

01;06

## О возможности подавления насыщения фотоэлектрического усиления слабого оптического излучения в полупроводниках за счет варизонных приконтактных слоев

© В.А. Холоднов, А.А. Другова

ГНЦ РФ НПО "Орион", Москва

Поступило в Редакцию 25 января 2001 г.

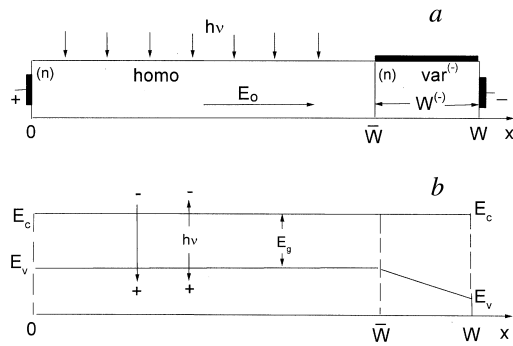
Показано, что введение варизонного слоя вблизи токового контакта, к которому электрическим полем подтягиваются неосновные носители, позволяет подавить насыщение коэффициента фотоэлектрического усиления  $G$  с ростом напряжения на образце  $V$ . Рассмотрен случай межзонных механизмов фотогенерации и рекомбинации, что реализуется, например, в CdHgTe материале, широко используемом при регистрации слабого излучения на длины волн  $\lambda = 8-12 \mu\text{m}$  и  $\lambda = 3-5 \mu\text{m}$  [1].

Известно [1-6], что растущая сначала зависимость  $G(V)$  затем обычно насыщается, когда полевой разогрев носителей еще несуществен. Этого не происходит лишь при амбиполярной подвижности  $\mu = 0$  или при полном отсутствии рекомбинации неравновесных носителей на токовых контактах ( $x = 0$  и  $x = W$ , рис. 1). Однако на практике  $\mu \neq 0$ , а рекомбинация на токовых контактах в той или иной степени всегда происходит. Рассмотрим наихудшую ситуацию, когда рекомбинация на контактах столь интенсивна, что концентрации неравновесных дырок  $\Delta p(x)$  и электронов  $\Delta n(x)$  на токовых контактах равны нулю (вытягивающие контакты [3-5]), т. е.

$$\Delta n(0) = \Delta p(0) = \Delta n(W) = \Delta p(W) = 0. \quad (1)$$

При условии (1) насыщение  $G$  с ростом  $V$  проявляется наиболее ярко [1,2].

Напряженность фотоиндуцированного электрического поля  $E_{ph}(x) = E - E_0$  должна удовлетворять [1,7-14] макроскопическому



**Рис. 1.** *a* — схема образца (*n*)-типа, освещения и полярности приложенного напряжения; *b* — зонная диаграмма образца при  $E_{var}^{(-)} = -E_0$ .  $E_c$  и  $E_v$  — дно зоны проводимости и потолок валентной зоны соответственно,  $E_g \cong 0.1$  eV.

уравнению Пуассона

$$\frac{dE_{ph}}{dx} = \frac{4\pi q}{\epsilon} \cdot (\Delta p - \Delta n), \quad (2)$$

где  $E$  и  $E_0$  — напряженности электрического поля при засветке и при ее отсутствии (в нашей системе координат (рис. 1, *a*)  $E_0 \geq 0$ ),  $\epsilon$  — диэлектрическая постоянная,  $q$  — заряд электрона.

