

## О возможности принципиально новых, профильных фотоэлектрических эффектов в полупроводниках

В. А. Холоднов

*Теоретически показано, что при определенных профилях неоднородности вдоль электрического поля плотности скорости фотогенерации носителей в полупроводниках могут проявиться три неожиданных эффекта. Это самоусиление и самогашение плотности скорости фотогенерации носителей и самоинверсия ее знака. Эффекты обусловлены локальным фотоиндуцированным объемным зарядом. Формы профилей зависят от параметров полупроводника, напряженности электрического поля и температуры. Приведены примеры для всех трех типов профилей.*

*Ключевые слова:* фотоиндуцированный заряд, профиль фотогенерации.

**DOI:** 10.51368/1996-0948-2021-4-47-51

В работах [1, 2] было теоретически показано, что неоднородная зависимость плотности скорости фотогенерации подвижных носителей заряда  $g(x)$  вдоль напряженности темнового электрического поля  $\vec{E}_0$  (ось  $x$ ) может радикально влиять на фототок. Эффект обусловлен фотоиндуцированным локальным объемным зарядом плотностью  $\rho_{ph}$ . К каким возможностям вообще может приводить неоднородность  $g(x)$  проанализировано в данной работе. Постановка задачи аналогична работам [1, 2]. 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  $N_A$ , находящимися в нейтраль-

ном или отрицательно однократно заряженном состоянии, т. е., акцепторы создают один рекомбинационный уровень с энергией  $E_{tr}$  [3], [4, кн. 1, с. 26]. Концентрации 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 [5–8]. Тогда можно ограничиться линейным по величине  $g$  приближением. Проекция  $\vec{E}_0$  на ось  $x$   $\vec{E}_{0x} = E_0 \geq 0$  не велика, так что не влияет на подвижности электронов  $\mu_n$  и дырок  $\mu_p$ . Важно, что при облучении образца его локальная квазинейтральность не предполагается. Обычно излучение направляют перпендикулярно электрическому полю (ось  $y$ ). На облучаемую поверхность наносят просветляющий слой, на теневую поверхность – отражающий. Размер образца  $W_{ph}$  вдоль оси  $y$  ограничивают длиной поглощения излучения  $l_{ph}$  [9]. Все это позволяет избежать увеличения отношения темнового тока к фототоку и обеспечить большую квантовую эффективность 0,8646. Кроме того, зависимость  $g(y)$  с точностью, не меньшей 35 %, будет однородной. Поэтому можно ограничиться одномерной задачей. При

Холоднов Вячеслав Александрович<sup>1,2</sup>, в.н.с.,

гл. специалист, д.ф.-м.н.

E-mail: vkholodnov@mail.ru

<sup>1</sup> Институт радиотехники и электроники

им. В. А. Котельникова РАН.

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

<sup>2</sup> АО «НПО «Орион».

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

Статья поступила в редакцию 25 августа 2021 г.

направлении излучения параллельно линии поля задача одномерна автоматически. За счет диффузионно-дрейфовых процессов и неоднородности  $g(x)$  распределения концентраций фотоэлектронов  $n_{ph}(x)$  и фотодырок  $p_{ph}(x)$  вдоль поля неравномерны.

Основу решения задачи составляет уравнение [1, 10]

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

Коэффициенты  $Q$ ,  $D$  и  $\mu$  в этом уравнении зависят от безразмерного параметра

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

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

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

равновесные концентрации электронов  $n_e = (\delta/2) n_{tr}$  и дырок  $p_e = (2/\delta) p_{tr}$ ;  $n_{tr}$  и  $p_{tr}$  – равновесные концентрации электронов и дырок, когда энергия уровня Ферми  $E_F = E_{tr}$ ;  $w_n$  и  $w_p$  – вероятности захвата электрона и дырки акцепторами;  $\theta = w_p / w_n$ ,  $\varepsilon$  – диэлектрическая проницаемость,  $\varepsilon_0$  – электрическая постоянная,  $q$  – абсолютная величина заряда электрона. Время жизни электронов в приближении квазинейтральности (ПКН)

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

Правая часть уравнения (1) определяется выражением [1, 10]

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

где  $D_p$  – коэффициент диффузии дырок, их время жизни в ПКН

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

Значение параметра  $\xi$  характеризует плотность фотоиндуцированного объемного заряда  $\rho_{ph}$ . В ПКН  $\xi = 0$ , а уравнение (1) принимает привычный вид [4–11]

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

где  $D_a^n$  и  $\mu_a^n$  – коэффициент амбиполярной диффузии и амбиполярная подвижность электронов [1, 10]. Из (6) и (8) видно, что при  $g(x) \neq \text{const}$  функции  $g_{ef}(x)$  и  $g(x)$ , в отличие от ПКН, не совпадают друг с другом. Поэтому  $g_{ef}(x)$  можно назвать эффективной плотностью скорости фотогенерации носителей.

