

УДК 621.382.33

АНАЛИТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ РАЗОГРЕВА ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА В ТОНКОЙ БАЗЕ БИПОЛЯРНОГО ТРАНЗИСТОРА НА ОСНОВЕ Ge, Si И GaAs ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ СТАЦИОНАРНОГО ПОТОКА КВАНТОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

© 2014 г.

А.С. Пузанов

Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского

aspuzanov@inbox.ru

Поступила в редакцию 24.09.2013

Предложена аналитическая модель разогрева электронного газа в тонкой базе биполярного транзистора при воздействии стационарного потока квантов высоких энергий. Теоретически показано, что зависимость средней энергии электронного газа на границе пространственного заряда коллекторного перехода и нейтральной области тонкой базы от ее толщины носит как монотонный, так и немонотонный характер, однозначно определяемый сочетанием величин приложенного напряжения к эмиттерному переходу транзистора и темпа генерации горячих радиационно-генерированных носителей заряда.

Ключевые слова: биполярный транзистор с тонкой базой, баллистический перенос носителей заряда, разогрев электронно-дырочного газа, ионизирующее излучение.

Введение

Вопросы стойкости перспективных полупроводниковых приборов к воздействию корпускулярных и фотонных потоков проникающих излучений различной физической природы весьма актуальны и отражены в ряде опубликованных в последние годы работ [1–5]. Традиционная аналитическая оценка реакции биполярных транзисторов на воздействие потока квантов высоких энергий заключается в анализе переноса неосновных носителей заряда в базе в диффузионном приближении с граничными условиями Шокли [6]. Такая модель не может учесть баллистических эффектов переноса носителей заряда в коротких структурах, существенно влияющих на величину плотности ионизационного тока [7].

Ранее нами были представлены результаты численного [8] моделирования разогрева электронного газа в тонкой базе биполярного транзистора на основе Si при воздействии стационарного потока квантов высоких энергий. В настоящей работе предложена аналитическая модель данного явления и проведено сравнение различных материалов.

Математическая модель

Математическая модель переноса носителей заряда в тонкой базе с учетом их радиационно-стимулированного разогрева может быть построена только с включением в состав уравне-

ния баланса энергии, то есть на основе квазигидродинамического приближения [9]. Подобная система уравнений может быть решена аналитически только в приближении независимости параметров модели: коэффициента диффузии, времени жизни и релаксации энергии электронов – от их средней энергии. В этом случае возможны независимые решения уравнений непрерывности и баланса энергии электронов в тонкой базе.

Уравнение непрерывности электронов в тонкой базе биполярного транзистора (1) с граничными условиями Хансена [10] (2) в стационарном случае записывается в виде

$$D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} - \frac{n - n_i^2}{N_b \tau_n} + G_\gamma = 0, \quad (1)$$

$$n(0) - \frac{D_n}{2v_R} \frac{\partial n(0)}{\partial x} = \frac{n_i^2}{N_b} \exp\left(\frac{qU_{be}}{k_B T}\right),$$

$$n(L_b) + \frac{D_n}{2v_R} \frac{\partial n(L_b)}{\partial x} = \frac{n_i^2}{N_b} \exp\left(-\frac{qU_{cb}}{k_B T}\right). \quad (2)$$

Здесь N_b – концентрация легирующей примеси в базе, q – заряд электрона, U_{be} – приложенное напряжение к переходу база – эмиттер, U_{cb} – приложенное напряжение к переходу коллектор – база, k_B – постоянная Больцмана, T – температура, L_b – толщина нейтральной области базы, G_γ – темп генерации неравновесных носителей

заряда проникающим излучением, n_i – концентрация собственных носителей заряда, n – концентрация, $v_R = \sqrt{\frac{k_B T}{2\pi m^*}}$ – средняя скорость, m^* – эффективная масса, D_n – коэффициент диффузии и τ_n – время жизни неосновных носителей заряда (электронов).

