

ГЕТЕРОВАРИЗОННЫЙ GaAlAs-ФОТОЭЛЕМЕНТ — СПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛОГ ГЛАЗА

I. МОДЕЛЬ

Резников Б. И., Стамкулов А. А., Таурбаев Т. И.,
Царенков Б. В., Царенков Г. В.

Теоретически рассмотрен спектр квантовой эффективности $Q(h\nu)$ гетероваризонной $p-n$ -структуры, являющейся моделью для создания фотоэлемента — спектрального аналога глаза. Структура состоит из освещаемой широкозонной гомозонной p -области и примыкающей к ней узкозонной варизонной n -области с линейно увеличивающейся от гетерограницы запретной зоной; такая структура обеспечивает селективный фотоэффект.

Спектр $Q(h\nu)$ модели определяется двумя группами параметров структуры: основными (сильно влияющими на форму спектра, их 4) и неосновными (слабо влияющими на спектр, их 8).

Изменение основных параметров структуры (пороговой энергии прямых оптических переходов варизонной области на гетерогранице E_0^Γ и на освещаемой широкозонной поверхности E_b^Γ , оптической толщины широкозонной области τ_{0b} при $h\nu = E_b^\Gamma$ и параметра варизонности $\gamma \sim |\nabla E^\Gamma|$) приводит к следующему изменению спектра $Q(h\nu)$:

- энергия максимума сдвигается в коротковолновую область при увеличении E_0^Γ , E_b^Γ , γ и уменьшении τ_{0b} ;
- полуширина уменьшается при увеличении E_0^Γ , γ , τ_{0b} и уменьшении E_b^Γ ;
- крутизна длинноволнового крыла в окрестности полувысоты спектра определяется в основном γ и она тем меньше, чем больше γ ;
- крутизна коротковолнового крыла в окрестности полувысоты спектра зависит в основном от τ_{0b} и она тем больше, чем больше τ_{0b} .

1. *Введение.* Современная фотометрия нуждается в полупроводниковом фотоприемнике, спектр квантовой эффективности которого совпадал бы со спектром чувствительности человеческого глаза.

В работе [1] сообщалось о гетероваризонном GaAlAs-фотоэлементе, спектр квантовой эффективности которого близок к спектру чувствительности глаза в коротковолновой области, однако существенно отличается от него в длинноволной (рис. 1).

Цель данной работы и следующей за ней [2] — создать гетероваризонный GaAlAs-фотоэлемент, у которого спектр квантовой эффективности был бы максимально приближен к спектру чувствительности глаза.

Для этого здесь теоретически рассмотрен фотоэффект в модельной структуре, а в [2] проведено сравнение теории с экспериментом и найдены параметры гетероваризонной GaAsAl-структуры, позволившие создать фотоэлемент — спектральный аналог глаза.

2. *Модельная структура и спектр ее квантовой эффективности $Q(h\nu)$.* Рассматривается гетероваризонная $p-n$ -структура (рис. 2), в которой освещаемая широкозонная p -область — гомозонная, а узкозонная n -область — варизонная с постоянным направленным от гетерограницы градиентом пороговой энергии прямых оптических переходов ΔE^Γ . Предполагается, что слой объемного заряда шириной w начинается сразу от гетерограницы и расположен в варизонной области, протяженность квазинейтральных областей много больше длин собирания неравновесных носителей заряда в этих областях, ре-

комбинация на освещаемой поверхности и гетерогранице отсутствует, квантовый выход внутреннего фотоэффекта равен единице.

