

УДК 621.382.323

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЕРТИКАЛЬНОГО БАЛЛИСТИЧЕСКОГО КВАНТОВО-БАРЬЕРНОГО ПОЛЕВОГО ТРАНЗИСТОРА НА ОСНОВЕ НЕЛЕГИРОВАННОЙ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ КВАНТОВОЙ НАНОПРОВОЛОКИ

© 2023 г. Д. В. Поздняков¹, *, А. В. Борздов¹, **, В. М. Борздов¹, ***¹Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, Минск, 220030 Беларусь

*E-mail: pozdnyakov@tut.by

**E-mail: BorzdovAV@bsu.by

***E-mail: Borzdov@bsu.by

Поступила в редакцию 29.06.2023 г.

После доработки 10.09.2023 г.

Принята к публикации 10.09.2023 г.

Предложено конструктивно-топологическое решение и проведено моделирование туннельного полевого транзистора нового типа. Прибор представляет собой вертикальный баллистический полевой транзистор на основе находящейся в матрице Al_2O_3 цилиндрической нелегированной $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ квантовой нанопроволоки с цилиндрическим металлическим затвором. Для заданной геометрии приборной структуры найдено оптимальное значение меняющейся вдоль канала транзистора доли алюминия в составе полупроводника, при котором в отличие от обычного туннельного полевого транзистора обеспечивается не только полное снятие квантового барьера для электронов положительным затворным напряжением, но и минимально возможное электрическое сопротивление канала транзистора. Рассчитаны вольт-амперные характеристики транзистора в рамках строгого квантово-механического описания электронного транспорта в его канале с учетом непараболичности зонной структуры полупроводника.

Ключевые слова: вертикальный полевой транзистор, полупроводниковая квантовая нанопроволока, баллистический перенос электронов

DOI: 10.31857/S0544126923600227, EDN: XSTEVS

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время базовым элементом цифровой интегральной электроники, выполняющим роль нормально-разомкнутого ключа, является кремниевый полевой МДП-транзистор с индуцированным каналом [1]. Выполнение предъявляемых к такого рода ключевым элементам трех основных требований для дальнейшего увеличения степени интеграции элементной базы микро- и нанoeлектроники, в частности, уменьшения геометрических размеров, увеличения скорости переключения и снижения рассеиваемой мощности, вынуждает разработчиков такого рода приборных структур уменьшать значения рабочих напряжений на затворе и стоке транзистора [2, 3], выбирать альтернативные материалы для его проводящего канала [4–6], использовать иные принципы управления его переключением [7, 8], а также искать новые конструктивно-топологические решения [3–16]. По крайней мере, большую часть вышеперечисленных требований может удовлетворить вертикальный баллистический нанотранзистор с цилиндрическим затвором [3, 12–16], у

которого: 1) в цилиндрическом проводящем канале находится одномерный электронный газ в условиях электрического квантового предела [17]; 2) проводящий канал сформирован из весьма высокотехнологичного материала с очень высокой подвижностью электронов [18]; 3) материал изоляционной матрицы транзистора технологически совместим с материалами его проводящего канала и электродов; 4) как и в туннельном полевом транзисторе [7, 8, 16] высота и ширина потенциального барьера для электронов непосредственно управляется затворным напряжением [16]; 5) в открытом состоянии электрическая проводимость канала транзистора стремится к максимально возможному квантово-механическому значению $e^2/(\pi\hbar)$ [19], где e – элементарный заряд, $\hbar$ – редуцированная постоянная Планка.

Таким образом, с учетом вышесказанного, целью настоящей работы стало моделирование и оптимизация ряда конструктивно-топологических параметров вертикального баллистического полевого транзистора с цилиндрическим метал-

лическим затвором и одномерным электронным газом в проводящем канале, а также расчет его вольт-амперных характеристик (ВАХ).

2. КОНСТРУКТИВНО-ТОПОЛОГИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ МОДЕЛИРУЕМОГО ТРАНЗИСТОРА

Рассмотрим вначале критерии выбора полупроводникового материала для проводящего канала транзистора и материала для его изоляционной матрицы. Поскольку ожидается, что в подобранном полупроводниковом материале каким-либо физико-химическим способом может быть сформирован постоянный квантовый барьер для электронов с заданным потенциальным профилем вдоль проводящего канала транзистора с осью симметрии Oz , то наиболее естественным и простым с технологической точки зрения является применение в качестве такого материала тернарного полупроводника $M1_xM2_{1-x}M3$, у которого с увеличением доли x химического элемента $M1$ в его составе по отношению к химическому элементу $M2$ увеличивается ширина запрещенной зоны. Выбор же входящих в тернарный полупроводник химических элементов ограничивается одновременным выполнением следующих требований. Для минимизации эффектов, связанных с неосновными носителями заряда (дырками), у полупроводника $M2M3$ при нормальных условиях должна быть достаточно широкая запрещенная зона, по крайней мере, не меньше, чем у германия. Режим переноса электронов через открытый канал транзистора должен быть максимально баллистическим, или, что эквивалентно, набор химических элементов $M2$ и $M3$ должен обеспечивать достижение максимальных значений подвижности электронов в полупроводнике $M2M3$. Для минимизации эффектов, возникающих в напряженных структурах, и минимизации вероятности образования дефектов на поверхности проводящего канала транзистора значения постоянных решеток у $M1M3$ и $M2M3$ должны быть практически одинаковыми. Также для минимизации вероятности образования дефектов на поверхности проводящего канала транзистора и обеспечения высокой степени технологической совместимости материала канала транзистора с окружающим его изоляционным материалом последний должен представлять собой оксид одного из элементов $M1$ или $M2$, при этом для минимизации туннельных токов утечки и минимизации вероятности электрического пробоя изолятора у последнего должна быть максимально широкая запрещенная зона.

Далее остановимся на критериях выбора материала электродов транзистора. Требования, предъявляемые к этому материалу, должны быть следующие: металл или его сплав с элементами $M1$

и/или $M2$ должен образовывать с материалом $M2M3$ надежный омический контакт с очень малым электрическим сопротивлением; значение работы выхода электрона из металла или его сплава должно так соотноситься со значением сродства к электрону полупроводника $M2M3$, что, с одной стороны, в приконтактной области $M2M3$ образуется область пространственного заряда с очень высокой концентрацией электронов, позволяющей получать очень высокие плотности тока в транзисторе, а с другой стороны, уровень вырождения электронного газа остается все еще недостаточным для квазибаллистического или даже небаллистического (диффузионного) переноса частиц через вышележащие долины в полупроводниковом материале проводящего канала транзистора.