Решение краевой задачи (1)–(2) в приближении полного подавления рекомбинации носителей заряда в тонкой базе ($\tau_n \rightarrow \infty$) и активном режиме работы транзистора ($qU_{cb} \gg k_B T$) записывается в виде

$$\begin{aligned} n(x) &= -\frac{G_\gamma}{2D_n} x^2 + C_1 x + C_0, \\ C_0 &= \frac{\left(L_b + \frac{D_n}{2v_R}\right) \frac{n_i^2}{N_b} \exp\left(\frac{qU_{be}}{k_B T}\right) + \frac{D_n}{4v_R^2} G_\gamma L_b \left(\frac{L_b v_R}{D_n} + 1\right)}{L_b + \frac{D_n}{v_R}}, \\ C_1 &= \frac{\frac{G_\gamma L_b}{2} \left(\frac{L_b}{D_n} + \frac{1}{v_R}\right) - \frac{n_i^2}{N_b} \exp\left(\frac{qU_{be}}{k_B T}\right)}{L_b + \frac{D_n}{v_R}}. \end{aligned} \quad (3)$$

Уравнение баланса энергии электронного газа в тонкой базе биполярного транзистора записывается в виде

$$\begin{aligned} D_n \frac{\partial^2 (n \cdot W_n)}{\partial x^2} - \frac{n \cdot (W - W_0)}{\tau_{Wn}} - \left(n - \frac{n_i^2}{N_b}\right) \cdot W_n - \frac{G_\gamma W_e}{\tau_n} = 0, \end{aligned} \quad (4)$$

где W_n и W_0 – средняя и равновесная энергия электронного газа, W_e – средняя энергия радиационно-генерированных электронов, τ_{Wn} – время релаксации энергии электронов.

Граничные условия уравнения баланса энергии были поставлены исходя из отсутствия разогрева электронного газа ($W_n(x) \equiv W_0$) в базе в следующих случаях:

– в отсутствие воздействия потока квантов высоких энергий ($G_\gamma = 0$);

– при воздействии оптического излучения с энергией, незначительно превышающей ширину запрещенной зоны полупроводника ($W_e = W_0$).

В этом случае граничные условия уравнения баланса энергии подобны граничным условиям уравнения непрерывности

$$\begin{aligned} n(0) \cdot W_n(0) - \frac{D_n}{2v_R} \frac{\partial (n(0) \cdot W_n(0))}{\partial x} &= \\ &= \frac{n_i^2}{N_b} \cdot W_0 \exp\left(\frac{qU_{be}}{k_B T}\right), \\ n(L_b) \cdot W_n(L_b) + \frac{D_n}{2v_R} \frac{\partial (n(L_b) \cdot W_n(L_b))}{\partial x} &= \\ &= \frac{n_i^2}{N_b} \cdot W_0 \exp\left(-\frac{qU_{cb}}{k_B T}\right). \end{aligned} \quad (5)$$

Важно отметить, что не только граничные условия уравнения непрерывности и баланса энергии электронов должны быть согласованы друг с другом, но и сами уравнения переноса. Во многих работах, посвященных анализу переноса носителей заряда в квазигидродинамическом приближении, слагаемым

$\left(n - \frac{n_i^2}{N_b}\right) \cdot W_n / \tau_n$ пренебрегают ввиду его малости относительно $n \cdot (W - W_0) / \tau_{Wn}$.

Однако можно показать, что в этом случае невозможно подобрать граничные условия уравнения баланса энергии электронов, удовлетворяющие вышеизложенным физическим ограничениям.