При слабых засветках законно линейное приближение по  $g$  — плотности скорости фотогенерации носителей. Следуя стандартному приближению квазинейтральности [1,7–14], в рассматриваемых условиях имеем

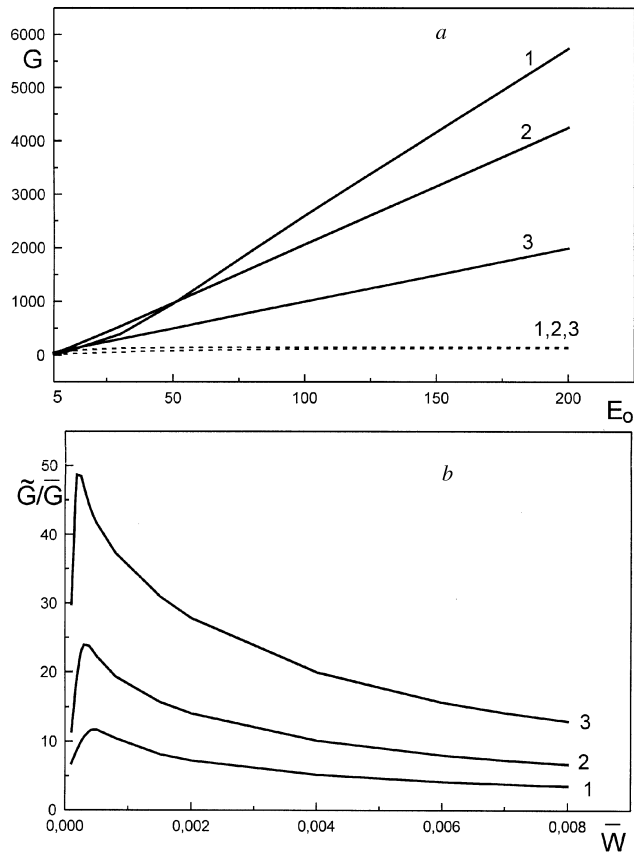
$$\Delta n(x) = \Delta p(x), \quad (3)$$

$$\frac{dI_{ph}^{(p)}}{dx} = q \cdot \left( g - \frac{\Delta p}{\tau} \right) = -\frac{dI_{ph}^{(n)}}{dx}, \quad (4)$$

$$I_{ph}^{(n)} = q\mu_n \cdot (n_e E_{ph} + E_0 \cdot \Delta p) + qD_n \frac{d\Delta p}{dx},$$

$$I_{ph}^{(p)} = q\mu_p \{ p_e \cdot E_{ph} + (E_0 + E_{var}) \cdot \Delta p \} - qD_p \frac{d\Delta p}{dx}, \quad (5)$$

где  $I_{ph}^{(n)}$  и  $I_{ph}^{(p)} = I_{ph} - I_{ph}^{(n)}$  — электронная и дырочная составляющие плотности фототока  $I_{ph}$ ,  $\tau$  — время жизни неравновесных носителей,



**Рис. 2.** Коэффициент фотоэлектрического усиления  $G$  в образцах CdHgTe  $n$ -типа с варизонным слоем вблизи минусового токового контакта при  $E_{\text{var}}^{(-)} = -E_0$ :  $a$  — сплошные кривые:  $\tilde{G}$  от  $E_0$  при разной длине однородного слоя  $\bar{W}$ : 1 —  $5 \cdot 10^{-5}$ , 2 —  $2 \cdot 10^{-3}$ , 3 —  $8 \cdot 10^{-3}$ ; пунктирные прямые —  $\bar{G}$  от  $E_0$  для обычного однородного слоя с длиной, равной  $\bar{W}$ .  $b$  — зависимость отношения  $\tilde{G}/\bar{G}$  от длины однородного слоя  $\bar{W}$  при разных  $E_0$ : 1 — 50, 2 — 100, 3 — 200. Принято: ширина запрещенной зоны  $E_g \cong 0.1$  eV; температура  $T = 77$  K; подвижности электронов и дырок  $\mu_n = 1.9 \cdot 10^5$  cm<sup>2</sup>·V<sup>-1</sup>·s<sup>-1</sup>,  $\mu_p = 600$  cm<sup>2</sup>·V<sup>-1</sup>·s<sup>-1</sup>, время жизни неравновесных носителей  $\tau = 10^{-6}$  s [1–5,19,20]; длина варизонного слоя  $W^{(-)} = 3 \cdot 10^{-3}$ ; длины в см,  $E_0$  в V/cm.

