

07.3

Влияние фотоиндуцированного локального объемного заряда на эффективную скорость фотогенерации носителей в продольном фоторезисторе

© В.А. Холоднов

¹ Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва, Россия

² АО „НПО „Орион“, Москва, Россия

E-mail: vkholodnov@mail.ru

Поступило в Редакцию 17 мая 2022 г.

В окончательной редакции 17 мая 2022 г.

Принято к публикации 1 июня 2022 г.

Теоретически показано, что эффективная скорость фотогенерации носителей в продольном фоторезисторе, непосредственно инициирующая преобразование излучения в электрический ток, может быть положительной, равной нулю и отрицательной, а по абсолютной величине существенно превосходить истинную скорость фотогенерации носителей. Эффекты обусловлены фотоиндуцированным локальным объемным зарядом.

Ключевые слова: фотоиндуцированный заряд, коэффициент поглощения.

DOI: 10.21883/PJTF.2022.14.52867.19251

В поперечном фоторезисторе, когда облучение направлено перпендикулярно напряженности темнового электрического поля E_0 (ось x , рис. 1, *a*), за счет специального профилирования плотности падающего потока фотонов $F(x)$, приводящего к профилированию и плотности скорости фотогенерации носителей (СФН) $g(x)$, могут возникнуть неожиданные фотоэлектрические эффекты: самоусиление и самогашение $g(x)$, а также самоинверсия ее знака [1–3]. Они обусловлены фотоиндуцированным объемным зарядом (ФОЗ), инициирующим эффективную СФН [2,3] (см. далее). В настоящей работе рассмотрен, как и в [1–3], вне приближения квазинейтральности (ПКН) продольный фоторезистор (излучение направлено вдоль или против E_0 , рис. 1, *a*). В этом случае профиль $g(x)$ невозможно преднамеренно изменять. Он определяется коэффициентом поглощения излучения γ . Но, согласно результатам работ [1–3], представляет физический и практический интерес исследование

влияния ФОЗ на полную эффективную СФН в образце (см. далее). Теоретическому анализу этого вопроса и посвящена настоящая работа.

Постановка задачи аналогична приведенной в работах [1–3]. Рассматривается невырожденный полупроводник при межзонной фотогенерации и примесной рекомбинации носителей. Полупроводник легирован мелкими, полностью ионизованными донорами с концентрацией N_D , а рекомбинация носителей происходит через акцепторы с концентрацией N , находящиеся в нейтральном или отрицательно однократно заряженном состоянии, т.е. акцепторы создают один рекомбинационный уровень с энергией E_{tr} [4,5 (кн. 1, с. 26)] (рис. 1, *b*). Концентрация заряженных и нейтральных акцепторов равны N_- и N_0 с равновесными значениями $N_- = N_-^e$ и $N_0 = N_0^e$ соответственно. Предполагается, что фотоэлектрический эффект предназначен для регистрации слабого излучения [6–10]. Тогда можно ограничиться линейным по величине g приближением. Значение $|E_0|$ невелико, так что E_0 не влияет на подвижности электронов μ_n и дырок μ_p . Важно, что при облучении образца его локальная квазинейтральность не предполагается. За счет диффузионно-дрейфовых процессов и неоднородности $g(x)$ распределения концентраций фотоэлектронов $n_{ph}(x)$ и фотодырок $p_{ph}(x)$ неравномерны. Например, распределение концентрации фотоэлектронов определяется уравнением [11,12]:

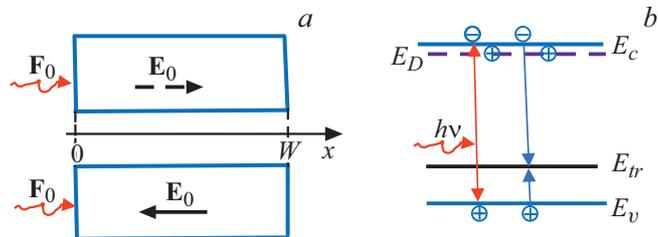


Рис. 1. *a* — направления падающего потока фотонов плотностью F_0 и напряженности темнового электрического поля E_0 . Штриховая и сплошная стрелки соответствуют случаям, когда поле направлено вдоль и против F_0 соответственно. *b* — схема фотогенерации и рекомбинации носителей в полупроводнике. $h\nu$ — энергия фотона, E_c , E_v , E_D и E_{tr} — энергии дна зоны проводимости, потолка валентной зоны, уровней мелкой донорной и рекомбинационной примесей соответственно.

$$Q(\partial^4 n_{ph}/\partial x^4) - D(\partial^2 n_{ph}/\partial x^2) + \mu E_0(\partial n_{ph}/\partial x) + n_{ph}/\tau_n = g_{effn}(x). \quad (1)$$

