

06;07

Ограничение фотоиндуцированным объемным зарядом гигантского всплеска усиления при увеличении концентрации центров рекомбинации в пороговых собственных фоторезисторах с вытягивающими контактами

© В.А. Холоднов, А.А. Другова

Государственный научный центр Российской Федерации
государственного унитарного предприятия НПО "Орион", Москва

Поступило в Редакцию 10 августа 1998 г.

В условиях гигантского всплеска коэффициента фотоэлектрического усиления G при увеличении концентрации рекомбинационной примеси N проанализирована зависимость \hat{G} от V , где V — приложенное напряжение, \hat{G} — значение G в точке максимума функции $G(N)$. Показано, что вследствие индуцирования оптическим излучением пространственного заряда функция $\hat{G}(V)$ имеет сильно немонотонный характер. Найдено оптимальное напряжение на образце V_{op} , при котором $\hat{G}(V)$ достигает максимального значения \hat{G}_{max} . Рассмотренная немонотонная зависимость \hat{G} от V не связана с разогревом носителей или решетки, а также с инжекцией заряда из контактов.

В трудах симпозиума [1] нами сообщалось, что за счет увеличения N можно избежать насыщения G с ростом V [2–6] в пороговых собственных фоторезисторах с примесной рекомбинацией фотоносителей [7–12] и вытягивающими контактами (на таких контактах концентрации неравновесных электронов Δn и дырок Δp равны нулю [2–6]). Затем в

статье [13] было проведено более аргументированное обоснование такой возможности.

В основе подавления насыщения зависимости $G(V)$ лежит эффект гигантского всплеска [14] значения $G \equiv I_{ph}/(qWg)$ [10] при увеличении N (рис. 1, *a*), где I_{ph} и g — плотности фототока и скорости фотогенерации носителей, W — расстояние между контактами ($x = 0$ и $x = W$, вставка на рис. 1, *a*), q — заряд электрона. Эффект обусловлен, во-первых, тем, что времена жизни неравновесных электронов τ_n и дырок τ_p чрезвычайно возрастают в некотором интервале значений N при увеличении N [15–17] (рис. 1, *c*), если

$$\xi_1 \equiv \frac{3}{\theta B} \ll 1, \quad \xi_2 \equiv \frac{4B}{A^2} \ll 1, \quad \xi_3 \equiv \frac{1}{\sqrt{A}} \ll 1, \quad \xi_4 \equiv \frac{1}{2} \sqrt{\xi_2} \ll 1, \quad (1)$$

где

$$A = 2 \frac{N_D}{n_t}, \quad B = 4 \frac{p_t}{n_t}, \quad \theta = \frac{w_p}{w_n}, \quad (2)$$

w_n и w_p — вероятности захвата на глубокий уровень электронов и дырок, n_t и p_t — их равновесные концентрации при совпадении энергий уровня Ферми и рекомбинационного уровня. В работах [13–17] использовалась модель, когда имеются мелкие, полностью ионизованные доноры с концентрацией N_D и нейтральные и минус-однозарядные глубокие акцепторы [9,18,21] при слабом отклонении (например, в пороговых фоторезисторах [2–6]) параметров полупроводника от равновесных значений. Считалось также, что фактор спинового вырождения акцепторного состояния равен 1/2 [19–22]. В данном сообщении использована та же модель.

Рост τ_n и τ_p при увеличении N обусловлен слабонеравновесным заполнением рекомбинационного уровня, за счет чего времена жизни определяются не только захватом неравновесных носителей на равновесные ловушки, но и тепловым выбросом электронов и дырок неравновесными центрами из связанного состояния в свободное, а также захватом равновесных носителей неравновесными ловушками. По этой причине времена жизни неравновесных носителей могут оказаться как больше, так и меньше их времени захвата на равновесные ловушки и быть сильно немонотонными функциями концентрации центров рекомбинации N [15–17] (рис. 1, *c*). Отметим, что зависимости $\tau_n(N)$ и $\tau_p(N)$ могут быть сильно немонотонными, как это показано в работах [23,24],

