

01;06

О влиянии фотоиндуцированного объемного заряда на концентрацию фотоносителей в полупроводниках с примесной рекомбинацией при межзонной фотогенерации слабым излучением

© В.А. Холоднов, А.А. Другова

Государственный научный центр РФ,
Государственное унитарное предприятие НПО „Орион“, Москва
E-mail: khol.orion@g23.relcom.ru

Поступило в Редакцию 15 января 2002 г.
В окончательной редакции 29 марта 2002 г.

Вне приближения квазинейтральности выведены аналитические выражения для средних значений концентраций фотоэлектронов и фотодырок в случае одноуровневой рекомбинационной примеси с сильной поверхностной рекомбинацией. Показано, что приближение квазинейтральности становится некорректным по мере уменьшения толщины образца вдоль потока света.

Рассмотренный в статьях [1–3] и доложенный на конференции [4] эффект гигантского всплеска фототока I_{ph} с ростом концентрации рекомбинационной примеси N при слабой межзонной фотогенерации носителей обусловлен, прежде всего, сильно немонотонной зависимостью времен жизни электронов τ_n и дырок τ_p от N (рис. 1, *a*; принятое нами определение τ_n и τ_p см. далее). В [1–3] также показано, что по мере увеличения напряженности внешнего электрического поля E_0 на зависимости $I_{ph}(N)$ еще до наступления разогрева начинает сильно сказываться фотоиндуцированный объемный заряд с плотностью $\Delta\rho$, т.е. нарушается квазинейтральность (КН) фотовозбужденной плазмы полупроводника.

В данном сообщении на примере образца с сильной рекомбинацией на освещаемой ($x = 0$) и теневой ($x = W$) поверхностях (см. вставку на рис. 1, *b*), когда $\Delta n(0) = \Delta p(0) = \Delta n(W) = \Delta p(W) = 0$, показано, что $\Delta\rho$

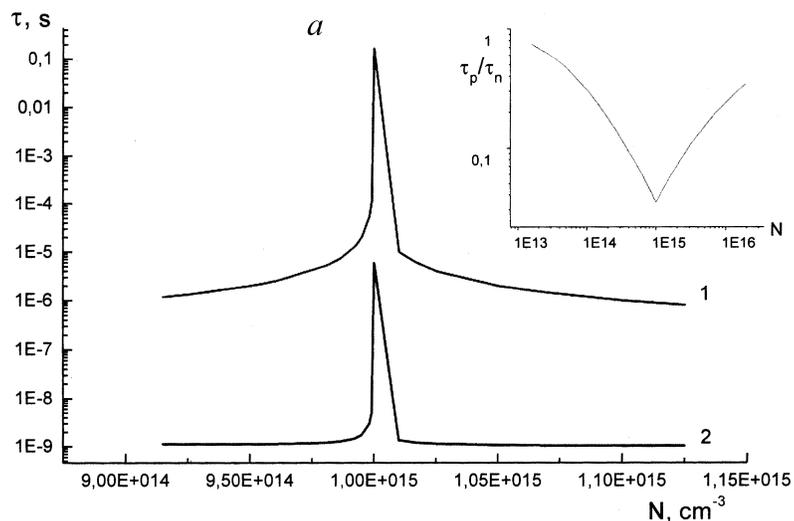


Рис. 1. Зависимости в GaAs от концентрации рекомбинационной примеси N : a — время жизни электронов τ_n (кривая 1) и дырок τ_p (кривая 2) вблизи максимума функций $\tau_n(N)$ и $\tau_p(N)$ для рекомбинационного уровня с энергией E_{r2} , лежащего ниже середины запрещенной зоны $E_g/2$ на 0.24 eV; на вставке зависимость отношения τ_p/τ_n от N для рекомбинационного уровня с энергией E_{r1} , лежащего ниже середины запрещенной зоны $E_g/2$ на 0.42 eV; b — средней концентрации фотоэлектронов $\langle \Delta n \rangle$ для уровня E_{r1} (1) и уровня E_{r2} (2); на вставке схема освещенного образца и ось x .