Коэффициенты Q , D и μ в этом уравнении зависят от безразмерного параметра

$$\xi = (a_n + a_p)2\delta/(\delta^2\mu_n n_{tr} + 4\mu_p p_{tr}), \quad (2)$$

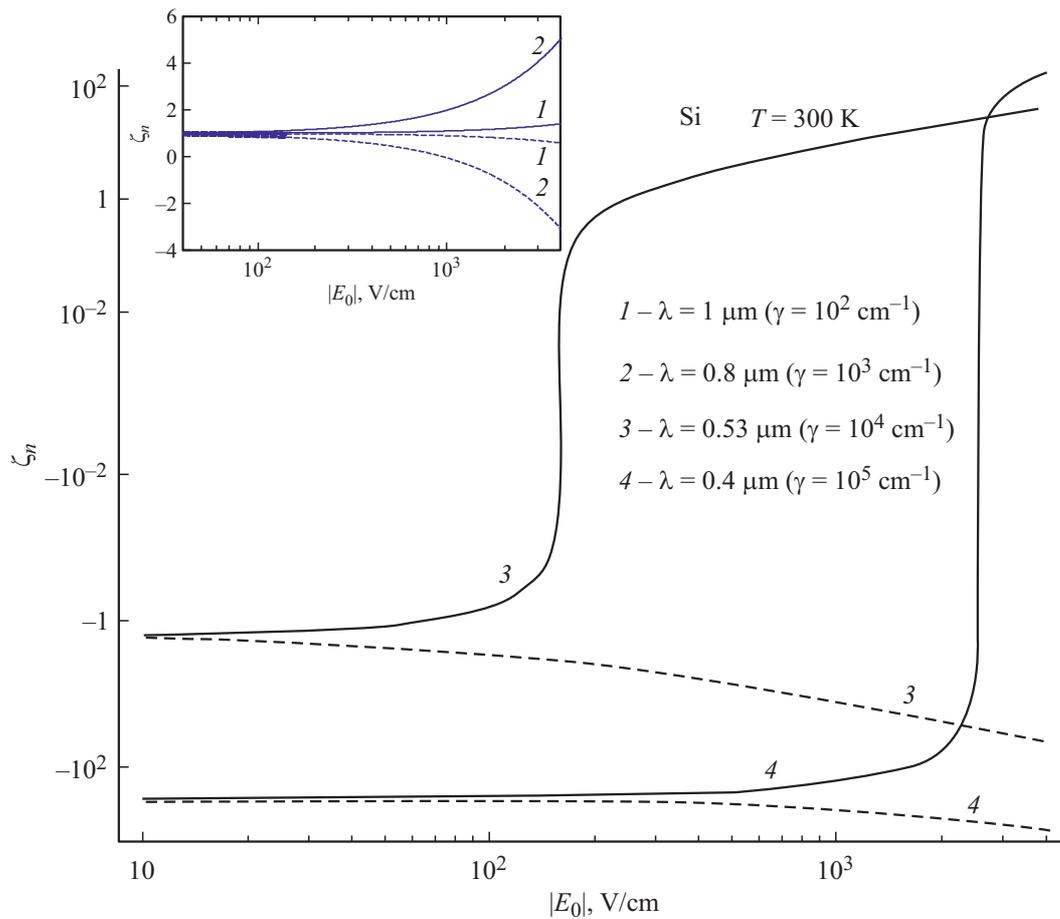


Рис. 2. Зависимость отношения $\xi_n = g_{efn}^{tot}/g^{tot}$ полных эффективной ($g_{efn}^{tot} = \int_0^w g_{efn}(x)dx$) и истинной ($g^{tot} = \int_0^w g(x)dx$) скоростей фотогенерации носителей в продольном фоторезисторе от абсолютной величины напряженности темнового электрического поля $|E_0|$ при различных значениях длины волны излучения λ (коэффициента поглощения излучения γ). Штриховые и сплошные кривые — для направления излучения параллельно и антипараллельно электрическому полю соответственно. Приняты следующие значения: $n_i/n_{tr} = 10^4$, $\theta \equiv w_p/w_n = 10^2$, $w_n = 10^{-8} \text{ cm}^3/\text{s}$ [4,5 (кн. 1, с. 26), 11,12]; $\mu_n = 1500 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, $\mu_p = 400 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, $\varepsilon = 11.9$ [4,5 (кн. 2, с. 447), 11,12]; $N = N_D = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ (n_i — собственная концентрация носителей).

$$a_n = \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{q} \frac{(1 + \delta) w_p N n_e}{\delta \theta N + (1 + \delta)(1 + \delta^{-1})(n_e + \delta \theta p_e)}, \quad (3)$$

$$a_p = \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{q} \frac{(1 + \delta) w_p N p_e}{N + (1 + \delta)(1 + \delta^{-1})(n_e + \delta \theta p_e)}, \quad (4)$$

