

УДК 621.383

PACS: 85.30.-z

## Общие представления о профильной фотоэлектронике

В. А. Холоднов

*Введено понятие профильной фотоэлектроники. На примере фоторезистора изложены основные принципы этого нового, многообещающего направления фотоэлектроники. Оно базируется на специальном профилировании формы потока падающего излучения относительно направления электрического поля. Теоретически показана возможность новых, аномальных фотоэлектрических эффектов в полупроводниках. Они названы самоусилением падающего излучения, самогашением его и самоинверсией знака скорости фотогенерации (возникновение отрицательной фотопроводимости). Приведены конкретные примеры для всех трех типов профилей. Результаты анализа фундаментально изменяют современные представления о возможных фотоэлектрических эффектах в полупроводниках. Эти результаты открывают возможность создания нового поколения фотодетекторов слабого оптического и коротковолнового излучений.*

*Ключевые слова:* полупроводники; собственная неоднородная фотогенерация носителей, электрическое поле, рекомбинационный центр, энергетический уровень, фотоиндуцированный пространственный заряд, пространственный профиль падающего излучения, самоусиление, самотушение и самоинверсия знака скорости фотогенерации.

**Ссылка:** Холоднов В. А. // Успехи прикладной физики. 2020. Т. 8. № 4. С. 265.

**Reference:** V. A. Kholodnov, Usp. Prikl. Fiz. **8** (4), 265 (2020).

### 1. Введение

Фотоэлектрические эффекты (преобразование излучения в электрический сигнал) в полупроводниках используются для различных прикладных целей, в том числе, и для обнаружения слабых потоков излучения. В последнем случае (это предполагается ниже) при решении задач можно ограничиться линейным приближением по плотности скорости фотогенерации подвижных носителей заряда  $g(x)$ ,

следовательно, и по концентрации фотоэлектронов  $n_{ph}(x)$  и фотодырок  $p_{ph}(x)$ , где  $x$  – координата на оси  $x$ . Пусть ось  $x$  направлена вдоль электрического поля, напряженность которого при отсутствии излучения равна  $E_0$ . Одной из важнейших характеристик фотоэлектрического преобразования является его эффективность. Она измеряется чувствительностью – отношением мощности падающего потока излучения к изменению за счет облучения тока или электрического напряжения полупроводникового образца. Увеличение чувствительности достигается в фотоприемниках с внутренним фотоэлектрическим усилением. Известны лавинный (в лавинном фотодиоде), транзисторный (в фототранзисторе) и резисторный (в фоторезисторе) физические механизмы фотоэлектрического усиления. Предлагаемая вниманию статья прежде всего имеет отношение к фоторезисторам, хотя и есть соображения использовать полученные

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

<sup>1</sup> Институт радиотехники и электроники  
им. В. А. Котельникова РАН.  
Россия, 125009, Москва, Моховая ул., 11, корп. 7.  
E-mail: vkholodnov@mail.ru

<sup>2</sup> АО «НПО «Орион».  
Россия, 111538, Москва, ул. Косинская, 9.

Статья поступила в редакцию 17 августа 2020 г.

© Холоднов В. А., 2020

результаты для фотодиодов и лавинных фотодиодов. Обычно пролетно-полевой механизм фотоэлектрического усиления в стационарных условиях описывается в приближении локальной квазинейтральности, когда членом  $\text{div}E_{ph}$  в уравнении Пуассона пренебрегается [1–9], где  $E_{ph}$  – напряженность фотоиндуцированного электрического поля, т. е., изменение за счет облучения напряженности поля:  $E_{ph} = E - E_0$ . Для достижения цели сначала нужно решить уравнение распределения концентрации фотоносителей в приближении локальной квазинейтральности, например, для фотоэлектронов

$$-D_n^a \times \frac{\partial^2 n_{ph}}{\partial x^2} + \mu_n^a \times E_0 \times \frac{\partial n_{ph}}{\partial x} + \frac{n_{ph}}{\tau_n} = g(x), \quad (1)$$

где амбиполярные подвижность

$$\mu_n^a = \frac{n_e \times \tau_p - p_e \times \tau_n}{(p_e + b \times n_e) \times \tau_n} \times \mu_n \quad (2)$$

и коэффициент диффузии

$$D_n^a = \frac{n_e \times \tau_p + p_e \times \tau_n}{(p_e + b \times n_e) \times \tau_n} \times D_n \quad (3)$$

