

## Соотношение Миллера для коэффициента умножения фотоносителей в классических лавинных гетерофотодиодах с разделенными областями поглощения и умножения

В. А. Холоднов, И. Д. Бурлаков, А. К. Ильясов

*Выведено аналитическое выражение для коэффициента умножения фотоносителей в лавинных гетерофотодиодах с разделенными областями поглощения и умножения. Коэффициент умножения представлен в традиционной форме Миллера. Проанализирована зависимость этого коэффициента от приложенного напряжения смещения и параметров гетероструктуры.*

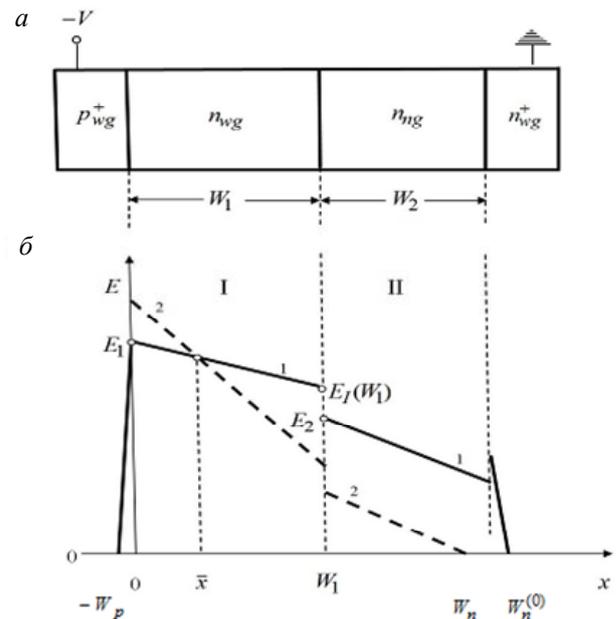
*Ключевые слова:* двойная  $p$ - $n$ -гетероструктура, классический лавинный гетерофотодиод, разделенные области поглощения и умножения, коэффициент умножения фотоносителей, соотношение Миллера.

**Ссылка:** Холоднов В. А., Бурлаков И. Д., Ильясов А. К. // Прикладная физика. 2019. № 6. С. 60.

**Reference:** V. A. Kholodnov, I. D. Burlakov, and A. K. Ilyasov, Prikl. Fiz., No. 6, 60 (2019).

### 1. Введение

Двойные  $p$ - $n$ -гетероструктуры (ГС) для лавинных фотодиодов (ЛФД) представляют собой ГС  $p_{wg}^+ - n_{wg} - n_{ng} - n_{wg}^+$  (см. рис. 1) или  $n_{wg}^+ - p_{wg} - p_{ng} - p_{wg}^+$ -типов, где индексы  $wg$  и  $ng$  означают соответственно «широкозонный» (widegap) и «узкозонный» (narrowgap).



**Рис. 1.** Схема классического ЛФД на основе  $p_{wg}^+ - n_{wg} - n_{ng} - n_{wg}^+$  гетероструктуры (а) и распределение напряженности электрического поля в ней при лавинном умножении носителей (б). Значения концентрации легирующей примеси  $N_1$  в широкозонном ( $wg$ ) слое I: кривая 1 –  $N_1 = N_1^{(0)}$ , кривая 2 –  $N_1 > N_1^{(0)}$ . Толщины ОПЗ в  $n$ -части ОПЗ  $W_n^{(0)}$  и  $W_n$  соответствуют концентрациям  $N_1^{(0)}$  и  $N_1$ ,  $W_p$  – толщины ОПЗ в  $p$ -части ОПЗ.

**Холоднов Вячеслав Александрович**<sup>1,3</sup>, в.н.с., гл. спец., д.ф.-м.н., профессор.

**Бурлаков Игорь Дмитриевич**<sup>2,4</sup>, зам. ген. директора по инновациям и науке, зав. кафедрой, д.т.н., профессор.

**Ильясов Артем Камильевич**<sup>2,3</sup>, инженер 2 кат., аспирант.

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

им. В. А. Котельникова РАН.

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

Тел. 8(916) 189-11-28. E-mail: vkholodnov@mail.ru

<sup>2</sup> АО «НПО «Орион».

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

<sup>3</sup> Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет).

Россия, 141700, Московская обл., г. Долгопрудный, Институтский пер., 9.

<sup>4</sup> МИРЭА – Российский технологический университет.

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

Статья поступила в редакцию 13 декабря 2019 г.

