

К теории исследования всплеска фототока собственного фоторезистора при продольной и поперечной облученности

В. А. Холоднов

Проведен сравнительный анализ всплеска собственной фотопроводимости полупроводников при увеличении концентрации центров рекомбинации в условиях однородной и неоднородной слабой засветки вдоль электрического поля. Вне приближения квазинейтральности выведено уравнение для распределения концентрации неравновесных носителей при произвольном профиле засветки вдоль электрического поля. Из этого уравнения следует, что за счет фотоиндуцированного объемного заряда всплески фотозлектрического усиления поперечного и продольного фоторезисторов должны существенно отличаться друг от друга при любых рекомбинационных условиях на токовых контактах. Если фотогенерация носителей неоднородна, то всплеск фотоусиления, в отличие от однородной фотогенерации, зависит от полярности приложенного напряжения. Приближение квазинейтральности таких результатов не дает. Выведено аналитическое выражение для значения электронного коэффициента фотозлектрического усиления в его максимуме зависимости от концентрации центров рекомбинации в случае экспоненциального профиля фотогенерации и вытягивающих контактов. Найденная связь между концентрациями неравновесных электронов и дырок позволяет вывести аналитическое выражение и для максимального значения дырочного коэффициента фотозлектрического усиления.

Ключевые слова: невырожденный полупроводник с глубокими уровнями, неравновесные носители заряда, слабая межзонная однородная и неоднородная фотогенерация носителей, примесная рекомбинация, времена жизни электронов и дырок, фотозлектрический коэффициент усиления,

Ссылка: Холоднов В. А. // Успехи прикладной физики. 2018. Т. 6. № 6. С. 485.

Reference: V. A. Kholodnov, Usp. Prikl. Fiz. 6 (6), 485 (2018).

Введение

В работе [1] в случае пространственно однородной межзонной фотогенерации носителей предсказан, а затем в работах [2–4] более подроб-

но рассмотрен и на конференции [5] доложен эффект гигантского всплеска коэффициента фотозлектрического усиления

$$G \equiv I_{ph} / (qgW) \quad (1)$$

с ростом концентрации центров рекомбинации N (см. рис. 1) в слабо освещенном полупроводнике (см. также обзоры [6, 7]). В формуле (1) использованы обозначения: I_{ph} – плотность фототока, q – абсолютная величина заряда электрона, $g(x) = const$ – плотность скорости фотогенерации, W – расстояние между токовыми контактами.

Описываемый эффект обусловлен тем, что времена жизни электронов τ_n и дырок τ_p могут чрезвычайно возрастать при увеличении N , причем функции $\tau_n(N)$ и $\tau_p(N)$ достигают своих максимальных экстремумов с точностью до малых поправок при том же значении N , при котором амбиполярная подвижность носителей обращается в нуль [1–7] (см. рис. 2). В работах [1–4] также по-

Холоднов Вячеслав Александрович^{1,2,3,4}, в.н.с.,

гл. специалист, профессор, д.ф.-м.н.

¹ Институт радиотехники и электроники

им. В. А. Котельникова РАН.

Россия, 125009, Москва, Моховая ул., 11, корп. 7.

E-mail: vkholodnov@mail.ru

² АО «НПО «Орион».

Россия, 111538, Москва, ул. Косинская, 9.

³ Московский физико-технический институт

(государственный университет).

Россия, 141700, Московская обл., г. Долгопрудный,

Институтский пер., 9.

⁴ МИРЭА – Российский технологический университет

(РТУ МИРЭА).

Россия, 119454, Москва, просп. Вернадского, 78.

Статья поступила в редакцию 30 ноября 2018 г.

© Холоднов В. А., 2018

казано, что при увеличении напряженности внешнего (темнового) электрического поля E_0 на зависимость $G(N)$ еще до наступления разогрева начинает сильно сказываться фотоиндуцированный объемный заряд. Другими словами, по мере увеличения значения E_0 нарушается квазинейтральность фотовозбужденной плазмы полупроводника.

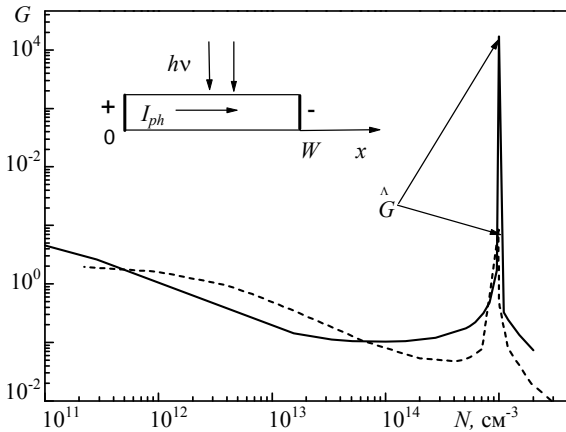


Рис. 1. Зависимость коэффициента фотоэлектрического усиления G от концентрации центров рекомбинации N . Кривые приведены при $T = 300$ К, $W = 0,1$ см, $\theta = w_p/w_n = 10^2$, $w_n = 10^8$ см²/с, $n_i/n_t = 10^4$, $N_D = 10^{15}$ см⁻³, $E_0 = 10$ В/см, где w_n и w_p вероятности захвата электрона и дырки на центр рекомбинации, n_i – собственная концентрация носителей, n_t – равновесная концентрация электронов, когда энергия уровня Ферми E_F равна энергии уровня примеси E_t ; непрерывная кривая – GaAs, пунктирная кривая – Si. Значения параметров полупроводников взяты из работы [8].