электронов зависят от равновесных концентрация электронов  $n_e$  и дырок  $p_e$ , их подвижностей  $\mu_n$  и  $\mu_p$ , коэффициентов диффузии  $D_n$  и  $D_p$ , а также времен жизни (в приближении локальной квазинейтральности)  $\tau_n$  и  $\tau_p$ , соответственно;  $b = \mu_n / \mu_p = D_n / D_p$ . Пролетно-полевой механизм фотоэлектрического усиления определяет левая часть уравнения (1). Такого типа усиление происходит только при достаточно большом значении напряженности электрического поля  $E_0$ . Нужно, чтобы время пролета носителями образца в электрическом поле  $t_{tr}$  было меньше их времени жизни  $\tau$ , и усиление не превышает отношения  $\tau / t_{tr}$ . По физическому смыслу скорости фотогенерации  $g(x) > 0$ . Поэтому в приближении квазинейтральности, как следует из уравнения (1),  $n_{ph}(x)$  и  $p_{ph}(x)$  всегда больше нуля. Это означает, что облучение приводит к уменьше-

нию сопротивления образца и, следовательно, к увеличению тока  $\Delta I > 0$ . Такое увеличение тока называют фототоком  $I_{ph}$ . Итак, в приближении квазинейтральности  $I_{ph} > 0$  (положительная фотопроводимость). Как известно, в приближении квазинейтральности

$$I_{ph} = q \times g_{tot} \times G, \quad (4)$$

где полная скорость фотогенерации подвижных носителей заряда в образце

$$g_{tot} = \int_0^W g(x) dx, \quad (5)$$

$q$  – абсолютная величина заряда электрона;  $G$  – коэффициент пролетно-полевого усиления;  $W$  – размер образца вдоль электрического поля.

На примере экспоненциальной зависимости  $g(x)$  в работе [10] было теоретически показано, что неоднородность  $g(x)$  вдоль электрического поля может радикально влиять на фототок. Эффект обусловлен фотоиндуцированным локальным объемным зарядом. Предлагаемая работа представляет собой дальнейшее развитие работы [10]. Выяснено, к каким возможностям вообще может приводить неоднородность облучения вдоль электрического поля. Полученные результаты оказались весьма неожиданными в научном отношении и имеют существенный прикладной интерес.

## 2. Модель и основные соотношения

Постановка задачи аналогична работе [10]. Невырожденный полупроводник при междузонной фотогенерации и примесной рекомбинации носителей. Одномерная ситуация, когда параметры могут меняться только вдоль оси  $x$ . Полупроводник легирован мелкими, полностью ионизованными донорами с концентрацией  $N_D$ , а рекомбинация носителей происходит через акцепторы с концентрацией  $N_A$ , находящиеся в нейтральном или отрицательно однократно заряженном состоянии, т. е., акцепторы создают один рекомбинационный уровень с энергией  $E_{tr}$  [11, 12].

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 [5–7]. Как выше принято, напряженность электрического поля  $E_0 \geq 0$  и пусть не велико, так что можно положить  $\mu_n = const$  и  $\mu_p = const$ . Важно, что при облучении образца его локальная квазинейтральность не предполагается.

В стационарном случае зарядовое состояние атомов рекомбинационной примеси определяется уравнением

$$R_n = R_p, \quad (6)$$

где скорости рекомбинации-генерации электронов

$$R_n = (n \times N_0 - \delta^{-1} \times n_e \times N_-) \times w_n, \quad (7)$$

а дырок

$$R_p = (p \times N_- - \delta \times p_e \times N_0) \times w_p, \quad (8)$$

где  $w_n$  и  $w_p$  – вероятности захвата на примесь электрона и дырки,  $\delta = N_-^e / N_0^e$ .

