

ЦИФРОВЫЕ СХЕМЫ НА ОСНОВЕ КВАНТОВЫХ ТРАНЗИСТОРОВ

© 2021 г. **В. М. Балабанов^a, Н. Ф. Карушкин^a, И. А. Обухов^{b,*}, Е. А. Смирнова^c**

^aНаучно-исследовательский институт “Орион”,
ул. Э. Потье, 8А, Киев, 03680 Украина

^bНаучно-производственное предприятие “Радиотехника”,
ул. Скаковая, 36, Москва, 125040 Россия

^cФедеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технологический институт
имени К.А. Валиева Российской академии наук,
Нахимовский пр-т, 36/1, Москва, 117218 Россия

*E-mail: iao001@mail.ru

Поступила в редакцию 15.10.2020 г.

После доработки 28.10.2020 г.

Принята к публикации 28.10.2020 г.

Для будущих высокоскоростных цифровых электронных схем с низким энергопотреблением предлагаются использовать транзисторно-транзисторную логику. Базовым элементом этих схем может стать релаксационный квантовый транзистор. Такой подход позволяет обойти трудности, возникающие на пути применения полевых транзисторов на основе нанопроводов.

Ключевые слова: нанопровод, высокоскоростная наноэлектроника с низким энергопотреблением, цифровая схема, транзисторно-транзисторная логика, антимонид индия, квантовый транзистор

DOI: 10.31857/S0544126921030030

ВВЕДЕНИЕ

Транзисторы на основе полупроводниковых нанопроводов уже достаточно давно рассматриваются в качестве кандидатов на роль базовых элементов будущих цифровых электронных схем [1–9]. Ввиду рекордно высокой подвижности электронов в антимониде индия (InSb), ряд авторов возлагает большие надежды на использование этого материала [3–8].

Ожидается, что схемы на основе таких транзисторов смогут функционировать на частотах 100 ГГц и выше, а энергопотребление на один элемент составит менее 100 нВт. Теоретические оценки коррелируют с экспериментальными результатами, полученными разными авторами [5–9].

Обычно в качестве основного элемента цифровой электроники предлагается использовать полевой транзистор на нанопроводе [1, 4–8]. Образцы таких транзисторов с проводящими каналами из нанопроводов InSb *n*- и *p*-типов созданы, и их характеристики исследованы [5–8].

Частотные характеристики транзисторов с каналом *p*-типа оказываются значительно хуже, чем необходимо для создания базовой ячейки современной цифровой электроники – быстродействующей комплементарной пары из транзисторов с каналами *n*- и *p*-типов [7]. Это обусловлено низкой подвижностью дырок в антимониде ин-

дия, которая на два порядка меньше, чем подвижность электронов.

Однако полученные результаты не означают, что создание элементной базы логических схем на основе нанопроводов невозможно. Хорошо известно, что в первых твердотельных процессорах применялись не полевые, а биполярные транзисторы [10].

Аналогичные цифровые схемы, реализующие транзисторно-транзисторную логику (ТТЛ), можно создавать, используя квантовые приборы на основе нанопроводов. Мы полагаем, что для их функционирования целесообразно использовать неравновесные квантовые явления [11], которые возникают в нанопроводах с геометрическими размерами меньшими, чем длина размерного квантования энергии электронов

$$L_{dq} = \sqrt{\frac{3\pi^2 \hbar^2}{2m_e k_B T}} \quad (1)$$

и длина их релаксации к термодинамическому равновесию

$$L_{rel} = \sqrt{\frac{\hbar \mu_e}{e}}, \quad (2)$$

где \hbar – редуцированная постоянная Планка; m_e и μ_e – эффективная масса и подвижность электрона проводимости в нанопроводе; e – элементарный

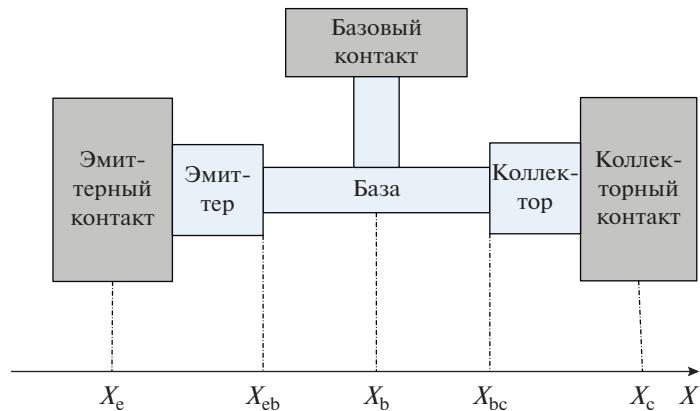


Рис. 1. Топология релаксационного квантового транзистора [9].