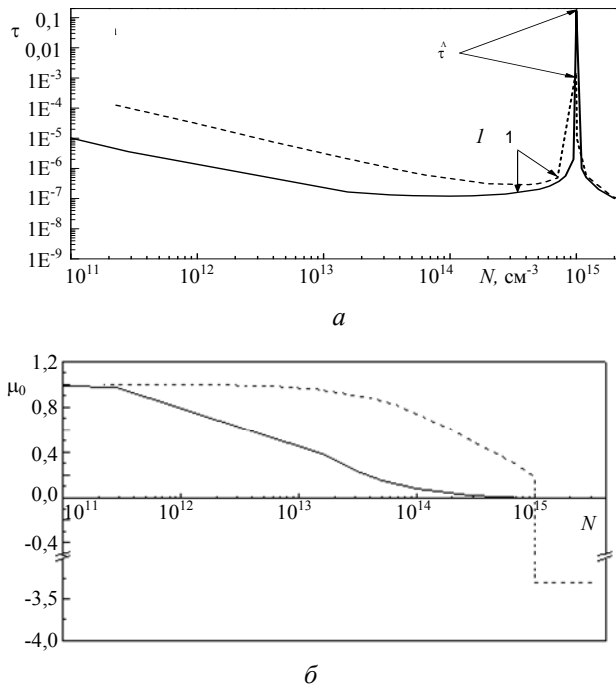


Рис. 2. Зависимости от концентрации центров рекомбинации N : а) – времени жизни электронов τ , б) – амбиполярной подвижности μ_0 . Сплошные кривые для GaAs, пунктирные для Si. Остальные параметры те же, что и на рис. 1.

В отличие от работ [1–4], целью данной работы является исследование влияния пространственной неоднородности плотности скорости межзонной фотогенерации вдоль направления электрического поля [$g(x) \neq const$] на всплеск фототока. Для выяснения наиболее значимой роли неоднородности засветки и фотоиндуцированного объемного заряда в этом случае детальное рассмотрение проведено при том значении концентрации рекомбинационной примеси $N = \hat{N}$, при которой зависимости $\tau_n(N)$ и $\tau_p(N)$ достигают своих максимальных значений $\hat{\tau}_n$ и $\hat{\tau}_p$ соответственно. Важно, что (с точностью до малых поправок) при этом же значении $N = \hat{N}$ амбиполярная подвижность носителей обращается в нуль [1–7].

Модель и исходные соотношения

Будем придерживаться модели и исходным уравнениям наших предыдущих публикаций [1–7], что сводится к следующим позициям. Рассматриваем слабо освещенный невырожденный полупроводник с мелкой, полностью ионизированной донорной и глубокой акцепторной примесями с концентрациями N_D и N соответственно. Освещение вызывает межзонную генерация фотоносителей. Их рекомбинация происходит через акцепторную примесь, находящуюся в нейтральном и однократно отрицательно заряженном состояниях с концентрациями N_0 и $N_- = N - N_0$. Нейтральные центры захватывают электроны и термически генерируют дырки, а заряженные захватывают дырки и термически генерируют электроны. Такая ситуация соответствует одиночному рекомбинационному уровню, который во многих случаях является доминирующим [8-13]. При слабых засветках, реализующихся в пороговых фотоприемниках [11, 13], законно линейное приближение по $g(x)$. Поэтому отклонения $\Delta n = n - n_e$ и $\Delta p = p - p_e$ концентраций электронов n и дырок p от их равновесных значений n_e и p_e считаются малыми. Плотность фототока

$$I_{ph} = \Delta I_n(x) + \Delta I_p(x) \tag{2}$$

состоит из электронной и дырочной составляющих

$$\Delta I_n = q\mu_n (E_0 \Delta n + n_e \Delta E) + qD_n \frac{d\Delta n}{dx}, \tag{3}$$

$$\Delta I_p = q\mu_p (E_0 \Delta p + p_e \Delta E) - qD_p \frac{d\Delta p}{dx}, \tag{4}$$

где μ_n , μ_p и D_n , D_p – подвижности и коэффициенты диффузии электронов и дырок, $\Delta E = E - E_0$ –

фотоиндуцированная напряженность электрического поля (отклонение от поля E_0 в отсутствие засветки). Скорости рекомбинации электронов R_n и дырок R_p описываются соотношениями

$$\begin{aligned} R_n &= nN_0w_n - \delta^{-1}n_eN_-w_n, \\ R_p &= pN_-w_p - \delta p_eN_0w_p, \end{aligned} \quad (5)$$

где w_n и w_p вероятности захвата электрона и дырки на рекомбинационный центр, $\delta = N_-^e / N_0^e$ (верхний индекс e означает равновесное значение концентрации рекомбинационных центров, нижний – соответствующее зарядовое состояние примеси). В стационарном режиме

$$dI_{ph} / dx = 0, \quad (6)$$

$$\begin{aligned} d\Delta I_n / dx &= q(R_n - g) = \\ &= -d\Delta I_p / dx = q(g - R_p), \end{aligned} \quad (7)$$

а поэтому R_n и R_p удовлетворяют уравнению

$$R_n = R_p. \quad (8)$$

Для малых отклонений от равновесия не только Δn , Δp , но и концентраций рекомбинационных центров в соответствующих зарядовых состояниях $\Delta N_0 = N_0 - N_0^e = -\Delta N_- = N_-^e - N_-$, уравнение (8) можно линеаризовать относительно этих отклонений.

