

## Спектральные характеристики фотопроводимости полупроводников с экспоненциальным краем фундаментального поглощения

© А.И. Власенко<sup>¶</sup>, З.К. Власенко, А.В. Любченко

Институт физики полупроводников Национальной академии наук Украины,  
252028 Киев, Украина

(Получена 2 марта 1999 г. Принята к печати 13 апреля 1999 г.)

Проведен анализ спектральных характеристик фотопроводимости полупроводников с экспоненциальным краем собственного поглощения в зависимости от скорости поверхностной рекомбинации и толщины образца. Показано, в частности, что в кристаллах  $Cd_xHg_{1-x}Te$  ( $x \approx 0.2$ ) спектральное положение максимума фотопроводимости в широком диапазоне значений этих параметров с ошибкой, не превышающей 1%, может быть использовано для определения эффективной ширины запрещенной зоны и, соответственно, состава материала.

Для химически сложных полупроводников характерно наличие микрофлуктуаций состава и, как следствие, плавный спад зависимости коэффициента собственного поглощения ( $\alpha$ ) от энергии кванта [1–6]. Это затрудняет определение ширины запрещенной зоны ( $E_g$ ) по длинноволновому спаду кривой спектрального распределения фотопроводимости (ФП) и ставит вопрос о тех ее элементах, по которым наиболее корректно и точно могут быть определены значения  $E_g$  и соответственно состав материала.

Удельная ФП  $\Delta\sigma$  в общем виде есть

$$\begin{aligned} \Delta\sigma &= e(\mu_n\Delta n + \mu_p\Delta p)G(\alpha) \\ &= e\mu_n(\tau_n + b^{-1}\tau_p)G(\alpha), \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\Delta n$  и  $\Delta p$  — концентрации,  $\mu_n$  и  $\mu_p$  — подвижности ( $b = \mu_n/\mu_p$ ),  $\tau_n$  и  $\tau_p$  — времена жизни неравновесных носителей заряда (ННЗ) — электронов и дырок,  $G(\alpha)$  — темп оптической генерации пар в единице объема, зависящий от  $\alpha$  и скорости поверхностной рекомбинации  $s$ . Его величина в образце толщиной  $d$

$$G(\alpha) = \beta(1 - R^0)\frac{\Phi}{d} [1 - \exp(-\alpha d)] \quad (2)$$

определяется спектральным ходом коэффициента поглощения  $\alpha(h\nu)$ , квантовым выходом фототока  $\beta$ , коэффициентом отражения  $R^0(h\nu)$ , плотностью потока фотонов  $\Phi$ .

Без учета рекомбинации ННЗ на поверхности ( $s = 0$ ), величина  $G(\alpha)$ ,

$$G(\alpha) = \begin{cases} G_0 = \beta(1 - R^0)(\Phi/d), & \alpha d \gg 1, \\ G_0(\alpha d), & \alpha d \ll 1, \end{cases} \quad (3a)$$

$$G_0(\alpha d), \quad \alpha d \ll 1, \quad (3b)$$

с ростом  $\alpha$  возрастает на краю фундаментального поглощения в области прозрачности (3б), затем насыщается при полном поглощении фотонов (3а).

При  $s \neq 0$  величины  $G$  (2) и  $\Delta\sigma$  (1) могут быть записаны в виде [7]

$$G(\alpha, s) = G_0F(\alpha, s), \quad \Delta\sigma(\alpha, s) = \Delta\sigma_0F(\alpha, s), \quad (4)$$

где  $\Delta\sigma_0 = e\mu_n(\tau_n + b^{-1}\tau_p)G_0$  — значение  $\Delta\sigma$  в области сильного поглощения,  $F(\alpha, s)$  — безразмерная функция влияния поверхности на объемную скорость рекомбинации ННЗ при их неоднородном возбуждении.

