

К вопросу оптимизации параметров двойной гетероструктуры на основе прямозонных полупроводников для лавинных фотодиодов

В. А. Холоднов, И. Д. Бурлаков

Рассмотрена двойная гетероструктура на основе прямозонных полупроводников со средним слоем поглощения при напряжении лавинного пробоя. Такие структуры используются при создании лавинных фотодиодов с разделенными областями поглощения и умножения (ЛФД с РОПУ). Показано, что при расчете предельно возможных характеристик ЛФД с РОПУ даже в слое поглощения необходимо учитывать ударную генерацию электронно-дырочных в пар, причем это можно выполнить аналитически.

Ключевые слова: лавинный пробой, лавинный фотодиод, двойная гетероструктура, абсорбция, туннельный ток, умножение, легирование.

Введение

Схема классического лавинного фотодиода (ЛФД) с разделенными областями поглощения и умножения (РОПУ) на основе двойной гетероструктуры [1–5] приведена на рис. 1, а. Такая структура позволяет сильно уменьшить межзонные туннельные токи в слое поглощения. Напряжению лавинного пробоя гетероструктуры V_{BD} соответствует определенное значение напряженности электрического поля E_{BD} на металлургической границе $x=0$ p - n -перехода. В предыдущих работах по физическому проектированию лавинных гетерофотодиодов (ЛГФД) на основе прямозонных полупроводников (см., например, [1–5]) считалось, что E_{BD} равно напряженности поля пробоя E_{1BD} «высокоомной» части «широкозонного» p - n -перехода (слой I). Другими словами,

ударная генерация электронно-дырочных пар в «узкозонном» поглощающем слое II не учитывалась в соответствии с концепцией ЛГФД с РОПУ [1–3]. Определены условия, когда и зачем так можно поступать. Это позволило разработать аналитические принципы физического проектирования ЛГФД с РОПУ, существенно облегчающие оптимизацию параметров структуры.

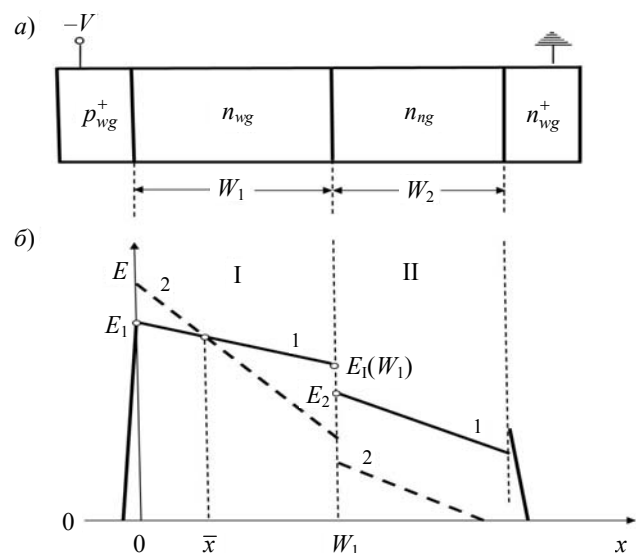


Рис. 1. Напряжения и напряженности в ЛГФД: а) схема классического ЛГФД с РОПУ на основе двойной $p_{wg}^+ - n_{wg} - n_{ng} - n_{wg}^+$ -гетероструктуры; б) распределение напряженности электрического поля в схеме при напряжениях лавинного пробоя. Пояснения: n_{wg} и n_{ng} – «широкозонный» (widegap) и «узкозонный» (narrowgap) слой n -типа, аналогично, p_{wg}^+ и n_{wg}^+ ; 1 – $N_1 = N_1^{(0)}$, 2 – $N_1 > N_1^{(0)}$; N_1 – концентрация легирующей примеси в n_{wg} -слое I.

Холоднов Вячеслав Александрович^{1,2,3,4}, ведущий научный сотрудник, главный специалист, профессор.