Анализ физико-химических параметров технологичных полупроводников $A^{IV}B^V$ [18] и $A^{III}B^V$ [18, 20], широко используемых в настоящее время в электронной промышленности, наряду с анализом ряда физико-химических параметров соответствующих оксидных изоляторов [21–24] приводит к выводу о том, что одним из возможных вариантов, удовлетворяющим сразу всем требованиям, является $Al_xGa_{1-x}As$ в окружении Al_2O_3 . Наиболее приемлемым с технологической точки зрения материалом электродов транзистора видится сплав $MgAl$, который с учетом среднего значения работы выхода из него электронов (3.87 эВ) [25] и значения сродства к электрону $GaAs$ (4.07 эВ) [26] будет насыщать приконтактную область полупроводника электронами вплоть до образования сильно вырожденного электронного газа с уровнем Ферми E_F равным 0.2 эВ.

В отношении конструкции вертикального баллистического полевого транзистора на основе находящейся в матрице Al_2O_3 цилиндрической нелегированной $Al_xGa_{1-x}As$ квантовой проволоки с цилиндрическим металлическим затвором существует всего три основных требования: 1) должны быть минимизированы туннельные токи между электродами транзистора, а также между его проводящим каналом и затвором; 2) расстояния между парами электродов исток–затвор и затвор–сток, а также расстояние между проводящим каналом и затвором должны быть такими, что подача, как минимум, удвоенных значений от номинальных напряжений на электроды транзистора не приводит к электрическому пробоя Al_2O_3 с наихудшими свойствами этого изолятора; 3) режим переноса электронов в проводящем канале транзистора должен быть максимально баллистическим. Из всего этого следует, что данным требованиям отвечает максимально симметричная транзисторная структура. Что же касается ее размеров, то указанные требования находятся в некотором противоречии друг с другом: для уменьшения

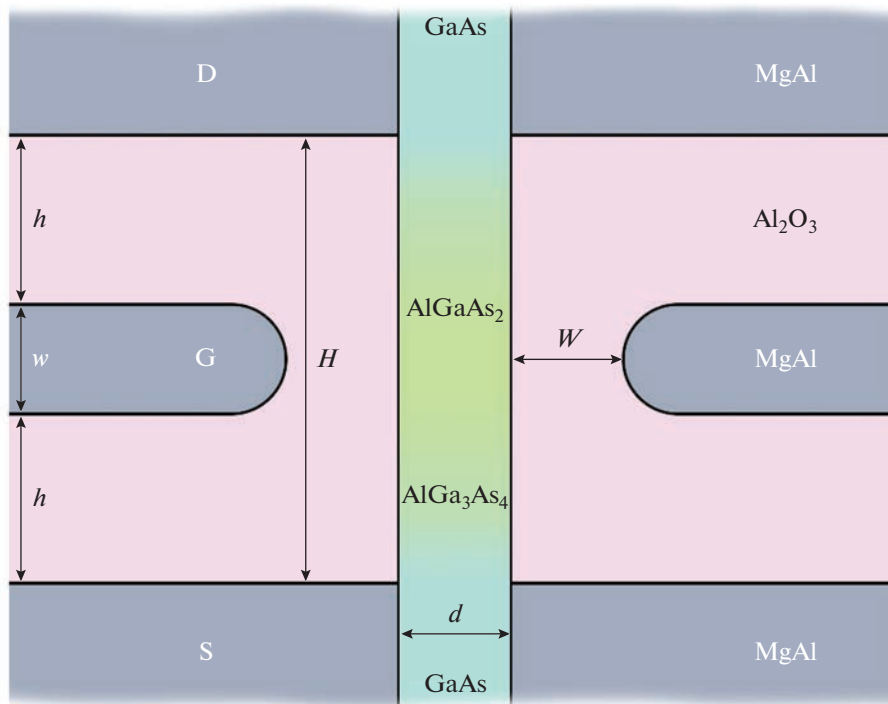


Рис. 1. Сечение транзистора плоскостью, проходящей через его вертикальную ось симметрии: S — исток, D — сток, G — затвор, $W = w = d = 10$ нм, $h = 15$ нм, $H = 40$ нм.

туннельных токов необходимо увеличивать размеры транзистора; увеличение же его размеров при заданных значениях номинальных напряжений ведет к уменьшению значений напряженности электрического поля в изоляторе, но, в то же время, с увеличением размеров рассматриваемого изолятора существует тенденция к снижению его диэлектрической прочности [23]; для достижения предельно баллистического режима переноса электронов в транзисторе необходимо уменьшать его размеры. С учетом вышесказанного в качестве оптимального решения необходимо выбрать такие минимально возможные размеры транзисторной структуры, при которых туннельные токи между ее электродами пренебрежимо малы, а сама транзисторная структура находится в близком к пробойному состоянию (80% от пробойного значения напряженности поля F_{br}) для Al₂O₃ с наихудшими изоляционными характеристиками ($F_{br} = 1$ МВ/см [24]) при подаче на ее электроды напряжений, которые, как минимум, в два раза превышают их номинальные значения.

На основании вышесказанного может быть предложено достаточно простое конструктивно-топологическое решение. В частности, на рис. 1 схематически представлено поперечное сечение транзисторной структуры с оптимальной геометрией.

Как видно из рис. 1, в отличие от типовой конструкции нанотранзисторов, для которых характерно то, что проводник с одномерным электронным газом контактирует с поверхностями истока и стока [3, 4, 6, 10–14, 16], здесь, как и в ряде других работ (см., например, [5, 13, 14]), предлагается использовать проводник, у которого длина больше длины канала транзистора. Благодаря предлагаемому погружению полупроводника в металлические электроды в разы будет снижено электрическое сопротивление контакта металл–полупроводник, а также полностью экранировано металл электрическое поле в находящемся в металле полупроводнике, возникающее из-за насыщения полупроводника вышедшими из металла электронами вплоть до выравнивания уровней Ферми в обоих материалах.