Принято: температура $T = 300$ K; концентрация мелких доноров $N_D = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$; толщина образца вдоль направления падения света (ось x) $W = 10^{-3} \text{ cm}$; коэффициент поглощения света $\gamma = 10^4 \text{ cm}^{-1}$, отношение вероятностей захвата w_p и w_n дырки и электрона $\theta \equiv w_p/w_n = 10^2$, $w_n = 10^{-8} \text{ cm}^3/\text{s}$, коэффициенты диффузии электронов $D_n = 221 \text{ cm}^2/\text{s}$ и дырок $D_p = 10.4 \text{ cm}^2/\text{s}$ [5,10]; плотность потока фотонов $F_0 = 1 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$.

даже при $E_0 = 0$ может радикально влиять на средние значения $\langle \Delta n \rangle$ и $\langle \Delta p \rangle$ (рис. 1, $b, 2$) концентрацией фотоэлектронов $\Delta n(x)$ и фотодырок $\Delta p(x)$. В отличие от работ [1–3], пространственная однородность плотности скорости межзонной фотогенерации $g(x)$ не предполагалась. Хорошо известное и обычно используемое при решении такого рода

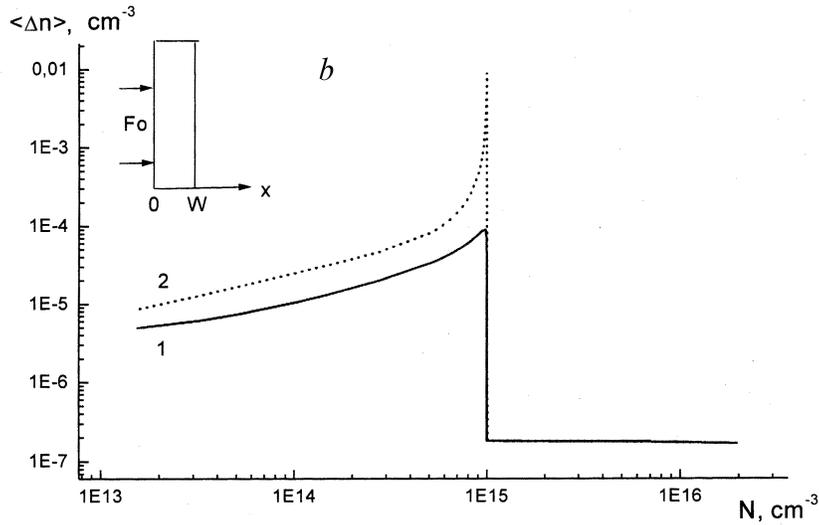


Рис. 1 (продолжение).

задач приближение КН (см. [5] с.384, [6] с.311, [7] с.14 и библи.) не привлекалось. Как показано ниже, приближение КН может приводить к неприемлемым ошибкам при вычислении функций $\langle \Delta n \rangle(N)$ и $\langle \Delta p \rangle(N)$. Например, если $\tau_n \gg \tau_p$, то в приближении КН всегда $\langle \Delta p \rangle \ll \langle \Delta n \rangle$. На самом же деле возможно и обратное неравенство (рис. 2, b).

Среднее значение $\langle y \rangle$ величины $y(x)$ определим как

$$\langle y \rangle = \frac{1}{W} \int_0^W y(x) dx. \quad (1)$$

Следуя работам [1–3], рассмотрим слабоосвещенный невырожденный полупроводник, легированный мелкой полностью ионизированной донорной примесью с концентрацией N_D , в котором рекомбинация происходит через акцепторную примесь, находящуюся в нейтральном и минус-однозарядном состояниях. Нейтральному состоянию соответствует концентрация центров N_0 , а заряженному состоянию — концентрация $N_- = N - N_0$. Нейтральные центры захватывают электроны