Бурлаков Игорь Дмитриевич^{1,4}, зам. генерального директора по инновациям и науки, зав. кафедрой, профессор.

¹ АО «НПО «Орион».

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

Тел. 8(499) 374-51-41. E-mail: idbur@yandex.ru

² Институт радиотехники и электроники

им. В. А. Котельникова РАН.

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

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

³ Московский физико-технический институт (МФТИ).

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

Институтский пер., 9.

⁴ Московский технологический университет (МИРЭА).

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

Статья поступила в редакцию 29 сентября 2017 г.

© Холоднов В. А., Бурлаков И. Д., 2017

Отметим, что реально в области пространственного заряда (ОПЗ) слоя поглощения также происходит ударная генерация, хотя и слабая. Вследствие увеличения длины пробега носителей поле пробоя на металлургической границе p - n -перехода E_{BD} будет немного меньше, чем E_{1BD} . В то же время плотность первичного межзонного туннельного тока J_T , величина которой определяет наименьше возможную спектральную плотность шума, очень резко падает с уменьшением E_{BD} [2, 3]. Это иллюстрируют рис. 2 и 3. Из рис. 2 видно, что при увеличении W_1 в 20 раз напряженность поля лавинного пробоя в нелегированном «широкозонном» слое I $E_{1BD}(0, W_1)$ уменьшается всего лишь в 1,5 раза. При этом плотность туннельного тока в этом слое уменьшается почти на четыре порядка (см. рис. 3).

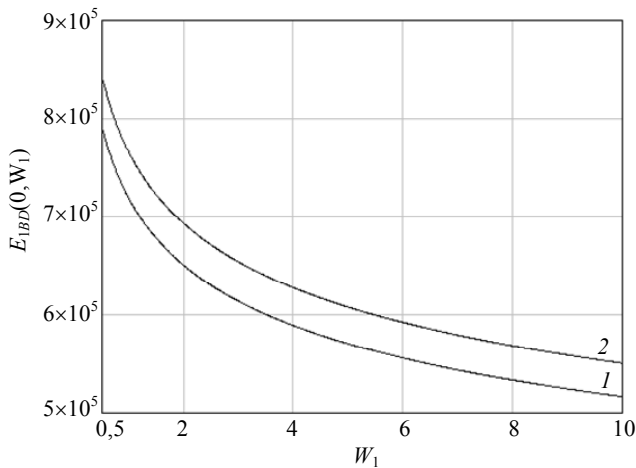


Рис. 2. Зависимость поля пробоя $E_{1BD}(0, W_1)$ (В/см) от толщины W_1 (мкм) для нелегированных слоев InP (кривая 1) и $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$ (кривая 2)

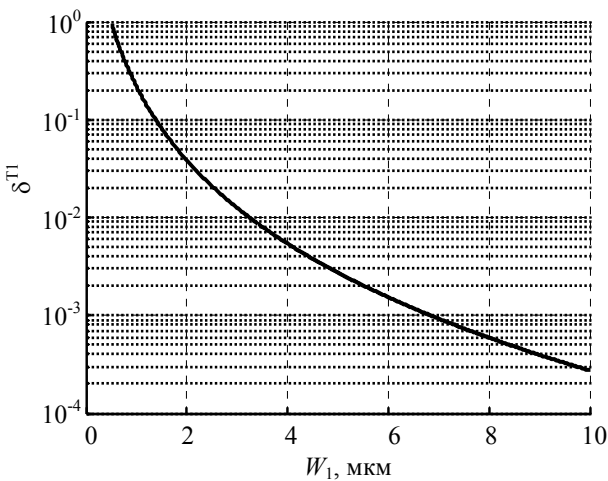


Рис. 3. Зависимость отношения $\delta_T = J_T(W_1)/J_T(0,5)$ плотностей туннельных токов $J_T(W_1)$ и $J_T(0,5)$ в нелегированном InP слоя от его толщины W_1 в условиях лавинного пробоя.