Уравнение нейтральности при тепловом равновесии полупроводника

$$n_e + N_-^e = p_e + N_D \quad (9)$$

запишем в форме

$$N = n_t \times \frac{1 + \delta}{2\delta^2} \times f(\delta), \quad (10)$$

впервые предложенной в работах [14, 15], где

$$\delta = N_-^e / N_0^e, \quad f(\delta) = B + A\delta - \delta^2 \quad (11)$$

$$A = 2 \times \frac{N_D}{n_t}, \quad B = 4 \times \frac{p_t}{n_t}, \quad (12)$$

причём n_t и p_t – равновесные концентрации электронов и дырок, когда энергия уровня Ферми E_F совпадает с энергией уровня примеси E_F . При выводе (10) учтена функция вероятности заполнения электронами одиночного примесного уровня [9, 16, 17]:

$$P(E_t) = \left\{ 1 + (1/2) \exp \left[(E_t - E_F) / kT \right] \right\}^{-1},$$

где k – постоянная Больцмана, T – температура. Равновесные концентрации электронов n_e и дырок p_e определяются выражениями

$$n_e = (\delta n_t) / 2, \quad p_e = (2n_t) / \delta. \quad (13)$$

Заканчивает построение полной системы исходных соотношений уравнение Пуассона:

$$\frac{d\Delta E}{dx} = \frac{4\pi q}{\epsilon} \times (\Delta p - \Delta n - \Delta N_-). \quad (14)$$

Времена жизни неравновесных электронов и дырок

Из линеаризованных выражений (5), соотношений (10), (11), (13) и уравнения (14) находим:

$$R_n = \frac{\Delta n}{\tau_n} + a_n \frac{d\Delta E}{dx}, \quad R_p = \frac{\Delta p}{\tau_p} - a_p \frac{d\Delta E}{dx} \quad (15)$$

$$\tau_n = \frac{2\delta^2}{f(\delta)}$$

$$\tau_n = \frac{2\delta^2}{f(\delta)} \times \frac{\theta f(\delta) + (1 + \delta)(\theta B + \delta)}{[\delta A + (2 + \delta)B + \delta^3] w_p n_t}, \quad (16)$$

$$\tau_p = \frac{2\delta}{f(\delta)} \times \frac{B + (A + \theta B)\delta + (\theta B + \delta)\delta^2}{[\delta A + (2 + \delta)B + \delta^3] w_p n_t}, \quad (17)$$

$$a_n = \frac{\epsilon}{8\pi q} \times \frac{(1 + \delta)f(\delta)w_p n_t}{\theta f(\delta) + (1 + \delta)(\theta B + \delta)}, \quad (18)$$

$$a_p = \frac{\epsilon}{2\pi q} \times \frac{(1 + \delta^{-1})f(\delta)w_p p_t}{B + (A + \theta\delta)\delta + (\theta B + \delta)\delta^2}. \quad (19)$$

Первые слагаемые в выражениях (15) означают скорости рекомбинации избыточных электронов и дырок (а потому τ_n и τ_p означают их времена жизни) в условиях квазинейтральности по отношению к полю ΔE , т. е. при достаточно малых значениях $|\text{div}\Delta E|$ [8–13]. Эту терминологию для величин τ_n и τ_p [1–7, 14, 15] мы оставляем и в случае нарушения квазинейтральности (см. ниже). Выражения (10)–(12), (16) и (17) в параметрическом виде определяют зависимости значений τ_n и τ_p от концентрации рекомбинационных центров N (см. рис. 1). Так как дырки захватываются притягивающими центрами, а электроны нейтраль-

ными, то $\theta = w_p / w_n > 1$. Детальный математический анализ соотношений (10)–(12), (16) и (17) впервые выполнен в работах [14, 15], а также приведен в публикациях [6, 7].

Связь между концентрациями неравновесных электронов и дырок (фотоносителей)

Согласно соотношениям (8) и (15), имеем

$$\Delta p = \frac{\tau_p}{\tau_n} \times \Delta n + (a_n + a_p) \tau_p \times \frac{d\Delta E}{dx}. \quad (20)$$

Из (3) следует, что

$$\frac{\partial \Delta E}{\partial x} = \frac{1}{q \mu_n n_e} \times \frac{\partial \Delta I_n}{\partial x} - \frac{E_0}{n_e} \times \frac{\partial \Delta n}{\partial x} - \frac{D_n}{\mu_n n_e} \times \frac{\partial^2 \Delta n}{\partial x^2}. \quad (21)$$

Из (7) и (15):

$$\frac{1}{q} \frac{\partial \Delta I_n}{\partial x} = \frac{\Delta n}{\tau_n} + a_n \times \frac{\partial \Delta E}{\partial x} = g. \quad (22)$$

Подставляя (22) в (21), получим

$$\frac{\partial \Delta E}{\partial x} = \frac{1}{1 - \tilde{\xi}_n} \times \left[\frac{1}{\mu_n n_e} \times \left(\frac{\Delta n}{\tau_n} - g \right) - \frac{E_0}{n_e} \times \frac{\partial \Delta n}{\partial x} - \frac{D_n}{\mu_n n_e} \times \frac{\partial^2 \Delta n}{\partial x^2} \right], \quad (23)$$

где

$$\tilde{\xi}_n = \frac{a_n}{\mu_n n_e}. \quad (24)$$

Из (20), (13), (23) и (24) находим, что искомая связь между Δp и Δn определяется соотношением

$$\Delta p = \frac{\tau_p}{\tau_n} \Delta n + \chi \times \left(\frac{\tau_p}{\tau_n} \Delta n - g \tau_p - \mu_n \tau_p E_0 \frac{\partial \Delta n}{\partial x} - D_n \tau_p \frac{\partial^2 \Delta n}{\partial x^2} \right), \quad (25)$$

где

$$\chi = \frac{2 \times (a_n + a_p)}{\mu_n n_e \delta - 2 a_n}. \quad (26)$$

Отметим, что в приближении квазинейтральности справедливо $a_n = a_p = 0$. Поэтому здесь можно записать выражение:

$$\Delta p = \frac{\tau_p}{\tau_n} \times \Delta n. \quad (27)$$

Уравнение для распределения концентраций фотоносителей

Из выражений (3), (4) следует, что

$$\Delta E = \frac{I_{ph} - I_{ph}^{dr} - I_{ph}^{dif}}{q(\mu_n n_e + \mu_p p_e)}, \quad (28)$$

где плотности дрейфового I_{ph}^{dr} и диффузионного I_{ph}^{dif} фототоков определяются выражениями $I_{ph}^{dr} = q(\mu_n \times \Delta n + \mu_p \times \Delta p)$, $I_{ph}^{dif} = -q D_p \times (\partial \Delta p / \partial x) + q D_n \times (\partial \Delta n / \partial x)$.