При слабых уровнях облучения отклонения концентраций носителей и центров их захвата  $\Delta N_0 = N_0 - N_0^e = -\Delta N_- = N_-^e - N_-$  от равновесных значений малы. Поэтому можно произвести линеаризацию соотношений (6)–(8) относительно этих отклонений. Тогда, учитывая уравнение Пуассона

$$\begin{aligned} \rho_{ph} &\equiv \frac{\varepsilon}{4\pi} \times \operatorname{div} E_{ph} = \\ &= q \times [p_{ph}(x) - n_{ph}(x) - \Delta N_-(x)], \end{aligned} \quad (9)$$

получим, что

$$R_n = \frac{n_{ph}}{\tau_n} + a_n \times \operatorname{div} E_{ph}, \quad (10)$$

$$R_p = \frac{p_{ph}}{\tau_p} - a_p \times \operatorname{div} E_{ph}, \quad (11)$$

$$p_{ph} = \frac{\tau_p}{\tau_n} \times n_{ph} + (a_n + a_p) \times \tau_p \times \operatorname{div} E_{ph}, \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{\tau_n} &= w_n \times N \times \frac{\delta \times \theta}{1 + \delta} \times \\ &\times \frac{N + (1 + \delta)(1 + \delta^{-1})(n_e + p_e)}{\delta \theta N + (1 + \delta)(1 + \delta^{-1})(n_e + \delta \theta p_e)}, \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{\tau_p} &= w_p \times N \times \frac{\delta}{1 + \delta} \times \\ &\times \frac{\delta N + (1 + \delta)^2 (n_e + p_e)}{\delta N + (1 + \delta^2)(n_e + \delta \theta p_e)}, \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} a_n &= \frac{\xi}{4\pi q} \times w_n \times N \times n_e \times \\ &\times \frac{\theta \times (1 + \delta)}{\delta \times \theta \times N + (1 + \delta)(1 + \delta^{-1})(n_e + \delta \times \theta \times p_e)}, \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} a_p &= \frac{\xi}{4\pi q} \times w_p \times N \times p_e \times \\ &\times \frac{1 + \delta}{N + (1 + \delta)(1 + \delta^{-1})(n_e + \delta \theta p_e)}, \end{aligned} \quad (16)$$

$\theta = w_p / w_n$ . Первые слагаемые в выражениях (10) и (11) означают скорости рекомбинации фотоэлектронов и фотодырок (а поэтому,  $\tau_n$  и  $\tau_p$  означают их времена жизни) в приближении локальной квазинейтральности. В рассматриваемых условиях можно записать

$$\begin{aligned} I_{ph}^{(n)} &= q \times \mu_n \times (E_0 \times n_{ph} + n_e \times E_{ph}) + \\ &+ q \times D_n \times \frac{\partial n_{ph}}{\partial x}, \end{aligned} \quad (17)$$

$$\begin{aligned} I_{ph}^{(p)} &= q \times \mu_p \times (E_0 \times p_{ph} + p_e \times E_{ph}) - \\ &- q \times D_p \times \frac{\partial p_{ph}}{\partial x}. \end{aligned} \quad (18)$$

Электронная и дырочная компоненты плотности полного фототока

$$I_{ph} = I_{ph}^{(n)} + I_{ph}^{(p)} \quad (19)$$

должны удовлетворять уравнениям непрерывности

$$\frac{\partial \Delta I_{ph}^{(n)}}{\partial x} = q \times (R_n - g), \quad (20)$$

$$\frac{\partial I_{ph}^{(p)}}{\partial x} = q \times (g - R_p), \quad (21)$$

причем

$$\frac{\partial I_{ph}}{\partial x} = 0. \quad (22)$$

### 3. Неквазиинейтральное уравнение для распределения концентрации фотоносителей

Из соотношений (6)–(22) можно вывести уравнение для распределения концентрации фотоносителей без привлечения приближения локальной квазиинейтральности [8–10]. Когда облучение неоднородно, т. е., когда  $g(x) \neq \text{const}$ , это уравнение, например, для фотоэлектронов, можно записать в виде

$$Q \times \frac{\partial^4 n_{ph}}{\partial x^4} - D \times \frac{\partial^2 n_{ph}}{\partial x^2} + \mu \times E_0 \times \frac{\partial n_{ph}}{\partial x} + \frac{n_{ph}}{\tau_n} = g_{ef}(x), \quad (23)$$