$n_e$  и  $p_e$  — равновесные концентрации электронов и дырок;  $\mu_n$ ,  $\mu_p$  и  $D_n$ ,  $D_p$  — подвижности и коэффициенты диффузии электронов и дырок;  $E_{var} = -(1/q)(\partial E_g/\partial x)$  — напряженность варизонного поля [15–18],  $E_g$  — ширина запрещенной зоны. Соотношение (3), как это видно из уравнения (2), справедливо при выполнении условия

$$\frac{\epsilon}{4\pi} \cdot \left| \frac{dE_{ph}}{dx} \right| \ll q \cdot |\Delta p|, \quad (6)$$

а выражения (5) справедливы при независимости электронного сродства от мольного состава материала, что практически реализуется, например, в CdHgTe [19,20].

Хорошо известно, что варизонные структуры вследствие плавного пространственного измерения мольного состава содержат гораздо меньше дефектов, чем гетероструктуры. Поэтому примем, что поверхность раздела ( $x = \bar{W}$ , рис. 1) поглощающего оптическое излучение гомогенного слоя {homo} с варизонным слоем {var<sup>(-)</sup>} не содержит ни рекомбинационных, ни зарядовых состояний. Тогда из уравнений (2), (4) следует, что  $I_{ph}^{(n)}(x)$ ,  $I_{ph}^{(p)}(x)$  и  $E_{ph}(x)$  непрерывны на границе раздела  $x = \bar{W}$ . Поэтому из выражений (5) находим, что

$$2E_0 \cdot \Delta p(\bar{W} - 0) = (2E_0 + E_{var}^{(-)}) \cdot \Delta p(\bar{W} + 0), \quad (7)$$

$$2D_p \cdot \left( \frac{\partial \Delta p}{\partial x} \Big|_{x=\bar{W}+0} - \frac{\partial \Delta p}{\partial x} \Big|_{x=\bar{W}-0} \right) = \mu_p E_{var}^{(-)} \cdot \Delta p(\bar{W} + 0) \quad (8)$$

при любом профиле  $E_g(x)$ . Мы примем, что в var<sup>(-)</sup>-слое  $E_g$  линейно зависит от  $x$  { $E_{var} \equiv E_{var}^{(-)} = \text{const}$ , рис. 1}. Из (7) и (8) видно, что при данной постановке задачи (аналогичной в работе [21])  $\Delta p(x)$  и  $\partial \Delta p/\partial x$  терпят разрыв при  $x = \bar{W}$  (сшивка, например,  $\Delta p(x)$  [21] некорректна).

Далее будем считать, что образец изготовлен из однородно легированного материала ярко выраженного  $n$ -типа, и ограничимся нулевым приближением по малому параметру  $\epsilon \equiv p_e/(bn_e) \ll 1$ , где  $b = \mu_n/\mu_p$ . Из выражений (5) следует, что в этом приближении

$$E_{ph} = \frac{I_{ph} + q(D_p - D_n) \cdot (\partial \Delta p/\partial x)}{q\mu_n n_e} - \frac{(b+1)E_0 + E_{var}}{bn_e} \cdot \Delta p, \quad (9)$$

а  $E_0$  не зависит от  $x$ . Из соотношений (1), (4), (5), (7) и (9) найдем, что в этом же приближении распределение  $\Delta p(x)$  при однородной

засветке лишь гомогенного слоя (рис. 1) определяется следующими выражениями ( $\mu_{n,p}$ ,  $D_{n,p}$  и  $\tau$  для простоты приняты не зависящими от  $x$ ).