Решение диффузионного уравнения для неосновных ННЗ с граничными условиями  $d\Delta p/dy = \pm s \cdot (\Delta p_{\pm}/D)$  (скорости  $s$  на обеих поверхностях равны) с учетом преобразований дает [8]

$$\begin{aligned} F(\alpha, s) &= \frac{\alpha L}{1 - \alpha^2 L^2} \left\{ \frac{1 - e^{-\alpha d}}{\alpha L} \right. \\ &\quad \left. + \frac{[(\alpha L - S)e^{-\alpha d} - (\alpha L + S)] [S(\operatorname{ch} \chi - 1) + \operatorname{sh} \chi]}{2S \operatorname{ch} \chi + (S^2 + 1) \operatorname{sh} \chi} \right\}, \end{aligned} \quad (5)$$

где  $S = sL/D = s\tau_p/L$  — безразмерная скорость поверхностной рекомбинации,  $L$  — диффузионная длина неосновных ННЗ,  $L = (D\tau_p)^{1/2}$ ;  $D$  — коэффициент диффузии неосновных ННЗ;  $\chi = d/L$  определяет соотношение между толщиной образца  $d$  и  $L$ . С учетом преобразований имеем:

для диффузионно-толстого образца ( $\chi \gg 1$ )

$$\begin{aligned} F(\alpha, s) &= \frac{\alpha L}{1 - \alpha^2 L^2} \\ &\quad \times \left\{ \frac{1 - e^{-\alpha d}}{\alpha L} + \frac{[(\alpha L - S)e^{-\alpha d} - (\alpha L + S)]S}{(S + 1)^2} \right\}; \end{aligned} \quad (6a)$$

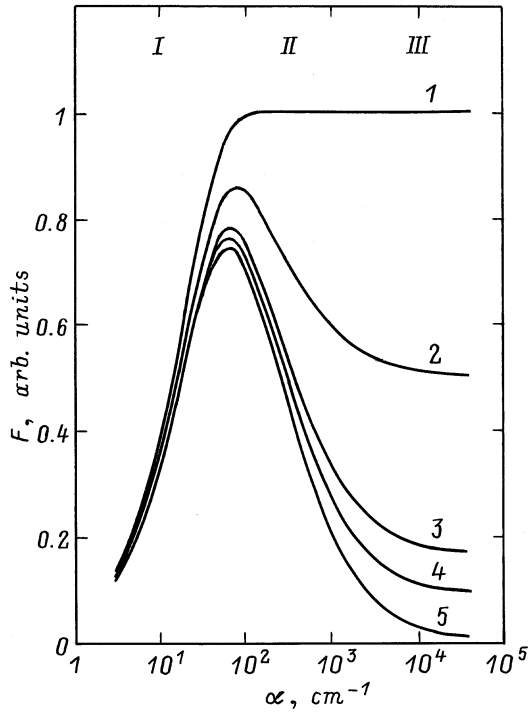
для диффузионно-тонкого образца ( $\chi < 1$ )

$$\begin{aligned} F(\alpha, s) &= \frac{\alpha L}{1 - \alpha^2 L^2} \\ &\quad \times \left\{ \frac{1 - e^{-\alpha d}}{\alpha L} + \frac{[(\alpha L - S)e^{-\alpha d} - (\alpha L + S)]}{1 - S} \right\}. \end{aligned} \quad (6b)$$

Для пластины  $Cd_xHg_{1-x}Te$  (КРТ) ( $x \approx 0.2$ )  $n$ -типа проводимости со стандартными параметрами (при 77 К

<sup>¶</sup> Fax: (044) 2658342 (A.I. Vlasenko)

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



**Рис. 1.** Спектральные характеристики ФП в координатах  $F(\alpha)$  для диффузионно-толстого образца ( $d = 5 \cdot 10^{-2}$  см,  $L = 4 \cdot 10^{-3}$  см) — расчет согласно (5). (1–5) соответствуют  $S = 0, 1, 5, 10, 100$ . I, II, III — соответственно участки нарастания, спада и полки спектральной характеристики.

$n_0 = (2 \div 5) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ,  $\tau_n \simeq \tau_p = (1 \div 4) \cdot 10^{-6} \text{ с}$ ,  $\mu_p \simeq 400 \div 800 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ ,  $D = 10 \div 20 \text{ см}^2/\text{с}$ ,  $L = (3 \div 9) \cdot 10^{-3} \text{ см}$ ,  $1.5 \cdot 10^{-2} < S < 10^2$  при  $s = 10^3 \div 10^5 \text{ см/с}$  [9,10]. Таким образом, диффузионно-тонкими можно считать образцы толщиной  $d < 20 \text{ мкм}$ , диффузионно-толстыми —  $d > 100 \text{ мкм}$ .