где

$$D = D_E + D_\xi + D_n^a, \quad \mu = \mu_\xi + \mu_n^a, \quad (24)$$

$$D_E = \xi \times \tau_p \times \mu_p \times \mu_n \times E_0^2, \quad (25)$$

$$Q = \xi \times D_n \times L_p^2, \quad D_\xi = \xi_p \times \frac{\tau_p}{\tau_n} \times D_p + \xi_n \times D_n, \quad (26)$$

$$\mu_\xi = \xi_p \times \frac{\tau_p}{\tau_n} \times \mu_p - \xi_n \times \mu_n,$$

$$\xi = \frac{a_n + a_p}{\mu_n \times n_e + \mu_p \times p_e}, \quad (27)$$

$$\begin{aligned} \xi_n &= a_n / (\mu_n \times n_e + \mu_p \times p_e), \\ \xi_p &= \xi - \xi_n = a_p / (\mu_n \times n_e + \mu_p \times p_e), \end{aligned} \quad (28)$$

$$n_e = \frac{\delta}{2} \times n_{tr}, \quad p_e = \frac{2}{\delta} \times p_{tr}, \quad (29)$$

$L_p = \sqrt{D_p \times \tau_p}$  – диффузионная длина дырок,  $n_{tr}$  и  $p_{tr}$  – равновесные концентрации электронов и дырок, когда энергия уровня Ферми  $E_F$  совпадает с энергией уровня рекомбинации  $E_{tr}$ . Правую часть в уравнении (23)  $g_{ef}(x)$  назовем эффективной плотностью скорости фотогенерации. Она вызвана поглощением излучения и определяется соотношением

$$g_{ef}(x) = g(x) + \xi \times \tau_p \times \left( \mu_p \times E_0 \times \frac{\partial g}{\partial x} - D_p \times \frac{\partial^2 g}{\partial x^2} \right). \quad (30)$$

Степень отклонения неравновесной электронно-дырочной плазмы полупроводника от локальной квазиинейтральности характеризуют три безразмерные параметры  $\xi_n$ ,  $\xi_p$  и  $\xi = \xi_n + \xi_p$ . В приближении локальной квазиинейтральности  $\xi_n = \xi_p = \xi = 0$ .

Уравнение (23) совместно с параметром  $\delta = N_-^e / N_0^e$  составляют базу для решения рассматриваемой задачи. Параметр  $\delta$  введен для параметрического решения задачи о зависимости фотоэлектрических характеристик полупроводника от энергии рекомбинационного уровня  $E_{tr}$  и концентрации центров рекомбинации

$$N = n_{tr} \times \frac{1 + \delta}{2 \times \delta^2} \times \left( 4 \times \frac{p_{tr}}{n_{tr}} + 2 \times \delta \times \frac{N_D}{n_{tr}} - \delta^2 \right). \quad (31)$$

Параметрический метод позволил показать возможность гигантского всплеска времени жизни носителей и фотопроводимости при увеличении  $N$  [8–10, 13–16].

### 4. Классификация профильных фотоэлектрических эффектов

Левая часть уравнения (23) в отличие от приближения квазиинейтральности определяет, пролетно-полевое фотоэлектрическое усиление не  $g_{tot}$  (5), а, как можно показать, напри-

мер, на основе работ [8–10], полной эффективной скорости фотогенерации

$$g_{ef}^{tot} = \int_0^W g_{ef}(x) dx. \quad (32)$$

Как отмечалось, условие  $g(x) \neq \text{const}$  может существенно влиять на фототок [10]. Выясним, к каким возможным последствиям вообще может приводить неоднородность облучения. Для этого, в соответствие с выражением (30), рассмотрим уравнение

$$A_{ef} \times \frac{\partial^2 g}{\partial x^2} - B_{ef} \times \frac{\partial g}{\partial x} + \zeta \times g(x) = 0, \quad (33)$$

где

$$A_{ef} = \xi \times D_p \times \tau_p, \quad B_{ef} = \xi \times \tau_p \times \mu_p \times E_0. \quad (34)$$

Если измерять  $g(x)$  значениями некоей плотностью скорости фотогенерации носителей  $g_0$ , то общее решение уравнения (33) будет иметь вид

$$g(x) = C_1 \times \exp(a_1 \times x) + C_2 \times \exp(a_2 \times x) \quad (35)$$

с безразмерными константами интегрирования  $C_1$  и  $C_2$ , единственное ограничение которых состоит в том, чтобы, согласно физическому смыслу плотности скорости фотогенерации подвижных носителей заряда, функция  $g(x)$  не имела отрицательных значений. В выражении (35)

$$a_{1,2} = (1 \pm \sqrt{1 - 4\zeta \times r}) / (2 \times d), \quad (36)$$

$$r = \frac{A_{ef}}{B_{ef}^2} = \frac{k \times T}{\xi \times q \times \tau_p \times \mu_p \times E_0^2}, \quad (37)$$

$$d = A_{ef} / B_{ef} = D_p / (\mu_p \times E_0) = kT / (q \times E_0), \quad (38)$$

$\zeta$  – безразмерный параметр. Он, как следует из (30) и (33), в зависимости от своего знака и абсолютной величины имеет следующий физический смысл.