3. ОПТИМИЗАЦИЯ СОСТАВА МАТЕРИАЛА ПРОВОДЯЩЕГО КАНАЛА ТРАНЗИСТОРА

Для определения оптимальной зависимости доли алюминия в соединении Al_xGa_{1-x}As от координаты z ($z = 0$ соответствует началу проводящего канала транзистора на границе истока, а $z = H$ — его концу на границе стока) вначале необходимо найти распределение электрического потенциала $\phi(r, z)$ в транзисторной структуре при

заданных напряжениях на стоке $V_D = 0$ и затворе V_G (напряжение на истоке полагается всегда равным нулю). Это обуславливается тем, что, во-первых, при нулевом потенциале на истоке и стоке поданное на затвор минимально возможное напряжение должно полностью снимать потенциальный барьер в проводящем канале транзистора с образованием плоских подзон и единичной вероятностью прохождения электронами области исток–сток во всем интервале их энергии. А во-вторых, при нулевом потенциале на затворе и номинальном напряжении на стоке электрический ток в проводящем канале транзистора за счет как надбарьерного переноса частиц, так и их туннелирования через барьер должен быть исчезающе малым. Эти два противоречащие друг другу требования могут быть разрешены для некоторого значения опорного затворного напряжения V_{G0} . Выберем, для определенности, типичное значение для V_{G0} равное 0.5 В [3, 15, 16]. Следует отметить, что указанное значение было подобрано уже после разработки и программной реализации модели переноса электронов в рассматриваемом транзисторе по условию отношения тока в открытом транзисторе I_{on} ($V_G = V_{G0}$) к току в закрытом транзисторе I_{off} ($V_G = 0$) приблизительно равного 10^4 при $V_D = 0.3$ В и температуре $T = 300$ К [16] ($I_{on}/I_{off} \approx 10^3$ для $V_{G0} = 0.4$ В, $I_{on}/I_{off} \approx 10^5$ для $V_{G0} = 0.6$ В и $I_{on}/I_{off} \approx 10^{12}$ для $V_{G0} = 1.2$ В при практически одном и том же неизменном значении I_{on}).

В рассматриваемом случае пространственное распределение электрического потенциала в проводящем канале изображенной на рис. 1 транзисторной структуры может быть получено путем численного решения уравнения Пуассона в цилиндрических координатах. При этом чтобы значительно уменьшить вычислительную сложность расчета $\phi(r, z)$ можно прибегнуть к ряду стандартных приближений. Во-первых, учитывая весьма небольшую разницу между значениями относительной диэлектрической проницаемости Al_2O_3 [24] и $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ [27], можно пренебречь небольшим скачком значения нормальной составляющей напряженности электрического поля на границе $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, которая лишь незначительно влияет на потенциальную энергию электронов в электрическом поле через локальное смещение их энергетических уровней в полупроводниковой квантовой проволоке. Во-вторых, можно не учитывать заряд электронов в проводящем канале транзистора. В его закрытом состоянии пренебрежение подвижным зарядом, очевидно, вполне оправдано. В открытом состоянии транзистора максимально возможный протекающий в его проводящем канале электрический ток, согласно полученным оценкам при $E_F = 0.2$ эВ и рассматриваемой геометрии структуры, создает

дополнительный подъем потенциального барьера между истоком и затвором в максимуме на ~ 30 мВ. Что, в итоге, приводит к сдвигу не более, чем на ~ 60 мВ ВАХ транзистора по величине V_G ($V_G \rightarrow V_G + 0.06$ В). В то же время, указанное приближение освобождает от необходимости многократного итеративного самосогласованного решения уравнений Шредингера и Пуассона для каждой из расчетных точек ВАХ транзистора. Итогом принятых приближений является возможность редукции уравнения Пуассона к уравнению Лапласа в виде

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \phi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \quad (1)$$

с соответствующими граничными условиями Дирихле на границах $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{MgAl}$, граничными условиями Неймана на границе области моделирования в Al_2O_3 и на оси симметрии проводящего канала транзистора с учетом того, что $\phi \sim r^2$ при $r \rightarrow 0$ для любых значений z .

Пример рассчитанного пространственного распределения электрического потенциала в транзисторной структуре, полученный с помощью численного решения уравнения Лапласа, приведен на рис. 2.

После решения уравнения Лапласа можно найти эффективную потенциальную энергию электронов $u_\phi(z)$ в электрическом поле с помощью стандартных методов квантовой механики. А именно [15, 28, 29]:

$$u_\phi(z) = -\frac{2e}{R^2 J_1^2(\beta_{10})} \int_0^R \phi(r, z) J_0^2\left(\beta_{10} \frac{r}{R}\right) r dr. \quad (2)$$

В равенстве (2) $\beta_{10} = 2.404825558$ [28], $R = d/2$, J_n — функция Бесселя первого рода n -того порядка. При этом, как и в ряде других работ, здесь рассматривается приближение непроницаемой для электронов границы $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ (бесконечно высокого потенциального барьера [15, 28–31]) и приближение электрического квантового предела [30, 31], при котором возбужденные квантовые состояния в Γ -долине и квантовые состояния в L - и X -долинах полупроводниковой квантовой проволоки не учитываются, что легко обосновать. В нашем случае практически все электроны, инжектируемые в проводящий канал транзистора, имеют энергию менее $E_F + 3k_B T = 278$ мэВ при 300 К, где k_B — постоянная Больцмана. В то же время, при такой же температуре энергетические зазоры между долинами в GaAs $\Delta E_{\Gamma L} = 283$ мэВ и $\Delta E_{\Gamma X} = 475$ мэВ [20] больше указанной энергии. И поэтому L - и X -долины полупроводника остаются незаселенными. В Γ -долине GaAs практически все электроны находятся в основном кванто-