Подставляя (28) в (3), получим

$$\Delta I_n = \frac{b n_e I_{ph} - n_e \Delta p - p_e \Delta n}{b n_e + p_e} q \mu_n E_0 + \left(n_e \frac{\partial \Delta p}{\partial x} + p_e \frac{\partial \Delta n}{\partial x} \right) \frac{q D_n}{b n_e + p_e}, \quad (29)$$

где $b = \mu_n / \mu_p = D_n / D_p$. Из (6) и (29) следует, что

$$\frac{1}{q} \frac{\partial \Delta I_n}{\partial x} = - \frac{n_e \times (\partial \Delta p / \partial x) - p_e \times (\partial \Delta n / \partial x)}{b n_e + p_e} \times \mu_n E_0 + \left(n_e \frac{\partial^2 \Delta p}{\partial x^2} + p_e \frac{\partial^2 \Delta n}{\partial x^2} \right) \frac{D_n}{b n_e + p_e}. \quad (30)$$

Подставляя (25) в (30) после некоторых преобразований получим

$$\begin{aligned} \frac{1}{q} \frac{\partial \Delta I_n}{\partial x} = & - \left(\mu_0 + \frac{\xi}{1 - \tilde{\xi}_n} \frac{\tau_p}{\tau_n} \mu_p \right) E_0 \frac{\partial \Delta n}{\partial x} + \\ & + \left(D_0 + \frac{\xi}{1 - \tilde{\xi}_n} \tau_p \mu_p \mu_n E_0^2 + \frac{\xi}{1 - \tilde{\xi}_n} \frac{\tau_p}{\tau_n} D_p \right) \times \\ & \times \frac{\partial^2 \Delta n}{\partial x^2} - \frac{\xi}{1 - \tilde{\xi}_n} \tau_p \frac{\mu_p}{\mu_n} D_n^2 \frac{\partial^4 \Delta n}{\partial x^4} + \\ & + \frac{\xi}{1 - \tilde{\xi}_n} \tau_p \mu_p E_0 \frac{\partial g}{\partial x} - \frac{\xi}{1 - \tilde{\xi}_n} \tau_p D_p \frac{\partial^2 g}{\partial x^2}, \end{aligned} \quad (31)$$

где известный (в приближении квазинейтральности) амбиполярный коэффициент диффузии равен

$$D_0 = \frac{n_e \tau_p + p_e \tau_n}{(p_e + b n_e) \tau_n} D_n = \frac{\delta^2 \tau_p + B \tau_n}{(B + b \delta^2) \tau_n} D_n, \quad (32)$$

а известная (в приближении квазинейтральности) амбиполярная подвижность выражается соотношением

$$\mu_0 = \frac{n_e \tau_p - p_e \tau_n}{(p_e + b n_e) \tau_n} \mu_n = \frac{\delta^2 \tau_p - B \tau_n}{(B + b \delta^2) \tau_n} \mu_n, \quad (33)$$

и ответственный за фотоиндуцированный заряд безразмерный параметр определяется как

$$\xi = \frac{a_n + a_p}{\mu_n n_e + \mu_p p_e} = \frac{2(a_n + a_p)\delta}{(\delta^2 \mu_n + B\mu_p)n_t} \ll 1. \quad (34)$$

Подставляя (23) в (22), получаем, что

$$\frac{1}{q} \frac{\partial \Delta I_n}{\partial x} = \frac{1}{1 - \tilde{\xi}_n} \left(\frac{\Delta n}{\tau_n} - g \right) - \frac{\tilde{\xi}_n}{1 - \tilde{\xi}_n} \left(\mu_n E_0 \frac{\partial \Delta n}{\partial x} + D_n \frac{\partial^2 \Delta n}{\partial x^2} \right). \quad (35)$$

Приравнявая (31) и (35), приходим к уравнению:

$$\begin{aligned} & \xi D_n D_p \tau_p \frac{\partial^4 \Delta n}{\partial x^4} - \\ & - \left[(1 - \tilde{\xi}_n) D_0 + \xi \tau_p \mu_p \mu_n E_0^2 + \xi \frac{\tau_p}{\tau_n} D_p + \tilde{\xi}_n D_n \right] \times \\ & \times \frac{\partial^2 \Delta n}{\partial x^2} + \left[(1 - \tilde{\xi}_n) \mu_0 + \xi \frac{\tau_p}{\tau_n} \mu_p - \tilde{\xi}_n \mu_n \right] E_0 \frac{\partial \Delta n}{\partial x} + \\ & + \frac{\Delta n}{\tau_n} = g + \xi \tau_p \left(\mu_p E_0 \frac{\partial g}{\partial x} - D_p \frac{\partial^2 g}{\partial x^2} \right). \end{aligned} \quad (36)$$

Так как

$$\begin{aligned} D_n - D_0 &= \frac{b - \tau_p / \tau_n}{bn_e + p_e} n_e D_n, \\ \mu_0 + \mu_n &= \frac{b + \tau_p / \tau_n}{bn_e + p_e} n_e \mu_n, \end{aligned} \quad (37)$$