**1. Самоусиление плотности скорости фотогенерации в  $(1 + \zeta)$  раз:**

$$g_{ef}(x) = (1 + \zeta) \times g(x) > g(x). \quad (39)$$

Это происходит, если профиль  $g(x)$  удовлетворяет уравнению (33) с  $\zeta > 0$ .

**2. Фотовозбужденный заряд не влияет на результат прямого взаимодействия оптического излучения с полупроводником, т. е.:**

$$g_{ef}(x) = g(x). \quad (40)$$

Это обеспечивается профилем функции  $g(x)$ , удовлетворяющим уравнению (33) с  $\zeta = 0$ . Назовем такой профиль нейтральным – такой же результат дает приближение локальной квазинейтральности.

**3. Самоослабление плотности скорости фотогенерации, когда**

$$0 < g_{ef}(x) = (1 + \zeta) \times g(x) < g(x). \quad (41)$$

Это, будет происходить, если профиль  $g(x)$  удовлетворяет уравнению (33) со значениями  $-1 < \zeta < 0$ .

**4. Самогашение фотогенерации:**

$$g_{ef}(x) = 0. \quad (42)$$

Это, будет происходить, если профиль  $g(x)$  удовлетворяет уравнению (33) с  $\zeta = -1$ . В этом случае падающее излучение, несмотря на генерацию фотоносителей, не влияет на сопротивление образца.

**5. Самоинверсия знака плотности скорости фотогенерации:**

$$g_{ef}(x) = (1 + \zeta) \times g(x) < 0. \quad (43)$$

Это, будет происходить, если профиль  $g(x)$  удовлетворяет уравнению (33) с  $\zeta < -1$ . В этом случае падающее излучение, несмотря на генерацию фотоносителей, приводит к увеличению сопротивления образца. Поэтому облучение приводит к уменьшению полного тока ( $I_{ph} < 0$ ). Назовем этот случай отрицательной фотопроводимостью. Важно, что такой профиль облучения, как и профиль под номером **1**, может дополнять пролетно-полевое фотоэлектрическое усиление. Это будет происходить, если  $|1 + \zeta| > 1$ .

Рисунок на примере семейства  $C_1 = C_2$  иллюстрирует профили самоусиления, самогашения и самоинверсия знака  $g(x)$  и как они зависят от напряженности темнового поля. При построении рисунка для корректного сравнения профилей различного типа было, естественно, учтено, что полная скорость фотогенерации подвижных носителей заряда в образце независимо от формы профиля и типа эффекта должна быть одинакова, т. е.,