Внутренняя квантовая эффективность фотоэлектропреобразования этой структуры $Q(h\nu) \equiv J_{sc}/e\Phi_i$ (J_{sc} — плотность фототока короткого замыкания, Φ_i — плотность потока фотонов, вошедших в образец, e — заряд электрона) есть сумма трех интегралов, определяющих вклад в эффективность от слоя объемного заряда Q_w и квазинейтральных областей Q_p и Q_n [4]:

$$Q = Q_p + Q_w + Q_n = \int_{-b}^0 \frac{g_v(x)}{\Phi_i} e^{x/L_n} dx + \int_0^w \frac{g_v(x)}{\Phi_i} dx + \int_w^\infty \frac{g_v(x)}{\Phi_i} e^{-\frac{x-w}{L_p^+}} dx, \quad (1)$$

где $g_v(x)$ — скорость генерации носителей светом, b — толщина p -области, L_n — диффузионная длина электронов в p -области, L_p^+ — диффузионно-дрейфовая длина дырок по варизонному полю в n -области.

Преобразуем (1), учитывая, что скорость фотогенерации носителей $g_v(x) = -d\Phi_v(x)/dx = \alpha_v(x)\Phi_v(x)$, где $\alpha_v(x)$ — коэффициент поглощения света, $\Phi_v(x)$ — плотность потока фотонов на гетеро-

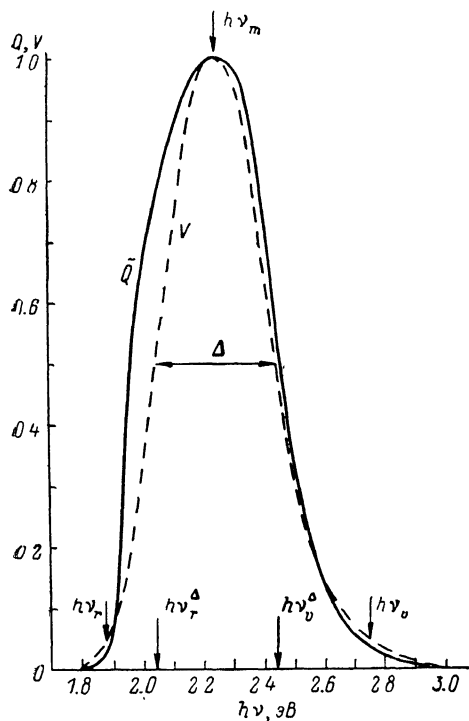


Рис. 1. Спектр относительной чувствительности глаза $V(h\nu)$ [8], приведенный к равному числу падающих фотонов (штриховая линия), и спектр относительной квантовой эффективности фотоэлемента $\tilde{Q}(h\nu)$ [1] (сплошная).

Параметры спектра $V(h\nu)$: $h\nu_m$ — энергия максимума, Δ — полуширина, $h\nu_r^\Delta$ и $h\nu_v^\Delta$ — длинноволновая и коротковолновая границы спектра на уровне $0.5V_{max}$, $h\nu_r$ и $h\nu_v$ — красная и фиолетовая границы спектра на уровне $0.05 V_{max}$.

границе $\Phi_v(0) = \Phi_i \exp[-\tau_p(b)]$, где оптическая толщина гомозонной p -области $\tau_p(b) \equiv \alpha_{vp}b$, плотность потока фотонов в варизонной n -области $\Phi_v(x) = \Phi_v(0) \times \exp[-\tau_n(x)]$.

Введем безразмерные величины: $\Lambda_n \equiv L_n/b$, $W \equiv \alpha_{0n}w$, $\Lambda_p^+ \equiv \alpha_{0n}L_p^+$, $X \equiv \alpha_{0n}x$, где α_{0n} — характерное значение коэффициента поглощения в варизонной n -области.

В результате получаем

$$Q_p = \frac{\Lambda_n \tau_p(b)}{1 - \Lambda_n \tau_p(b)} [e^{-\tau_p(b)} - e^{-1/\Lambda_n}], \quad (2)$$

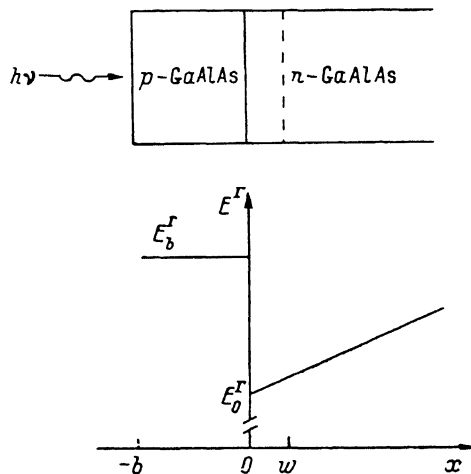


Рис. 2. Модельная гетероваризонная GaAlAs p - n -структура.