Решение краевой задачи (4)–(5) относительно произведения $n \cdot W_n$ в приближении полного подавления рекомбинации носителей заряда в тонкой базе ($\tau_n \rightarrow \infty$) и активном режиме работы транзистора ($qU_{cb} \gg k_B T$) дает

$$\begin{aligned} n(x) \cdot W_n(x) &= C_2 \exp\left(\frac{x}{\sqrt{D_n \tau_{Wn}}}\right) + \\ &+ C_3 \exp\left(-\frac{x}{\sqrt{D_n \tau_{Wn}}}\right) + n(x) \cdot W_0 + \\ &+ G_\gamma (W_e - W_0) \tau_{Wn}, \\ C_2 &= \frac{b_1 a_{22} - b_2 a_{12}}{a_{11} a_{22} - a_{12} a_{21}}, \quad C_3 = \frac{b_2 a_{11} - b_1 a_{21}}{a_{11} a_{22} - a_{12} a_{21}}, \end{aligned}$$

$$a_{11} = 1 - \frac{1}{2v_R} \sqrt{\frac{D_n}{\tau_{Wn}}}, \quad a_{12} = 1 + \frac{1}{2v_R} \sqrt{\frac{D_n}{\tau_{Wn}}}, \quad (6)$$

$$a_{21} = \left(1 + \frac{1}{2v_R} \sqrt{\frac{D_n}{\tau_{Wn}}}\right) \exp\left(\frac{L_b}{\sqrt{D_n \tau_{Wn}}}\right),$$

$$a_{22} = \left(1 - \frac{1}{2v_R} \sqrt{\frac{D_n}{\tau_{Wn}}}\right) \exp\left(-\frac{L_b}{\sqrt{D_n \tau_{Wn}}}\right),$$

$$\begin{aligned}
 b_1 &= \frac{n_i^2}{N_b} W_0 \exp\left(\frac{qU_{be}}{k_B T}\right) - \\
 &- G_\gamma (W_e - W_0) \tau_{Wn} - n(0) \cdot W_0 + \\
 &+ \frac{W_0}{2q\nu_R} j_n(0), \\
 b_2 &= -G_\gamma (W_e - W_0) \tau_{Wn} - \\
 &- n(L_b) \cdot W_0 + \frac{W_0}{2q\nu_R} j_n(L_b).
 \end{aligned}$$

Результаты расчетов и их обсуждение

Наибольшее влияние разогрев электронного газа в тонкой базе оказывает на перенос носителей заряда в слое пространственного заряда коллекторного перехода, меняя темп ударной ионизации в области сильного электрического поля [11]. На рисунке 1 представлены зависимости средней энергии электронного газа на границе пространственного заряда коллекторного перехода и нейтральной области тонкой базы от ее толщины для транзисторов на основе Ge, Si и GaAs. Параметры материалов приведены в таблице. Время релаксации энергии электронного газа принимали равным 0.5 пс для всех рассматриваемых полупроводников [12], концентрация легирующей примеси в базе – 10^{17} см^{-3} .

Полученные семейства функциональных зависимостей средней энергии электронного газа на границе пространственного заряда коллекторного перехода и нейтральной области тонкой базы от ее толщины имеют ряд особенностей, общих для рассматриваемых полупроводников. Во-первых, существует переход от экстремальной зависимости к монотонному

уменьшению средней энергии электронного газа с ростом толщины базы при различных сочетаниях величин приложенного напряжения к эмиттерному переходу транзистора и темпа генерации горячих радиационно-генерированных носителей заряда. При высоких уровнях инжекции электронов из эмиттера (относительно темпа генерации) экстремальный характер зависимости обусловлен увеличением отношения потока горячих электронов в базе к их общему потоку с ростом ее толщины до некоторого предела. С дальнейшим ростом толщины базы часть горячих радиационно-генерированных электронов термализуется и поток носителей «остывает», что приводит к снижению средней энергии электронного газа на границе база–коллектор. Переход к монотонному уменьшению средней энергии электронного газа с ростом толщины базы связан с тем, что при низких уровнях инжекции вклад потока горячих радиационно-генерированных электронов изначально доминирует над потоком термализованных электронов из эмиттера. В этих условиях с ростом толщины базы поток носителей монотонно «остывает» и средняя энергия электронного газа на границе база – коллектор уменьшается.

