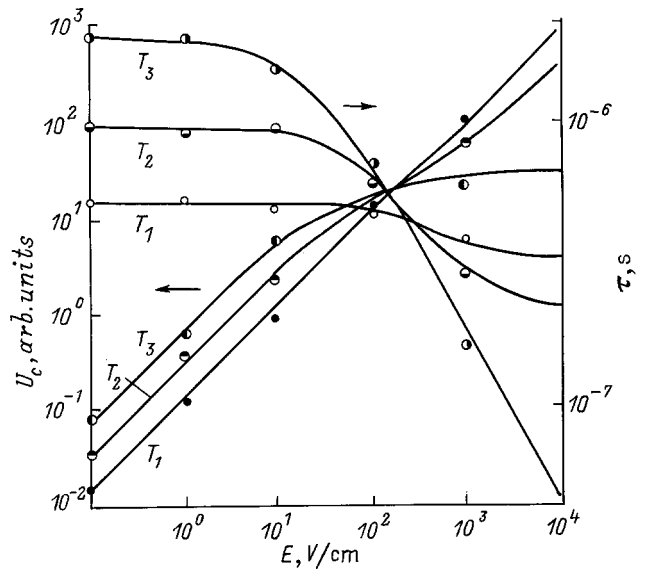
характер представленных на рис. 2 для этого кристалла электрополевых зависимостей фотосигнала ( $U_c$ ) и  $\tau$ . Насыщение  $U_c$  и падение  $\tau$  в области больших полей при температурах из области примесной проводимости ( $T_1, T_2, T_3$ ) свидетельствует о наступлении режима вытягивания и биполярном характере ФП. Естественно, в температурной области собственной проводимости ( $T_4$ ) ННЗ полем не управляются,  $\mu_n = 0$ , режим вытягивания не реализуется и насыщения  $U_c$  не происходит.

Сложнее ситуация обстоит с образцом 2 (рис. 1). Здесь, как и в образце 1, при  $T > 120$  К в области собственной проводимости в рекомбинации доминирует механизм типа А. Для температурного диапазона примесной проводимости ход кривой  $\tau(T)$  может быть описан теорией рекомбинации Шокли-Рида — механизм типа Б. Анализ литературных данных позволяет предположить, что в компенсированных кристаллах рекомбинация Шокли-Рида идет через центры акцепторного типа [7-9] — двухзарядные вакансии ртути  $V_{Hg}^{2-}$  [11,12]. Их концентрация в фоточувствительных кристаллах не превышает  $N_r \leq 10^{15} \text{ см}^{-3}$  [7,8]. Определенные по зависимости  $\tau(10^3/T)$  для образца 2 параметры  $r$ -уровней:  $E_r = 50$  мэВ,  $c_n = 3 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3/\text{с}$  находятся в хорошем соответствии с литературными данными ( $E_r = 45-50$  мэВ,  $c_n = (1-3) \cdot 10^{-9} \text{ см}^3/\text{с}$  [7,8]). Величина  $N_{vr} \cong 4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  сравнима с концентрацией  $n_0$ ,  $N_{cr} \ll N_{vr}$ . Разброс приводимых в литературе значений  $c_p$  достигает нескольких порядков, можно, однако, утверждать, что из соображений зарядности  $r$ -центра (захват дырки происходит в кулоновском притягивающем поле)  $c_n < c_p$ , даже несмотря на различие тепловых скоростей неравновесных электронов и дырок. При отношении  $a = 10^{-1}$  величина

$\varphi \cong 2 \cdot 10^{-2}$  и при низких температурах остается достаточно малой даже при  $a \cong 1$ . Эффективность вытягивания должна увеличиваться с ростом температуры и величины  $n_0$ . В низкоомных кристаллах ( $an_0 > N_r$ )  $\varphi \rightarrow 1$ , потому что возрастает также вклад биполярной оже-компоненты. В кристаллах с  $n_0 > 10^{15} \text{ см}^{-3}$  и



**Рис. 2.** Электрополевые зависимости  $U_c$  (черные точки) и  $\tau$  (светлые точки) для образца 1 для температур  $T_1, T_2, T_3, T_4$ , указанных на рис. 1; сплошные линии — расчет.