$$g_{tot} = \int_0^W g(x) dx = \text{const.} \quad (44)$$

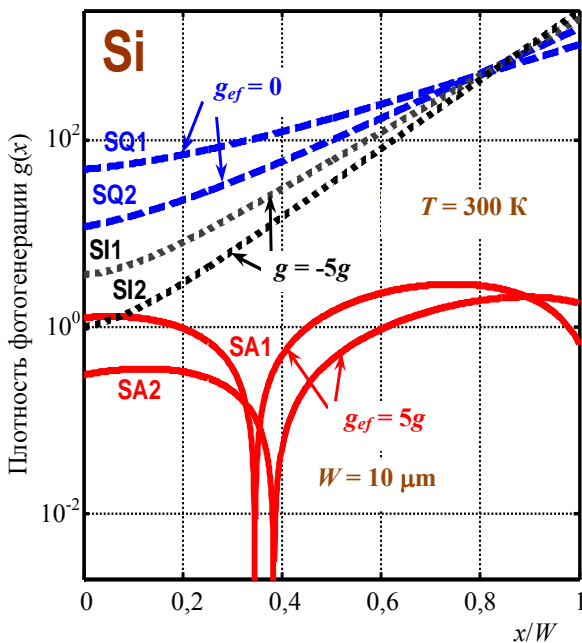


Рисунок. Профили засветки  $g(x)$  из семейства  $C_1 = C_2$  в случаях: кривые SA – самоусиление; кривые SQ – самогашение; кривые SI – самоинверсия знака плотности скорости фотогенерации  $g(x)$  при двух значений напряженности внешнего электрического поля  $E_0$  (1 –  $E_0 = 30$  В/см, 2 –  $E_0 = 60$  В/см). Принято:  $N = N_D = 10^{15}$  см<sup>-3</sup>,  $n/n_p = 10^4$ . Функции  $g(x)$  измерены в единицах  $g(0)$  в случае само инверсии знака  $g(x)$  при  $E_0 = 60$  В/см.

### 5. Заключение

Материал данной работы составляет фундамент, как можно выразиться, профильной фотозлектроники – нового, по моему мнению, перспективного направления оптоэлектроники.

На примере собственного фоторезистора с примесной рекомбинацией показано, что неоднородное облучение со специальной фор-

мой профиля вдоль электрического поля может приводить к новым, неожиданным фотоэлектрическим эффектам. В зависимости от формы профиля плотности скорости фотогенерации подвижных носителей заряда  $g(x)$  может происходить самоусиление, самогашение и самоинверсия знака  $g(x)$ . В последнем случае полный ток в полупроводниковом образце уменьшается под действием облучения (отрицательная фотопроводимость). Соответствующие профили, как показывают вычисления, определяются параметрами полупроводникового материала, температурой образца и напряженностью электрического поля в отсутствии облучения.

Эффекты обусловлены локальным фотовозбужденным зарядом. Фотовозбужденный локальный заряд, естественно, влияет на напряженность фотовозбужденного электрического поля  $E_{ph}(x) = E - E_0$ . Более того, как видно из выражений (9)–(11), такой заряд влияет на рекомбинационно-генерационный процесс. Поэтому рассмотренные фотоэлектрические эффекты вызваны изменением неравновесной заселенности рекомбинационного уровня. Подобное изменение неравновесной заселенности происходит при увеличении концентрации центров рекомбинации. Оно может приводить к гигантскому всплеску времени жизни фотоносителей заряда и коэффициента пролетно-полевого фотоэлектрического усиления [8–10, 13–16]. При «нейтральном» профиле облучения фотовозбужденный заряд хотя и существует, но не влияет на результат прямого взаимодействия излучения с полупроводником. Только при такой форме профиля, как и в приближении квазинейтральности, в уравнении распределения концентрации фотоносителей (23) будет присутствовать просто  $g(x)$ . Эффекты самоусиления и самоинверсии знака  $g(x)$  можно использовать для существенного увеличения чувствительности фоторезисторов. Например, можно еще больше увеличить гигантский всплеск фотоэлектрического усиления с ростом концентрации рекомбинационных центров.

Результаты данной работы позволяют ожидать, что профильные фотоэлектрические

эффекты можно использовать для существенного повышения фоточувствительности и  $p-n$ -структур, например,  $p-i-n$ -фотодиодов.

В дальнейшем планируется провести широкий и детальный анализ профильных фотоэлектрических эффектов, например, проанализировать возможность рассмотренных эффектов при межзонной (зона проводимости – валентная зона) рекомбинации неравновесных подвижных носителей заряда.

Полученные результаты принципиально изменяют современные представления о возможных фотоэлектрических эффектах в полупроводниках и их можно использовать для создания нового поколения фотодетекторов слабого оптического и коротковолнового излучений.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Рывкин С. М. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. – М.: Физматгиз, 1963.
2. Аут И., Генцов Д., Герман К. Фотоэлектрические явления. – М.: Мир, 1980.
3. Смит Р. Полупроводники. – М.: Мир, 1982.

4. Bube R. H. Photoelectronic properties of semiconductors. – Cam. Univ. Pr, Cambridge, 1992.

5. Rogalski A. et al. Infrared Photon Detectors. – Bellingham-Washington USA: SPIE Opt. Engin. Press, 1995.

6. Lutz G. Semiconductor Radiation Detectors. – Berlin-Heidelberg-New York: Springer – Verlag, 2007.

7. Rogalski A. Infrared Detectors. – Boca Raton – London–New York: CRC Press, Taylor & Francis Group, 2011.

8. Kholodnov V. A., Nikitin M. S. In the book: Optoelectronics – materials and devices / Ed. S. L. Pyskin and J. Ballato: InTech, ch. 12, 2015 (www.intechopen.com).