$n_e = (\delta/2)n_{tr}$ и $p_e = (2/\delta)p_{tr}$ — равновесные концентрации электронов и дырок соответственно; n_{tr} и p_{tr} — равновесные концентрации электронов и дырок в случае, когда энергия уровня Ферми $E_F = E_{tr}$; w_n и w_p — вероятности захвата электрона и дырки акцепторами; $\theta = w_p/w_n$; ε — диэлектрическая проницаемость; ε_0 — электрическая постоянная; q — абсолютная величина заряда электрона. Время жизни электронов в ПКН

$$\tau_n = \frac{1 + \delta^{-1} \delta \theta N + (1 + \delta)(1 + \delta^{-1})(n_e + \delta \theta p_e)}{w_p N + N + (1 + \delta)(1 + \delta^{-1})(n_e + p_e)}. \quad (5)$$

Правая часть уравнения (1) определяется выражением [11,12]:

$$g_{efn}(x) = g(x) + \xi \tau_p [D_p (\partial g / \partial x) - \mu_p E_0 (\partial^2 g / \partial x^2)], \quad (6)$$

D_p — коэффициент диффузии дырок, их время жизни в ПКН

$$\tau_p = \frac{1 + \delta^{-1} \delta N + (1 + \delta^2)(n_e + \delta \theta p_e)}{w_p N + \delta N + (1 + \delta)^2(n_e + p_e)}. \quad (7)$$

Значение параметра ξ характеризует плотность ФОЗ. В ПКН $\xi = 0$, а уравнение (1) принимает привычный вид [4–10]:

$$-D_a^n (\partial^2 n_{ph} / \partial x^2) + \mu_a^n E_0 (\partial n_{ph} / \partial x) + n_{ph} / \tau_n = g(x), \quad (8)$$

где D_a^n и μ_a^n — коэффициент амбиполярной диффузии и амбиполярная подвижность электронов [11,12]. Из (6) видно, что при $g(x) \neq \text{const}$ функции $g_{efn}(x)$ и $g(x)$ в отличие от ПКН (8) не совпадают друг с другом. Поэтому $g_{efn}(x)$ можно назвать эффективной плотностью скорости фотогенерации электронов, она непосредственно инициирует преобразование излучения в электронную составляющую $I_{ph}^{(n)}$ плотности фототока

I_{ph} (по определению разности между плотностями тока при облучении и при его отсутствии).

Параметр $\delta = N_e^-/N_0^e$ введен для параметрического, удобного решения задачи о зависимости фотоэлектрических характеристик полупроводника от E_{tr} и

$$N = n_{tr} \frac{1 + \delta}{2\delta^2} \left(4 \frac{p_{tr}}{n_{tr}} + 2\delta \frac{N_D}{n_{tr}} - \delta^2 \right). \quad (9)$$

Этот метод, позволивший в свое время показать возможность гигантского всплеска $\tau_n(N)$, $\tau_p(N)$ и фототока при увеличении N [12–15], применен в настоящей работе.

Левая часть уравнения (1) ответственна за электронную компоненту коэффициента фотоэлектрического преобразования (ФЭП) $G_0^{(n)} = I_{ph}^{(n)}/(qg_{efn}^{tot})$ [10–12], где

$$g_{efn}^{tot} = \int_0^W g_{efn}(x) dx, \quad (10)$$

W — расстояние между токовыми контактами. Поэтому истинный коэффициент электронной компоненты ФЭП $G_n = I_{ph}^{(n)}/(qg^{tot}) = \xi_n G_0^{(n)}$, где полная СФН g^{tot} определяется аналогичным (10) выражением (см. подпись к рис. 2), $\xi_n = g_{efn}^{tot}/g^{tot}$, т.е. фотовозбужденный объемный заряд может влиять на G_n . Проанализируем некоторые ситуации.

Плотность скорости фотогенерации носителей с учетом многократного внутреннего отражения определяется выражением

$$g(x) = \gamma [a_- \exp(-\gamma x) + a_+ \exp(\gamma x)], \quad (11)$$

в котором

$$a_- = \frac{(1-R)F_0}{1-R^2 \exp(-2\gamma W)}, \quad a_+ = a_- R \exp(-2\gamma W), \quad (12)$$

где F_0 — плотность падающего потока фотонов (рис. 1, a), коэффициент отражения излучения

$$R = (\sqrt{\varepsilon} - 1)^2 / (\sqrt{\varepsilon} + 1)^2. \quad (13)$$

Из соотношений (6), (10)–(13) следует, что параметр ξ_n определяется выражением

$$\xi_n \equiv \frac{g_{efn}^{tot}}{g^{tot}} = 1 - \xi \tau_p \gamma [\gamma D_p + \mu_p E_0 f(\gamma W, R)], \quad (14)$$