Второй важной особенностью является то, что функциональная зависимость средней энергии электронного газа на границе база–коллектор для любого полупроводника однозначно определяется приложенным напряжением к эмиттерному переходу транзистора и темпом генерации горячих радиационно-генерированных носителей заряда. Это является следствием линейности предложенной аналитической модели и позволяет по результатам расчета зависимости средней энергии электронного

Таблица

Параметры полупроводниковых материалов [13], используемые в расчетах

Параметры	Ge	Si	GaAs
Эффективная масса электронов ¹	$m_l = 1.64 \cdot m_0$ $m_t = 0.082 \cdot m_0$	$m_l = 0.98 \cdot m_0$ $m_t = 0.19 \cdot m_0$	$m = 0.067 \cdot m_0$
Ширина запрещенной зоны ² , эВ	0.66	1.12	1.424
Собственная концентрация носителей, см^{-3}	$2.4 \cdot 10^{13}$	$1.45 \cdot 10^{10}$	$1.79 \cdot 10^6$
Дрейфовая подвижность ³ , $\text{см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$	3900	1500	8500

¹ m_0 – масса покоя электрона в вакууме, m_l – продольная масса электрона, m_t – поперечная масса электрона.

² Среднюю энергию радиационно-генерированных электронов определяли как $W_e = 0.6 \cdot W_g$ [8], где W_g – ширина запрещенной зоны полупроводника.

³ Коэффициент диффузии электронов определяли из соотношения Эйнштейна [13], где μ_n – дрейфовая подвижность электронов.

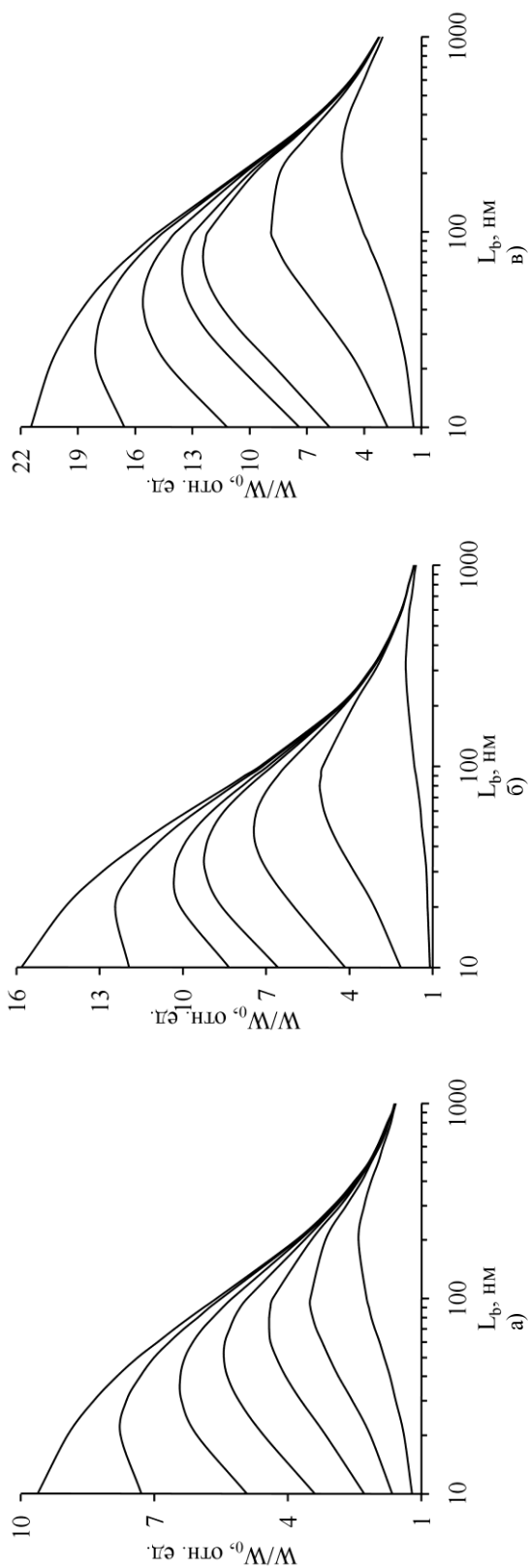


Рис. 1. Зависимость средней энергии электронного газа на границе пространственного заряда коллекторного перехода и нейтральной области тонкой базы от ее толщины: а) Ge, б) Si, в) GaAs