Поэтому, если учесть ударную генерацию носителей в ОПЗ слоя поглощения, то можно определить предельно низкое значение туннельного при лавинном пробое гетероструктуры. Это, в свою очередь, позволит более точно провести оптимизацию параметров структуры ЛГФД с РОПУ на основе прямозонных полупроводников, в том числе и наиболее предпочтительной типа «low-high-low» с нелегированным «широкозонным» слоем I [6, 7] (см. рис. 4).

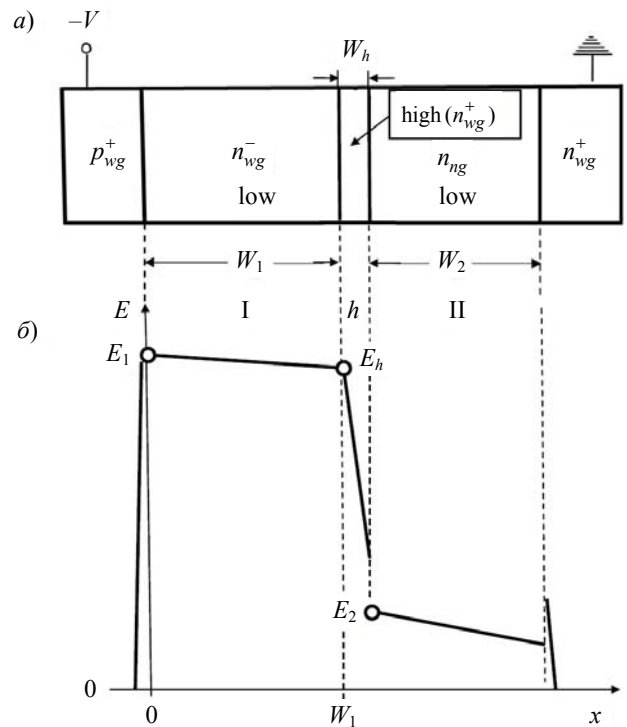


Рис. 4. Диод на основе $p_{wg}^+ - n_{wg}^- - n_{wg}^+ - n_{ng} - n_{wg}^+$ -гетероструктуры: а) схема диода; б) распределение напряженности электрического поля диоде в рабочем режиме. Обозначения wg и ng означают «широкозонный» (wide gap) и «узкокозонный» (narrow gap).

Обычный подход к вычислению поля лавинного пробоя состоит в численном решении для каждого конкретного случая известного, причем, весьма сложного интегрального уравнения [1, 8–10]:

$$\int_0^{\bar{W}} \alpha[E(x)] \times \exp \left\{ \int_0^x [\beta[E(x')] - \alpha[E(x')]] dx' \right\} dx = 1, \quad (1)$$

где $\alpha(E)$ и $\beta(E)$ – коэффициенты ударной ионизации электронов и дырок, E – напряженность электрического поля, \bar{W} – толщина ОПЗ p - n -структуры. Такой подход весьма трудоемок, не обладает наглядностью результатов и его очень трудно применять в сопутствующих задачах. У нас такой задачей является расчет туннельных токов в условиях лавинного пробоя p - n -гетероструктуры. Поэтому весьма желательно, чтобы

учет ударной ионизации носителей в ОПЗ слоя поглощения был проведен аналитически.

Целью данной работы является поиск возможности аналитического решения проблемы учета ударной ионизации носителей в ОПЗ слоя поглощения.

О возможности аналитического решения проблемы

Поле пробоя и коэффициенты размножения

В принципе, характеристики лавинных фотодиодов можно численно рассчитать с большей или меньшей степенью точности на основе известных для целого ряда полупроводников зависимостей $\alpha(E)$ и $\beta(E)$ [1, 8–12].

Вместе с тем, законы сохранения энергии и квазиимпульса при акте ударной генерации электронно-дырочных пар обеспечиваются, прежде всего, за счет электронно-дырочной системы полупроводника [1, 8–10]. Поэтому есть основания полагать, что между значениями $\alpha(E)$ и $\beta(E)$ существует некоторая корреляция, хотя, вероятно, и не вполне однозначная, например, из-за большой роли фононов в формировании функций распределения.