электрический заряд; k_B – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура.

Длина L_{rel} является пространственной характеристикой процесса установления химического равновесия в смеси, состоящей из групп электронов с различными химическими потенциалами [11]. Такие группы формируются в приборе, например, в результате инжекции электронов из контактных областей, к которым приложены различные напряжения. Также они могут возникать при протекании тока через неоднородности потенциального рельефа. Равновесие устанавливается за счет стохастического рассеяния электронов. В полупроводниках это рассеяние электронов на фононах, примесях, дефектах кристаллической решетки, друг на друге и т.д. То есть те процессы, которые приводят к появлению электрического сопротивления [12].

В различных полупроводниках величины L_{rel} при комнатной температуре ($T = 300$ K) составляют от единиц до десятков нанометров [11]. Поэтому в классических полупроводниковых приборах эффекты, связанные с релаксацией химических потенциалов электронов, несущественны. Однако в приборах на нанопроводах их можно использовать в качестве основы функционирования.

Чтобы такие приборы работали без дополнительного охлаждения и их можно было бы массово изготавливать при помощи современных технологий, следует использовать материалы с максимальными при комнатной температуре значениями L_{dq} и L_{rel} . По этим показателям, как и по подвижности, лидером среди полупроводниковых материалов оказывается антимонид индия, для которого $L_{dq} = 58$ нм и $L_{rel} = 73$ нм при $T = 300$ K.

ФУНКЦИОНАЛЬНЫЙ КВАНТОВЫЙ АНАЛОГ БИПОЛЯРНОГО ТРАНЗИСТОРА

В работах [13, 14] предложена конструкция нового транзистора на основе нанопроводов и рассчитаны его характеристики. Этот прибор был назван релаксационным квантовым транзистором (РКТ). Его схематическое изображение представлено на рис. 1. Система уравнений и граничные условия, на основе которых проводилось моделирование характеристик РКТ, даны в Приложении.

Активными областями РКТ являются переходы между нанопроводами разного поперечного сечения, выполняющими функции эмиттера, базы и коллектора. Базовый нанопровод должен иметь поперечные размеры меньшие, чем длина размерного квантования L_{dq} и поперечные размеры эмиттера и коллектора. В этом случае переходы между нанопроводами представляют для электронов потенциальные барьеры, как показано на рис. 2 (площади поперечного сечения эмиттерного и коллекторного проводящих каналов равны L_{dq}^2 , а базового проводящего канала – $(L_{dq}/2)^2$, E_F – энергия Ферми электронов в контактных областях [11]). Длина базового нанопровода L_b должна быть меньше, чем длина релаксации неравновесных электронов L_{rel} .

Если между эмиттерным и базовым контактами приложено положительное напряжение, то наличие потенциального барьера на переходе эмиттер-база обеспечивает инжекцию неравновесных электронов в базовый нанопровод. Если напряжение на коллекторе также положительно, то при $L_b < L_{rel}$ инжектированные из эмиттера неравновесные электроны достигнут коллектора. Модуляция их тока током базы приводит к усилению поданного на базу сигнала на коллекторе.

Таким образом, благодаря размерному квантованию энергии электронов, в нанопроводах за счет изменения их поперечного сечения могут

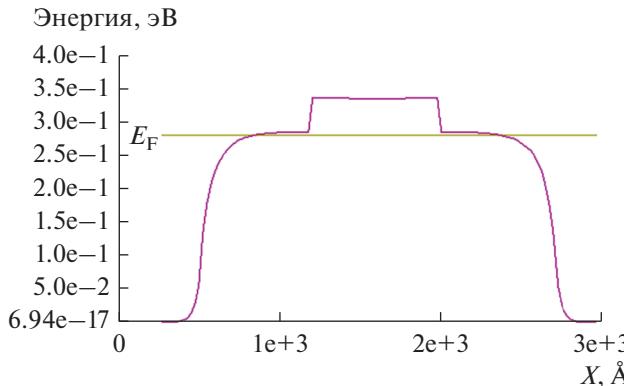


Рис. 2. Потенциальный рельеф для электронов в РКТ при нулевых приложенных напряжениях. Площади поперечного сечения эмиттерного и коллекторного проводящих каналов равны L_{dq}^2 , а базового проводящего канала – $(L_{dq}/2)^2$. E_F – энергия Ферми электронов в контактных областях [11].

быть сформированы различные потенциальные рельефы. В частности, могут быть созданы области, при протекании тока через которые образуются неравновесные носители заряда, необходимые для получения транзисторного эффекта.