Как правило, авторы предыдущих работ ограничивались анализом спектральной характеристики ФП в зависимости от  $\alpha$ , что позволяет установить лишь общие черты спектра, независимо от конкретного вида функции  $\alpha(h\nu)$ , определяемой типом (типами) оптических переходов на крае фундаментального поглощения. Напомним основные моменты такого анализа.

В рассчитанных по (5) спектральных характеристиках ФП для диффузионно-толстых образцов (рис. 1) при  $S = 0$  ФП достигает насыщения:  $F \rightarrow 1$ ,  $\Delta\sigma = \Delta\sigma_0$  (4); при  $S \neq 0$  с ростом  $\alpha$  реализуется максимум ФП (где величина  $F \rightarrow 1$ ) с последующим выходом этой функции на коротковолновую "полку". На различных участках (нарастания, спада и коротковолновой полки) зависимость  $\Delta\sigma(\alpha, S)$  аппроксимируется функциями

$$F(\alpha, s) = \begin{cases} \alpha d; & \alpha d \ll 1, & \alpha L \ll 1, & L < d; & (7a) \\ \frac{1}{\alpha L} \frac{S + \alpha L}{S + 1}; & & \alpha L > 1, & \alpha L < S; & (7b) \\ 1/(S + 1); & & & \alpha L \gg S. & (7b) \end{cases}$$

В соответствии с (7а), (7б) на восходящем участке величина  $\Delta\sigma(\alpha, S)$  прямо пропорциональна, а на нисходящем — обратно пропорциональна  $\alpha(h\nu)$ . Это позволяет оценить спектральное положение максимума ФП ( $\alpha_m$ ) по пересечению соответствующих аппроксимаций:

$$\alpha_m \simeq \sqrt{\frac{1}{dL} \frac{S}{S+1}}. \quad (8)$$

При больших  $S$  положение  $\alpha_m$  слабо зависит от  $S$ , но весьма существенно от толщины образца, смещаясь в сторону меньших  $\alpha$  (меньших энергий фотона) при увеличении  $d$ , что подтверждается экспериментально, в частности, для кристаллов КРТ [10–13]. Легко видеть, что значение  $\Delta\sigma$  (4) на полке определяет эффективное "поверхностное" время жизни

$$\tau_{\text{eff}} = \frac{\tau_n + b^{-1}\tau_p}{1 + S}, \quad (9a)$$

меньшее, чем объемное, в  $(1 + S)$  раз [12]. В полупроводниках с  $b \gg 1$

$$\frac{1}{\tau_{\text{eff}}} = \frac{s}{L} + \frac{1}{\tau_n}. \quad (9b)$$

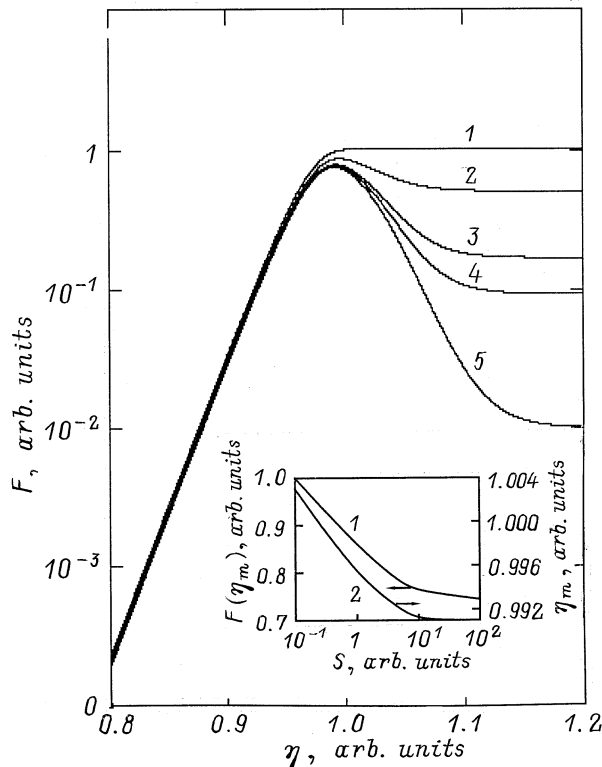
Влияние поверхности (первый член в (9б)) существенно при  $s/L \geq 1/\tau_n$ . Для образца с  $\tau_n = 10^{-6} \text{ с}$ ,  $L = 4 \cdot 10^{-3} \text{ см}$  требуемая величина составляет  $s > 4 \cdot 10^3 \text{ см/с}$ .