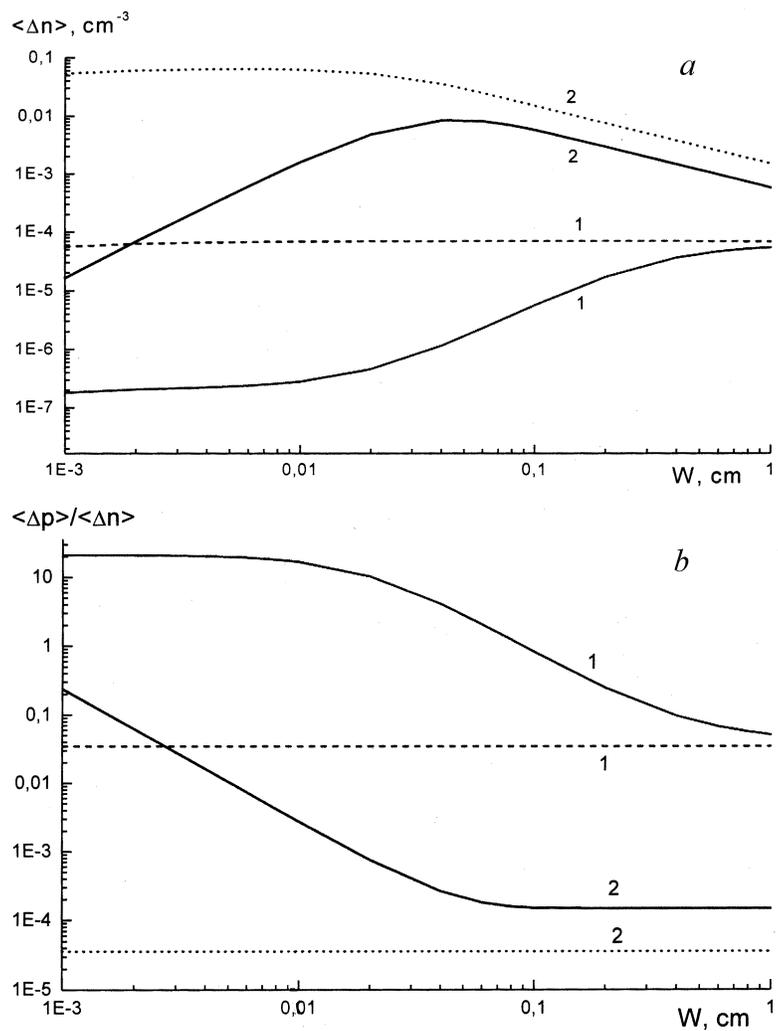


Рис. 2. Зависимости в GaAs от W в точке максимума функций $\langle \Delta n \rangle(N)$ и $\langle \Delta p \rangle(N)$ значения $\langle \Delta n \rangle_{\max}$ (a) и отношения $\langle \Delta p \rangle_{\max} / \langle \Delta n \rangle_{\max}$ (b). 1 и 2 — энергии уровня рекомбинации E_{r1} и E_{r2} соответственно; — — точные решения, ---- — решения в приближении квазинейтральности. Принятые параметры и остальные обозначения те же, что и на рис. 1.

и термически генерируют дырки, а заряженные центры захватывают дырки и термически генерируют электроны. Рассматриваемая ситуация соответствует одиночному рекомбинационному уровню. В стационарных условиях скорости рекомбинации-генерации электронов R_n и дырок R_p , связанные с захватом носителей на рекомбинационный уровень и тепловой генерацией их с этого уровня в свободные зоны, равны друг другу, т. е.

$$R_n \equiv (nN_0 - \delta^{-1}n_eN_-)w_n = R_p \equiv (pN_- - \delta p_eN_0)w_p, \quad (2)$$

где n_e и p_e — равновесные значения концентраций электронов n и дырок p , w_n и w_p — вероятности захвата электронов и дырок на соответствующий центр, $\delta = N_-^e/N_0^e$ {индекс e указывает на равновесные значения концентрации акцепторной примеси в $(-)$ и (0) зарядовых состояниях}.

При слабых засветках, реализующихся в пороговых фотоприемниках [7], законно линейное по плотности падающего светового потока F_0 приближение. Линеаризуя соотношения (2) относительно малых отклонений $\Delta N_0(x) = N_0(x) - N_0^e = \Delta N_-(x) = N_-^e - N_-(x)$, $\Delta n(x) = n(x) - n_e$, $\Delta p(x) = p(x) - p_e$ от равновесия и используя уравнение Пуассона

$$\frac{\partial \Delta E}{\partial x} = \frac{4\pi}{\epsilon} \cdot \Delta \rho(x) \equiv \frac{4\pi}{\epsilon} \cdot q [\Delta p(x) - \Delta n(x) - \Delta N_-(x)] \quad (3)$$