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

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

Параметрический метод позволил в свое время показать возможность гигантского всплеска времени жизни носителей и фотопроводимости при увеличении  $N$  [10, 12–14].

Левая части уравнений (1) и (8) ответственны за коэффициенты диффузионно-дрейфового фотоэлектрического преобразования (ФЭП) [1, 10, 11]  $G_0 = I_{ph} / (q g_{ef}^{tot})$  и  $\tilde{G}_0 = I_{ph} / (q g^{tot})$ , соответственно, где  $g_{ef}^{tot}$  и  $g^{tot}$  – полные эффективная и истинная скорости фотогенерации носителей в образце,  $I_{ph}$  – плотность фототока. Неоднородность  $g(x)$  может существенно влиять [1, 2] на коэффициент ФЭП  $G = I_{ph} / (q g^{tot})$ . Проанализируем, к каким возможностям вообще может приводить неоднородность  $g(x)$ . Для этого в соответствии с уравнением (1) и выражением (6)

рассмотрим уравнение  $g_{ef}(x) = (1 + \zeta) \times g(x)$ , где  $\zeta$  – некоторый рациональный безразмерный параметр. Тогда получим, что  $1 + \zeta = G/G_0 \equiv \eta$ , где  $G_0$  – коэффициент ФЭП в ПКН, либо при  $g(x) = \text{const}$ . Будем измерять общее решение этого уравнения

$$g(x) = C_1 \exp(a_1 x) + C_2 \exp(a_2 x), \quad (10)$$

где

$$a_{1,2} = (1 \pm \sqrt{1 - 4\zeta r}) / (2d), \quad r = D_p / [\xi \tau_p (\mu_p E_0)^2],$$

$$d = D_p / (\mu_p E_0),$$

с плотностью скорости фотогенерации носителей  $g_0$ . Единственное ограничение на безразмерные константы  $C_{1,2}$  то, чтобы согласно физическому смыслу функции  $g(x)$  она превышала нуль. Параметр  $\zeta$  не связан с диффузионно-дрейфовым коэффициентом ФЭП  $G_0$ . Поэтому  $\zeta$  определяет следующие возможные типы профилей  $g(x)$ .

1. Самоусиливающий:  $\eta = g_{ef}(x) / g(x) = 1 + \zeta > 1$ , если  $\zeta > 0$  – способствует большей, чем в ПКН, фотопроводимости (PC).
2. Самоослабляющий:  $0 < \eta < 1$ , если  $-1 < \zeta < 0$  – способствует более низкой, чем в ПКН, PC.
3. Самогасящий:  $g_{ef}(x) = 0$ , если  $\zeta = -1 - PC = 0$ .
4. Самоинвертирующий:  $\eta = 1 + \zeta < 0$ , если  $\zeta < -1$ , причем  $|\eta|$  может существенно превышать 1 – отрицательная PC (увеличение сопротивления образца).
5. Псевдонейтральный:  $\eta = 1$ , если  $\zeta = 0$  – ПКН дает такой же результат.

Примеры профилей  $g(x)$  для семейства  $C_1 = C_2$  см. на рис. 1–3. Для корректного сравнения разных профилей учтено, естественно, что полная скорость фотогенерации носителей

$$g^{tot} = \int_0^W g(x) dx = \text{const} \quad (11)$$

при любой форме профиля и типа эффекта, где  $W$  – расстояние между токовыми контактами.