9. Холоднов В. А. // Успехи прикладной физики. 2015. Т. 3. № 3. С. 254.

10. Холоднов В. А. // Успехи прикладной физики. 2017. Т. 6. № 6. С. 485.

11. Милнс А. Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках. – М.: Мир, 1977.

12. Зу С. М. Физика полупроводниковых приборов. Кн. 1. – М.: Мир, 1984.

13. Drugova A. A., Kholodnov V. A. // Solid-St. Electron. 1995. Vol. 38. № 6. P. 1247.

14. Холоднов В. А. // ФТП. 1996. Т. 30. № 6. С. 1011.

15. Холоднов В. А. // Письма в ЖЭТФ. 1998. Т. 67. № 9. С. 655.

16. Kholodnov V. A. // Proceedings of SPIE. 1999. Vol. 3819. P. 98.

PACS: 85.30.-z

## General ideas about profile photoelectronics

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

<sup>1</sup> V. A. Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics  
of the Russian Academy of Sciences  
Bild. 7, 11 Mokhovaya st., Moscow, 125009, Russia

<sup>2</sup> Orion R&P Association, JSC  
9 Kosinskaya st., Moscow, 111538, Russia

Received August 17, 2020

*The concept of profile photoelectronics is introduced. Using a photoresistor as an example, the basic principles of this new, promising direction of photoelectronics are outlined. It is based on special profiling of the shape of the incident radiation flux relative to the direction of the electric field. The possibility of new, anomalous photoelectric effects in semiconductors is shown theoretically. They are called self-amplification of incident radiation, its self-extinguishing and self-inversion of the sign of the photogeneration rate (the appearance of negative photoconductivity). Specific examples are provided for all three types of profiles. The analysis results fundamentally change the current understanding of possible photoelectric effects in semiconductors. These results open up the possibility of creating a new generation of photodetectors for weak optical and short-wavelength radiation.*

*Keywords:* semiconductors, own non-uniform photogeneration of carriers, electric field, recombination center, energy level, photoinduced space charge, spatial profile of incident radiation, self-amplification, self-extinguishing and self-inversion of the sign of the photogeneration rate.

## REFERENCES

1. S. M. Ryvkin, *Photoelectric Effects in Semiconductors* (New York: Consultants Bureau, 1964).
2. J. Auth, D. Genzow, and K. H. Herrmann, *Photoelektrische Erscheinungen* (Berlin: Akademie-Verlag, 1977) [in German].
3. R. A. Smith, *Semiconductors* (London–New York–Melbourne: Cambridge University Press, 1978).
4. R. H. Bube, *Photoelectronic Properties of Semiconductors* (Cam. Univ. Pr, Cambridge, 1992).
5. A. Rogalski et al., *Infrared Photon Detectors* (Bellingham–Washington USA: SPIE Opt. Engin. Press, 1995).
6. G. Lutz, *Semiconductor Radiation Detectors* (Berlin–Heidelberg–New York: Springer – Verlag, 2007).
7. A. Rogalski, *Infrared Detectors* (Boca Raton–London–New York: CRC Press, Taylor & Francis Group, 2011).
8. V. A. Kholodnov and M. S. Nikitin. In the book: *Optoelectronics – materials and devices*, Ed. S. L. Pyshkin and J. Ballato: InTech, ch. 12, 2015 (www.intechopen.com).
9. V. A. Kholodnov, *Advances in Applied Physics* **3**, 254 (2015) [in Russia].
10. V. A. Kholodnov, *Journal of Communication Technology and Electronics* **64**, 1038 (2019)
11. A. G. Milns, *Deep Impurities in Semiconductors* (New York–London–Sydney–Toronto: John Wiley and Sons, 1973).
12. S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices* (New York–Chichester–Brisbane–Toronto–Singapore: John Wiley and Sons, 1981).
13. A. A. Drugova and V. A. Kholodnov, *Solid-State Electronics* **38**, 1247 (1995).
14. V. A. Kholodnov, *Semiconductors* **30**, 538 (1996).
15. V. A. Kholodnov, *JETP Letters* **67**, 685 (1998).
16. V. A. Kholodnov, *Proceedings of SPIE* **3819**, 98 (1999).