и уравнение нейтральности полупроводника при термодинамическом равновесии [8,9]

$$N = n_t \frac{1 + \delta}{2 \cdot \delta^2} \cdot f(\delta), \quad (4)$$

найдем, что

$$R_n = \frac{\Delta n}{\tau_n} + a_n \frac{\partial \Delta E}{\partial x}, \quad R_p = \frac{\Delta p}{\tau_p} - a_p \frac{\partial \Delta E}{\partial x},$$

$$\Delta p(x) = \frac{\tau_p}{\tau_n} \cdot \Delta n(x) + (a_n + a_p) \tau_p \frac{\partial \Delta E}{\partial x}, \quad (5)$$

где

$$\tau_n = \frac{2\delta^2}{f(\delta)} \frac{\theta \cdot f(\delta) + (1 + \delta)(\theta B + \delta)}{[\delta A + (2 + \delta)B + \delta^3]w_p n_t},$$

$$\tau_p = \frac{2\delta}{f(\delta)} \frac{B + (A + \theta B)\delta + (\theta B + \delta)\delta^2}{[\delta A + (2 + \delta)B + \delta^3]w_p n_t}, \quad (6)$$

$$a_n = \frac{\epsilon}{8\pi \cdot q} \cdot \frac{(1 + \delta) \cdot f(\delta) \cdot w_p n_t}{\theta \cdot f(\delta) + (1 + \delta)(\theta \cdot B + \delta)},$$

$$a_p = \frac{\epsilon}{2\pi \cdot q} \cdot \frac{(1 + \delta^{-1}) \cdot f(\delta) \cdot w_p p_t}{B + (A + \theta\delta) \cdot \delta + (\theta \cdot B + \delta) \cdot \delta^2}, \quad (7)$$

$$f(\delta) = B + A\delta - \delta^2, \quad \delta = N_-^e / N_0^e, \quad A = 2N_D / n_t,$$

$$B = 4p_t / n_t = (2n_i / n_t)^2; \quad \theta = w_p / w_n; \quad (8)$$

$n_t = 2n_e / \delta$ и $p_t = p_e \delta / 2$ — значения n_e и p_e , когда уровень рекомбинации совпадает с уровнем Ферми; n_i — собственная концентрация носителей; ϵ — диэлектрическая проницаемость; q — заряд электрона; ΔE — напряженность фотоиндуцированного электрического поля. В выражениях (5) для R_n и R_p члены $\Delta n / \tau_n$ и $\Delta p / \tau_p$ — скорости рекомбинации неравновесных электронов и дырок (поэтому τ_n и τ_p их времена жизни) в приближении КН, т.е. при достаточно малых значениях $|\Delta\rho|$. Эту терминологию для величин τ_n и τ_p мы оставляем и в случае неквазинейтральной фотовозбужденной плазмы, так что значения τ_n и τ_p не зависят от x .

Из соотношений (1), (3)–(8), выражений для плотностей электронного ΔI_n и дырочного $\Delta I_p = -\Delta I_n$ фототоков и уравнений непрерывности для ΔI_n и ΔI_p можно получить, что

$$\langle \Delta n \rangle = \eta_n \cdot \langle g \rangle, \quad \langle \Delta \rho \rangle = \eta_\rho \cdot \langle g \rangle, \quad \langle \Delta p \rangle = \eta_p \cdot \langle g \rangle, \quad \langle \Delta N_- \rangle = \eta_n \cdot \langle g \rangle, \quad (9)$$

где

$$\eta_n = T + \frac{\gamma \cdot \text{cth}(\gamma W / 2)}{(k_2^2 - k_1^2) D_n} \sum_{i=1}^2 (-1)^{i-1} \cdot \frac{k_i \alpha_{3-i}}{\gamma^2 - k_i^2} \cdot \text{th} \left(\frac{k_i W}{2} \right), \quad (10)$$

$$\eta_\rho = -\frac{\epsilon}{4\pi} \cdot \frac{\gamma \cdot \alpha_1 \cdot \alpha_2}{(\mu_n \cdot n_e - a_n) L_n^2} \times \left\{ \Lambda^3 - \frac{\text{cth}(\gamma W / 2)}{k_2^2 - k_1^2} \cdot \sum_{i=1}^2 (-1)^i \cdot \frac{k_i}{\gamma^2 - k_i^2} \cdot \text{th} \left(\frac{k_i W}{2} \right) \right\}, \quad (11)$$