Искомую корреляцию для многих полупроводников, в том числе соединений A_3B_5 , можно описать соотношением [3, 13, 14]:

$$\alpha(E) \times \frac{K(E) - 1}{\ln K(E)} = \frac{5}{6} \times \left(\frac{\epsilon \times \epsilon_0}{6 \times 10^8 \times q} \right)^3 \times \left(\frac{1,1}{E_g} \right)^6 \times \left(\frac{E}{10^5} \right)^7, \quad (2)$$

где $K(E) = \beta / \alpha$, ϵ – диэлектрическая проницаемость. В (2) и всюду далее в этом разделе принята следующая, удобная для рассматриваемой тематики, система единиц и обозначений [8, 9]. Ширина запрещенной зоны E_g – eВ; электрическое поле E – В/см; α и β – см⁻¹; абсолютная величина заряда электрона q – К; электрическая постоянная ϵ_0 – Ф/м; концентрация примесей – см⁻³; размеры ОПЗ в p - и n -слоях W_p и W_n и толщины слоев – мкм.

Поясним вывод соотношения (2). Для этого обратимся к аналитической зависимости поля пробоя E_{BD} $p^+ - n - n^+$ -гомоструктуры от концентрации N легирующей примеси в «высокоомном» n -слое (базе) и ее толщины W [3–5]:

$$\int_{-W_p}^{W_n} \alpha[E(x)] \times \exp \left[\int_{-W_p}^x \{ \beta[E(x')] - \alpha[E(x')] \} dx' \right] dx = 1, \quad (9)$$

где $W_p > 0$ и $W_n > 0$.

$$E_{BD}(N, W) = E_{BD}(0, W) \times \left[1 + \frac{N}{\tilde{N}(W)} \right]^{1/8}, \quad (3)$$

$$E_{BD}(0, W) = A \times \left(\frac{A \times \epsilon \times \epsilon_0}{8 \times q \times W} \right)^{1/7}, \quad (4)$$

$$\tilde{N}(W) = \left(\frac{A \times \epsilon \times \epsilon_0}{8 \times q \times W} \right)^{8/7}, \quad (5)$$

$$A = \sqrt{\frac{1,2 \times q}{\epsilon \times \epsilon_0}} \times \left(\frac{E_g}{11 \times q} \right)^{3/4} \times 10^{10}. \quad (6)$$

Вывод [3] соотношений (3)–(6) основан на рассмотрении лавинного пробоя гетероструктуры рис. 1 и требования гладкости изменения напряженности поля $E(x)$ в реальных гетероструктурах при непрерывном изменении их параметров. Соотношения (3)–(6) являются обобщением известного приближенного выражения Зи-Гиббонса [8, 9] на конечную толщину базы и справедливы для многих полупроводников, в том числе, Ge, Si, A_3B_5 (например, GaAs, InP, GaP).

Как это следует из (3) и (5), если толщина базы гомоструктуры достаточно тонкая, а именно, если справедливо соотношение:

$$W < W_0 = \frac{1}{4} \times \sqrt{\epsilon} \times E_g^{3/4} \times \left(\frac{3 \times 10^{15}}{N} \right)^{7/8}, \quad (7)$$

то $E_{BD} = E_{BD}(0, W)$. В такой структуре изменение поля $E(x)$ на длине базы W настолько незначительно, что вероятность ударной ионизации практически одинакова в любой точке базы структуры. С другой стороны, условие лавинного пробоя (1) такой тонкой структуры принимает вид:

$$W \times [\alpha(E_{BD}) - \beta(E_{BD})] = \ln \left[\frac{\alpha(E_{BD})}{\beta(E_{BD})} \right]. \quad (8)$$

Из выражений (4), (8) и следует соотношение (2). Диапазон значений поля, в котором соотношение (2) применимо, чаще всего и реализуется при экспериментальных исследованиях [1, 8–10]. В системе координат рис. 1 и 4 условие лавинного пробоя (1) имеет вид:

Структуры рис. 1 и 4 оптимальны, когда в слое I $K(E) > 1$ [1–7]. Это реализуется, например, в InP.