В слабощувствительных образцах (малые времена жизни) влияние поверхности невелико, что при фиксированных значениях  $s$  приводит к сужению участка спада ФП и его исчезновению при  $1/\tau_n < s/L$  и  $\tau_n \simeq \tau_{\text{eff}}$  (9). Зависимость такого типа, как показывает расчет, характерна для диффузионно-тонких образцов (6б), в которых время жизни ННЗ даже при однородном поглощении света ( $1/\alpha > d$ ) не определяется их объемными значениями.

Следующим элементом анализа является учет конкретной зависимости  $\alpha(h\nu)$  на крае фундаментального поглощения. Рассмотрим ее в случае экспоненциального хода  $\alpha(h\nu)$ , который имеет место в полупроводниковых твердых растворах. Для кристаллов КРТ зависимость  $\alpha(h\nu)$  на крае фундаментального поглощения описывается [4–6]

$$\begin{aligned} \alpha(h\nu) &= \alpha_0 \exp\left(\frac{h\nu - E_s}{W}\right) \\ &= \alpha_0 \exp\left[\frac{E_s}{W}(\eta - 1)\right], \quad \eta = \frac{h\nu}{E_s}, \end{aligned} \quad (10)$$

где  $\alpha_0$ ,  $W$ ,  $E_s$  — спектрально-независимые параметры. Величина  $E_s$  близка к оптической  $E_g$ . Различие между ними определяется дисперсией  $[(\Delta E_g)^2]^{1/2}$ , обусловленной пространственной флуктуацией решеточного потенциала различной природы, в твердых растворах — в основном микрофлуктуациями состава [14]. Для КРТ с  $x \simeq 0.2$  ( $E_g \simeq 100 \text{ мэВ}$ ) величина



**Рис. 2.** Спектральные характеристики ФП в координатах  $F(\eta)$  для диффузионно-толстого образца ( $d = 5 \cdot 10^{-2}$  см,  $L = 4 \cdot 10^{-3}$  см) — расчет согласно (5) с учетом (10). (1–5) соответствуют  $S = 0, 1, 5, 10, 100$ . На вставке — зависимости максимума спектральной характеристики  $F(\eta_m)$  (1) и значения параметра  $\eta$  в максимуме ( $\eta_m$ ) (2) от приведенной скорости поверхностной рекомбинации  $S$ .

$[(\Delta E_g)^2]^{1/2} \approx 13.7$  мэВ. Зависимости  $E_g$  и  $E_s$  от  $T$  практически совпадают, зависимость  $W(T)$  аппроксимируется выражением

$$W = W_0 + \delta T, \quad (11)$$

где,  $W_0 \approx 1.8 \div 3.1$  мэВ [14], параметр  $\delta$  определяется химической связью и уменьшается с уменьшением роли ионной составляющей химической связи,  $\delta = 2 \cdot 10^{-2}$  мэВ/К. При 80 К  $W \approx 3.8$  мэВ (КРТ,  $x \approx 0.2$ ).

Величина  $\alpha_0$  в (10) не зависит от  $T$ , ее оценка может быть проведена по выражениям, приведенным в [5,15]. По данным [4] максимум ФП реализуется при  $\alpha_0 \approx (2 \div 5) \cdot 10^2$  см $^{-1}$ , что соответствует условию  $h\nu_m \approx E_s$ .

Для спектральных характеристик ФП, рассчитанных по (5) с учетом (10) (рис. 2, 3), характерны следующие особенности.