$$\eta_p = \frac{4\pi}{\epsilon} \cdot (a_n + a_p) \tau_p \eta_\rho + \frac{\tau_p}{\tau_n} \eta_n, \quad \eta_N = \eta_p - \eta_n - \frac{1}{q} \eta_\rho, \quad (12)$$

$$T = \frac{(1/\xi L_p^2) - \gamma^2}{D_n \cdot (\gamma^2 - k_1^2)(\gamma^2 - k_2^2)}, \quad \Lambda^3 = \frac{\gamma}{(\gamma^2 - k_1^2)(\gamma^2 - k_2^2)},$$

$$\alpha_{1,2} = k_{1,2}^2 \cdot L_n^2 - 1, \quad (13)$$

$$k_{1,2} = \sqrt{\frac{L^2 \mp \sqrt{L^4 - 4\xi \cdot L_n^2 L_p^2}}{2\xi \cdot L_n^2 L_p^2}}, \quad \xi = \frac{2 \cdot (a_n + a_p) \cdot \delta}{(\delta^2 \cdot \mu_n + B \cdot \mu_p) \cdot n_t} \equiv \xi_n + \xi_p, \quad (14)$$

$$L_0^2 = \frac{\delta^2 \tau_p + B \tau_n}{B + b \delta^2} D_n \equiv D_0^n \cdot \tau_n, \quad L^2 = L_0^2 + \xi_p L_p^2 + \xi_n L_n^2,$$

$$L_p^2 = D_p \tau_p, \quad L_n^2 = D_n \tau_n, \quad (15)$$

$$\langle g \rangle = \frac{(1-R)F_0}{W} \cdot \frac{1 - \exp(-\gamma W)}{1 - R \cdot \exp(-\gamma W)},$$

$$g(x) = \frac{(1-R)\gamma F_0}{1 - R^2 \cdot \exp(-2\gamma W)} \cdot [\exp(-\gamma x) + R \cdot \exp(\gamma x - 2\gamma W)], \quad (16)$$

R и γ — коэффициенты отражения и поглощения света; μ_n , μ_p и D_n , D_p — подвижности и коэффициенты диффузии электронов и дырок; L_0 и D_0^n — амбиполярные диффузионная длина носителей и коэффициент диффузии электронов в приближении квазинейтральности (КН) [1–3]; малый безразмерный параметр ξ характеризует степень отклонения фотовозбужденной плазмы полупроводника от КН [1,3] (в приближении КН величины $a_n = a_p = \xi = 0$).

Выражения (4), (6)–(16) вне приближения КН в параметрической форме (роль параметра играет величина $\delta = N_-^e / N_0^e$) определяют зависимости $\langle \Delta n \rangle(N)$ и $\langle \delta p \rangle(N)$. Найденные зависимости (рис. 1, *b* и 2) будем называть точными, так как они в линейном приближении по F_0 являются, в отличие от приближения КН $\{\langle \Delta \tilde{n} \rangle, \langle \Delta \tilde{p} \rangle\}$, точными.

Из рис. 1, *b* видно, что эффективность фотовозбуждения носителей может очень сильно расти при увеличении N . С точностью до малых поправок функции $\langle \Delta n \rangle(N)$ и $\langle \Delta p \rangle(N)$ достигают максимумов $\langle \Delta n \rangle_{\max}$ и $\langle \Delta p \rangle_{\max}$ в той же точке $N = \tilde{N} = N_D$, что и времена жизни [8,9] (рис. 1), а затем резко падают. Влияние фотоиндуцированного объемного заряда при $N = \tilde{N}$ иллюстрирует рис. 2. Из него видно, что по мере уменьшения толщины образца W приближение КН приводит к ошибке до нескольких порядков. Поясним рис. 1, *b* и 2.