Как отмечалась, численное решение уравнения (9) весьма трудоемко, не обладает наглядностью и его очень трудно применять для расчета туннельного тока. Соотношение же (2) позволяет, хотя и приближенно, но аналитически и с хорошей точностью найти интеграл (9). Эта возможность обусловлена, как правило, существенно более слабым, чем E^7 , изменением отношения $[E(E)-1]/\ln[K(E)]$. Более того, это обстоятельство позволяет аналитически вычислять зависимости коэффициентов размножения носителей и лавинных шум-факторов от приложенного напряжения [3, 7, 14], причем даже с учетом ударной генерации носителей в слое поглощения. При $K(E) = \text{const}$ задача вообще допускает точное решение.

Приближение квазиоднородного поля

Приближение квазиоднородного поля (ПКОП) [2, 3] существенно упрощает вычисление туннельных токов и их анализ зависимости от параметров гетероструктуры. Возможность применения ПКОП при расчете туннельных токов обусловлена тем, что вследствие больших значений напряженности электрического поля E при лавинном размножении носителей наклон энергетических зон, характеризуемый производной $\partial(q \times \varphi) / \partial x = -q \times E$, где φ – электрический потенциал, очень резкий. Последнее приводит к тому, что на длине туннелирования l_T , т. е., на длине, на которой энергия дна зоны проводимости $E_c(x)$ изменяется на величину, равную E_g (см. рис. 5), значение $E(x)$ практически не меняется. Это позволяет плотности скоростей межзонной туннельной генерации носителей $g_{Ti}(x)$ в I и II слоях структуры (рис. 1, 4) описывать выражением:

$$g_{Ti}(x) \equiv \frac{1}{q} \times \frac{\partial J_{Ti}}{\partial x} = A_{Ti} \times E^2(x) \times \exp\left[-\frac{a_i}{E(x)}\right], \quad (10)$$

впервые полученным в работе [15] для $E(x) = \text{const}$, где

$$A_{Ti} = \frac{q^2}{(2 \times \pi)^3 \times \hbar^2} \times \sqrt{\frac{2 \times m_i^*}{E_{gi}}}, \quad (11)$$

$$a_i = \frac{\pi}{4 \times q \times \hbar} \times \sqrt{2 \times m_i^* \times E_g^3}, \quad (12)$$

$J_{T,i}(x)$ – плотности первичных (затравочных) туннельных токов в слоях I и II, E_{gi} – ширины запрещенных зон, m_i^* – приведенные эффективные массы легких носителей $m_i^* = 2m_c m_v / (m_c + m_v)$ в соответствующих слоях, m_c и m_v – эффективные массы электронов и дырок, \hbar – редуцированная постоянная Планка, $i = 1, 2$.