то

$$(D_n - D_0) \tilde{\xi}_n + \xi \frac{\tau_p}{\tau_n} D_p = \xi_n D_n + \xi_p \frac{\tau_p}{\tau_n} D_p, \quad (38)$$

$$\xi \frac{\tau_p}{\tau_n} \mu_p - (\mu_0 + \mu_n) \tilde{\xi}_n = \xi_p \frac{\tau_p}{\tau_n} \mu_p - \xi_n \mu_n, \quad (39)$$

где

$$\begin{aligned} \xi_n &= a_n / (\mu_n n_e + \mu_p p_e), \\ \xi_p &= \xi - \xi_n = a_p / (\mu_n n_e + \mu_p p_e). \end{aligned} \quad (40)$$

Поэтому уравнение (36) можно переписать в виде:

$$Q \frac{d^4 \Delta n}{dx^4} - D \frac{d^2 \Delta n}{dx^2} + \mu E_0 \frac{d \Delta n}{dx} + \frac{\Delta n}{\tau_n} = g_{ef} \quad (41)$$

где

$$g_{ef} = g + \xi \tau_p \left(\mu_p E_0 \frac{\partial g}{\partial x} - D_p \frac{\partial^2 g}{\partial x^2} \right) \quad (42)$$

$$D = D_0 + D_E + D_\xi, \quad \mu = \mu_0 + \mu_\xi, \quad (43)$$

$$D_E = \xi \tau_p \mu_p \mu_n E_0^2, \quad (44)$$

$$Q = \xi D_n I_p^2, \quad D_\xi = \xi_p \frac{\tau_p}{\tau_n} D_p + \xi_n D_n,$$

$$\mu_\xi = \xi_p \frac{\tau_p}{\tau_n} \mu_p - \xi_n \mu_n. \quad (45)$$

Здесь $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$ – диффузионная длина дырок. Уравнение (41) вне приближения квазинейтральности определяет распределение концентрации фотоэлектронов $\Delta n(x)$, в том числе при неоднородной плотности скорости фотогенерации носителей [$g(x) \neq const$] и произвольном значении рекомбинационной примеси N .

Наибольший интерес представляет концентрация центров рекомбинации $N = \hat{N}$, при которой зависимости времен жизни электронов $\tau_n(N)$ и дырок $\tau_p(N)$ достигают максимальных значений $\hat{\tau}_n$ и $\hat{\tau}_p$ (см. рис. 2, а). Поэтому ограничимся значением $N = \hat{N}$. За счет неравенств $\xi_p \ll 1$ и $\xi_n \ll 1$ эффективная подвижность μ с точностью до малых поправок обращается в нуль как раз при $N = \hat{N}$ [3–7], что позволяет в уравнении (41) опустить первую производную, отвечающую за дрейф носителей в электрическом поле. Отметим, что влияние электрического поля значительно сильнее в коэффициенте при второй производной, так как $D_E \propto E_0^2$. Таким образом, далее будем использовать допускающее точное решение уравнение

$$Q \frac{d^4 \Delta n}{dx^4} - D \frac{d^2 \Delta n}{dx^2} + \frac{\Delta n}{\tau_n} = g_{ef}. \quad (46)$$

Фотоэлектрическое усиление при неоднородном поглощении света

Рассмотрим образец с вытягивающими контактами, то есть при граничных условиях:

$$\Delta n(0) = \Delta p(0) = \Delta n(W) = \Delta p(W) = 0, \quad (47)$$

и с засветкой вдоль или против направления электрического поля. Пусть координата плюсового контакта $x = 0$ (направление оси координат изображено на рис. 1). Тогда учитывая, что засветка не изменяет электрического напряжения на образце,

из выражений (2)–(4) получим, что плотность фототока

$$I_{ph} = I_{ph}^{(n)} + I_{ph}^{(p)} \quad (48)$$

состоит из плотностей электронного $I_{ph}^{(n)}$ и дырочного $I_{ph}^{(p)}$ фототоков, определяемых соотношениями

$$I_{ph}^{(n)} = q\mu_n \langle \Delta n \rangle E_0, \quad (49)$$

$$I_{ph}^{(p)} = q\mu_p \langle \Delta p \rangle E_0, \quad (50)$$

где $\langle \Delta n \rangle$ и $\langle \Delta p \rangle$ – среднеарифметические значения концентраций фотоэлектронов и фотодырок соответственно:

$$\begin{aligned} \langle \Delta n \rangle &= \frac{1}{W} \times \int_0^W \Delta n(x) dx, \\ \langle \Delta p \rangle &= \frac{1}{W} \times \int_0^W \Delta p(x) dx. \end{aligned} \quad (51)$$

Для некоторого упрощения задачи пренебрежем отражением света от теневой поверхности образца. При освещении со стороны плюсового контакта ($x = 0$) можно записать выражения

$$C = \frac{\hat{\tau}_n}{1 - \hat{L}^2 \gamma^2 + \xi \hat{L}_n^2 \hat{L}_p^2 \gamma^4}, \quad \zeta = 1 - \xi \gamma (v_p \hat{\tau}_p + \gamma \hat{L}_p^2); \quad (56)$$

$$\Lambda_1 = \frac{\exp(K_1 W) - 1}{\det} [\det_1 + \exp(-K_1 W) \det_2], \quad \Lambda_3 = \frac{\exp(K_3 W) - 1}{\det} [\det_3 + \exp(-K_1 W) \det_4]; \quad (57)$$

$$\begin{aligned} \det_1 &= 2K_3 v_n \{1 - C\zeta(\gamma - K_1)[v_n - (\gamma + K_1)D_n]\} \{ \exp[-(\gamma + K_1)W] + 1 \} g_0 + \\ &+ [v_n - (K_1 + K_3)D_n](K_1 - K_3) \{1 - C\zeta(K_3 + \gamma)[v_n + (K_3 - \gamma)D_n]\} \times \\ &\times \{ \exp[(K_3 - \gamma)W] + \exp[-(K_1 + K_3)W] \} g_0 - \{ \exp[(K_3 - \gamma)W] + \exp[-(K_1 + K_3)W] \} g_0 - \\ &- \{ \exp[-(K_3 + \gamma)W] + \exp[-(K_3 - K_1)W] \} (K_1 + K_3) [v_n + (K_3 - K_1)D_n] \times \\ &\times \{1 - C\zeta(\gamma - K_3)[v_n - (K_3 + \gamma)D_n]\} g_0. \end{aligned} \quad (58)$$