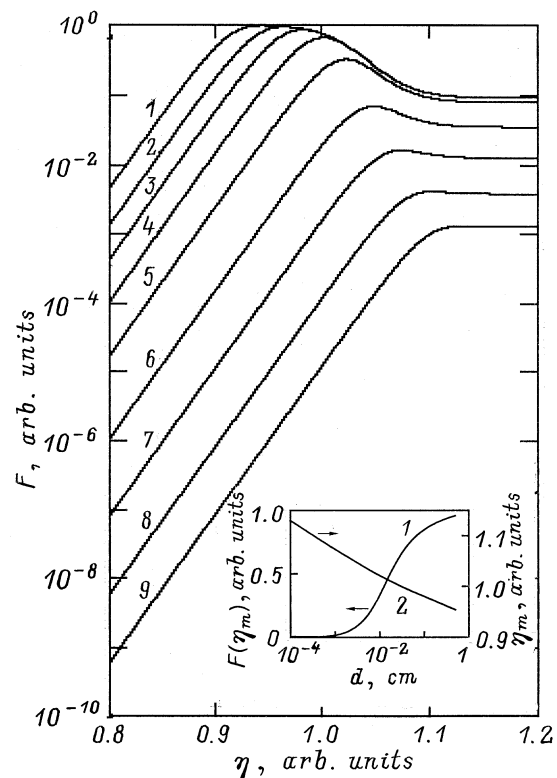
1) В диффузионно-толстых образцах при  $S \neq 0$  максимум функции  $F(\eta)$  формируется при  $\eta \approx 1$ ;  $S$  слабо влияет на значение функции в максимуме  $F(\eta_m)$  и его спектральное положение  $\eta_m$ ; при вариации  $S$  от  $10^2$  до  $10^{-1}$   $0.75 \leq F(\eta_m) \leq 1$  и  $0.992 \leq \eta_m \leq 1.003$ .

2) При фиксированном  $S$  утоньшение образца приводит к коротковолновому сдвигу характеристики и ее максимума  $F(\eta_m)$ ; одновременно уменьшается и фоточувствительность во всем спектральном диапазоне, наиболее резко в области перехода к условию диффузионно-тонкого образца ( $d < L$ ).

3) При малых  $S$  ( $S \ll 1$ ) и больших  $d$  расчет дает для  $\eta_m$  значения несколько меньше единицы, что соответствует  $h\nu_m < E_s$ ; напротив, при больших  $S$  и малых  $d$  величина  $\eta_m > 1$ , что соответствует  $h\nu_m > E_s$ ; в широких диапазонах средних значений  $S$  и  $d$  значения  $\eta_m$  мало отличаются от единицы; указанное подтверждается экспериментальной статистикой [10–13].

4) Зависимость  $F(\eta)$  при  $\eta > \eta_m$  исчезает в диффузионно-тонком образце, когда объемное  $\tau$  (8) определяется рекомбинацией на поверхности (9).

Проведем анализ одного из актуальных метрологических вопросов — связи характерных элементов спектральной характеристики с шириной запрещенной зоны полупроводника, в анализируемом случае — с величиной  $E_s$  (10). К характерным элементам можно отнести, в частности, спектральное положение наибольшего участка длинноволнового края зависимости  $F(\eta)$ , которому



**Рис. 3.** Спектральные характеристики ФП в координатах  $F(\eta)$  — расчет согласно (5) с учетом (10) для  $L = 4 \cdot 10^{-3}$  см,  $S = 10$ . (1–9) соответствуют  $d = 3 \cdot 10^{-1}, 1 \cdot 10^{-1}, 3 \cdot 10^{-2}, 1 \cdot 10^{-2}, 3 \cdot 10^{-3}, 1 \cdot 10^{-3}, 3 \cdot 10^{-4}, 1 \cdot 10^{-4}$  см. На вставке — зависимости максимума спектральной характеристики  $F(\eta_m)$  (1) и значения параметра  $\eta$  в максимуме ( $\eta_m$ ) (2) от толщины образца  $d$ .

соответствует максимум производной  $dF/d\eta = F'(\eta)$  (рис. 4). Поскольку спектральное положение экстремумов производных  $F'(\eta)$  отличается от условия  $\eta = 1$  ( $h\nu = E_s$ ), они не могут быть использованы для определения  $E_s$ . К существенным изменениям абсолютных значений  $F(\eta)$  могут приводить небольшие отклонения  $h\nu$  от  $E_s$  из-за входящего в экспоненту сомножителя  $E_s/W$  в (10), определяющего масштаб спектральной кривой ФП. В силу этого, а также из-за вариации параметров  $E_s$  и  $W$  от образца к образцу в зависимости от степени структурного совершенства определение величины  $E_s$  по его длинноволновому краю также представляется некорректным.