Структуры первого типа используются, когда коэффициент ударной ионизации дырками  $\beta$  превышает коэффициент ударной ионизации электронами  $\alpha$ , например, в InP, а второго типа, когда  $\beta < \alpha$ , например, в  $Al_{0,48}In_{0,52}As$  [1]. Такие ГС на основе прямозонных полупроводников позволяют создавать высокоэффективные лавинные гетерофотодиоды (ЛГФД) с разделенными областями поглощения и умножения (РОПУ) [2–4]. Для достижения высоких характеристик ЛГФД параметры ГС должны быть такими, чтобы в рабочем режиме область пространственного заряда (ОПЗ) проникала в «узкозонный» ( $ng$ ) фотопоглощающий слой II, имеющий толщину  $W_2$  (см. рис. 1).

Одной из основных характеристик ЛФД, в том числе и ЛГФД, является коэффициент размножения фотоносителей  $M_{ph}$ . Именно им определяется коэффициент усиления фототока. Обычный способ вычисления зависимости  $M_{ph}$  от напряжения на структуре  $V$  основан на численной обработке в каждой конкретной ситуации известных интегральных соотношений [3–5].

$$M_n = M(-W_p), M_p = M(W_n) \quad (1)$$

$$\tilde{M}_{ph} = \frac{\int_{-W_p}^{W_n} g_{ph}(x)M(x)dx}{\int_{-W_p}^{W_n} g_{ph}(x)dx} \quad (2)$$

$$M(x) = Y(x, -W_p) / (1 - m), \quad (3)$$

$$m(-W_p, W_n) = \int_{-W_p}^{W_n} \alpha(x)Y(x, -W_p)dx, \quad (4)$$

$$Y(x, x_0) = \exp \left[ \int_{x_0}^x (\beta - \alpha)dx' \right], \quad (5)$$

где  $M_n$  и  $M_p$  – коэффициенты усиления токов, вызванных втеканьем электронов и дырок в ОПЗ из квазинейтральных областей;  $\tilde{M}_{ph}$  – интегральный коэффициент размножения носителей, генерируемых излучением во всей ОПЗ;  $M(x)$  – локальный коэффициент размножения носителя (стартующего из точки  $x$ );  $g_{ph}(x)$  – плотность скорости фотогенерации.

Такой способ вычисления трудоемок, особенно при решении сопутствующих задач. В случае ЛГФД с РОПУ такой задачей является вычисление туннельных токов [2–4]. Поэтому весьма ценно иметь аналитические зависимости  $M_{ph}(V)$  от напряжения на структуре  $V$ .

Коэффициенты размножения будем записывать в форме Миллера:

$$M_n = \frac{1}{1 - \nu^{n_n}}, M_p = \frac{1}{1 - \nu^{n_p}}, \tilde{M}_{ph} = \frac{1}{1 - \nu^{\tilde{n}_{ph}}}, \quad (6)$$

где  $\nu = V/V_{BD}$ ,  $V_{BD}$  – напряжение лавинного пробоя. Эта форма записи впервые была предложена Миллером в 1955 г. [7] и затем, несмотря на длительное отсутствие аналитических выражений для показателей степеней  $n_n$ ,  $n_p$  и  $\tilde{n}_{ph}$ , а также  $V_{BD}$ , стала широко использоваться под названием «соотношение Миллера» [3–6]. Значения этих показателей, как выяснилось, зависят от многих факторов, включая в общем случае, и от напряжения. При форме записи (6) отчетливо видно, что  $M(V) \rightarrow \infty$  при  $V \rightarrow V_{BD}$ .

Для гомогенных  $p$ – $n$ –структур соответствующие выражения были получены в работе [8] (рис. 2), а для ЛГФД с РОПУ таких выражения отсутствуют. В тоже время они весьма нужны для физического проектирования ЛГФД с РОПУ.