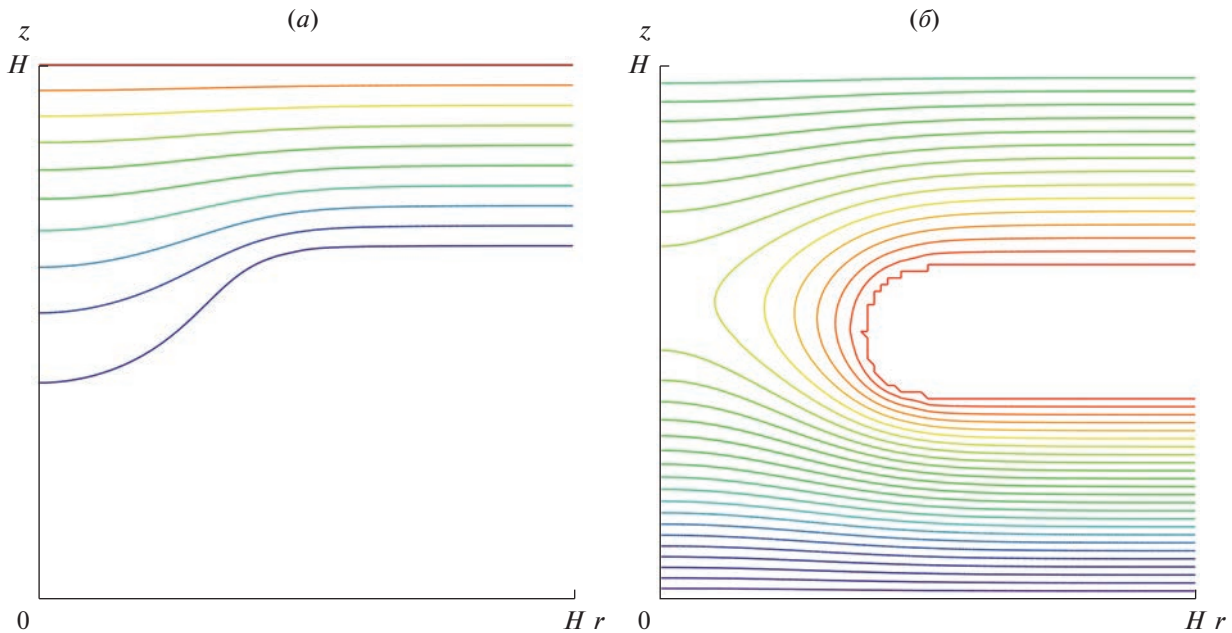


Рис. 2. Эквипотенциальные кривые, полученные путем численного решения уравнения Лапласа для области $H \times H$: (a) – $V_G = 0$ В, $V_D = 0.2$ В; (б) – $V_G = 0.5$ В, $V_D = 0.2$ В. Расстояние между ближайшими эквипотенциальными кривыми равно 20 мВ.

вом состоянии E_{10} . Его энергию можно найти по формуле [15, 31, 32]

$$E_{nl}(x) = \frac{E_{\Gamma}(x)}{2} \left(\sqrt{1 + \frac{2\beta_{nl}^2 \hbar^2}{m_{\Gamma}(x) E_{\Gamma}(x) R^2}} - 1 \right), \quad (3)$$

в которой $E_{\Gamma}(x) = 1.424 + 1.697x - 1.445x^2 + 1.327x^3$ эВ [20], $m_{\Gamma}(x) = (0.067 + 0.083x)m_0$ [20, 27], где m_0 – масса свободного электрона; $\beta_{11} = 3.831705970$, $\beta_{20} = 5.520078110$, ..., [28]. Подставляя в равенство (3) значения всех расчетных параметров имеем $E_{10}(0) = 121$ мэВ, $E_{11}(0) = 279$ мэВ и $E_{20}(0) = 510$ мэВ, то есть $E_{10}(0) < E_F + 3k_B T < E_{11}(0)$, что и требовалось доказать.

Далее рассчитаем оптимальную зависимость $x = x(z)$ по условию плоской подзоны для основного квантового состояния в Γ -долине $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ при $\phi_D = \phi_S = 0$, $\phi_G = V_G = V_{G0}$:

$$U(z) = u_{\phi}(z) + \Delta E_{\Gamma\Gamma}(x(z)) + \Delta E_{10}(x(z)) = 0, \quad (4)$$

где $\Delta E_{10}(x) = E_{10}(x) - E_{10}(0)$, $\Delta E_{\Gamma\Gamma}(x) = E_{\Gamma}(x) - E_{\Gamma}(0) - \Delta E_V(x)$, $\Delta E_V(x) = 0.587x$ эВ [33].

Численное решение уравнения (4) позволяет восстановить профиль $x(z)$, при котором для за-

данной зависимости $u_{\phi}(z)$ обеспечивается режим плоской подзоны для основного квантового состояния в Γ -долине $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ по всей длине проводящего канала транзистора ($\forall z \in [0, H]$: $U(z) = 0$). На рис. 3 представлены результаты такого численного расчета для $V_{G0} = 0.5$ В.

На рис. 4 приведен ряд зависимостей, характеризующих профили потенциальной энергии электронов в проводящем канале транзистора. Из него, в частности, следует то, что, несмотря на приложение к стоку значительного напряжения, область проводящего канала транзистора вблизи истока все равно находится в режиме плоских зон благодаря экранировке поля стока затвором. И именно при таком положении дна первой подзоны в Γ -долине полупроводника в транзисторе может быть обеспечен перенос электронов от его истока до стока практически с единичной вероятностью вплоть до самых низких значений кинетической энергии носителей заряда.

Для рассматриваемой топологии транзисторной структуры строгий расчет абсолютного значения протекающего в ее проводящем канале электрического тока I может быть осуществлен в рамках формализма Ландауэра–Буттикера [11, 19, 34] с помощью следующего соотношения

$$I = \frac{e}{\pi \hbar} \int_0^{\infty} (f_{FD}(E_k, E_F - E_{10}(0)) - f_{FD}(E_k, E_F - E_{10}(0) - eV_D))(1 - R(E_k)) dE_k, \quad (5)$$

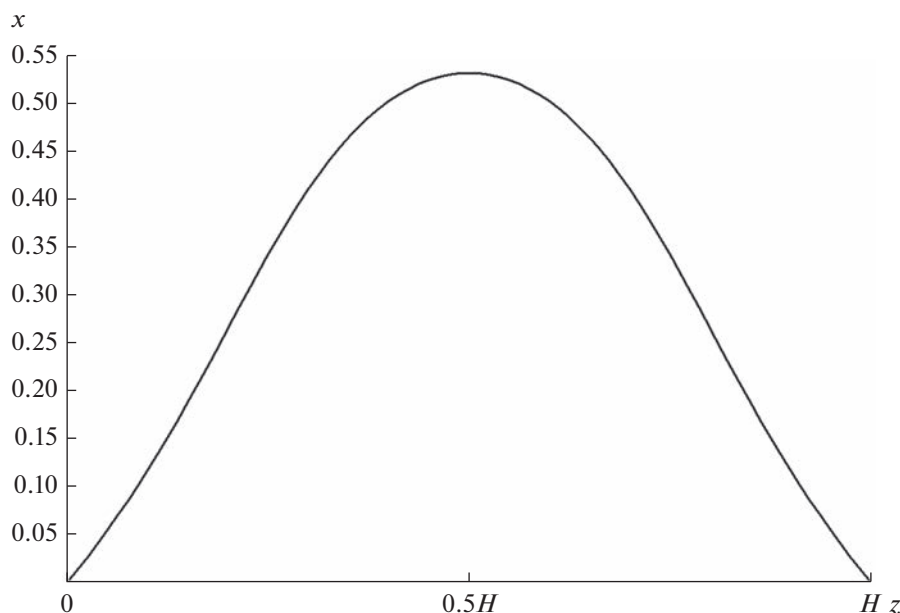


Рис. 3. Оптимальная зависимость доли Al в соединении $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ вдоль проводящего канала транзистора от истока до стока.