$E\Gamma$ — пороговая энергия прямых оптических переходов, b — толщина гомозонной области, w — ширина слоя объемного заряда.

$$Q_w + Q_n = e^{-\tau_v(b)} \left[1 - \int_W^{\infty} \exp\left(-\tau_v(X) - \frac{X-W}{\Lambda_p^+}\right) \frac{dX}{\Lambda_p^+} \right]. \quad (3)$$

При выводе (3) было учтено, что $\Phi_v(X) \exp[-(X-W)/\Lambda_p^+] \rightarrow 0$, когда $X \rightarrow \infty$.

Для дальнейшего вычисления (2) и (3) необходимо найти оптические толщины $\tau_v(b)$ в гомозонной p -области и $\tau_v(X)$ в варизонной n -области.

Спектр поглощения $\alpha_v(x)$ в твердом растворе GaAlAs будем аппроксимировать выражением [5]

$$\alpha_v(x) = \alpha_0 \begin{cases} \exp \frac{h\nu - E^\Gamma(x)}{\varepsilon_0} & \text{при } h\nu \leq E^\Gamma(x), \\ 1 + \frac{h\nu - E^\Gamma(x)}{\varepsilon_1} & \text{при } h\nu \geq E^\Gamma(x), \end{cases} \quad (4)$$

где параметры полупроводника α_0 , ε_0 , ε_1 в p - и n -областях будут иметь разные значения: α_{0p} , ε_{0p} , ε_{1p} и α_{0n} , ε_{0n} , ε_{1n} .

В гомозонной p -области оптическая толщина

$$\tau_v(b) = \alpha_{vp} b = \tau_{0b} \begin{cases} \exp \frac{h\nu - E_b^\Gamma}{\varepsilon_{0p}} & \text{при } h\nu \leq E_b^\Gamma, \\ 1 + \frac{h\nu - E_b^\Gamma}{\varepsilon_{1p}} & \text{при } h\nu \geq E_b^\Gamma, \end{cases} \quad (5)$$

где $\tau_{0b} = \alpha_{0p} b$, а α_{0p} — коэффициент поглощения при $h\nu = E_b^\Gamma$.

В варизонной n -области с линейным изменением пороговой энергии прямых переходов $E^\Gamma(x) = E_0^\Gamma + |\nabla E^\Gamma| x$ оптическая толщина $\tau_v(X) \equiv \int_0^X \alpha_v(\xi) d\xi$ после

подстановки (4) и интегрирования имеет вид

— при $h\nu \leq E_0^\Gamma$

$$\tau_v(X) = \gamma^{-1} \exp\left(\frac{h\nu - E_0^\Gamma}{\varepsilon_{0n}}\right) [1 - \exp(-\gamma X)], \quad (6a)$$

— при $h\nu \geq E_0^\Gamma$

$$\tau_v(X) = \left(1 + \frac{h\nu - E_0^\Gamma}{\varepsilon_{1n}}\right) X - \frac{\varepsilon_{0n}}{2\varepsilon_{1n}} \gamma X^2 \quad (6b)$$

для $X < (h\nu - E_0^\Gamma)/\varepsilon_{0n}\gamma$,

$$\tau_v(X) = \left(1 + \frac{h\nu - E_0^\Gamma}{\varepsilon_{1n}}\right) \frac{h\nu - E_0^\Gamma}{\varepsilon_{0n}\gamma} - \frac{\varepsilon_{0n}}{2\gamma\varepsilon_{1n}} \left(\frac{h\nu - E_0^\Gamma}{\varepsilon_{0n}}\right)^2 + \gamma^{-1} \left(1 - \exp\left[\left(\frac{h\nu - E_0^\Gamma}{\varepsilon_{0n}}\right) - \gamma X\right]\right) \quad (6b)$$

для $X > (h\nu - E_0^\Gamma)/\varepsilon_{0n}\gamma$; здесь $\gamma \equiv |\nabla E^\Gamma|/\alpha_{0n}\varepsilon_{0n}$ — параметр варизонности.