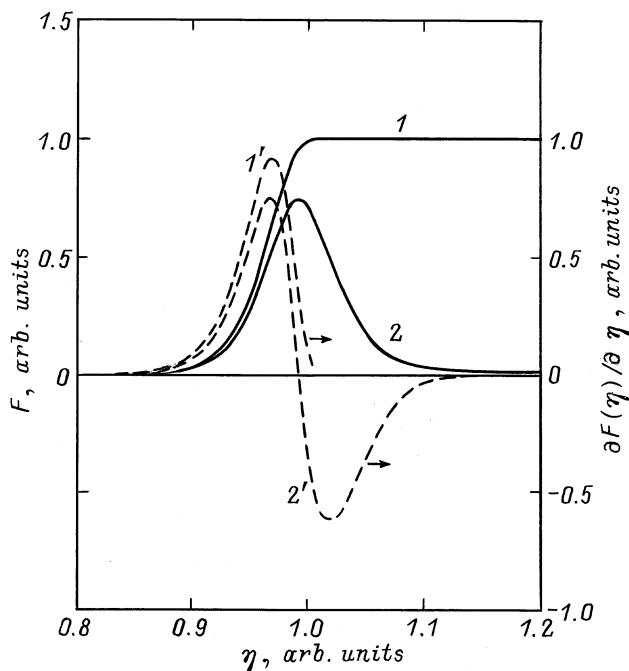
Рассмотрим условия реализации максимума кривой  $F(\eta)$  для диффузионно-толстого образца с  $S \neq 0$  (8). В первом приближении для определения  $F_m(\eta)$  воспользуемся условием (8) — точкой пересечения экстраполирующей функций (7а), (7б), образующих максимум (рис. 5). С учетом (10)

$$\alpha_m = \alpha_0 \exp \left[ \frac{E_s}{W} (\eta - 1) \right] \simeq \sqrt{\frac{1}{dL} \frac{S}{S+1}}. \quad (12)$$

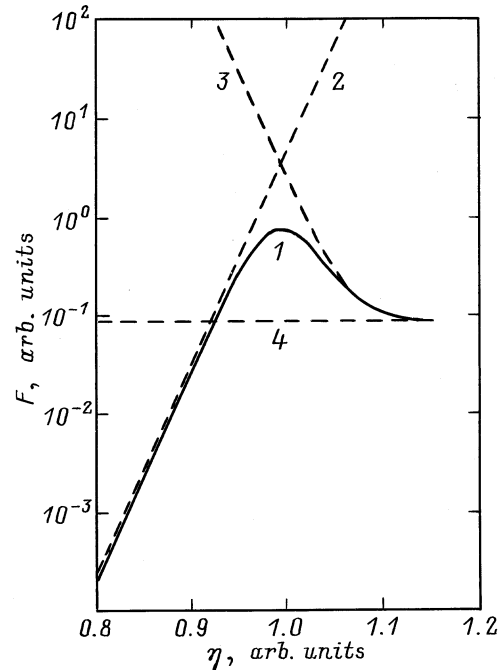
При условии  $1 < \alpha L < S$ , т.е. в образце с четко выраженным максимумом ФП, разность между величиной  $E_s$  и положением  $h\nu_m$  составит

$$\Delta E_s = h\nu_m - E_s = W \ln \left( \frac{1}{\alpha_0} \sqrt{\frac{1}{dL} \frac{S}{S+1}} \right). \quad (13)$$

Точность определения величины  $E_s$  по (13) зависит от ряда параметров образца, она повышается с ростом



**Рис. 4.** Спектральные зависимости ФП в координатах  $F(\eta)$  (1, 2) и соответствующие производные  $F'(\eta)$  (1', 2') для  $S = 0$  (1, 1') и  $S = 100$  (2, 2'). Расчет произведен согласно (5), параметры расчета  $d = 5 \cdot 10^{-2}$  см,  $L = 4 \cdot 10^{-3}$  см.