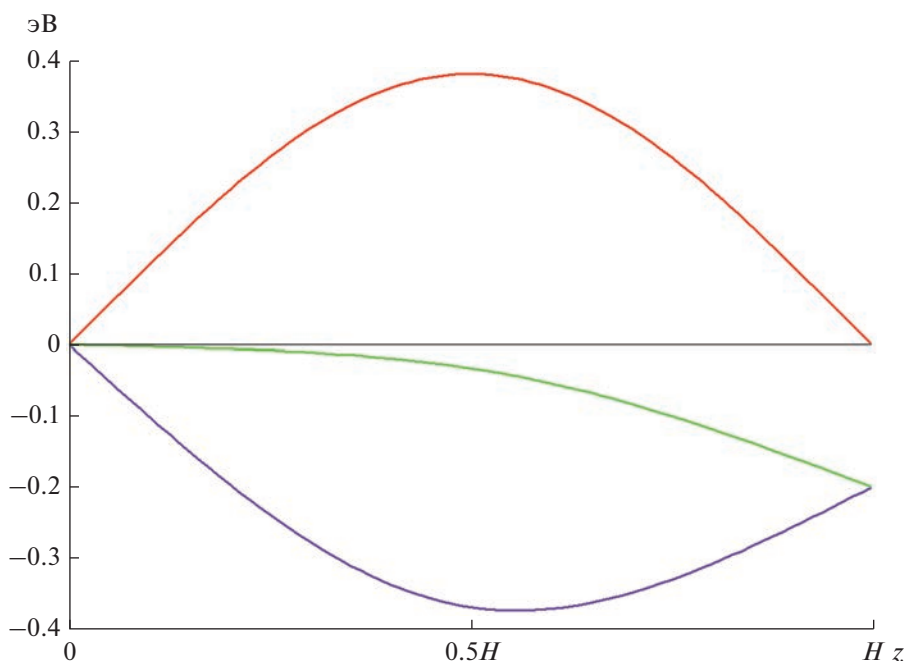


Рис. 4. Изменение профилей потенциальной энергии электронов вдоль проводящего канала транзистора от истока до стока: красная кривая — потенциальный барьер ΔE_{Γ} , характеризующий положение дна зоны проводимости в Γ -долине $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ в отсутствии электрических полей ($V_G = 0$ В, $V_D = 0$ В); фиолетовая кривая — потенциальная энергия электронов u_{ϕ} в электрическом поле при $V_G = V_{G0} = 0.5$ В и $V_D = 0.2$ В; зеленая кривая — суммарный профиль потенциальной энергии электронов U , характеризующий положение дна первой подзоны в Γ -долине $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ в электрическом поле при $V_G = V_{G0} = 0.5$ В и $V_D = 0.2$ В.

в котором f_{FD} — функция распределения Ферми–Дирака, E_k — кинетическая энергия электрона в истоке, R — вероятность его отражения от заключенной между электродами области проводящего канала транзистора.

Для нахождения величины R при заданном значении E_k , вообще говоря, должно быть численно решено уравнение Шредингера с соответствующими граничными условиями. Однако его решение при учете эффектов непараболичности

зонной структуры полупроводника – это исключительно сложная задача с вычислительной точки зрения (см. [32]). В то же время, с учетом ряда полученных в [32] строгих обобщений для граничных условий, накладываемых на волновую функцию при учете эффектов непараболичности, можно рассчитать зависимость $R(E_k)$ альтернативным способом, в частности, методом передаточных матриц (матриц переноса) [35]. Для этого вся область от истока ($z = 0$) до стока ($z = H$) разбивается на большое количество $Q + 1$ интервалов $(z_q - \Delta z/2, z_q + \Delta z/2)$ одинаковой ширины

$\Delta z = H/Q$, в каждом из которых ($q = 0, 1, \dots, Q$) зависимость $U(z)$ заменяется постоянными значениями $U_q = U(z_q)$ ($\forall f: f_q = f(z_q)$). То есть, зависимость эффективной потенциальной энергии электронов U [32] в канале транзистора от координаты z заменяется ее кусочно-ступенчатой аппроксимацией U_q . В таком случае зависимость $R(E_k)$ может быть строго рассчитана для U_q [32] с помощью метода передаточных матриц [35]:

$$R(E_k) = \left| \frac{B(E_k)}{A(E_k)} \right|^2, \quad (6)$$

$$\begin{pmatrix} A(E_k) \\ B(E_k) \end{pmatrix} = \left(\prod_{q=0}^{Q-1} \mathbf{M}_q(E_k) \right) \begin{pmatrix} \sqrt{t(E_k)} \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (7)$$

$$\mathbf{M}_q(E_k) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \left(1 + \frac{m_q^* k_{q+1}}{m_{q+1}^* k_q} \right) \exp(-ik_q \Delta z) & \left(1 - \frac{m_q^* k_{q+1}}{m_{q+1}^* k_q} \right) \exp(-ik_q \Delta z) \\ \left(1 - \frac{m_q^* k_{q+1}}{m_{q+1}^* k_q} \right) \exp(ik_q \Delta z) & \left(1 + \frac{m_q^* k_{q+1}}{m_{q+1}^* k_q} \right) \exp(ik_q \Delta z) \end{pmatrix}, \quad (8)$$

$$m_q^* = m_\Gamma(x_q) \left(1 + 2 \frac{E_{10}(x_q)}{E_\Gamma(x_q)} + 2 \frac{E_k - U_q}{E_\Gamma(x_q)} \right), \quad (9)$$

$$k_q = \sqrt{\frac{2m_\Gamma(x_q)(E_k - U_q)}{\hbar^2} \left(1 + 2 \frac{E_{10}(x_q)}{E_\Gamma(x_q)} + \frac{E_k - U_q}{E_\Gamma(x_q)} \right)}. \quad (10)$$

В равенстве (7) $t = 1 - R$ – вероятность прохождения электронами заключенной между электродами области проводящего канала транзистора.