Отметим, что безразмерная диффузионно-дрейфовая длина

$$\Lambda_p^+ \equiv \alpha_{0p} L_p \left[\sqrt{1 + \left(\frac{|\nabla E_g| L_p}{2kT}\right)^2} + \frac{|\nabla E_g| L_p}{2kT} \right],$$

входящая в выражение (3), после введения параметров $\Lambda_p \equiv \alpha_{0n} L_p$, γ , $\varepsilon \equiv \varepsilon_{0n}/2kT$ в предположении, что ширина [запретной зоны E_g в варизонной области равна пороговой энергии E^Γ , имеет вид

$$\Lambda_p^+ = \Lambda_p \left[\sqrt{1 + (\gamma \Lambda_p \varepsilon)^2} + \gamma \Lambda_p \varepsilon \right]. \quad (7)$$

Спектр квантовой эффективности $Q(h\nu)$ (1), где Q_p дается (2), а $Q_w + Q_n$ — (3) с $\tau_v(b)$ и $\tau_v(x)$ в виде (5) и (6), зависит от 12 параметров.

Наиболее сильно влияет на спектр, как будет показано дальше, изменение 4 параметров структуры, которые будем называть основными: E_0^Γ и E_b^Γ — пороговые энергии прямых оптических переходов в варизонной области и на освещаемой широкозонной поверхности; τ_{0b} — оптическая толщина гомозонной области при $h\nu = E_b^\Gamma$; γ — параметр варизонности.

Менее существенно влияет на спектр изменение остальных 8 параметров, которые будем называть неосновными: характеристические энергии коэффициента поглощения — ϵ_{0p} , ϵ_{0n} для $h\nu \leq E^\Gamma(x)$ (параметры Урбаха) и ϵ_{1p} , ϵ_{1n} для $h\nu \geq E^\Gamma(x)$; безразмерная обратная температура $\bar{\epsilon}$; безразмерные диффузионные длины Λ_n , Λ_p ; безразмерная ширина слоя объемного заряда W .

3. Зависимость $Q^\Gamma(h\nu)$ от параметров структуры. Наличие скачка E^Γ на гетерогранице структуры приводит к тому, что длинноволновое ($h\nu < h\nu_m$) крыло спектра $Q(h\nu)$ определяется в основном параметрами узкозонной n -области, а коротковолновое ($h\nu > h\nu_m$) крыло — параметрами широкозонной p -области. Энергия максимума находится в интервале $E_0^\Gamma < h\nu_m < E_b^\Gamma$ и ее значение очень грубо оценивается как $h\nu_m \simeq (E_0^\Gamma + E_b^\Gamma)/2$, а полуширина спектра $\Delta \simeq E_b^\Gamma - E_0^\Gamma$.

Рассмотрим асимптотическое поведение длинноволнового ($h\nu \leq h\nu_m$) и коротковолнового ($h\nu \geq h\nu_m$) хвостов $Q(h\nu)$.

Для области $h\nu < E_0^\Gamma$ вклад Q_p в Q ничтожен и $Q \simeq Q_w + Q_n$; тогда из (3) и (6а) получаем

$$Q(h\nu) \simeq \gamma^{-1} \exp\left(\frac{h\nu - E_0^\Gamma}{\epsilon_{1n}}\right) \left(1 - \frac{\exp(-\gamma W)}{1 + \gamma \Lambda_p^+}\right) \quad (8)$$

с относительной погрешностью $\simeq \exp[(h\nu - E_0^\Gamma)/\epsilon_{0n}]$. Из (8) следует, что

$$d[\ln Q(h\nu)]/d h\nu \simeq \epsilon_{0n}^{-1}, \quad (9)$$

т. е. обработка длинноволнового хвоста экспериментальной зависимости $Q(h\nu)$ дает возможность определить ϵ_{0n} .