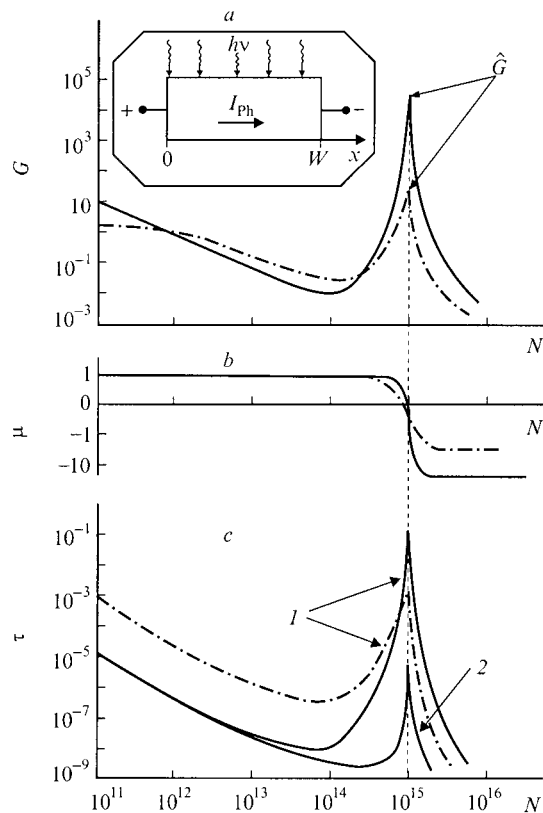


Рис. 1. Зависимости в GaAs (—) и Si (---) коэффициента фотоэлектрического усиления $G \equiv I_{ph}/qgW$ (a); амбиполярной подвижности μ , в единицах подвижности дырок μ_p (b); времен жизни электронов τ_n (1) и дырок τ_p (2), в секундах (c) от концентрации центров рекомбинации N , cm^{-3} , при комнатной температуре. Принято: собственная концентрация свободных носителей $n_i = 1.79 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}$, подвижность электронов $\mu_n = 8500 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, $\mu_p = 400 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, диэлектрическая постоянная $\varepsilon = 13.1$ (в GaAs [26]); $n_i = 1.45 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, $\mu_n = 1500 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, $\mu_p = 450 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, $\varepsilon = 11.9$ (в Si [26]); отношение вероятности захвата дырок к вероятности захвата электронов $\theta = w_p/w_n = 10^2$, $w_n = 10^{-8} \text{ cm}^3/\text{s}$ [9,21]; $n_i/n_t = 10^4$; $N_D = 10^{15} \cdot \text{cm}^{-3}$; $W = 10^{-1} \text{ cm}$; $E_0 = 10 \text{ V/cm}$. На вставке — схема фоторезистора.

и в случае двухуровневой рекомбинационной примеси, а также при наличии побочных (фоновых) центров захвата носителей.

Вторая причина всплеска усиления состоит в том, что при выполнении условий (1) амбиполярная подвижность μ обращается в нуль при некотором значении N , в нулевом порядке по малым параметрам (1) совпадающем со значением $N = N_D$, при котором функции $\tau_n(N)$ и $\tau_p(N)$ достигают максимальных значений $\hat{\tau}_n$ и $\hat{\tau}_p$ [13–17] (рис. 1, *b, c*), где [16,17]

$$\hat{\tau}_n = \frac{\sqrt{A+B}}{2w_n N_D}, \quad \hat{\tau}_p = \frac{2A + \theta B \sqrt{A+B}}{2w_p N_D (A+B)}. \quad (3)$$

В рассматриваемых условиях μ обращается в нуль в материале n -типа [14], а не при собственной концентрации носителей n_i [3,6–8,21,25]. Физически это обусловлено положительным знаком фотовозмущения, связанного на глубокой примеси заряда ($N_- - N_-^e < 0$, где N_- — концентрация минус-однозарядных рекомбинационных центров, N_-^e — ее равновесное значение).

Результат работы [13] получен в обычно используемом при умеренных полях приближении квазилинейности, когда в уравнении Пуассона

$$\operatorname{div} \Delta E + \frac{4\pi q}{\varepsilon} (\Delta n + N_- - N_-^e - \Delta p) = 0 \quad (4)$$

пренебрегается $\operatorname{div} \Delta E$ [2–4,7–12,18–22], где ΔE — вызванное поглощением излучения отклонение электрического поля от его значения E_0 при отсутствии засветки, ε — диэлектрическая постоянная. Однако даже при умеренных полях ($E_0 \simeq 1 \div 10$ В/см) приближение квазилинейности, как показано в работе [14], далеко не всегда допустимо. О возможной некорректности этого приближения отмечалось в той же работе [13].

Используя работы [13–17], можно получить следующее выражение:

$$\hat{G} = \left\{ 1 - 2 \frac{\hat{L}_{ef}}{W} \operatorname{th} \left(\frac{W}{2\hat{L}_{ef}} \right) \right\} \cdot (\mu_n \hat{\tau}_n + \mu_p \hat{\tau}_p) \frac{E_0}{W}. \quad (5)$$

Оно при однородной фотогенерации определяет значение G в максимуме зависимости $G(N)$ (рис. 1, *a*) с учетом члена $\operatorname{div} \Delta E$ в уравнении Пуассона (4). Здесь μ_n и μ_p — подвижности электронов и дырок; $\hat{L}_{ef} = (\hat{L}_0^2 + \hat{L}_E^2)^{1/2}$ — эффективная амбиполярная диффузионная длина