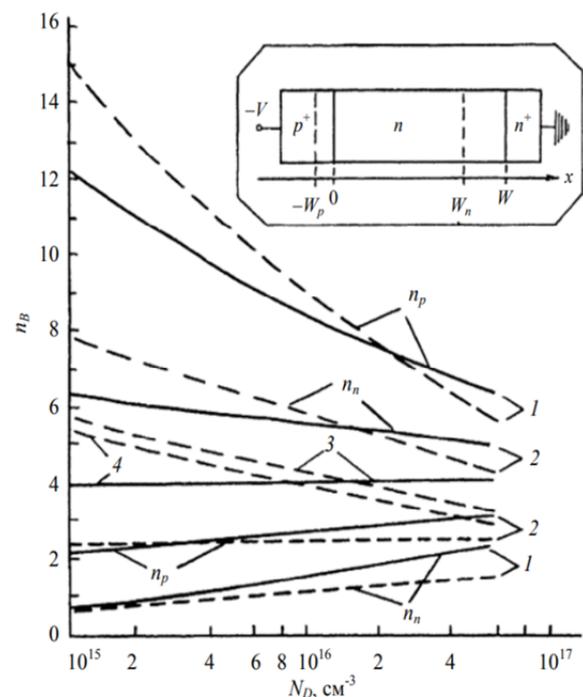


Рис. 2. Зависимости аналитических (сплошные линии) и численных (штриховые линии) значений показателя степени  $n_B$  в соотношениях Миллера при близком к  $V_{BD}$  значении  $V$  от концентрации легирующей донорной примеси  $N_D$  в «толстом»  $n$ -слое ступенчатой  $p^+n-n^+$ -структуры. Кривая 1 – Si, кривая 2 – Ge, кривая 3 – GaAs, кривая 4 – GaP.

## 2. Вывод аналитического выражения для коэффициента размножения фотоносителей

Для определенности рассмотрим структуру  $p_{wg}^+ - n_{wg} - n_{ng} - n_{wg}^+$  типа. Такая структура оптимальна, когда слой размножения (слой I, рис. 1) изготовлен из материала, в котором  $K(E) = \beta(E) / \alpha(E) > 1$ , например, из InP. Будем следовать системе координат рис. 1, которая удобна в данном случае.

Для решения поставленной задачи будем использовать выражения (1)–(5) и впервые выведенное в работе [9] (см. также [3, 4]) справедливое в ряде полупроводников, например, Ge, Si и соединений  $A_3B_5$ , приближенное соотношение

$$\alpha(E) \times \frac{K(E) - 1}{\ln K(E)} = \frac{5}{6} \times \left( \frac{\varepsilon \times \varepsilon_0}{6 \times 10^8 \times q} \right)^3 \times \left( \frac{1,1}{E_g} \right)^6 \times \left( \frac{E}{10^5} \right)^7, \quad (7)$$

где  $\varepsilon$  – относительная диэлектрическая проницаемость. В соотношении (7) и всюду далее принята (если не оговорено особо) следующая, удобная для рассматриваемой тематики, система единиц и обозначений [5]. Ширина запрещенной зоны  $E_g$  – эВ; напряженность электрического поля  $E$  – В/см; напряжение – В;  $\alpha$  и  $\beta$  –  $\text{см}^{-1}$ ; абсолютная величина заряда электрона  $q$  – К; электрическая постоянная  $\varepsilon_0$  – Ф/м; концентрация мелких легирующих примесей –  $\text{см}^{-3}$ ; размеры ОПЗ в  $p$  и  $n$  слоях  $W_p$  и  $W_n$  и толщины слоев I и II  $W_1$  и  $W_2$  – мкм, коэффициент поглощения излучения  $\gamma$  –  $\text{мкм}^{-1}$ .

Вследствие высокого легирования  $p_{wg}^+$  - слоя, задачу можно несколько упростить, положив  $W_p = 0$ . Однако это ограничение не принципиально. Задачу можно решить аналитически, считая  $W_p \neq 0$ .

В рассматриваемой структуре усиление фототока обеспечивают только генерированные излучением в слое поглощения (II) фотодырки, проникающие в слой размножения (I)

(см. рис. 3). Другими словами, только они обеспечивают размножение фотоносителей.