Для области $h\nu > E_b^\Gamma$ можно пренебречь вкладом $Q_w + Q_n$ в Q и считать, что $Q \simeq Q_p$; если, кроме того, $\tau_p(b) \Lambda_n \ll 1$, то из (2) получаем

$$Q(h\nu) \simeq \tau_p(b) \Lambda_n \exp[-\tau_p(b)]. \quad (10)$$

Из (10) следует, что

$$d[\ln Q(h\nu)]/d h\nu \simeq -[\tau_{0b}/\epsilon_{1p}] [1 - \tau_p^{-1}(b)], \quad (11)$$

т. е. обработка коротковолнового хвоста экспериментальной зависимости $Q(h\nu)$ дает возможность оценить величину τ_{0b}/ϵ_{1p} с относительной погрешностью $\tau_p^{-1}(b)$.

Спектры относительной квантовой эффективности $\bar{Q}(h\nu) \equiv Q(h\nu)/Q_{\max}$ модельной гетеро-варизонной GaAlAs p - n -структуры (рис. 2), вычисленные по формулам (1)–(6) на ЭВМ и представленные на рис. 3, отражают влияние 4 основных параметров (E_0^Γ , γ и E_b^Γ , τ_{0b}) на положение максимума и их форму.

На рис. 3, а показано влияние E_0^Γ . Изменение E_0^Γ приводит к параллельному сдвигу длинноволнового (левого) крыла спектра, причем увеличение E_0^Γ приводит к сдвигу вправо. Это обусловлено тем, что для $h\nu$ при $E_b^\Gamma - h\nu \gg \epsilon_{0p}$ поглощение света в широкозонной области мало, и поэтому вклад Q_p в Q мал, так что $Q \simeq Q_w + Q_n$; зависимость $Q_w + Q_n$ от $h\nu$ определяется только разностью $h\nu - E_0^\Gamma$ [см. (6)], что и означает параллельный сдвиг левого крыла при изменении E_0^Γ . Область вблизи максимума менее чувствительна к изменению E_0^Γ . На коротковолновое (правое) крыло $\bar{Q}(h\nu)$ параметр E_0^Γ практически не влияет.

На рис. 3, б показано влияние параметра γ . Увеличение параметра варизонности γ несколько сдвигает положение максимума вправо, делает кривую более острой в окрестности максимума и, сильно воздействуя на крутизну левого крыла в окрестности $h\nu_m$, уменьшает полуширину. Это происходит потому, что увеличение γ приводит к увеличению прозрачности n -области для фотонов с $h\nu < h\nu_m$ (уменьшается число фотогенерируемых носителей) и, следовательно,