Аналогичную структуру имеют выражения для \det_2 , \det_3 , \det_4 ; $v_n = \mu_n E_0$ и $v_p = \mu_p E_0$ – дрейфовые скорости электронов и дырок. Выпишем выражение для \det :

$$\det = 4 \left\{ \left[(K_3^2 - K_1^2)^2 D_n^2 - (K_3^2 + K_1^2) v_n^2 \right] \text{sh}(K_3 W) \text{sh}(K_1 W) + 2K_1 K_3 v_n [\text{ch}(K_1 W) \text{ch}(K_3 W) - 1] \right\}. \quad (59)$$

В итоге можно вывести соотношение для электронного коэффициента фотоэлектрического усиления:

$$g(x) = (1 - R)\gamma F_0 \exp(-\gamma x) \equiv g_0 \exp(-\gamma x), \quad (52)$$

$$g_{ef} = \left[1 - \xi(\gamma^2 \hat{L}_p^2 + \gamma \tau_p \mu_p E_0) \right] g(x), \quad (53)$$

где R – коэффициент отражения света от освещаемой поверхности, γ – коэффициент поглощения излучения, F_0 – плотность потока падающих фотонов.

Рассмотрим электронную составляющую фототока (49). Решение уравнения (46) очень громоздкое, поэтому выпишем сразу $\langle \Delta n \rangle$:

$$\langle \Delta n \rangle = \frac{1}{W} \times \left(\frac{\Lambda_1}{K_1} + \frac{\Lambda_3}{K_3} \right) + \frac{\theta C}{\gamma W} \times [1 - \exp(-\gamma W)] g_0, \quad (54)$$

где характеристические корни уравнения (46)

$$K_1, K_3 = \sqrt{\frac{\hat{L}^2 \mp \sqrt{\hat{L}^4 - 4\xi \hat{L}_n^2 \hat{L}_p^2}}{2\xi \hat{L}_n^2 \hat{L}_p^2}}; \quad (55)$$

$\hat{L}_p = \sqrt{D_p \hat{\tau}_p}$ и $\hat{L}_n = \sqrt{D_n \hat{\tau}_n}$ – диффузионные длины дырок и электронов, $\hat{L} = \sqrt{D \hat{\tau}_n}$. Другие обозначения определяются следующими соотношениями:

$$G_n = \frac{I_{ph}^{(n)}}{qg_{tot}} = \frac{4\gamma v_n}{WZ(K_1, K_3)} [F(K_1, K_3) + F(K_3, K_1)] + \frac{\zeta C v_n}{W}, \quad (60)$$

где $g_{tot} = \int_0^W g(x) dx = (g_0 / \gamma) [1 - \exp(-\gamma W)] g_0$, $Z(K_1, K_3) = \frac{1}{2} \det$,

$$F(x, y) = \frac{\text{sh}(x \frac{W}{2})}{x} \left\{ \left[f_1(x, y) \text{sh}\left(\frac{xW}{2}\right) \text{cth}\left(\frac{yW}{2}\right) + f_2(x, y) \text{ch}\left(\frac{xW}{2}\right) \right] v_n + \right.$$

$$\left. + \left[f_3(x, y) \text{th}\left(\frac{yW}{2}\right) + f_4(x, y) \text{th}\left(\frac{xW}{2}\right) \right] \text{ch}\left(\frac{x \cdot W}{2}\right) \text{ch}\left(\frac{\gamma W}{2}\right) \right\} \text{sh}(y \cdot W),$$

$$f_1(x, y) = \left\{ 1 - \zeta C [\gamma v_n + (x^2 - \gamma^2) D_n] \right\} y, \quad f_2(x, y) = - \left\{ 1 - \zeta C [\gamma v_n + (y^2 - \gamma^2) D_n] \right\} x,$$

$$f_3 = -\zeta C x y v_n^2, \quad f_4(x, y) = (y^2 - x^2) D_n \left\{ 1 - \zeta C [\gamma v_n + (y^2 - \gamma^2) D_n] \right\} + \zeta C v_n^2 y^2.$$

При слабо поглощающемся излучении, т. е., когда $\gamma W \ll 1$, соотношение (60) принимает вид

$$G_n^0 = \frac{2v_n (K_3^2 - K_1^2)}{W^2} \times \frac{Y(K_1, K_3) - Y(K_3, K_1) + \frac{\tau_n v_n}{W}}{Z_n}, \quad (61)$$

где $Y(x, y) = \frac{1}{x} \text{th}\left(\frac{xW}{2}\right) [D_n + C(v_n^2 - y^2 D_n^2)]$,

$$Z_n = (K_3^2 - K_1^2)^2 D_n^2 - (K_3^2 + K_1^2) v_n^2 + 2K_1 K_3 v_n^2 \times [\text{cth}(K_1 W) \text{cth}(K_3 W) - \text{csch}(K_1 W) \text{csch}(K_3 W)].$$

В квазинейтральном приближении при экспоненциальном поглощении света коэффициент фотоэлектрического усиления для электронов независимо от направления засветки равен:

$$G_n^{nt} = \frac{v_n \tau_n}{W(1 - \gamma^2 L_0^2)} \left[1 - \gamma L_0 \text{th}\left(\frac{W}{2L_0}\right) \text{cth}\left(\frac{\gamma W}{2}\right) \right], \quad (62)$$

где $L_0^2 = D_0 \tau_n$.