В гомогенной области, т. е., при  $0 \leq x < \bar{W}$ , имеем:

$$\Delta p(x) = \Delta \bar{p}(x) \equiv \left\{ 1 + \frac{\exp(\bar{x}_1 - \bar{w}_1) - \exp(\bar{w}_2 - \bar{x}_2)}{\exp(\bar{w}_2) - \exp(-\bar{w}_1)} \right\} g\tau + \frac{\exp(\bar{x}_1) - \exp(-\bar{x}_2)}{\exp(\bar{w}_1) - \exp(-\bar{w}_2)} \{ \Delta p(\bar{W} - 0) - g\tau \}, \quad (10)$$

где

$$\bar{x}_{1,2} \equiv x/\bar{L}_{1,2}, \quad \bar{w}_{1,2} \equiv \bar{W}/\bar{L}_{1,2}, \quad \bar{L}_{1,2} = L_p \frac{\bar{r}}{\sqrt{1 + \bar{r}^2 \pm 1}},$$

$$\bar{r} = 2 \frac{L_p}{d_p}, \quad L_p = \sqrt{D_p \tau}, \quad \bar{d}_p = \mu_p E_0 \tau. \quad (11)$$

В  $\text{var}^{(-)}$ -слое (рис. 1), т. е. при  $\bar{W} < x \leq W \equiv \bar{W} + W^{(-)}$ , имеем:

$$\Delta p(x) = \Delta p^{(-)}(x) \equiv \frac{2E_0}{2E_0 + E_{\text{var}}^{(-)}} \times \frac{\exp(x_1^{(-)} - \tilde{w}_1^{(-)}) - \exp(\tilde{w}_2^{(-)} - x_2^{(-)})}{\exp(-w_1^{(-)}) - \exp(w_2^{(-)})} \cdot \Delta p(\bar{W} - 0), \quad (12)$$

где

$$x_{1,2}^{(-)} \equiv \frac{x}{L_{1,2}^{(-)}}, \quad \tilde{w}_{1,2}^{(-)} \equiv \frac{W}{L_{1,2}^{(-)}}, \quad L_{1,2}^{(-)} = L_p \frac{r^{(-)}}{\sqrt{1 + (r^{(-)})^2 \pm 1}},$$

$$r^{(-)} = 2 \frac{L_p}{d_p^{(-)}}, \quad d_p^{(-)} = \mu_p \cdot (E_0 + E_{\text{var}}^{(-)}) \cdot \tau. \quad (13)$$

Из соотношений (8)–(14) нетрудно получить выражение для  $G(V)$  при произвольных значениях нагрузочного сопротивления  $R_l$ . Для иллюстрации возможности подавления насыщения зависимости  $G(V) \equiv I_{ph}/(qg\bar{W})$  детально рассмотрим пример, когда

$$E_{\text{var}}^{(-)} = -E_0, \quad (14)$$

и ограничимся режимом коротко замкнутой цепи ( $R_l = 0$ ). В этом случае

$$\Delta V \equiv \int_0^w E_{ph} dx = 0. \quad (15)$$

В рассматриваемых условиях имеем

$$G = \tilde{G} \equiv \frac{\bar{W}}{\bar{W} + W^{(-)}} \cdot \frac{1 + \zeta_1^{(1)}}{1 + \zeta_1^{(2)}} \bar{G} + \zeta_2 \frac{2\bar{d}_n L_p \cdot th(W^{(-)}/2L_p) + L_p^2 - L_n^2}{\bar{W} \cdot (\bar{W} + W^{(-)})} th\left(\frac{W^{(-)}}{L_p}\right), \quad (16)$$

где

$$\bar{G} = \frac{(\mu_n + \mu_p)E_0\tau}{\bar{W}} \times \left\{ 1 - 4 \frac{L_p}{\bar{W}} \sqrt{1 + (\bar{d}_p/2L_p)^2} \cdot \frac{sh(\bar{w}_1/2) \cdot sh(\bar{w}_2/2)}{sh\{(\bar{w}_1 + \bar{w}_2)/2\}} \right\} \quad (17)$$