Длины L и $L_1 \equiv 1/k_1$ с точностью до малых поправок равны L_0 , причем $L_n > L_1 > L_2 \equiv 1/k_2$. При $W \ll L_0$ имеем $\langle \Delta \tilde{n} \rangle = f(W, \gamma)/D_0^n$, $\langle \Delta \tilde{p} \rangle = f(W, \gamma)/D_0^p$, где амбиполярный коэффициент диффузии дырок $D_0^p = (\tau_n/\tau_p) \cdot D_0^n$, а функция $f(W, \gamma)$ не зависит от τ_n и τ_p . С другой стороны, при достаточно сильном неравенстве $W \ll L_2$, когда и $L_p \gg W$, из выражений (4), (6)–(16) следует, что $\langle \Delta n \rangle = f(W, \gamma)/D_n$, $\langle \Delta p \rangle = f(W, \gamma)/D_p$. Это означает независимость диффузии фотоэлектронов и фотодырок друг от друга. Поэтому L_2 имеет физический смысл длины экранирования фотоиндуцированного электрического поля.

Слева и справа от $N = \tilde{N}$ длина $L_2 \ll L_0, W$, т.е. реализуется режим КН. Слева от \tilde{N} длина $L_0 < W$ за счет малого значения D_0^n . При прохождении N через точку \tilde{N} в сторону больших N значение D_0^n чрезвычайно резко возрастает (на несколько порядков), далее оставаясь практически постоянным. Поэтому справа от \tilde{N} длина $L_0 > W$. Этим обусловлена асимметрия функции $\langle \Delta n \rangle(N)$ относительно точки $N = \tilde{N}$, в том числе и „плато“ при $N > \tilde{N}$ (рис. 1, *b*).

В точке $N = \tilde{N}$ и ее окрестности длина L_2 настолько большая, что уже при $W \sim 0.1$ см решение в приближении КН оказывается неприемлемым, причем $\langle \Delta n \rangle_{\max}/\langle \Delta \tilde{n} \rangle_{\max} \rightarrow D_0^n/D_n \ll 1$, а $\langle \Delta p \rangle_{\max}/\langle \Delta n \rangle_{\max} \rightarrow D_n/D_p \cong 20$ (хотя $\tau_p \ll \tau_n$, рис. 1, *a*) по мере уменьшения W . При $\gamma^{-1} \ll W$ и достаточно сильном неравенстве $W \ll L_n$ полное число фотоэлектронов за счет уменьшения их потерь на теневой поверхности пропорционально W . Поэтому зависимость $\langle \Delta n \rangle_{\max}$ от W имеет „плато“. По той же причине при $\gamma^{-1} \ll W \ll L_0$ зависимость $\langle \Delta n \rangle_{\max}$ от W также имеет „плато“. Однако его „высота“ много выше, а ширина много больше, чем истинного „плато“ (рис. 2, *a*, кривая 1). Отметим, что для уровня с энергией E_{t2} длина $L_2 \approx L_0$. Поэтому решение в приближении КН даже при $W \rightarrow \infty$ отличается от точного решения по крайней мере в несколько раз (рис. 2, кривая 2).

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

Список литературы

- [1] Холоднов В.А. // Письма в ЖЭТФ. 1998. Т. 67. В. 9. С. 655–660.
- [2] Холоднов В.А., Другова А.А. // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25. В. 5. С. 1–8.
- [3] Kholodnov V.A. // Proceedings of SPIE. 1999. V. 3819. P. 98–115.

- [4] *Kholodnov V.A., Drugova A.A., Kurochkin N.E.* // Proceedings of the 25th International Conference on the Physics of Semiconductors (Osaka, Japan, Sept. 17–22, 2000). 2001. Part II. P. 1445–1446.
- [5] *Смит Р.* Полупроводники. М.: Мир, 1982. 600 с.
- [6] *Бонч-Бруевич В.Л., Калашиников С.Г.* Физика полупроводников. М.: Наука, 1990. 688 с.
- [7] *Rogalski A.* et al. Infrared Photon Detectors. Bellingham–Washington USA: SPIE Opt. Engin. Press, 1995. 644 p.
- [8] *Drugova A.A., Kholodnov V.A.* // Solid-St. Electron. 1995. V. 38. N 6. P. 1247–1252.
- [9] *Холоднов В.А.* // ФТП. 1996. Т. 30. В. 6. С. 1011–1025.
- [10] *Зи С.М.* Физика полупроводниковых приборов. М.: Мир, 1984. Кн. 1. 455 с. Кн. 2. 455 с.