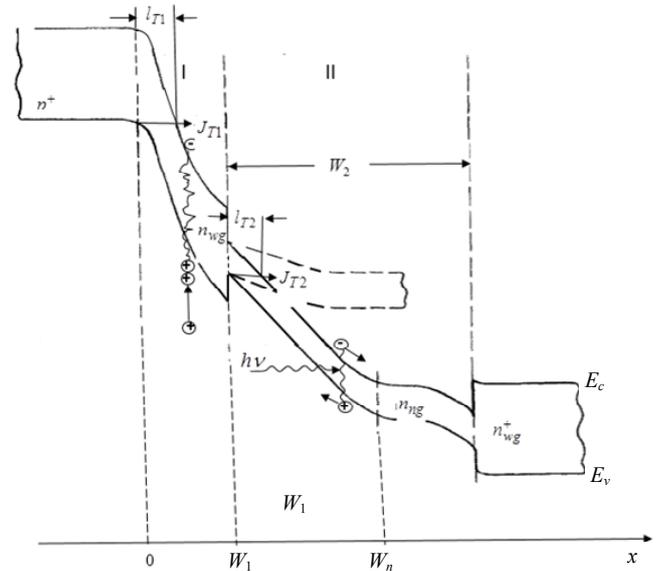


Рис. 3. Энергетическая диаграмма классической гетероструктуры в рабочем режиме.  $E_c$  и  $E_v$  – энергии дна зоны проводимости и потолка валентной зоны;  $W_n = W_1 + l_n$ ,  $l_n$  – толщина ОПЗ в узкозонном слое поглощения, сплошные линии – значения концентрации в узкозонном ( $n_g$ ) слое поглощения (II)  $N_2 = N_2^{(1)}$ , штриховые –  $N_2 > N_2^{(1)}$ ,  $J_{T1}$  и  $J_{T2}$  – туннельные токи в слоях I и II,  $J_{T1}$  и  $J_{T2}$  – соответствующие длины туннелирования.

Если ОПЗ не проникает в узкозонный слой поглощения, то выражение для  $M_{ph} = M_p$  (1) будет иметь такой же вид, как и для гомогенного  $p-n$  перехода [8]:

$$n_p = \frac{\ln \left\{ K_0 \cdot (1 - K_0^{-v^4}) / (K_0 - 1) \right\}}{\ln v} \quad (8)$$

где  $K_0 = K(E_1)$  – отношение  $\beta/\alpha$  на металлургической границе (в точке  $x=0$ )  $p-n$  перехода, (рис. 1),

$$V_{BD} = 6 \times 10^{13} \times \left( \frac{E_{g1}}{1,1} \right)^{3/2} \times N_1^{-3/4} \quad (9)$$

где  $E_{g1}$  – ширина запрещенной зоны в слое размножения (I). Но этот случай не интересен из-за низкой квантовой эффективности за счет потенциального барьера для дырок на гетерогранице  $x=0$ .

При проникновении ОПЗ в слой поглощения (II) квантовая эффективность резко возрастает за счет разогрева дырок и их туннелирования сквозь барьер (см. рис. 3) [3, 4]. Этот эффект реализуется даже тогда, когда слой поглощения не проколот. В такой ситуации коэффициент размножения фотоносителей, проникающих в ОПЗ из квазинейтрального слоя,  $M_{ph} = M_p$  (1), где

$$M_p = M(W_n) = Y(W_n, 0) / (1 - m), \quad (10)$$

$$m = m(0, W_n) = \int_0^{W_n} \alpha(x) Y(x, 0) dx, \quad (11)$$

$$Y(x, 0) = \exp \left[ \int_0^x (\beta - \alpha) dx' \right]. \quad (12)$$

Отличие от гомогенной структуры заключается в том, что ОПЗ состоит из широкой (I) и узкой (II) частей. Поэтому

$$m = \int_0^{W_1} \alpha(x) Y(x, 0) dx + \int_{W_1}^{W_1+l_n} \alpha(x) Y(x, 0) dx, \quad (13)$$

т. е., нужно записать, что

$$m = \int_0^{W_1} \alpha_1(x) Y(x, 0) dx + \int_{W_1}^{W_1+l_n} \alpha_2(x) Y(x, 0) dx, \quad (14)$$

где  $l_n$  – толщина ОПЗ в узком слое поглощения,  $\alpha_i$  – коэффициенты ударной ионизации в слоях I и II ( $i = 1$  и  $i = 2$ ).

Тогда для (12) имеем:

$$Y(x, 0) = \exp \left[ \int_0^x (\beta_1 - \alpha_1) dx' \right], \quad (15)$$

если  $x \leq W_1$ , и

$$Y(x, 0) = Y(W_1, 0) \times Y(x, W_1), \quad (16)$$

$$Y(W_1, 0) = \exp \left[ \int_0^{W_1} (\beta_1 - \alpha_1) dx' \right],$$

$$Y(x, W_1) = \exp \left[ \int_{W_1}^x (\beta_2 - \alpha_2) dx' \right], \quad (17)$$

если  $W_1 < x \leq W_1 + l_n \leq W_1 + W_2$ . (18)

В правильно спроектированных приборах размножения носителей в ОПЗ слоя поглощения не происходит [2–4], т. е.,  $\alpha_2 = \beta_2 = 0$ , а поэтому полное значение  $M_{ph} = M_p$ . Тогда из (17) следует, что в интервале (18)

$$Y(x, W_1) = 1. \quad (19)$$

В рассматриваемых условиях найдем, что:

$$M_p = M(W_n) = Y(W_n, 0) / (1 - m), \quad (20)$$

$$m = \int_0^{W_1} \alpha_1(x) Y(x, 0) dx, \quad (21)$$

$$Y(W_n, 0) = Y(W_1, 0), \quad (22)$$

где  $Y(x, 0)$  определяется соотношением (15). Вычислим сначала  $Y(W_1, 0)$ . Для этого используем соотношение (7).