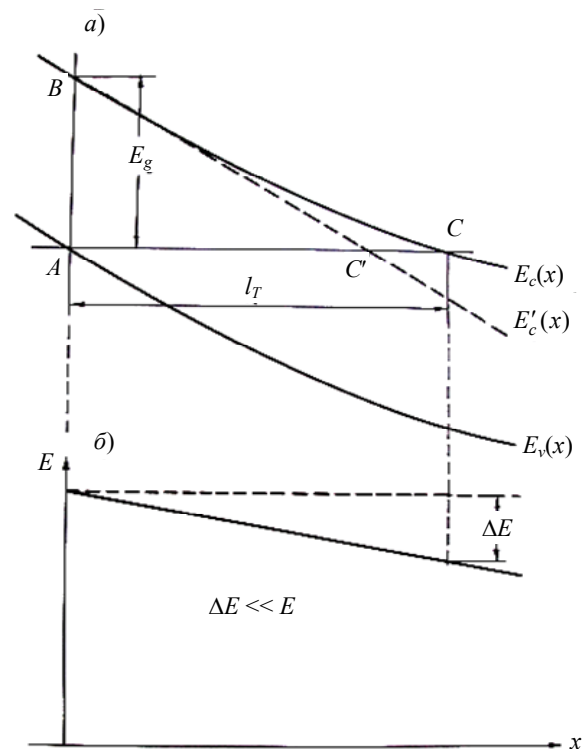


Рис. 5. Физический смысл приближения квазиоднородного поля: а) зонная диаграмма; б) распределение поля на длине туннелирования l_T . ABC – действительный барьер, ABC' – фактически используемый, $E_c(x)$ и $E_v(x)$ – энергии дна зоны проводимости и потолка валентной зоны. Штриховые линии – $E(x) = \text{const}$.

Заключение

Гетероструктуры с p–n-переходом в широкозонном слое используются для уменьшения первичного межзонного туннельного тока J_T в лавинных фотодиодах (ЛФД) на основе прямозонных полупроводников. Это обеспечивается за счет разделения областей поглощения и умножения (РОПУ). В качественных образцах ЛФД с РОПУ J_T является доминирующей составляющей темнового тока и определяет наименьший возможный шум. Для физического проектирования необходимо знать поле лавинного пробоя E_{BD} . Обычный

подход к вычислению E_{BD} состоит в численном решении известного, сложного интегрального уравнения. Такой подход весьма трудоемок, особенно при сопутствующем расчете туннельного тока. Рассмотренный в статье аналитический подход, учитывающий ударную генерацию, хотя слабую, и в области пространственного (ОПЗ) слоя поглощения, сильно облегчает решение задачи. Этот учет необходим вследствие резкой зависимости J_T от напряженности поля. Дело в том, что даже слабая ударная генерация в ОПЗ слоя поглощения несколько увеличивает длину пробега носителей, а поэтому, немного уменьшает значение E_{BD} . Учет ударной генерации носителей в слое поглощения позволит более точно провести оптимизацию параметров структуры ЛГФД с РОПУ на основе прямозонных полупроводников, в том числе, и наиболее предпочтительной типа «low-high-low» с нелегированным «широкозонным» слоем [6, 7].

ЛИТЕРАТУРА

1. Тсанг У. (ред.) Техника оптической связи: фотоприемники. – М.: Мир, 1988.

2. Холоднов В. А. // Оптический журнал. 1996. № 6. С. 42.
3. Kholodnov V., Nikitin M. In Book: Photodiodes – From Fundamentals to Applications (pp. 27–101) – InTech, 2012.
4. Холоднов В. А., Бурлаков И. Д., Другова А. А. // Прикладная физика. 2014. № 5. С. 38.
5. Бурлаков И. Д., Другова А. А., Холоднов В. А. // Успехи прикладной физики. 2014. Т. 2. № 4. С. 393.
6. Kholodnov V. A., Nikitin M. S., Burlakov I. D. / Abstracts SPIE Symposium «Optics + Photonics», 11–13 August 2015, San Diego, California, USA.
7. Kholodnov V. A., Nikitin M. S., Burlakov I. D. / The First International Conference on Advances in Sensors, Actuators, Metering and Sensing ALLSENSORS 2016, April 24–28, 2016 – Venice, Italy. Proceedings of the conference.
8. Зу С. М. Физика полупроводниковых приборов. Кн. 1. – М.: Мир, 1984.
9. Sze S. M., Kwok K. Ng. Physics of Semiconductor Devices. – New York: Wiley, Hoboken, 2007.
10. Levinshstein M., Kostamovaara J., Vainshtein S. Breakdown Phenomena in Semiconductors and Semiconductor Devices. – World Scientific Publishing, 2005.
11. Adachi S. Properties of Semiconductor Alloys: Group-IV, III–V and II–VI Semiconductors. – New York, Wiley, 2009.
12. Ghio G. Semiconductor Devices for High-Speed Optoelectronics – Cambridge: Cambridge University Press, 2009.
13. Холоднов В. А. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. № 15. С. 1349.
14. Холоднов В. А. // ФТП. 1996. Т. 30. № 6. С. 1051.
15. Kane E. O. J. Phys. Chem. Solid. 1959. Vol. 12. Issue 2. P. 181.