носителей [14] при $G = \hat{G}$, где

$$\hat{L}_0^2 = \frac{A/\theta + B\sqrt{A+B} D_n D_p}{(A+B)D_n + BD_p w_n N_D}, \quad (6)$$

$$\hat{L}_E^2 = \frac{\varepsilon}{8\pi q} \frac{2A + (B+1)\theta\sqrt{A+B}}{w_p N_D n_i \sqrt{A+B}} \frac{\mu_n \mu_p E_0^2}{(A+B)\mu_n + B\mu_p}, \quad (7)$$

\hat{L}_0 — обычная (вычисленная в приближении квазилинейности) амбиполярная диффузионная длина носителей при $G = \hat{G}$, D_n и D_p — коэффициенты диффузии электронов и дырок. Из выражения [5] следует, что при увеличении напряжения $V = WE_0$ на фоторезисторе \hat{G} сначала растет, а затем падает (рис. 2, *a*). Такой характер зависимости $\hat{G}(V)$ вызван увеличением значения \hat{L}_{ef} при увеличении V . Это приводит к росту гибели фотоносителей вследствие увеличения интенсивности их диффузионного притока к токовым контактам, на которых $\Delta n = \Delta p = 0$. Рост $L_{ef} = \sqrt{D_{ef}(E_0) \cdot \tau_n}$ при увеличении V обусловлен ростом эффективного амбиполярного коэффициента диффузии носителей D_{ef} при увеличении поля E_0 [13,14] (D_{ef} — коэффициент перед 2-й производной в линейном уравнении 4-го порядка, которое в линейном приближении по g описывает пространственное распределение $\Delta n(x)$ [14]). В свою очередь, монотонно растущий характер зависимости $D_{ef}(E_0)$ вызван индуцированием оптическим излучением пространственного заряда $\rho = (\varepsilon/4\pi)\text{div}\Delta E$. Анализ соотношений (5)–(7) показывает, что $\hat{G}(V)$ достигает своего максимального значения (рис. 2, *b*)

$$\hat{G}_{\max}(W) \cong \begin{cases} \frac{25}{72} \frac{W}{\hat{L}_0} \hat{G}_{\max}^{\max}, & \text{если } W < 2L_0, \\ \hat{G}_{\max}^{\max}, & \text{если } W > 2L_0, \end{cases} \quad (8)$$

при оптимальном напряжении на фоторезисторе (рис. 2, *c*)

$$V_{op}(W) \cong \begin{cases} \tilde{E}W, & \text{если } W < 2\hat{L}_0, \\ \frac{\tilde{E}W^2}{2\hat{L}_0}, & \text{если } W > 2\hat{L}_0. \end{cases} \quad (9)$$

Здесь максимально возможный коэффициент фотоэлектрического усиления \hat{G}_{\max}^{\max} (при заданных физических параметрах полупроводника) и

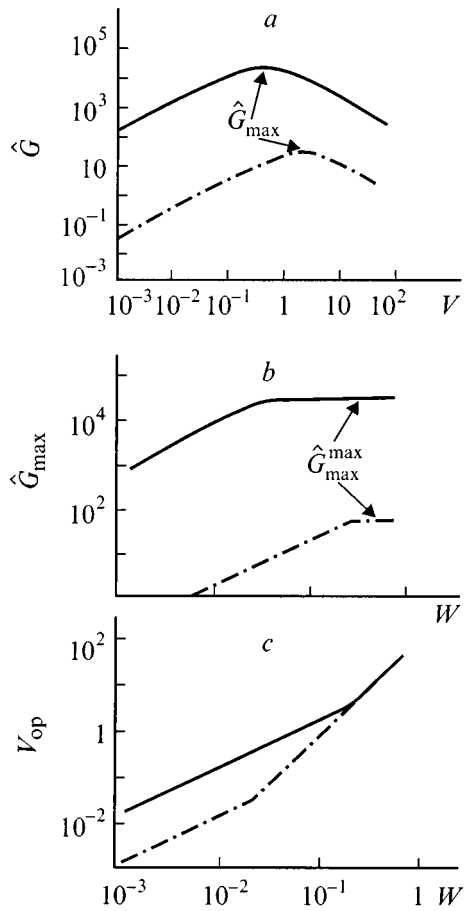


Рис. 2. Зависимости в GaAs (—) и Si (— · —) при $T = 300$ К: *a* — величины \hat{G} от приложенного напряжения V , В, при $W = 10^{-1}$ см, где \hat{G} — значение коэффициента фотоэлектрического усиления G в точке максимума функции $G(N)$ (рис. 1, *a*); *b* — величины \hat{G}_{\max} от расстояния W , см, между токовыми контактами, где \hat{G}_{\max} — максимальное значение \hat{G} при заданном W (рис. 2, *a*); *c* — оптимального напряжения $V_{\text{оп}}$, В, от W , см, обеспечивающего при заданном W максимальное значение $\hat{G} = \hat{G}_{\max}$ (рис. 2, *b*). Параметры полупроводников те же, что и на рис. 1.