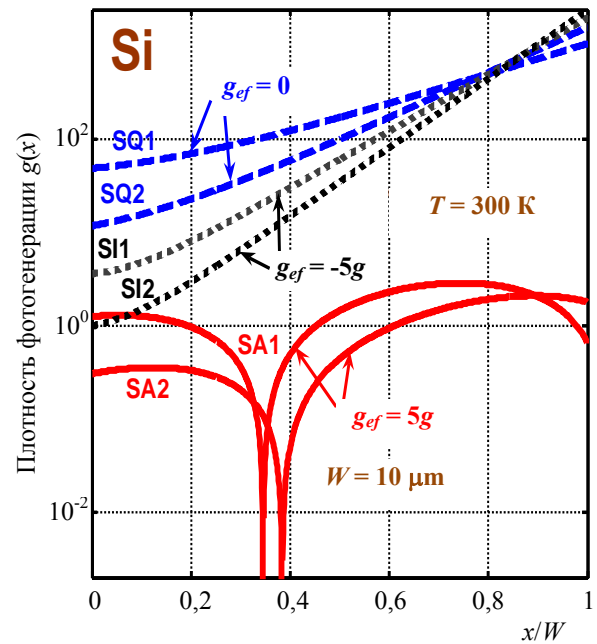


Рис. 1. Профили плотности фотогенерации  $g(x)$  из семейства  $C_1 = C_2$  в случаях самоусиления – кривые SA, самогашения – кривые SQ и самоинверсии – кривые SI при двух значений напряженности темнового электрического поля  $E_0$  (1 –  $E_0 = 30$  В/см, 2 –  $E_0 = 60$  В/см). Принято:  $n_i/n_{tr} = 10^4$ ,  $\theta \equiv w_p/w_n = 10^2$ ,  $w_n = 10^{-8}$  см<sup>3</sup>/с, [1–3], [4, кн. 2, с. 447], [10];  $\mu_n = 1500$  см<sup>2</sup>В<sup>-1</sup>с<sup>-1</sup>,  $\mu_p = 400$  см<sup>2</sup>В<sup>-1</sup>с<sup>-1</sup>,  $\varepsilon = 11,9$  [1–4b, 10];  $N = N_D = 10^{15}$  см<sup>-3</sup>. Функции  $g(x)$  измерены в единицах  $g(0)$  в случае самоинверсии при  $E_0 = 60$  В/см;  $n_i$  – собственная концентрация носителей.

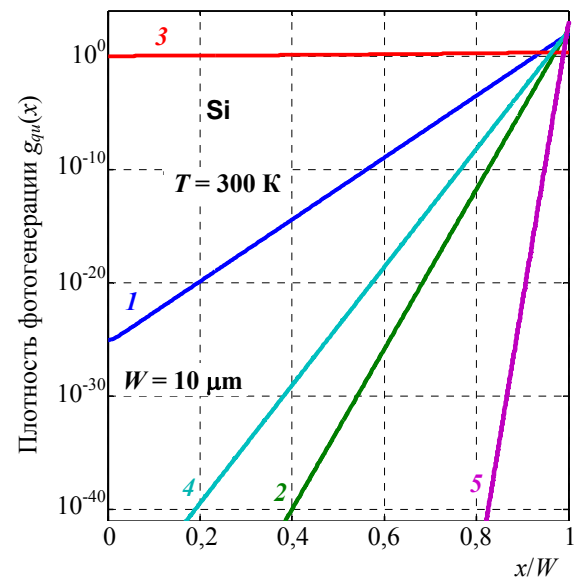


Рис. 2. Влияние концентрации рекомбинационной примеси  $N$  на профиль облучения из семейства  $C_1 = C_2$  при самогашении [ $g(x) = g_{qu}(x)$ ]. Принято:  $N_D = 10^{15}$  см<sup>-3</sup>,  $E_0 = 10$  В/см. Значения  $N/N_D$ : 1 – 0,25; 2 – 0,5; 3 – 1; 4 – 2; 5 – 4. Остальные параметры те же, что и на рис. 1. Функции  $g_{qu}(x)$  измерены в единицах  $g_{qu}(0)$  в случае 3.