Имеем:

$$\int_0^x [\beta(x') - \alpha(x')] dx' = \int_0^x [K(x') - 1] \times \alpha(x') dx'. \quad (23)$$

Из (7):

$$\alpha(E) = B \times \frac{\ln K}{K - 1} \times \left( \frac{E}{10^5} \right)^7, \quad (24)$$

где

$$B = \frac{5}{6} \left( \frac{\varepsilon \times \varepsilon_0}{6 \times 10^8 \times q} \right)^3 \left( \frac{1,1}{E_g} \right)^6, \quad (25)$$

Из уравнения Пуассона (в единицах СИ):

$$\frac{\partial E(x)}{\partial x} = - \frac{q \times N}{\varepsilon \times \varepsilon_0}, \quad (26)$$

следует, что (единицы СИ):

$$\partial x = - \frac{\varepsilon \times \varepsilon_0}{q \times N} \partial E, \quad (27)$$

Перепишем (26) в используемых нами единицах:

$$\partial x = -10^{-2} \times \frac{\varepsilon \times \varepsilon_0}{q \times N} \partial E. \quad (28)$$

Из (23), (24) и (28) следует, что:

$$\int_0^x [\beta(x') - \alpha(x')] dx' = 10^{-2} \times B \times \frac{\varepsilon \times \varepsilon_0}{q \times N} \times \int_E^{E_1} \ln[K(E)] \times \left( \frac{E}{10^5} \right)^7 dE. \quad (29)$$

Если  $K(E) = \beta/\alpha = const$ , то (29) интегрируется точно (например,  $i$ -слой I). Величина отношения  $\ln K(E)$  изменяется, как правило, существенно слабее, чем  $E^7$ . Это позволяет произвести интегрирование и когда  $K(E) = \beta/\alpha \neq const$  и получить:

$$\begin{aligned} & \int_0^{W_1} [\beta(x) - \alpha(x)] dx' = 10^{-2} \times B \times \frac{\varepsilon \times \varepsilon_0}{q \times N} \times \\ & \times \int_{E_I(W_1)}^{E_1} \ln[K(E)] \times \left(\frac{E}{10^5}\right)^7 dE \cong \\ & \cong 10^{-2} \times B \times \frac{\varepsilon \times \varepsilon_0}{q \times N} \times \ln[K(E_1)] \times [(10^5)/8] \times \\ & \times \left[ \left(\frac{E_1}{10^5}\right)^8 - \left(\frac{E_I(W_1)}{10^5}\right)^8 \right] = B \times \frac{\varepsilon \times \varepsilon_0}{q \times N} \times \\ & \times \ln[K(E_1)] \times [(10^3)/8] \times \\ & \times \left[ \left(\frac{E_1}{10^5}\right)^8 - \left(\frac{E_I(W_1)}{10^5}\right)^8 \right]. \end{aligned} \quad (30)$$

Выражение (29) будет справедливо, если  $E_1^8 \gg [E_I(W_1)]^8$ .

Тогда из интегральных соотношений (20) и (21) с учетом существенно более слабого, как правило, чем  $E^7$  изменения величины отношения  $\frac{K(E)-1}{\ln K(E)}$  можно получить соотношение Миллера в виде:

$$M_p = \frac{1}{1 - v_1^{n_{1p}}}, \quad (31)$$

где  $v_1 = V_1/V_{1BD}$ ,  $V_1$  и  $V_{1BD}$  – текущее напряжение на слое I и напряжение на нем, при котором происходит лавинный пробой;

$$n_{1p} = \frac{\ln\{(1 - K_0^{-\kappa}) / (1 - K_0^{-1})\}}{\ln v_1}, \quad (32)$$

$$\kappa = \frac{(E_1/10^5)^8 - [E_I(W_1)/10^5]^8}{f(E_g, N_1, \varepsilon)}, \quad (33)$$

$$\begin{aligned} f(E_g, N_1, \varepsilon) &= \left(\frac{12 \times 10^5 \times q}{\varepsilon \times \varepsilon_0}\right)^4 N_1 \left(\frac{E_g}{1.1}\right)^6 = \\ &= (E_{1BD}/10^5)^8 - [E_I(W_1)]_{E_1=E_{1BD}}/10^5]^8, \end{aligned} \quad (34)$$