напряженность электрического поля $E_0 = \tilde{E}$, при которой $\hat{L}_{ef} = \sqrt{2}\hat{L}_0$, определяются соответственно выражениями

$$\hat{G}_{\max}^{\max} = (\mu_n \hat{\tau}_n + \mu_p \hat{\tau}_p) \frac{3\tilde{E}}{25\hat{L}}, \quad (10)$$

$$\tilde{E} = \sqrt{\frac{8\pi}{\varepsilon} kT n_i} \cdot \left(1 + \frac{A}{B}\right)^{1/4}, \quad (11)$$

где k — постоянная Больцмана, T — температура.

Итак, фотоиндуцированный объемный заряд существенно ограничивает значение $G = \hat{G}$ (рис. 2, *a*) в максимуме зависимости $G(N)$ (рис. 1, *a*). Тем не менее при $W > 2\hat{L}_0$ и оптимальном напряжении (9) (рис. 2, *c*) \hat{G} может оставлять несколько порядков (рис. 2, *b*).

Мы благодарны Российскому фонду фундаментальных исследований за финансовую поддержку тематики данной работы.

Список литературы

- [1] *Drugova A.A., Kholodnov V.A.* // Proceed. of International Semicond. Device Research Symp. Charlottesville. USA. 1995. V. 1. P. 197–200.
- [2] *Фотоприемники* видимого и ИК диапазона / Под ред. Р. Дж. Кисса. М.: Радио и связь, 1985. 326 с.
- [3] *Rogalski A.* et al. Infrared photon detectors. Bellingham, Washington USA: SPIE Optical Engineering Press, 1995. 644 p.
- [4] *Beneking H.* // IEEE Trans. on Elec. Devic. 1982. V. ED-29. N 9. P. 1420–1430.
- [5] *Smith D.L., Lo F.K., Genova J.D.* // J. Vac. Sci. Technol. 1982. V. 21. N 1. P. 259–262.
- [6] *Elliott C.T.* // Handbook on Semiconductors / Ed. by C. Hilsum. Amsterdam: North-Holland, 1982. V. 4. P. 727–798.
- [7] *Рывкин С.М.* Фотоэлектрические явления в полупроводниках. М.: Физматгиз, 1963. 496 с.
- [8] *Бьюб Р.* Фотопроводимость твердых тел. М.: Изд-во иностр. лит. 1962. 558 с.
- [9] *Милнс А.* Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках. М.: Мир, 1977. 562 с.
- [10] *Роуз А.* Основы теории фотопроводимости. М.: Мир, 1966. 192 с.
- [11] *Loepfe R., Schaelin A.* et al. // Appl. Phys. Lett. 1988. V. 52. N 25. P. 2130–2132.
- [12] *Downey P.M., Martin R.J.* et al. // Appl. Phys. Lett. 1985. V. 46. N 4. P. 396–398.
- [13] *Холоднов В.А., Другова А.А.* // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23. В. 2. С. 80–87.
- [14] *Холоднов В.А.* // Письма в ЖЭТФ. 1998. Т. 67. № 9. С. 655–660.

- [15] Другова А.А., Холоднов В.А. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. № 1. С. 23–27.
- [16] Drugova A.A., Kholodnov V.A. // Solid-St. Electron. 1995. V. 38. N 6. P. 1247–1252.
- [17] Холоднов В.А. // ФТП. 1996. Т. 30. № 6. С. 1011–1025.
- [18] Зи С.М. Физика полупроводниковых приборов. М.: Мир, 1984. Кн. 1. 455 с.
- [19] Блекмор Дж.С. Статистика электронов в полупроводниках. М.: Мир, 1964. 392 с.
- [20] Киреев П.С. Физика полупроводников. М.: Высш. школа, 1969. 590 с.
- [21] Смит Р. Полупроводники. М.: Мир, 1982. 600 с.
- [22] Блекмор Дж. Физика твердого тела. М.: Мир, 1988. 608 с.
- [23] Холоднов В.А., Серебренников П.С. // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23. В. 7. С. 39–45.
- [24] Холоднов В.А., Серебренников П.С. // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23. В. 24. С. 58–63.
- [25] Бонч-Бруевич В.Л., Калашиников С.Г. Физика полупроводников. М.: Наука, 1990. 688 с.
- [26] Зи С.М. Физика полупроводниковых приборов. М.: Мир, 1984. Кн. 2. 455 с.