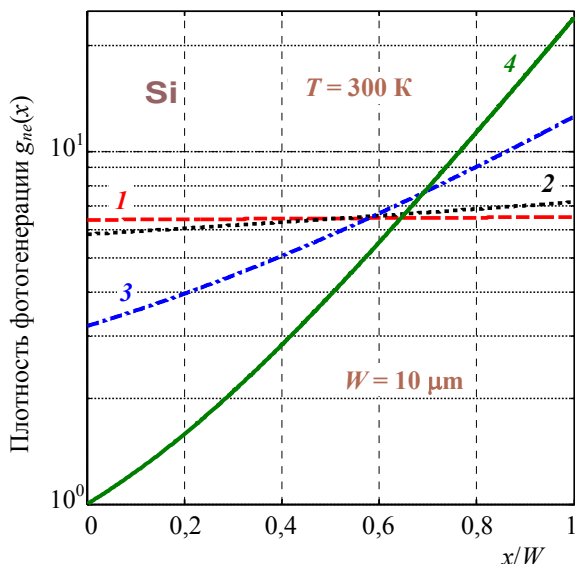


Рис. 3. Влияние напряженности темного электрического поля  $E_0$  на псевдонейтральный профиль  $g(x) = g_{ne}(x)$ . Значения  $E_0$ , В/см: 1 – 1; 2 – 10; 3 – 50; 4 – 100. Остальные параметры те же, что и на рис. 1. Функции  $g_{ne}(x)$  измерены в единицах  $g_{ne}(0)$  в случае 4.

Итак, специальное пространственное профилирование потока излучения открывает возможность регулирования фотоэлектрического отклика полупроводников (от большего, чем дает ПКН, уменьшения до увеличения сопротивления образца). Рассмотренные возможные новые фотоэлектрические эффекты обусловлены локальным фотовозбужденным зарядом плотностью  $\rho_{ph}$ , влияющим, естественно, на напряженность фотоиндуцированного электрического поля  $E_{ph}(x) = E(x) - E_0$ , где  $E(x)$  – напряженность электрического поля при облучении. Более того, из выражений для скоростей рекомбинации фотоносителей [1, 10, 12, 13], например, фотоэлектронов  $R_n = n_{ph} / \tau_n + a_n \rho_{ph} / (\epsilon \epsilon_0)$ , видно, что  $\rho_{ph}$  влияет на рекомбинационно-генерационный процесс. Это обусловлено неравномерным изменением заселенности рекомбинационного уровня. Полученные результаты приводят к новому взгляду на фотоэлектрические явления в полупроводниках и диктуют проведение углубленного и всестороннего анализа рассмотренных эффектов для исследования перспективы их применения в фотоэлектронике.

В заключении отметим, что опубликованная ранее статья [15] также, как и настоя-

щая, посвящена обоснованию возможности существования рассмотренных выше эффектов. Однако, в статье [15] не доказана правомерность использованного в ней одномерного приближения. Это вызывает серьезные сомнения в достоверности полученных результатов. В данной статье обоснованы условия правомерности одномерного приближения и, как следствие этого, возможность уменьшения габаритов образца за счет уменьшения его размеров по направлению излучения не только с сохранением фоточувствительности, но даже с увеличением ее.

Автор весьма признателен директору ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, чл.-корр. РАН С. А. Никитову за поддержку.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Холоднов В. А. // Успехи прикладной физики. 2018. Т. 6. № 6. С. 485.
2. Kholodnov V. A., Nikitin M. S. // *Electrica*. 2021. V. 21 (1). P. 168. DOI: 10.5152/electrica.2020.20038.
3. Милнс А. Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках. – М.: Мир, 1977. С. 11–131.
4. Зи С. Физика полупроводниковых приборов в 2 книгах. – М.: Мир, 1984. Кн. 1, с. 26; кн. 2, с. 447.
5. Lutz G. *Semiconductor radiation detectors*. – Springer-Verlag, Berlin–Heidelberg–New York, 2007.
6. Rogalski A. *Infrared Detectors* (CRC Press, Taylor & Francis Group, Boca Raton–London–New York, 2011).
7. Пономаренко В. П., Филачев А. М. Инфракрасная техника и электронная оптика. – М.: Физматкнига, 2016.
8. Пономаренко В. П. Квантовая фотосенсорика. – М.: АО «НПО «Орион», 2018.
9. Weiler Dirk, Hochschulz Frank, et al. *Proc. of SPIE* 10795, 1079504-1 (2020). DOI: 10.1117/12.2503423.
10. Kholodnov V. A., Nikitin M. S. in the book: *Optoelectronics – materials and devices*, Ed. S. L. Pyshkin and J. Ballato (InTech, ch. 12, p. 301–348, 2015, [www.intechopen.com](http://www.intechopen.com)).
11. Филачев А. М., Таубкин И. И., Трищенко М. А. Твердотельная фотоэлектроника. Фоторезисторы и фотоприемные устройства. – М.: Физматкнига, 2012.
12. Drugova A. A., Kholodnov V. A. *Solid-State Electronics*. 1995. V. 38 (6). P. 1247. DOI: 10.1016/0038-1101(94)00154-8.
13. Холоднов В. А. // ФТП. 1996. V. 30 (6). P. 1011.
14. Холоднов В. А. // Письма в ЖЭТФ. 1998. Т. 67. № 9. С. 655.
15. Холоднов В. А. Успехи прикладной физики. 2020. Т. 8. № 4. С. 265.