где

$$f(\gamma W, R) = f_1(\gamma W, R) / f_2(\gamma W, R),$$

$$f_{1,2}(\gamma W, R) = 1 - (1 \pm R) \exp(-\gamma W) \pm R \exp(-2\gamma W).$$

Из рис. 2 видно, что за счет фотовозбужденного локального объемного заряда отношение $\xi_n \equiv g_{efn}^{tot}/g^{tot}$ эффективной g_{efn}^{tot} и истинной g^{tot} скоростей фотогенерации электронов в образце может сильно отличаться от единицы и быть даже отрицательным. Это должно сказываться и на коэффициенте ФЭП G_n . Следует ожидать,

что он может оказаться как существенно больше, так и существенно меньше, чем в ПКН. Более того, G_n может оказаться даже отрицательным и зависеть от взаимных направлений излучения и электрического поля.

Вне ПКН, как и в ПКН, концентрация фотодырок $p_{ph}(x)$ связана с концентрацией фотоэлектронов $n_{ph}(x)$ аналитическим (правда, другим) соотношением [11,12]. Это дает основание полагать, что ФЭП может также существенно и различным образом сказываться и на полном коэффициенте ФЭП $G = I_{ph}/(qg^{tot})$ продольного фоторезистора.

Подчеркнем, что в ПКН рассмотренные выше эффекты получить невозможно. Полученные выше результаты вместе с более ранними [1–3] диктуют необходимость проведения углубленного и всестороннего анализа ожидаемых эффектов для выяснения перспективы их применения в фотоэлектронике.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках госзадания.

Конфликт интересов

Автор заявляет, что у него нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] V.A. Kholodnov, Global J. Astron. Appl. Phys. (USA), **2** (1), 1 (2020). DOI: 10.46940/gjaap.02.1002
- [2] В.А. Холоднов, Успехи прикладной физики, **8** (4), 265 (2020). [V.A. Kholodnov, J. Commun. Technol. Electron., **66** (9), 1103 (2021). DOI: 10.1134/S1064226921090059].
- [3] В.А. Холоднов, Прикладная физика, **67** (4), 47 (2021). DOI: 10.51368/1996-0948-2021-4-47-51 [V.A. Kholodnov, J. Commun. Technol. Electron., **67** (3), 340 (2022). DOI: 10.1134/S106422692203006].
- [4] А.Г. Милнс, *Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках* (Мир, М., 1977), с. 11–131. [A.G. Milns, *Deep impurities in semiconductors* (John Wiley and Sons, N.Y.–London–Sydney–Toronto, 1973).
- [5] С. Зи, *Физика полупроводниковых приборов* (Мир, М., 1984). [S.M. Sze, *Physics of semiconductor devices* (John Wiley and Sons, N.Y.–Chichester–Brisbane–Toronto–Singapore, 1981).
- [6] G. Lutz, *Semiconductor radiation detectors* (Springer-Verlag, Berlin–Heidelberg–N.Y., 2007).
- [7] A. Rogalski, *Infrared detectors* (CRC Press, Taylor & Francis Group, Boca Raton–London–N.Y., 2011).
- [8] В.П. Пономаренко, А.М. Филачев, *Инфракрасная техника и электронная оптика* (Физматкнига, М., 2016).
- [9] В.П. Пономаренко, *Квантовая фотосенсорика* (Орион, М., 2018).
- [10] А.М. Филачев, И.И. Таубкин, М.А. Трищенко, *Твердотельная фотоэлектроника. Фоторезисторы и фотоприемные устройства* (Физматкнига, М., 2012).
- [11] В.А. Холоднов, Успехи прикладной физики, **6** (6), 485 (2018). [V.A. Kholodnov, J. Commun. Technol. Electron., **64** (9), 1038 (2019). DOI: 10.1134/S1064226919090110].

- [12] V.A. Kholodnov, M.S. Nikitin, in *Optoelectronics — materials and devices*, ed. by S.L. Pyshkin, J. Ballato (InTech, 2015), ch. 12, p. 301–348. www.intechopen.com
- [13] A.A. Drugova, V.A. Kholodnov, *Solid-State Electron.*, **38** (6), 1247 (1995). DOI: 10.1016/0038-1101(94)00154-8
- [14] В.А. Холоднов, *ФТП*, **30** (6), 1011 (1996). <https://journals.ioffe.ru/articles/18445> [V.A. Kholodnov, *Semiconductors*, **30** (6), 538 (1996)].
- [15] В.А. Холоднов, *Письма в ЖЭТФ*, **67** (9), 655 (1998). http://jetpletters.ru/cgi-bin/articles/download.cgi/1008/article_15311.pdf [V.A. Kholodnov, *JETP Lett.*, **67** (9), 685 (1998) DOI: 10.1134/1.567702].