**Рис. 5.** Спектральная зависимость ФП в координатах  $F(\eta)$  для диффузионно-толстого образца с параметрами  $S = 10$ ,  $d = 5 \cdot 10^{-2}$  см,  $L = 4 \cdot 10^{-3}$  см. 1 — расчет согласно (5), штриховые прямые — экстраполяции различных участков зависимости функции  $F(\eta)$  по формулам: 2 — (7а), 3 — (7б), 4 — (7в).

значений  $\alpha_0$ ,  $d$ ,  $L$ . Оценим  $\Delta E_s$  для КРТ ( $x = 0.2$ ) с параметрами:  $L = 10^{-2}$  см,  $d = 10^{-1}$  см,  $S = 10$ ,  $\alpha_0 = 10^2$  см $^{-1}$ ,  $W = 2$  мэВ,  $E_s = 100$  мэВ. Подстановка этих величин в (13) дает  $\Delta E_s/E_s \simeq 4 \cdot 10^{-3} < 1\%$  — более чем удовлетворительный результат.

Таким образом, в кристаллах с экспоненциальной зависимостью длинноволнового края поглощения в широких пределах толщин образцов и скоростей поверхностной рекомбинации эффективная ширина запрещенной зоны может быть с большой точностью определена по максимуму спектральной характеристики фотопроводимости.

## Список литературы

- [1] M.D. Blue. Phys. Rev. A, **134**, 226 (1964).
- [2] J.L. Schmit, E.L. Stelzer. J. Appl. Phys., **40**, 4865 (1969).
- [3] И.М. Несмелова, Л.Ф. Коваленко, К.Я. Штивельман, И.С. Аверьянов. ЖПС, **17**, 894 (1972).
- [4] Л.Д. Сагинов, В.П. Пономаренко, В.И. Стафеев, В.А. Федирко. ФТП, **13**, 1039 (1979).
- [5] E. Finkman, Y. Nemirowski. J. Appl. Phys., **50**, 4356 (1979).
- [6] Л.Д. Сагинов, В.П. Пономаренко, В.А. Федирко, В.И. Стафеев. ФТП, **3**, 470 (1982).
- [7] В.А. Петрусевич. ФТТ, **1**, 1095 (1959).
- [8] Н.А. Захленюк, Е.А. Сальков, В.Н. Соколов. УФЖ, **31**, 268 (1986).
- [9] Н.Н. Белый, Н.С. Барышев, И.Н. Тарасова, Б.В. Панасенко. ОМП, **10**, 13 (1978).

- [10] А.И. Власенко, Е.П. Мацас, А.В. Любченко, Е.А. Сальков, А.В. Саченко. Полупроводниковая техника и микроэлектроника, **33**, 67 (1981).
- [11] А.И. Власенко, А.В. Любченко, Е.А. Сальков. УФЖ, **25**, 431 (1980).
- [12] А.В. Любченко, Е.А. Сальков, Ф.Ф. Сизов. *Физические основы полупроводниковой фотозлектроники* (Киев, Наук. думка, 1984).
- [13] А.И. Власенко, К.Р. Курбанов, А.В. Любченко, Е.А. Сальков. УФЖ, **27**, 1392 (1982).
- [14] Л.Д. Сагинов, В.А. Федирко, В.И. Стафеев, В.П. Пономаренко, В.Л. Егоров. ФТП, **16**, 1265 (1982).
- [15] J. Chu, B. Li, D. Tang. J. Appl. Phys., **75**, 1234 (1994).

Редактор Л.В. Шаронова

## Photoconductivity spectral characteristics of semiconductors with an exponential edge of the fundamental absorption

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

Institute of Semiconductor Physics,  
National Academy of Sciences of Ukraine,  
252028 Kiev, Ukraine

**Abstract** The analysis of the photoconductivity spectral characteristics of semiconductors with an exponential edge of intrinsic absorption depending on the rate of surface recombination and samples thickness has been performed. It was shown, in particular, that in  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  ( $x \approx 0.2$ ) spectral position of the photoconductivity maximum in a wide range of the parameter values, an error being not over 1%, can be used for the determination of the effective width of the band gap and, correspondingly, of the composition of the material.