Поскольку в рамках рассматриваемых приближений нет необходимости расчета самих волновых функций электронов, то вместо равенств (7) и (8) лучше использовать эквивалентные им аналоги

$$\begin{pmatrix} A(E_k) \\ B(E_k) \end{pmatrix} = \left(\prod_{q=0}^{Q-1} \mathbf{M}_q^*(E_k) \right) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (11)$$

$$\mathbf{M}_q^*(E_k) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \left(1 + \frac{m_q^* k_{q+1}}{m_{q+1}^* k_q} \right) & \left(1 - \frac{m_q^* k_{q+1}}{m_{q+1}^* k_q} \right) \\ \left(1 - \frac{m_q^* k_{q+1}}{m_{q+1}^* k_q} \right) \exp(2ik_q \Delta z) & \left(1 + \frac{m_q^* k_{q+1}}{m_{q+1}^* k_q} \right) \exp(2ik_q \Delta z) \end{pmatrix}, \quad (12)$$

полученные путем локальной перенормировки волновой функции на каждом из интервалов. Такая перенормировка в дальнейшем избавляет от проблем, связанных с ограничениями на представление очень больших и очень малых чисел на компьютере и на операции с ними.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА ВАХ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Ниже на рис. 5 и 6 представлены результаты расчета величины электрического тока в транзисторе при различных значениях напряжений на затворе и стоке.

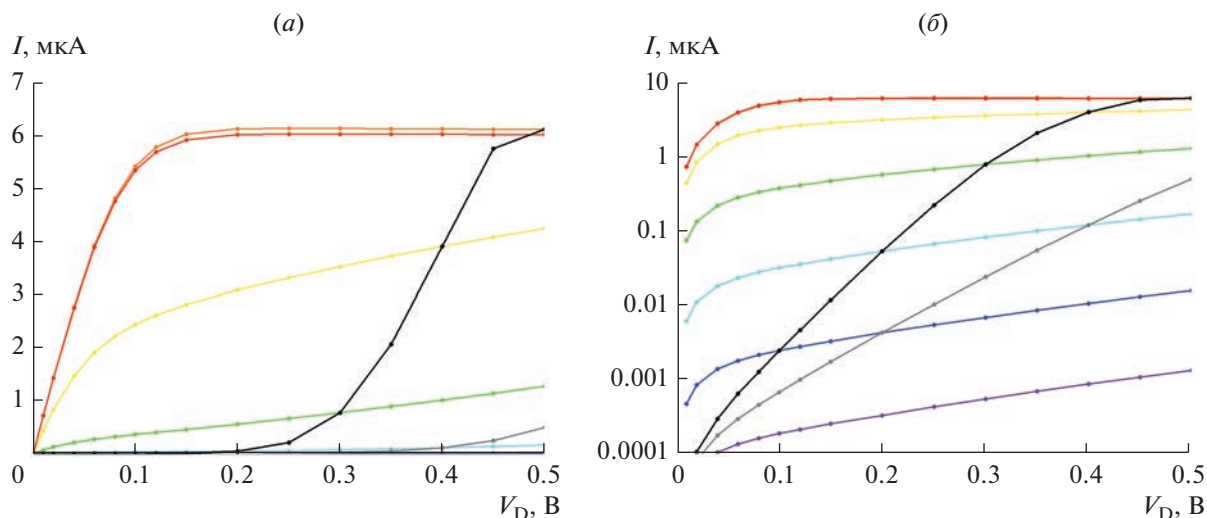


Рис. 5. Зависимость электрического тока в проводящем канале транзистора от напряжения на стоке в линейном (а) и логарифмическом (б) масштабах по току: фиолетовая кривая – $V_G = 0$ В (затвор шунтирован на исток); синяя кривая – $V_G = 0.1$ В; голубая кривая – $V_G = 0.2$ В; зеленая кривая – $V_G = 0.3$ В; желтая кривая – $V_G = 0.4$ В; оранжевая кривая – $V_G = 0.5$ В; красная кривая – $V_G = 0.6$ В; серая кривая – $V_G = V_D/2$ (затвор не подключен); черная кривая – $V_G = V_D$ (затвор шунтирован на сток).

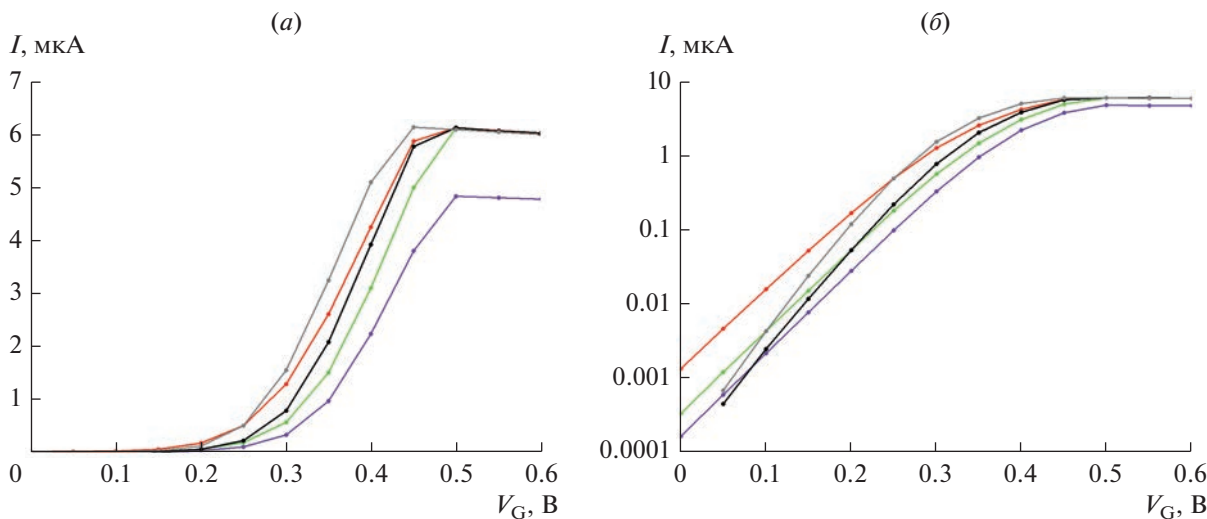


Рис. 6. Зависимость электрического тока в проводящем канале транзистора от напряжения на затворе в линейном (а) и логарифмическом (б) масштабах по току: фиолетовая кривая – $V_D = 0.08$ В; зеленая кривая – $V_D = 0.2$ В; красная кривая – $V_D = 0.5$ В; серая кривая – $V_D = 2V_G$; черная кривая – $V_D = V_G$.