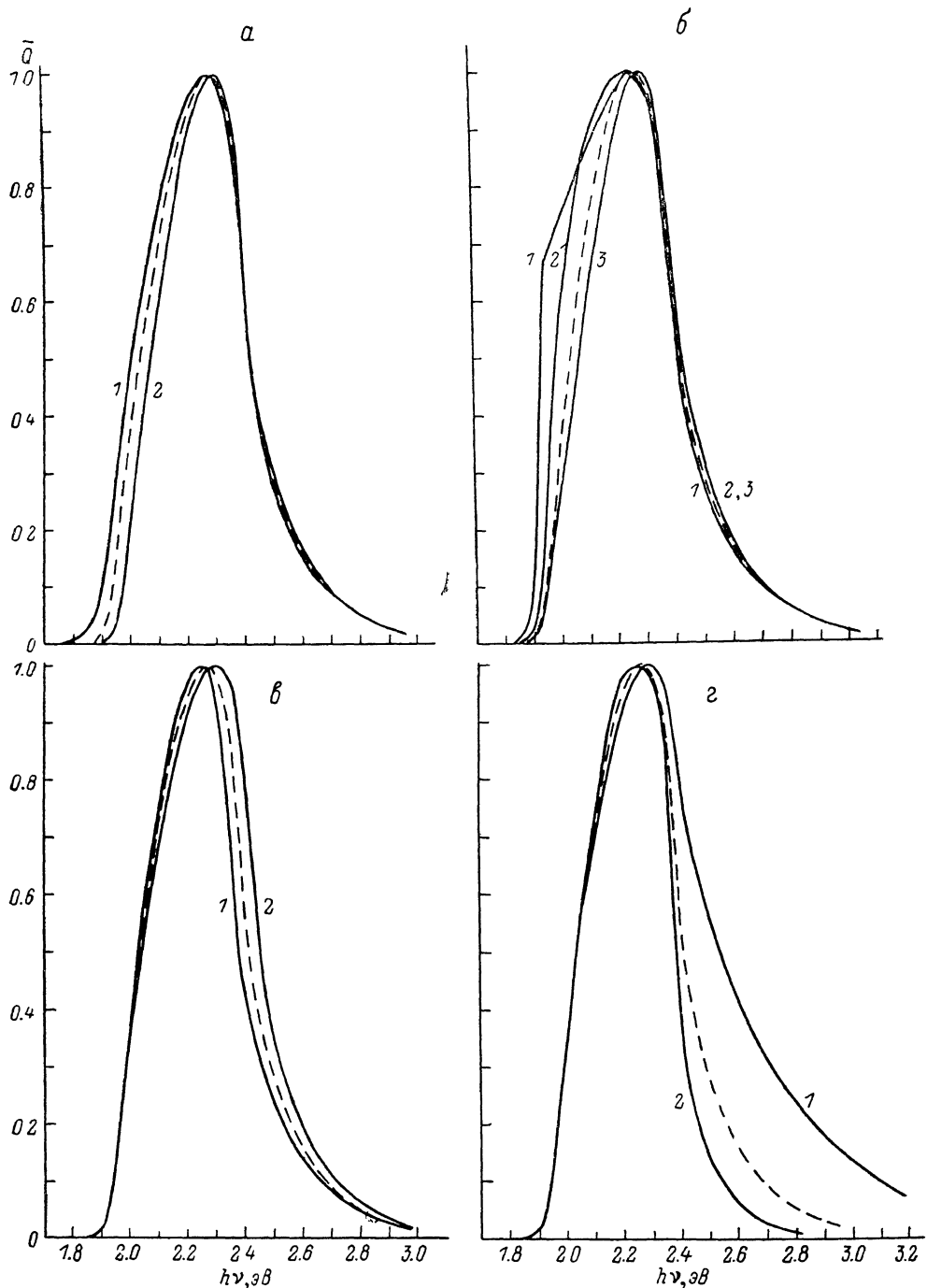


Рис. 3. Спектры относительной квантовой эффективности $\bar{Q}(h\nu)$ гетероваризонных GaAlAs $p-n$ -структур, вычисленные по формулам (1)–(6).

Штриховые линии — $\bar{Q}(h\nu)$ опорной структуры с параметрами $E_0^\Gamma = 1.935$ эВ, $\gamma = 14$, $E_b^\Gamma = 2.41$ эВ, $\tau_{0b} = 1.0$, $W = 0.2$, $\Delta_p = 0.5$, $\Delta_n = 0.1$, $\epsilon_{on} = 0.019$ эВ, $\epsilon_{in} = 0.2$ эВ, $\epsilon_{op} = 0.05$ эВ, $\epsilon_{ip} = 0.15$ эВ, $\epsilon = 0.38$ (300 К); сплошные линии — $\bar{Q}(h\nu)$, полученные путем варьирования одного из 4 основных параметров (а) E_0^Γ , эВ: 1 — 1.90, 2 — 1.97; б) γ : 1 — 0, 2 — 7, 3 — 21; в) E_b^Γ , эВ: 1 — 2.37, 2 — 2.45; г) τ_{0b} : 1 — 0.5, 2 — 1.5) при фиксированных значениях других 11 параметров опорной структуры.