есть известное выражение [1–6,22] для гомогенного образца (без вари-зонного приконтактного слоя), в которое переходит соотношение (16) при  $W^{(-)} = 0$ ,

$$\zeta_1^{(1)} = \left\{ \alpha_1 \cdot \frac{\alpha_2 + 2 \exp(-\bar{w}_1)}{1 - \exp(-\bar{w}_1)} - \alpha_2 \cdot \frac{2 \exp(\bar{w}_2) - \alpha_1}{\exp(\bar{w}_2) - 1} \right\} \cdot \frac{th(W^{(-)}/L_p)}{4\bar{r}\alpha}, \quad (18)$$

$$\zeta_1^{(2)} = \frac{\alpha_2 + \alpha_1 \cdot \exp(-\bar{w}_1 - \bar{w}_2)}{1 - \exp(-\bar{w}_1 - \bar{w}_2)} \cdot \frac{th(W^{(-)}/L_p)}{2\bar{r}}, \quad (19)$$

$$\zeta_2 = \frac{\alpha_1 - 2\alpha \cdot \exp(-\bar{w}_2) + \alpha_2 \cdot \exp(-\bar{w}_1 - \bar{w}_2)}{2\bar{r} + \alpha_2 \cdot th(W^{(-)}/L_p) + \{\alpha_1 \cdot th(W^{(-)}/L_p) - 2\bar{r}\} \exp(-\bar{w}_1 - \bar{w}_2)}, \quad (20)$$

$$\bar{d}_n = \mu_n E_0 \tau, \quad \alpha = \sqrt{1 + \bar{r}^2}, \quad \alpha_{1,2} = \alpha \pm 1. \quad (21)$$

При больших значениях  $E_0 \equiv V/W$ , когда выполняются неравенства

$$\bar{d}_p \gg 2L_p; \quad \bar{W}; \quad \frac{L_p}{\bar{W}} L_p, \quad (22)$$

выражение (17) принимает следующий вид

$$G = \tilde{G}_\infty \equiv \frac{\bar{W} + \{2L_p/(b+1)\}th(W^{(-)}/L_p)}{\bar{W} + W^{(-)}} \bar{G}_\infty + \frac{\tau}{t_n^{(W)}} th\left(\frac{W^{(-)}}{2L_p}\right) th\left(\frac{W^{(-)}}{L_p}\right), \quad (23)$$

где  $\bar{G}_\infty = (b+1)/2$ , а время дрейфового пролета электронов в поле  $E_0$  от (-) к (+) контакту

$$t_n^{(W)} = \frac{\bar{W} + W^{(-)}}{\mu_n E_0}. \quad (24)$$

Из выражений (23) и (24) видно, что при  $W^{(-)} \neq 0$  насыщения  $G(V)$  не происходит ( $\tilde{G}_\infty > \bar{G}_\infty$ , рис. 2). Физический механизм подавления насыщения  $G(V)$  состоит в том, что при условии (14) (как и при  $\mu = 0$  [1,9,22–24]) распределение  $\Delta p(x)$  в var<sup>(-)</sup>-слое оказывается диффузионным. За счет этого даже при больших значениях  $E_0 = V/W$  фотовозбужденные носители не прижимаются в отличие от гомогенного образца к минусовому контакту, на котором происходит их сильная рекомбинация.

Нами предполагалось выполнение условия квазинейтральности (6). Оно на самом деле всюду выполняется, кроме узких интервалов вблизи точек, в которых  $\Delta p(x) = 0$ . При условии (14) такие точки расположены лишь на токовых контактах. В общем случае они есть и в толще образца. Такая же ситуация возникает при макроскопическом рассмотрении задачи о фотогенерации носителей как в гомогенных [11–14], так и в варизонных [25,26] полупроводниках с сильной рекомбинацией на поверхностях. Однако анализ показывает [25,26], что размер интервалов, в которых формально нарушается условие (6), имеет величину порядка средней длины свободного пробега носителей по импульсу. В макроскопической теории такой размер является физическим нулем. Это означает, что приближение квазинейтральности законно.

Отметим, что, используя метод, развитый в работах [22,24,27,28] для случая примесной рекомбинации, можно провести математически более корректное (без привлечения условия квазинейтральности (6)) решение задачи при любых значениях варизонных полей вблизи обоих токовых контактов, включая рассмотренный в [21] случай образца без

гомогенного слоя с соблюдением, естественно, непрерывности не только электронного  $I_{ph}^{(n)}$  и дырочного  $I_{ph}^{(p)}$  фототоков, но и, в отличие от [21], фотоиндуцированного электрического поля  $E_{ph}(x)$ .