где  $E_{1BD}$  – значение напряженности поля  $E_1 \equiv E(0)$ , при котором происходит лавинный пробой;

$$E_I(W_1) = E_1 - \frac{qN_1W_1}{10^2 \varepsilon_0 \varepsilon_1}, \quad (35)$$

$$V_1(E_1) = \left( E_1 - \frac{qN_1W_1}{2 \times 10^2 \times \varepsilon_0 \times \varepsilon_1} \right) \times \frac{W_1}{10^4}, \quad (36)$$

$$V_{1BD} = V = V_1(E_{1BD}).$$

Значение  $V_{1BD}$  можно вычислить на основе уравнения Пуассона и аналитического выражения для  $E_{1BD}$  [2–4].

Отметим, что и при проколе поглощающего слоя (наиболее оптимальный вариант [2–4]) коэффициент размножения фотоносителей типа будет определяться выражениями (31)–(36), так как в данной постановке задачи  $M_{ph} = M(W_1)$  [см. соотношение (3)].

### 3. Зависимость показателя степени в соотношении Миллера от полного напряжения на образце

Зависимость коэффициента размножения фотоносителей от полного напряжения на гетероструктуре  $V = V_1 + V_2$  в форме Миллера имеет вид

$$M_{ph}(V) = \frac{1}{1 - (V/V_{BD})^{n_{ph}(V)}}, \quad (37)$$

где  $V_2$  – напряжение на слое поглощения,  $V_{BD}$  – полное напряжение лавинного пробоя на образце. В наиболее интересном случае «прокола» слоя поглощения

$$V_2 = \left( \left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}\right) \times \left( E_1 - \frac{qN_1W_1}{10^2 \varepsilon_0 \varepsilon_1} \right) - \frac{qN_2W_2}{2\varepsilon_0 \varepsilon_2} \right) \times W_2. \quad (38)$$

Для структуры  $p_{wg}^+ - n_{wg} - n_{ng} - n_{wg}^+$  типа показатель степени в (37) определяется выражением

$$n_{ph}(V) = \frac{\ln\{(1 - K_0^{-\kappa}) / (1 - K_0^{-1})\}}{\ln(V/V_{BD})}. \quad (39)$$

В структуре  $n_{wg}^+ - p_{wg} - p_{ng} - p_{wg}^+$ -типа в слой размножения (I) проникают только фото-

электроны. Именно их размножение будет определять  $M^{ph}$ . Поэтому показатель степени в (37) можно получить из выражения (39), если в нем произвести замену  $K_0^{-1} \rightarrow K_0 = \beta(0) / \alpha(0)$ . Тогда будем иметь:

$$n_{ph}(V) = \frac{\ln \left\{ (1 - K_0^K) / (1 - K_0) \right\}}{\ln \left( \frac{V}{V_{BD}} \right)}. \quad (40)$$

Зависимость  $n_{ph}(V)$  иллюстрирует рис. 4.