**Рис. 3.** Электрополевые зависимости  $U_c$  (черные точки) и  $\tau$  (светлые точки) для образца 2 для температур  $T_1, T_2, T_3$ , указанных на рис. 1; сплошные линии — расчет для  $\varphi \approx 0.5, 0.9, 1$  соответственно.

$T > 100$  К в области примесной проводимости следует ожидать полной экстракции пар ННЗ.

Экспериментальным подтверждением этому может являться сопоставление температурных и электрополе-вых зависимостей  $\tau$  и  $U_c$  (рис. 1, кривая 2; рис.3). Действительно, в области низких температур  $T < T_c$ , когда интенсивностью теплового обмена между уровнями и зонами можно пренебречь ( $n_0 \gg N_{cr}, N_{vr}$ ), время релаксации ФП от температуры не зависит (рис. 1, участок  $a$  на кривой 2),  $\varphi < 1$  и определяется выражением (7). Фотопроводимость имеет две составляющие — монополярную и биполярную, и при 77 К насыщения электрополе-вой зависимости  $j_{pc}$ , связанного с экстракцией ННЗ из объема, не наблюдается (рис. 3,  $T_1$ ). Следует отметить, что по зависимости  $\tau$  ( $10^3/T$ ) (рис. 1, участок  $b$ ) при  $T^* < T_0$  из соотношения значений  $\tau$ , экстраполированного до точки ( $10^3/T^*$ ), и  $\tau$  на участке  $a$  может быть определена величина  $\varphi$ . Ее значение для кристалла 2 при  $T^* \approx 77$  К составляет  $\approx 0.5$ .

С увеличением  $T > T_0$  (рис. 1, участок  $b$  на кривой 2) вклад монополярной компоненты в ФП падает,  $\varphi \rightarrow 1$ , электрополе-вая зависимость ФП насыщается (рис. 3,  $T_2, T_3$ ), ННЗ вытягиваются из объема. В области собственной проводимости канал рекомбинации Шокли–Рида заменяется на межзонный (рис. 1, участок  $c$  на кривой 2), однако экстракция ННЗ не идет ( $\mu_a = 0$ ), электрополе-вые зависимости  $j_{pc}$  не насыщаются (аналогично кривым для  $T_4$  на рис. 2).

## Список литературы

- [1] R.L. Williams. Infr. Phys., **8**, 337 (1968).
- [2] M.R. Johnson. J. Appl. Phys., **43**, 3090 (1972).
- [3] S.P. Emmons, K.L. Ashley. Appl. Phys. Lett., **20**, 162 (1972).
- [4] В.И. Иванов-Омский, В.К. Огородников, Т.Ц. Тотиева. ФТП, **14**, 699 (1980).
- [5] А.И. Власенко, А.В. Любченко. ФТП, **28**, 1219 (1994).
- [6] А.И. Власенко, Ю.Н. Гаврилюк, А.В. Любченко, Е.А. Сальков. ФТП, **13**, 2180 (1979).
- [7] Л.А. Карачевцева, А.В. Любченко, В.Д. Соболев. УФЖ, **38**, 1071 (1993).
- [8] D.L. Polla, C.E. Jones. J. Appl. Phys., **52**, 5119 (1981).
- [9] В.Е. Лашкарев, А.В. Любченко, М.К. Шейнкман. *Неравновесные процессы в фотопроводниках* (Киев, 1981) с. 263.
- [10] Дж. Блекмор. *Статистика электронов в полупроводниках* (М., 1964) с. 392.
- [11] K. Lischka. Phys. St. Sol., **133**, 17 (1986).
- [12] H.R. Vydynath. Electr. Soc. Sol. St. Sci. Technol., **128**, 2609 (1981).

Редактор В.В. Чалдышев

## Extraction of charge carriers in semiconductors with a monopolar component of photoconductivity

A.I. Vlasenko, Z.K. Vlasenko, A.V. Liubchenko

Institute of Semiconductor Physics,  
National Academy of Sciences of Ukraine,  
252650 Kiev, the Ukraine

**Abstract** Theoretically and experimentally is investigated effect of extraction of extrinsic carriers in semiconductors with a monopolar component of photoconductivity at different temperatures, for example  $Cd_xHg_{1-x}Te$  ( $x \approx 0.2$ ).

Fax: (044)-2658342 (A.I. Vlasenko)

E-mail: mickle@semicond.kiev.ua (A.I. Vlasenko)