Авторы благодарны Российскому фонду фундаментальных исследований за поддержку данной работы (грант № 99–02–17415).

## Список литературы

- [1] Rogalski A. et al. Infrared Photon Detectors. Bellingham–Washington, USA: SPIE Opt. Engin. Press, 1995. 644 p.
- [2] Shacham-Diamand Y.J., Kidron I. // Infr. Phys. 1981. V. 21. P. 105–115.
- [3] Фотоприемники видимого и ИК диапазонов / Под ред. Р. Дж. Кисса. М.: Радио и связь, 1985. 326 с.
- [4] Smith D.L., Lo F.K., Genova J.D. // J. Vac. Sci. Technol. 1982. V. 21. N 1. P. 259–262.
- [5] Elliot C.T. // Handbook on Semiconductors / Ed. By C. Hilsum. Amsterdam: North-Holland, 1982. V. 4. P. 727–798.
- [6] Beneking H. // IEEE Trans. on Elec. Devic. 1982. V. Ed-29. N 9. P. 1420–1430.
- [7] Смит Р. Полупроводники. М.: Мир, 1982. 600 с.
- [8] Бонч-Бруевич В.Л., Калашиников С.Г. Физика полупроводников. М.: Наука, 1990. 688 с.
- [9] Rittner E.S. // Photoconductivity Conference. New York, 1956. P. 215–268.
- [10] Блекмор Дж.С. Статистика электронов в полупроводниках. М.: Мир, 1964. 392 с.
- [11] Пикус Г.Е. Основы теории полупроводниковых приборов. М.: Наука, 1965. 444 с.
- [12] Vube R.H. Photoelectronic properties of semiconductors. Cambridge: Cam. Univ. Pr., 1992.
- [13] Рывкин С.М. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. М.: Физматгиз, 1963. 496 с.
- [14] Аут И., Генцов Д., Герман К. Фотоэлектрические явления. М.: Мир, 1980. 208 с.
- [15] Васильев А.М., Ландсман А.П. Полупроводниковые фотопреобразователи. М.: Сов. Радио, 1971. 248 с.
- [16] Emtage P.R. // J. Appl. Phys. 1962. V. 33. N 6. P. 1950–1960.
- [17] Van Ruyvent L.J., Williams F.E. // Amer. J. Phys. 1967. V. 35. N 7. P. 705–709.
- [18] Gora T., Williams F. // Phys. Rev. 1969. V. 177. N 3. P. 1179–1182.
- [19] Migliorato P., White A. // Solid State Electronics. 1983. V. 26. N 1. P. 65–69.
- [20] Smith D.L. // Appl. Phys. Lett. 1984. V. 45. N 1. P. 83–85.



- [21] Савицкий В.Г., Соколовский Б.С. // ФТП. 1997. Т. 31. № 1. С. 3–5.
- [22] Kholodnov V.A. // Proceedings of SPIE. 1999. V. 3819. P. 98–115.
- [23] Холоднов В.А., Другова А.А. // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23. В. 2. С. 80–87.
- [24] Холоднов В.А. // Письма в ЖЭТФ. 1998. Т. 67. № 9. С. 655–660.
- [25] Kholodnov V.A., Drugova A.A. // Proceeding of SPIE. 1999. V. 3819. P. 67–72.
- [26] Холоднов В.А., Другова А.А. // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. В. 5. С. 49–56.
- [27] Kholodnov V.A., Drugova A.A. // Proceedings of SPIE. 2000. V. 4340.
- [28] Kholodnov V.A., Drugova A.A., Kurochkin N.E. // Abstracts of the 25th International Conference of the Physics of Semiconductors (25 ICPS). Osaka, Japan, September 17–22, 2000. Part I. P. 239; Proceedings of the 25 ICPS. Springer Verlag, January 2001.