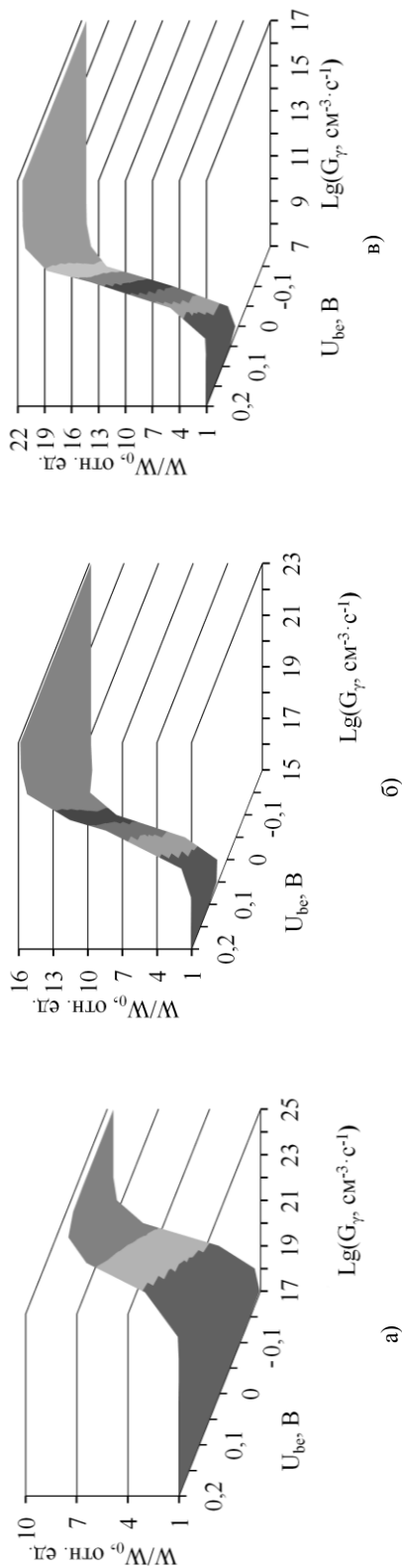


Рис. 2. Зависимость средней энергии электронного газа на границе пространственного заряда коллекторного перехода и нейтральной области тонкой базы от приложенного напряжения к эмиттерному переходу транзистора и темпа генерации горячих радиационно-генерированных носителей заряда при толщине базы 10 нм: а) Ge, б) Si, в) GaAs

газа на границе база – коллектор от приложенного напряжения к эмиттерному переходу транзистора и темпа генерации горячих радиационно-генерированных носителей заряда для определенной толщины базы (рисунок 2) найти величину разогрева электронного газа для произвольной ее толщины, используя данные рис. 1.

Заключение

Результаты моделирования показывают, что разогрев электронного газа в тонкой базе биполярного транзистора максимален в режиме отсечки, когда коллекторный и эмиттерный переходы обратно смещены. Развитие радиационно-стимулированного лавинно-теплого пробоя транзистора в этом режиме наиболее вероятно. При этом наименее стойкими к возникновению тепловой неустойчивости являются транзисторы на основе Ge, ввиду малой ширины его запрещенной зоны.

Представленная аналитическая модель может быть обобщена на случай воздействия импульсных потоков квантов высоких энергий, квазистационарных относительно времени релаксации энергии электронно-дырочного газа (~0.5 пс). В этом случае требуется заменить выражение (3) стационарного распределения неосновных носителей заряда в тонкой базе на его нестационарный аналог [7].