к уменьшению $\bar{Q}(h\nu)$. На правое крыло в окрестности $h\nu_r^\Delta$ параметр γ влияет слабо.

Отметим, что для $\gamma=0$ (отсутствие варизонности) хорошо заметен излом на левом крыле при $h\nu=E_0^\Gamma$. Отношение производных слева и справа от излома с большой точностью равно $\varepsilon_{1n}/\varepsilon_{0n}$.

На рис. 3, *в* показано влияние E_b^Γ . Влияние E_b^Γ на правое крыло $\bar{Q}(h\nu)$ аналогично влиянию E_0^Γ на левое крыло (рис. 3, *а*); влияние E_b^Γ на левое крыло малое.

На рис. 3, *г* показано влияние параметра τ_{ob} . Увеличение τ_{ob} — оптической толщины гомозонной области для фотонов с $h\nu=E_b^\Gamma$ приводит к увеличению крутизны правого крыла в окрестности $h\nu_r^\Delta$. Это происходит из-за того, что с увеличением оптической толщины $\tau_\nu(b) \sim \tau_{ob}$ при данном $h\nu > h\nu_m$ все большее число фотонов поглощается у освещаемой поверхности, т. е. уменьшается число фотогенерируемых носителей, дающих вклад в фототок. При увеличении τ_{ob} несколько сдвигается положение максимума влево. На левое крыло параметр τ_{ob} практически не влияет.

Из расчетов, проведенных с целью выяснения чувствительности спектра $\bar{Q}(h\nu)$ к изменению остальных 8 параметров, следует, что если их величины находятся в пределах, обеспечивающих достаточно высокие значения величины квантовой эффективности в максимуме Q_{max} , то их изменение влияет на $\bar{Q}(h\nu)$ значительно слабее, чем изменение 4 основных параметров. По этому признаку и была выделена группа неосновных параметров.

Суммируем результаты по влиянию основных параметров на $\bar{Q}(h\nu)$:

- энергия максимума спектра $h\nu_m$ сдвигается в коротковолновую область при увеличении E_0^Γ , E_b^Γ , γ и уменьшении τ_{ob} ;
- полуширина спектра Δ уменьшается при увеличении E_0^Γ , γ , τ_{ob} и уменьшении E_b^Γ ;
- крутизна длинноволнового крыла спектра в окрестности $h\nu_r^\Delta$ определяется в основном γ и она тем меньше, чем больше γ ;
- крутизна коротковолнового крыла спектра в окрестности $h\nu_n^\Delta$ зависит в основном от τ_{ob} и она тем больше, чем больше τ_{ob} .

Результаты данной работы использованы в следующей за ней экспериментальной работе [2].

Л и т е р а т у р а

- [1] Именков А. Н., Омаров М. А., Стамкулов А. А., Таурбаев Т. И., Царенков Б. В. — В кн.: Тез. докл. V Всес. науч.-тех. конф. «Фотометрия и ее метрологическое обеспечение». М., 1984, с. 166.
- [2] Резников Б. И., Стамкулов А. А., Таурбаев Т. И., Царенков Б. В., Царенков Г. В. — ФТП, 1988, т. 22, в. 9, с. 1640—1646.
- [3] Эберт Г. Краткий справочник по физике. М., 1963. 552 с.
- [4] Царенков Г. В. — ФТП, 1975, т. 9, в. 2, с. 253—262.
- [5] Морозов Б. М., Болховитянов Ю. Б., Габараев Р. С., Кравченко А. Ф., Юдаев В. И. — ФТП, 1980, т. 14, в. 8, с. 1486—1491.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получена 29.10.1987
Принята к печати 1.04.1988