Следует отметить, что максимум тока насыщения 6.152 мкА при $T = 300$ К, $V_G = V_{G0} = 0.5$ В и $V_D = 0.25$ В составляет 99.6% от предельно возможного тока в рассматриваемом транзисторе, который рассчитывается по формуле (5) при $V_D \rightarrow +\infty$ с условием, что $R(E_k) \equiv 0$. Максимальная проводимость канала транзистора при $T = 300$ К, $V_G = V_{G0} = 0.5$ В и $V_D = 0$ достигает 95.4% от максимально возможного квантово-механического значения, и стремится к 100% при устремлении

температуры к абсолютному нулю. В то же время, при $T = 300$ К отношение токов $I_{\text{on}}/I_{\text{off}}$ лишь немногим более 1.1×10^4 для $V_D = 0.30$ В, немногим более 1.4×10^4 для $V_D = 0.25$ В и немногим более 1.8×10^4 для $V_D = 0.20$ В, а обратная подпороговая крутизна составляет всего лишь около 91 мВ/дек для $V_G = 0$ и $V_D = 0.2$ – 0.3 В. Достаточно небольшое значение отношения токов $I_{\text{on}}/I_{\text{off}}$ и весьма большое значение обратной подпороговой крутизны в сравнении с аналогичными значениями

этих параметров, характерными для других транзисторных структур [5, 14–16], обусловлены слабым влиянием поля затвора на потенциальную энергию носителей заряда в проводящем канале рассматриваемого транзистора.

Если бы нижний технологический порог электрической прочности изолятора был значительно выше ($F_{br} = 3$ МВ/см), то можно было бы уменьшить значения h и W до 5 нм, соответственно увеличив при этом значение w до 30 нм (см. рис. 1). В таком случае, как показывают результаты дополнительно проведенных численных расчетов согласно предложенной модели, можно снизить V_{G0} до 0.4 В и, тем не менее, достигнуть величины отношения токов I_{on}/I_{off} равной 3.8×10^5 , а также увеличить эффективность переключения транзистора вплоть до 62.0 мВ/дек при $V_G = 0$ и $V_D = 0.2$ В. Ну а если бы технология изготовления Al_2O_3 гарантированно позволяла получать изолятор с электрической прочностью не менее $F_{br} = 5$ МВ/см [23, 24], то можно было бы уменьшить значения h и W вплоть до 3 нм, соответственно увеличив при этом значение w до 34 нм. При таких геометрических параметрах транзисторной структуры обеспечивается отношение токов I_{on}/I_{off} не хуже, чем 6.4×10^5 , а обратная подпороговая крутизна снижается вплоть до 60.2 мВ/дек, что уже совсем близко к теоретическому пределу в $\ln(10)k_B T/e = 59.6$ мВ/дек при $T = 300$ К [5].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в рамках проведенных исследований найдено конструктивно-топологическое решение для туннельного полевого транзистора нового типа в виде вертикального баллистического полевого транзистора на основе находящейся в матрице Al_2O_3 цилиндрической нелегированной $Al_xGa_{1-x}As$ квантовой проволоки, окруженной цилиндрическим металлическим затвором. Разработан метод определения оптимального изменения доли алюминия в составе полупроводника вдоль канала транзистора, при котором в отличие от обычного туннельного полевого транзистора обеспечивается не только полное снятие квантового барьера для электронов положительным затворным напряжением, но и достигается минимально возможное электрическое сопротивление канала транзистора. Рассчитаны ВАХ транзистора в рамках строгого квантово-механического описания переноса электронов в его канале с учетом непараболичности зонной структуры полупроводника.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дьяконов В.П., Максимчук А.А., Ремнев А.М., Смердов В.Ю. Энциклопедия устройств на полевых транзисторах. М.: СОЛОН-ПРЕСС. 2009. 512 с.
2. Kim N., Park S., Kim Y., Kim H., Im H. Characteristics of ballistic transport in short-channel MOSFETs // J. Korean Physical Society. 2004. V. 45. P. S928–S932.
3. Rahman A., Guo J., Datta S., Lundstrom M.S. Theory of ballistic nanotransistors // IEEE Transactions on Electron Devices. 2003. V. 50. № 9. P. 1853–1864.
4. Burke A.M., Carrad D.J., Glusckhe J.G., Storm K., Fahlvik Svensson S., Linke H., Samuelson L., Micolich A.P. InAs nanowire transistors with multiple, independent wrap-gate segments // Nano Letters. 2015. V. 15. № 5. P. 2836–2843.
5. Ullah A.R., Meyer F., Glusckhe J.G., Naureen S., Caroff P., Krogstrup P., Nygard J., Micolich A.P. p-GaAs nanowire metal–semiconductor field-effect transistors with near-thermal limit gating // Nano Letters. 2018. V. 18. № 9. P. 5673–5680.
6. Chen Z., Farmer D., Xu S., Gordon R., Avouris P., Appenzeller J. Externally assembled gate-all-around carbon nanotube field-effect transistor // IEEE Electron Device Letters. 2008. V. 29. № 2. P. 183–185.
7. Seabaugh A.C., Zhang Q. Low-voltage tunnel transistors for beyond CMOS logic // Proceedings of the IEEE. 2010. V. 98. № 12. P. 2095–2110.
8. Nazir G., Rehman A., Park S.-J. Energy-efficient tunneling field-effect transistors for low-power device applications: challenges and opportunities // ACS Applied Materials and Interfaces. 2020. V. 12. № 42. P. 47127–47163.
9. Mah S.K., Ker P.J., Ahmad I., Zainul Abidin N.F., Ali Gamel M.M. A feasible alternative to FDSOI and FinFET: optimization of W/La₂O₃/Si planar PMOS with 14 nm gate-length // Materials. 2021. V. 14. № 19. P. 5721.
10. Shin M. Non-equilibrium green's function approach to three-dimensional carbon nanotube field effect transistor simulations // J. Korean Physical Society. 2008. V. 52. № 4. P. 1287–1291.
11. Zhu G., Zhou X., Lee T.S., Ang L.K., See G.H., Lin S., Chin Y.-K., Pey K.L. A compact model for undoped silicon-nanowire MOSFETs with Schottky-barrier source/drain // IEEE Transactions on Electron Devices. 2009. V. 56. № 5. P. 1100–1109.
12. Gupta S., Nandi A. Effect of air spacer in underlap GAA nanowire: an analogue/RF perspective // IET Circuits, Devices and Systems. 2019. V. 13. № 8. P. 1196–1202.
13. Leonard F., Alec Talin A. Electrical contacts to one- and two-dimensional nanomaterials // Nature Nanotechnology. 2011. V. 6. P. 773–783.
14. Appenzeller J., Knoch J., Bjork M.T., Riel H., Schmid H., Riess W. Toward nanowire electronics // IEEE Transactions on Electron Devices. 2008. V. 55. № 11. P. 2827–2845.
15. Carrillo Nunez H. Combining the modified local density approach with variational calculus: a flexible tandem for studying electron transport in nano-devices // PhD-thesis. Universiteit Antwerpen: Antwerpen, 2012. 127 p.