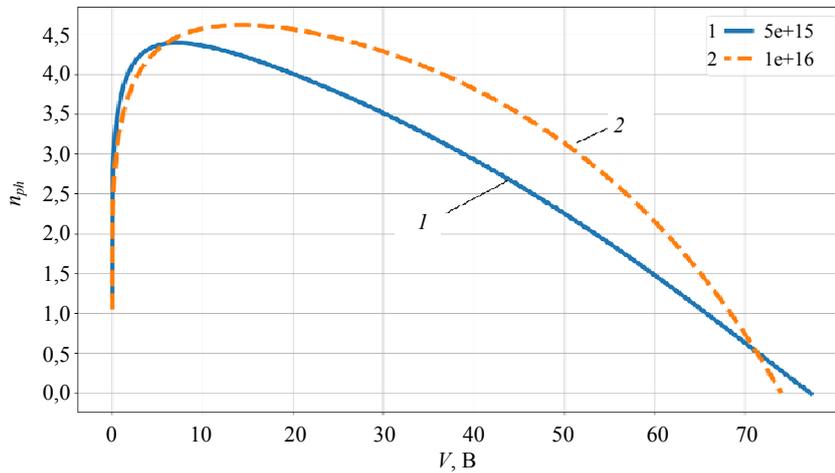


Рис. 4. Зависимость степени показателя в соотношении Миллера  $n_{ph}$  в гетероструктуре с InP слоем размножения от полного напряжения  $V$  при двух концентрациях легирующей примеси  $N_2$  в  $In_{0,53}Ga_{0,47}As$  слое поглощения в условиях его прокола. Принято: толщина слоя размножения  $W_1 = 1$  мкм, концентрацией легирующей примеси в нем  $N_1 = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ; толщина слоя поглощения  $W_2 = 1$  мкм, кр. 1 –  $N_2 = 5 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , кр. 2 –  $N_2 = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Значения коэффициентов ударной ионизации электронов  $\alpha(E)$  и дырок  $\beta(E)$  взяты из книги [1].

#### 4. Зависимость коэффициента умножения фотоносителей от напряжения на образце

В разделе 2 были выведены аналитическое выражение, определяющее коэффициенты размножения фотоносителей  $M_{ph}$  в классических лавинных гетерофотодиодах с разделенными областями поглощения и умножения. Это выражение представлено в традиционно принятой форме Миллера. Оно отражает зависимость  $M_{ph}$  от напряжения на

широкозонном слое умножения (I)  $V_1$ . В данном разделе на основе результатов предыдущих разделов рассчитаны зависимости коэффициента умножения фотоносителей от полного напряжения  $V = V_1 + V_2$  на ЛГФД с РОПУ (см. раздел 3), где  $V_2$  – напряжения на узкозонном слое поглощения (II). Из рис. 5 видно, что на зависимость  $M_{ph}(V)$  существенно влияет концентрация легирующей примеси в узкозонном слое поглощения  $N_2$ .

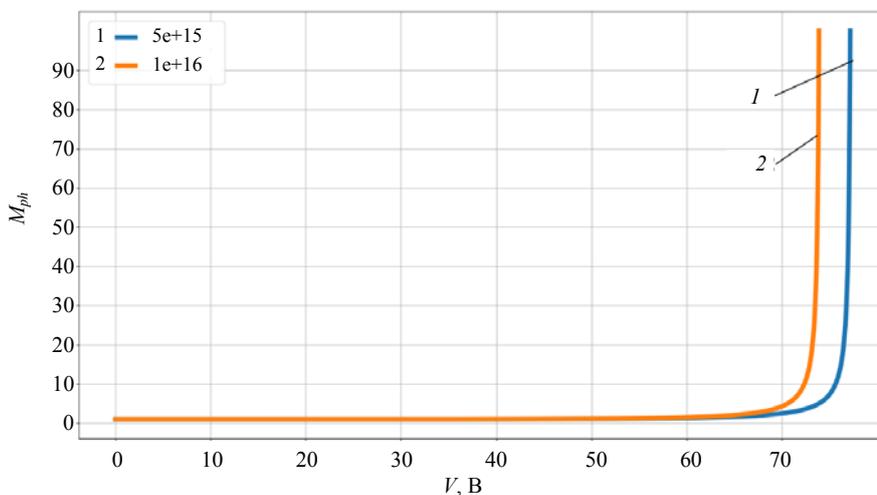


Рис. 5. Зависимость коэффициента размножения фотоносителей  $M_{ph}$  в гетероструктуре с InP слоем размножения от полного напряжения на ней  $V$  при двух концентрациях легирующей примеси  $N_2$  в  $In_{0,53}Ga_{0,47}As$  слое поглощения в условиях его прокола. Значения параметров те же, что и на рис. 4.

## Заключение

В данной работе показано, что зависимость коэффициента размножения фотоносителей  $M_{ph}$  от приложенного напряжения  $V$  в классических лавинных гетерофотодиодах (ЛГФД) с разделенными областями поглощения и умножения (РОПУ) можно описывать аналитически. Возможность основана на трех положениях:

1. на аналитическом выражении [2–4] для напряженности электрического поля при лавинном пробое структуры;

2. корреляции (7) между коэффициентами ударной ионизации электронов и дырок [3, 4, 8, 9];

3. гораздо более слабой зависимости отношения коэффициентов ударной ионизации электронов и дырок от напряженности электрического поля  $E$  чем  $E^7$ .