PACS: 85.60.-q

To the question of optimization of parameters of double heterostructure on the basis of direct gap semiconductors for avalanche photodiodes

V. A. Kholodnov^{1,2,3,4} and I. D. Burlakov^{1,4}

¹ Orion R&P Association
9 Kosinskaya str., Moscow, 111538, Russia
E-mail: idbur@yandex.ru

² V. A. Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics, RAS
Bild. 7, 11 Mokhovaya str., Moscow, 125009, Russia
E-mail: vkholodnov@mail.ru

³ Moscow Institute of Physics and Tecnology
9 Institute, Dolgoprudny, Moscow Region, 141700, Russia

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

Received September 29, 2017

We consider double-heterostructure based on direct band semiconductors under avalanche breakdown voltage. Structures like these are used to fabricate avalanche heterophotodiodes (AHPD) with separate absorption and multiplication (SAM) regions (SAM AHPD). It is shown, that calculation of

threshold performance of SAM AHPDs requires also accounting for impact ionization of electron-hole pairs in light absorption layer (absorber), and accounting can be done analytically.

Keywords: avalanche breakdown, avalanche photodiode, double-heterostructure, absorption, tunnel current, multiplication, doping.

REFERENCES

1. W. T. Tsang (ed.), in *Semiconductors and semimetals, Vol. 22, Part D*, R. K. Willardson and A. C. Beer, Eds. (New York, Academic, 1985).
2. V. A. Kholodnov, *Journal of Optical Technology* **63**, 449 (1996).
3. V. Kholodnov and M. Nikitin, in *Photodiodes – From Fundamentals to Applications*, pp. 27–101. Ilgu Yun, Ed. (Rijeka, InTech, 2012).
4. V. A. Kholodnov, I. D. Burlakov, and A. A. Drugova, *Journal of Communication Technology and Electronics* **61**, 338 (2016).
5. I. D. Burlakov, A. A. Drugova and V. A. Kholodnov, *Journal of Communication Technology and Electronics* **61**, 1200 (2016).
6. V. A. Kholodnov, M. S. Nikitin, and I. D. Burlakov, in *Abstracts SPIE Symposium «Optics + Photonics»* (11–13 August 2015, San Diego, California, USA).
7. V. A. Kholodnov, M. S. Nikitin, and I. D. Burlakov, in *Proc. First International Conference on Advances in Sensors, Actuators, Metering and Sensing ALLSENSORS 2016, April 24–28, 2016* (Venice, Italy).
8. S. M. Sze, *Physics of semiconductor devices* (New York – Chichester – Brisbane – Toronto – Singapore: John Wiley and Sons, 1981).
9. S. M. Sze and K. Ng Kwok, *Physics of Semiconductor Devices* (New York: Wiley, Hoboken, 2007).
10. M. Levinshtein, J. Kostamovaara, and S. Vainshtein, *Breakdown Phenomena in Semiconductors and Semiconductor Devices* (World Scientific Publishing, 2005).
11. S. Adachi, *Properties of Semiconductor Alloys: Group-IV, III–V and II–VI Semiconductors* (New York, Wiley, 2009).
12. G. Ghio, *Semiconductor Devices for High-Speed Optoelectronics* (Cambridge, Cambridge University Press, 2009).
13. V. A. Kholodnov, *Tech. Phys. Lett.* **14**, 246 (1988).
14. V. A. Kholodnov, *Semiconductors* **30**, 558 (1996).
15. E. O. Kane, *J. Phys. Chem. Solid.* **12**, 181 (1959).