Когда излучение падает со стороны минусового контакта ($x = W$), то

$$g(x) = (1 - R) \gamma F_0 \exp[\gamma(x - W)]. \quad (63)$$

Как видно из сравнения выражений (52) и (63), искомый коэффициент можно найти из соотношения (60), если в нем произвести замену: $-x \rightarrow x - W$.

Полученные результаты иллюстрирует рис. 3.

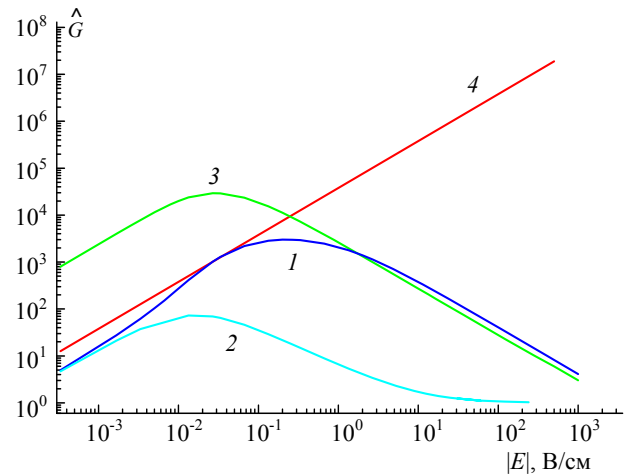


Рис. 3. Зависимость \hat{G}_n от напряженности внешнего электрического поля E в собственном GaAs фоторезисторе с вытягивающими контактами при температуре $T = 300$ К, где \hat{G}_n – значение электронного коэффициента усиления G_n в максимуме функции $G_n(N)$ (рис. 1). Кривая 1 – ∇g антипараллелен E , кр. 2 – ∇g параллелен E , кр. 3 – однородная фотогенерация, кр. 4 – квазинейтральное приближение. Принято: энергия рекомбинационного уровня $E_i = E_g/2 - 0,24 \{эВ\}$, где E_g – ширина запрещенной зоны; $\gamma = 10^4 \text{ см}^{-1}$; концентрация мелких доноров $N_D = 10^{15} \text{ см}^{-3}$; $\theta \equiv w_p/w_n = 10^2$, $w_n = 10^8 \text{ см}^3/\text{с}$, где w_p и w_n – вероятности захвата дырки и электрона. Остальные параметры те же, что и в монографиях [18].

Заключение

Основные результаты работы можно сформулировать следующим образом.

1. В результате проведенных расчетов вне стандартно используемого приближения квазинейтральности показано, что неоднородность плотности скорости фотогенерации носителей $g(x)$ вдоль направления электрического поля может радикально влиять на эффект гигантского

всплеска коэффициента усиления G в пороговых собственных фоторезисторах при увеличении концентрации центров рекомбинации N . Это влияние тем больше, чем больше $|\nabla g(x)|$.

2. За счет фотоиндуцированного объемного заряда значение $G = \hat{G}$ в максимуме функции $G(N)$ существенно зависит (в отличие от приближения квазинейтральности) от относительных направлений ∇g и вектора напряженности электрического поля \vec{E} , т. е., от полярности приложенного напряжения (кривые 1 и 2 на рис. 3). Отметим, что в квазинейтральном приближении (кривая 4 на рис. 3) этой зависимости нет, так как в квазинейтральном приближении распределение фотоэлектронов в образце чисто диффузионное.

3. В фоторезисторах с вытягивающими токовыми контактами и экспоненциальным профилем $g(x)$ увеличение неоднородности $g(x)$ уменьшает, как правило, значение \hat{G} , причем зависимость $\hat{G}(E)$ чаще всего оказывается немонотонной.

4. В случае, когда направления \vec{E} и ∇g антипараллельны, значения максимума $\hat{G}(E)$ выше и достигается при больших значениях электрического поля, чем когда \vec{E} и ∇g параллельны. Это обусловлено тем, что значение эффективной скорости фотогенерации носителей, т. е., значение правой части уравнения (46), зависит от относительных направлений градиента g и электрического поля. Это значение может даже менять знак при изменении направления засветки или полярности приложенного напряжения.

5. При однородной фотогенерации значения $\hat{G}(E)$ в максимуме выше, так как меньшую роль играет гибель носителей на токовых контактах.