Разработанная аналитическая модель разогрева электронного газа в тонкой базе и полученные результаты моделирования могут быть использованы при расчетах электрических режимов работы биполярных транзисторов СВЧ и КВЧ диапазонов в схемах включения с общей базой и общим эмиттером.

Автор благодарит С.В. Оболенского за полезные замечания при подготовке статьи.

Работа выполнена при частичной поддержке грантов Министерства образования и науки Российской Федерации.

Список литературы

1. Киселев В.К., Оболенский С.В., Пузанов А.С. Аналитическая модель деградации характеристик кремниевых биполярных транзисторов с тонкой базой при воздействии дефектообразующих излучений // Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. 2013. № 2(1). С. 56–59.
2. Тарасова Е.А., Демидова Д.С., Оболенский С.В. и др. Моделирование мощных НЕМТ при облучении квантами высоких энергий // Физика и техника полупроводников. 2012. Т. 46, № 12. С. 1587–1592.
3. Пузанов А.С., Оболенский С.В. Применение квазигидродинамического приближения для решения задачи переноса заряда в кремниевых наноструктурах при повышенных температурах // Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. 2011. № 2(1). С. 62–70.
4. Пузанов А.С., Оболенский С.В., Петров С.Г. Особенности ударной ионизации в полупроводниковых приборах с субмикронными областями пространственного заряда при воздействии потока квантов высоких энергий // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру. 2011. № 2. С. 10–13.
5. Пузанов А.С., Оболенский С.В. Особенности стимулированного излучением пробоя $p-n$ -перехода с неоднородным легированием // Микроэлектроника. 2009. Т. 38, № 1. С. 64–74.
6. Shockley W. The theory of $p-n$ junction in semiconductors and $p-n$ junction transistors // Bell System Technical Journal. 1949. V. 28, № 7. P. 435–489.
7. Пузанов А.С., Оболенский С.В. Аналитическая модель переходных ионизационных процессов в кремниевых биполярных транзисторах с тонкой базой при воздействии импульсного фотонного излучения // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру. 2012. № 4. С. 5–8.
8. Пузанов А.С., Оболенский С.В. Влияние радиационно-стимулированного разогрева электронного газа на развитие лавинного пробоя в транзисторных структурах // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру. 2010. № 3. С. 46–50.
9. Оболенский С.В. Предел применимости локально-полевого и квазигидродинамического приближений при расчетно-экспериментальной оценке радиационной стойкости субмикронных полупроводниковых приборов // Известия вузов. Электроника. 2002. № 6. С. 31–38.
10. Hansen O. Diffusion in a short base // Solid-State Electronics. 1994. V. 37, № 9. P. 1663–1669.
11. Пузанов А.С., Оболенский С.В. Особенности переноса электронов в биполярных транзисторных структурах с тонкой базой при воздействии потока квантов высоких энергий // Микроэлектроника. 2012. Т. 41, № 4. С. 304–312.
12. Пожела Ю.К. Физика быстродействующих транзисторов. Вильнюс: Мокслас, 1989. 264 с.
13. Зи С.М. Физика полупроводниковых приборов: В 2-х книгах. Кн. 2. М.: Мир, 1984. 456 с.

ANALYTICAL MODEL OF ELECTRON GAS HEATING IN A THIN BASE OF A BIPOLAR TRANSISTOR BASED ON Ge, Si AND GaAs EXPOSED TO A STATIONARY HIGH-ENERGY QUANTUM FLOW*A.S. Puzanov*

An analytical model has been proposed to describe electron gas heating in a thin base of a bipolar transistor exposed to a stationary high-energy quantum flow. It has been theoretically shown that the dependence of the electron gas average energy at the boundary of the collector junction space charge and the neutral region of the thin base on the base thickness can have a monotonic and non-monotonic character. This character is uniquely defined by the combination of the applied voltage to the transistor emitter junction and the rate of hot radiation-generated charge carriers.