Значение  $M_{ph}$  представлено в традиционно используемой форме Миллера (6). Аналитические зависимости  $M_{ph}(V)$  весьма ценно иметь при физическом проектировании ЛГФД с РОПУ. Это обусловлено тем, что при определении оптимальных параметров структуры рассматриваемого прибора необходимо решать сопутствующую усилению фототока задачу – вычислять туннельные токи. Эти токи вызывают основной шум в образцах на основе прямозонных полупроводников, в которых

происходит хорошее поглощение оптического излучения. Физическое проектирование ЛГФД с РОПУ на основе известных интегральных соотношений (1)–(5) очень трудоемко и сопряжено с большими вычислительными трудностями.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *SADAO ADACHI*. Properties of Semiconductor Alloys: Group-IV, III–V and II–VI Semiconductors. - John Wiley & Sons. Ltd. 2009.
2. Холоднов В. А. // Оптический журнал. 1996. № 6. С. 42.
3. Kholodnov V., Nikitin M. Physical design fundamentals of high performance avalanche heterophotodiodes with separate absorption and multiplication regions / in book "Photodiodes - From Fundamentals to Applications", edited by Ilgu Yun, section 1 "Fundamental Physics and Physical Design", chapter 2, p. 27–101, InTech, Rijeka-Shanghai-New York, December 2012,
4. Бурлаков И. Д., Филачев А. М., Холоднов В. А. // Успехи прикладной физики. 2016. Т. 4. № 1. С. 52. № 2. С. 167.
5. Zu C. M. Физика полупроводниковых приборов. – М.: Мир, 1984.
6. Sze S. M., Ng Kwok K. Physics of Semiconductor Devices. – Wiley, 2007.
7. Miller S. L. // Physical Review Letters. 1955. Vol. 99. P. 1234.
8. Холоднов В. А. // Физика и техника полупроводников. 1996. Т. 30. № 6. С. 1051.
9. Холоднов В. А. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. № 6. С. 551.

PACS: 85.60.Dw

## Miller's ratio for the photocarrier multiplication coefficient in avalanche heterophotodiodes with separated absorption and multiplication regions

*V. A. Kholodnov<sup>1,3</sup>, I. D. Burlakov<sup>2,4</sup>, and A. K. Ilyasov<sup>2</sup>*

<sup>1</sup> V. A. Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics, RAS  
11 Mokhovaya st., Moscow, 125009, Russia  
E-mail: vkholodnov@mail.ru

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

<sup>3</sup> Moscow Institute of Physics and Technology  
9 Institute al., Dolgoprudny, Moscow Region, 141700, Russia

<sup>4</sup>MIREA – Russian Technological University (RTU MIREA)  
78 Vernadsky Ave., Moscow, 119454, Russia

Received December 13, 2019

***An analytical expression is derived for the photocarrier multiplication coefficient in avalanche heterophotodiodes with separated absorption and multiplication regions. The multiplication coefficient is presented in the traditional Miller form. The dependence of this coefficient on the applied bias voltage and the parameters of the heterostructure is analyzed.***

**Keywords:** double  $p$ – $n$  heterostructure, avalanche heterophotodiode, separated absorption and multiplication regions, photocarrier multiplication coefficient, Miller ratio.

## REFERENCES

1. SADAO ADACHI. *Properties of Semiconductor Alloys: Group-IV, III–V and II–VI Semiconductors*. (John Wiley & Sons. Ltd., 2009.)
2. V. A. Kholodnov, *J. Optical Technology* **63**, 459 (1996).
3. V. Kholodnov and M. Nikitin, *Physical design fundamentals of high performance avalanche heterophotodiodes with separate absorption and multiplication regions*, in Book "Photodiodes - From Fundamentals to Applications", edited by Ilgu Yun, section 1 "Fundamental Physics and Physical Design", chapter 2, p. 27–101, (InTech, Rijeka-Shanghai-New York, December 2012).
4. I. D. Burlakov, A. M. Filachev, and V. A. Kholodnov, *Analytical Description of Avalanche Photodiode Characteristics*. *Journal of Communication Technology and Electronics*. **62** (9), 1027-1047 (2017); **63** (9), 1093–1111 (2018)
5. S. Sze, *Physics of Semiconductor Devices* (New York: John Wiley and Sons, 1981)].
6. S. M. Sze, Ng Kwok K. *Physics of Semiconductor Devices* (Wiley, 2007).
7. S. L. Miller, *Physical Review Letters* **99**, 1234 (1955).
8. V. A. Kholodnov, *Semiconductors* **30**, 558 (1996).
9. V. A. Kholodnov, *Tech. Phys. Lett.* **14**, 246 (1988).