6. Приближение квазинейтральности неприменяемо для расчета зависимости $\hat{G}(E)$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Холоднов В. А. // Письма в ЖЭТФ. 1998. Т. 67. № 9. С. 655.
2. Холоднов В. А., Другова А. А. // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25. № 5. С. 1.
3. Kholodnov V. A. // Proceedings of SPIE. 1999. Vol. 3819. P. 98.
4. Kholodnov V. A., Drugova A. A. // Proceedings of SPIE. 2000. Vol. 4340. P. 186.
5. 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), Part II, p. 1445–1446, 2001.
6. Kholodnov V. A., Nikitin M. S. In Book: Optoelectronics – materials and devices, Ed. S. L. Pyshkin and J. Ballato, InTech, 2015, ch. 12, pp. 301–348 (www.intechopen.com).
7. Холоднов В. А. // Успехи прикладной физики. 2015. Т. 3. № 3. С. 254.
8. Зи С. М. Физика полупроводниковых приборов. – М.: Мир, 1984.
9. Смит П. Полупроводники. – М.: Мир, 1982.
10. Бонч-Бруевич В. Л., Калашиников С. Г. Физика полупроводников. – М.: Наука, 1990.
11. Lutz G. Semiconductor Radiation Detectors, –Berlin-Heidelberg-New York: Springer-Verlag, 2007.
12. SADAŌ ADACHI. Properties of Semiconductor Alloys: Group-IV, III–V and II–VI Semiconductors –John Wiley & Sons, Ltd., 2009.
13. Rogalski A. Infrared Detectors, – Boca Raton–London–New York: CRC Press, Taylor & Francis Group, 2011.
14. Drugova A. A., Kholodnov V. A. // Solid-St. Electron. 1995. Vol. 38. No. 6. P. 1247.
15. Холоднов В. А. // ФТП. 1996. Т. 30. № 6. С. 1011.
16. Блекмор Дж. С. Статистика электронов в полупроводниках. — М.: Мир, 1964.
17. Блекмор Дж. Физика твердого тела. — М.: Мир, 1988.
18. Rogalski A. et al. Infrared Photon Detectors. – Bellingham-Washington USA: SPIE Opt. Engin. Press, 1995.

PACS: 42.79.Pw, 85.60.Gz

A piece of theory of the photocurrent splash in an intrinsic photoconductor under longitudinal and transverse illuminations

V. A. Kholodnov^{1,2,3,4}

¹ V. A. Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics of the Russian Academy of Sciences
Bld. 7, 11 Mokhovaya str., Moscow, 125009, Russia
E-mail: vkholodnov@mail.ru

² Orion R&P Association
9 Kosinskaya str., Moscow, 111538, Russia

³ Moscow Institute of Physics and Technology
9 Institute al., Dolgoprudny, Moscow Region, 141700, Russia

⁴ MIREA – Russian Technological University (RTU MIREA)
78 Vernadsky av., Moscow, 119454, Russia

Received November 30, 2018

Comparative analysis of splash of intrinsic photoconductivity of semiconductors with increasing concentration of recombination centers has been analyzed at low-level uniform and nonuniform illumination along of the electric field. Equation describing distribution of concentration of nonequilibrium charge carriers has been derived outside approximation of quasi-neutrality for arbitrary light beam profile along of the electric field. It follows from equation that due to photoinduced space charge, the splash of photoelectric gain in photoconductors under illumination perpendicular and along of the electric field should differ significantly at any conditions of recombination on current contacts. If photogeneration of charge carriers is nonuniform, then, unlike uniform photogeneration, the splash of photoelectric gain depends on the polarity of applied voltage. Note, that approximation of quasi-neutrality is insensitive to polarity. An analytical expression is derived for maximum value of electron photoelectric gain depended on concentration of recombination centers in the case of exponential photogeneration profile and sweep-out effect on contacts. Found relation between concentrations of nonequilibrium electrons and holes allows deriving an analytical expression for maximum value of hole photoelectric gain.

Keywords: non-degenerate semiconductor with deep energy levels, nonequilibrium charge carriers, weak inter-band uniform and nonuniform photogeneration of charge carriers, trap-assisted recombination, electron and hole lifetimes, photoelectric gain.

REFERENCES

1. V. A. Kholodnov, JETP Lett. **67** (9), 685 (1998).
2. V. A. Kholodnov and A. A. Drugova, Tech. Phys. Lett. **25**, 167 (1999).
3. V. A. Kholodnov, Proceedings of SPIE **3819**, 98 (1999).
4. V. A. Kholodnov and A. A. Drugova, Proceedings of SPIE **4340**, 186 (2000).
5. V. A. Kholodnov, A. A. Drugova, and N. E. Kurochkin, in *Proceedings of the 25th International Conference on the Physics of Semiconductors* (Osaka, Japan, Sept. 17–22, 2000), Part II, p. 1445–1446 (2001).
6. V. A. Kholodnov and M. S. Nikitin, in Book: *Optoelectronics – materials and devices*, Ed. S. L. Pyshkin and J. Ballato (InTech, ch. 12, pp. 301–348, 2015), [www.intechopen.com].
7. V. A. Kholodnov, Usp. Prikl. Fiz. **3** (3), 254 (2015).
8. S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices* (New York–Chichester–Brisbane–Toronto–Singapore: John Wiley and Sons, 1981; Mir, Moscow, 1984).
9. R. A. Smith, *Semiconductors* (London–New York–Melbourne: Cambridge University Press, 1978).
10. V. L. Bonch-Bruevich and S. G. Kalashnikov, *Semiconductor Physics* (Moscow: Nauka, 1990) [in Russian].
11. G. Lutz, *Semiconductor Radiation Detectors* (Berlin-Heidelberg-New York: Springer-Verlag, 2007).
12. SADAQ ADACHI, *Properties of Semiconductor Alloys: Group-IV, III-V and II-VI Semiconductors* (John Wiley & Sons, 2009, Ltd. ISBN: 978-0-470-74369-0).
13. A. Rogalski, *Infrared Detectors* (Boca Raton–London–New York: CRC Press, Taylor & Francis Group, 2011).
14. A. A. Drugova and V. A. Kholodnov, Solid-St. Electron. **38** (6), 1247 (1995).
15. V. A. Kholodnov, Semiconductors **30** (6), 1011 (1996).
16. J. S. Blackmore, *Semiconductor Statistics* (Oxford-London–New York–Paris: Pergamon Press, 1962; Mir, Moscow, 1964).
17. J. S. Blackmore, *Solid State Physics* (London–New York–New Rochelle–Melbourne–Sydney: Cambridge University Press, 1985; Mir, Moscow, 1988).
18. A. Rogalski, et al., *Infrared Photon Detectors* (Bellingham-Washington USA: SPIE Opt. Engin. Press, 1995).