Keywords: thin-base bipolar transistor, ballistic charge-carrier transport, electron-hole gas heating, ionizing radiation.

References

1. Kiselev V.K., Obolenskij S.V., Puzanov A.S. Analiticheskaja model' degradacii karakteristik kremnievych bipoljarnych tranzistorov s tonkoj bazoj pri vozdejstvii defektoobrazujushhh izluchenij // Vestnik Nizhegorodskogo universiteta im. N.I. Lobachevskogo. 2013. № 2(1). S. 56–59.
2. Tarasova E.A., Demidova D.S., Obolenskij S.V. i dr. Modelirovanie moshhnyh HEMT pri obluchenii kvantami vysokih jenergij // Fizika i tehnika poluprovodnikov. 2012. T. 46, № 12. S. 1587–1592.
3. Puzanov A.S., Obolenskij S.V. Primenenie kvazigidrodinamicheskogo priblizhenija dlja reshenija zadachi perenosa zarjada v kremnievych nanostrukturah pri povyshennyh temperaturah // Vestnik Nizhegorodskogo universiteta im. N.I. Lobachevskogo. 2011. № 2(1). S. 62–70.
4. Puzanov A.S., Obolenskij S.V., Petrov S.G. Osobennosti udarnoj ionizacii v poluprovodnikovych priborah s submikronnymi oblastjami prostranstvennogo zarjada pri vozdejstvii potoka kvantov vysokih jenergij // Voprosy atomnoj nauki i tehniki. Serija: Fizika radiacionnogo vozdejstvija na radioelektronnuju apparaturu. 2011. № 2. S. 10–13.
5. Puzanov A.S., Obolenskij S.V. Osobennosti stimulirovannogo izlucheniem probuja *p-n*-peregoda s neodnorodnym legirovaniem // Mikroelektronika. 2009. T. 38, № 1. S. 64–74.
6. Shockley W. The theory of *p-n* junction in semiconductors and *p-n* junction transistors // Bell System Technical Journal. 1949. V. 28, № 7. P. 435–489.
7. Puzanov A.S., Obolenskij S.V. Analiticheskaja model' perehodnyh ionizacionnyh processov v kremnievych bipoljarnych tranzistorah s tonkoj bazoj pri vozdejstvii impul'snogo fotonnogo izluchenija // Voprosy atomnoj nauki i tehniki. Serija: Fizika radiacionnogo vozdejstvija na radioelektronnuju apparaturu. 2012. № 4. S. 5–8.
8. Puzanov A.S., Obolenskij S.V. Vlijanie radiacionno-stimulirovannogo razogreva jelektronnogo gaza na razvitie lavinnogo probuja v tranzistornyh strukturah // Voprosy atomnoj nauki i tehniki. Serija: Fizika radiacionnogo vozdejstvija na radioelektronnuju apparaturu. 2010. № 3. S. 46–50.
9. Obolenskij S.V. Predel primenimosti lokal'no-polevogo i kvazigidrodinamicheskogo priblizhenij pri raschetno-jeksperimental'noj ocenke radiacionnoj stojkosti submikronnyh poluprovodnikovych priborov // Izvestija vuzov. Jelektronika. 2002. № 6. S. 31–38.
10. Hansen O. Diffusion in a short base // Solid-State Electronics. 1994. V. 37, № 9. P. 1663–1669.
11. Puzanov A.S., Obolenskij S.V. Osobennosti perenosa jelektronov v bipoljarnych tranzistornyh strukturah s tonkoj bazoj pri vozdejstvii potoka kvantov vysokih jenergij // Mikroelektronika. 2012. T. 41, № 4. S. 304–312.
12. Pozhela Ju.K. Fizika bystrodejstvujushhh tranzistorov. Vil'njus: Mokslas, 1989. 264 s.
13. Zi S.M. Fizika poluprovodnikovych priborov: V 2-h knigah. Kn. 2. M.: Mir, 1984. 456 s.