## On the possibility of fundamentally new, profile photoelectric effects in semiconductors

V. A. Kholodnov<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> V. A. Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics RAS  
11/7 Mokhovaya st., Moscow, 125009, Russia

<sup>2</sup> Orion R&P Association, JSC  
9 Kosinskaya st., Moscow, 111538, Russia  
E-mail: vkholodnov@mail.ru

Received August 25, 2021

*Theoretically predicted that under specific nonuniform profiles of carrier photogeneration density along electric field in semiconductors three unexpected effects can occur. Those are self-amplification and self-quenching of charge carriers photogeneration rate density and self-inversion of its sign. The effects are due to the local photoinduced space charge. The shapes of profiles depend on semiconductor parameters, electric field strength in semiconductor and temperature. Examples of specific profiles for all three types of effects are given.*

*Keywords:* photoinduced space charge, photogeneration profile.

**DOI:** 10.51368/1996-0948-2021-4-47-51

### REFERENCES

1. V. A. Kholodnov, Journal of Communication Technology and Electronics **64** (9), 1038 (2019). DOI: 10.1134/S1064226919090110.
2. V. A. Kholodnov and M. S. Nikitin, *Electrica* **21** (1), 168 (2021). DOI: 10.5152/electrica.2020.20038.
3. A. G. Milns, *Deep impurities in semiconductors* (John Wiley and Sons, New York–London–Sydney–Toronto, 1973).
4. S. M. Sze, *Physics of semiconductor devices* (John Wiley and Sons, New York–Chichester–Brisbane–Toronto–Singapore, 1981).
5. G. Lutz, *Semiconductor radiation detectors* (Springer, Verlag, Berlin–Heidelberg–New York, 2007).
6. A. Rogalski, *Infrared Detectors* (CRC Press, Taylor & Francis Group, Boca Raton–London–New York, 2011).
7. V. P. Ponomarenko and A. M. Filachev, *Infrared technology and electronic optics* (Fizmatkniga, Moscow, 2016).
8. V. P. Ponomarenko, *Quantum Photosensory* (JSC "NPO "Orion", Moscow, 2018).
9. Dirk Weiler, Frank Hochschulz, et al., Proc. of SPIE 10795, 1079504-1 (2020). DOI: 10.1117/12.2503423.
10. V. A. Kholodnov and M. S. Nikitin, in the book: Optoelectronics – materials and devices, Ed. S. L. Pyskin and J. Ballato (InTech, ch. 12, p. 301-348, 2015, [www.intechopen.com](http://www.intechopen.com)).
11. A. M. Filachev, I. I. Taubkin, and M. A. Trishenkov, *Solid-state photoelectronics. Photoresistors and photodetector devices* (Fizmatkniga, Moscow, 2012).
12. A. A. Drugova and V. A. Kholodnov, *Solid-State Electronics* **38** (6), 1247 (1995). DOI: 10.1016/0038-1101(94)00154-8.
13. V. A. Kholodnov, *Semiconductors* **30** (6), 538. <https://journals.ioffe.ru/articles/18445>.
14. V. A. Kholodnov, *JETP Letters* **67** (9), 685 (1998). [http://jetpletters.ru/cgi-bin/articles/download.cgi/1008/article\\_15311.pdf](http://jetpletters.ru/cgi-bin/articles/download.cgi/1008/article_15311.pdf)
15. V. A. Kholodnov, Journal of Communications Technology and Electronics **66** (9), 1103 (2021). DOI: 10.1134/S1064226921090059.