16. *Memisevic E., Svensson J., Hellenbrand M., Lind E., Wernersson L.-E.* Vertical InAs/GaAsSb/GaSb tunneling field-effect transistor on Si with $S = 48$ mV/decade and $I_{\text{on}} = 10$ $\mu\text{A}/\mu\text{m}$ for $I_{\text{off}} = 1$ nA/ μm at $V_{\text{DS}} = 0.3$ V // 2016 IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM), San Francisco, CA, USA. 2016. P. 19.1.1–19.1.4.
17. *Борздов А.В., Поздняков Д.В., Борздов В.М., Орликовский А.А., Вьюрков В.В.* Моделирование влияния поперечного электрического поля на дрейфовую скорость электронов в GaAs квантовой проволоке // Микроэлектроника. 2010. Т. 39. № 6. С. 436–442.
18. *Мейлихов Е.З., Лазарев С.Д.* Электрофизические свойства полупроводников (справочник физических величин). М.: ЦНИИАтоминформ, 1987. 87 с.
19. *Datta S.* Electronic transport in mesoscopic systems. Cambridge, Cambridge University Press, 1995. 377 p.
20. *Vurgaftman I., Meyer J.R., Ram-Mohan L.R.* Band parameters for III–V compound semiconductors and their alloys // J. Applied Physics. 2001. V. 89. № 11. P. 5815–5875.
21. *Kaya A., Mao H., Gao J., Chopdekar R.V., Takamura Y., Chowdhury S., Saif Islam M.* An investigation of electrical and dielectric parameters of sol–gel process enabled $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ as a gate dielectric material // IEEE Transactions on Electron Devices. 2017. V. 64. № 5. P. 2047–2053.
22. *Nguyen N.V., Kirillov O.A., Jiang W., Wang W., Suehle J.S., Ye P.D., Xuan Y., Goel N., Choi K.-W., Tsai W., Sayan S.* Band offsets of atomic-layer-deposited Al_2O_3 on GaAs and the effects of surface treatment // Applied Physics Letters. 2008. V. 93. P. 082105-1–082105-3.
23. *Wu Y.Q., Lin H.C., Ye P.D., Wilk G.D.* Current transport and maximum dielectric strength of atomic-layer-deposited ultrathin Al_2O_3 on GaAs // Applied Physics Letters. 2007. P. 072105-1–072105-3.
24. *Shamala K.S., Murthy L.C.S., Narasimha Rao K.* Studies on optical and dielectric properties of Al_2O_3 thin films prepared by electron beam evaporation and spray pyrolysis method // Materials Science and Engineering B. 2004. V. 106. P. 269–274.
25. *Zuo E., Dou X., Chen Y., Zhu W., Jiang G., Mao A., Du J.* Electronic work function, surface energy and electronic properties of binary Mg–Y and Mg–Al alloys: a DFT study // Surface Science. 2021. V. 712. P. 121880.
26. *Levinshstein M., Rumyantsev S., Shur M.* Handbook series on semiconductor parameters. World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 1996. V. 1. 218 p.
27. *Levinshstein M., Rumyantsev S., Shur M.* Handbook series on semiconductor parameters. World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 1999. V. 2. 205 p.
28. *Baltenkov A., Msezane A.* Electronic quantum confinement in cylindrical potential well // The European Physical J. D. 2016. V. 70. P. 81.
29. *Gulyamov G., Gulyamov A.G., Davlatov A.B., Shahobiddinov B.B.* Electron energy in rectangular and cylindrical quantum wires // J. Nano- and Electronic Physics. 2020. V. 12. № 4. P. 04023-1–04023-5.
30. *Pozdnyakov D., Borzdov A., Borzdov V., Labunov V.* Calculation of electrophysical parameters of thin undoped GaAs-in- Al_2O_3 quantum nanowires and single-wall armchair carbon nanotubes // Proceedings of SPIE. 2010. V. 7521. P. 75210S-1–75210S-9.
31. *Pozdnyakov D.* Influence of surface roughness scattering on electron low-field mobility in thin undoped GaAs-in- Al_2O_3 nanowires with rectangular cross-section // Physica Status Solidi B. 2010. V. 247. № 1. P. 134–139.
32. *Lopez-Villanueva J.A., Melchor I., Cartujo P., Carceller J.E.* Modified Schrodinger equation including nonparabolicity for the study of a two-dimensional electron gas // Physical Review B. 1993. V. 48. № 3. P. 1626–1631.
33. *Wang Y., Zahid F., Zhu Y., Liu L., Wang J., Guo H.* Band offset of GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ heterojunctions from atomistic first principles // Applied Physics Letters. 2013. V. 102. P. 132109-1–132109-4.
34. *Поздняков Д.В., Борздов В.М., Комаров Ф.Ф.* Расчет вольт-амперных характеристик симметричных двухбарьерных резонансно-туннельных структур на основе арсенида галлия с учетом процессов разрушения когерентности электронных волн в квантовой яме // Физика и техника полупроводников. 2004. Т. 38. Вып. 9. С. 1097–1100.
35. *Yamamoto H.* Resonant tunneling condition and transmission coefficient in a symmetrical one-dimensional rectangular double-barrier system // Applied Physics A. 1987. V. 42. P. 245–248.