Расчеты показывают [3, 11, 13, 14], что электрические характеристики РКТ должны быть аналогичны характеристикам обычного биполярного транзистора (см. рис. 3, 4). Это сходство не случайно. В основе работы биполярного транзистора лежат процессы рекомбинации электронов и дырок в базе. В рассматриваемом приборе дырки отсутствуют. Аналогом рекомбинации является релаксация в базе к химическому равновесию электронов, инжектированных из эмиттера. Процесс релаксации характеризуется временами по-

рядка 10^{-13} с [11, 15], что обеспечивает прибору высокое быстродействие.

На рис. 5 показано распределение величины $F^{(-)}$ в приборе при разных приложенных напряжениях [11].

$$F^{(-)} = 2k_B T \ln(n/n_0). \quad (3)$$

В формуле (3) n – концентрация электронов, а n_0 – их равновесная концентрация. Так же, как и в биполярном *прп*-транзисторе область эмиттера оказывается обогащенной неравновесными электронами, а область коллектора – обедненной. Поэтому при протекании тока дифференциальное сопротивление эмиттерного перехода уменьшается, а коллекторного – возрастает. Этот эффект обеспечивает усиление на коллекторе сигнала, поданного на базу при схеме включения транзистора с общим эмиттером.

Как показано в работах [11, 13, 14] коэффициенты усиления РКТ по току при схемах включения с общей базой α и общим эмиттером β пропорциональны $\exp\{-L_b/L_{rel}\}$. Минимальная длина базового нанопровода ограничена возможностями технологии его формирования и подсоединения к базовому контакту. Она не может быть слишком маленькой. Поэтому характеристики транзистора будут тем лучше, чем больше длина релаксации неравновесных электронов. Это обстоятельство существенно влияет на выбор материала для изготовления транзисторов рассматриваемого типа.

Коэффициент усиления β зависит от напряжения на коллекторе и изменяется в пределах от пятидесяти до семидесяти при частотах до 10 ТГц [11, 13, 14]. Максимальная рассеиваемая мощность оказывается менее 1 мкВт.

Мы полагаем, что наиболее подходящая технология создания релаксационных квантовых

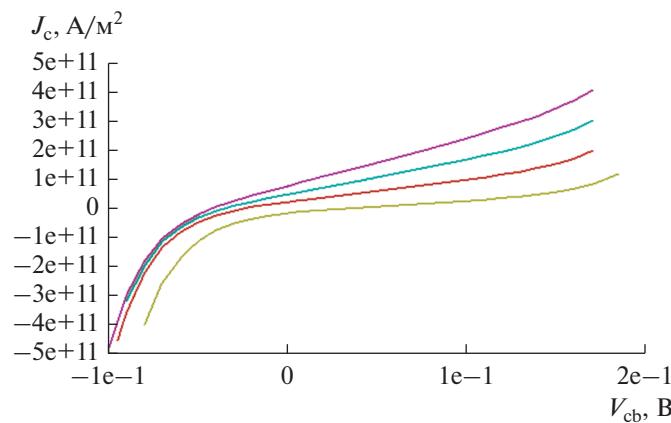


Рис. 3. ВАХ РКТ при схеме включения с общей базой при (снизу вверх): $V_{cb} = 0.01$ В; $V_{cb} = -0.025$ В; $V_{cb} = -0.03$ В; $V_{cb} = -0.05$ В [11].

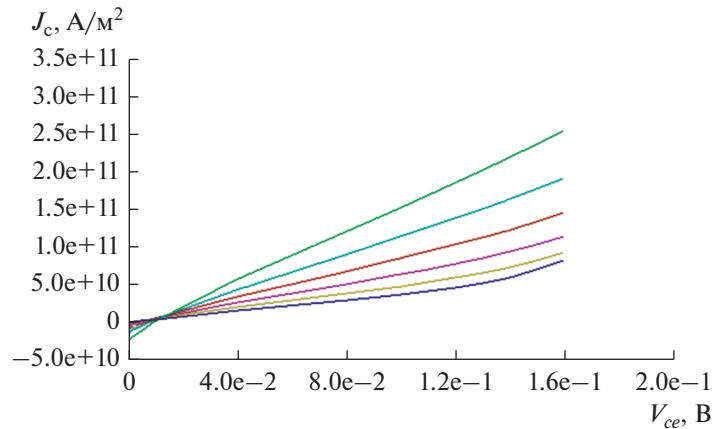


Рис. 4. BAX РКТ при схеме включения с общим эмиттером при (снизу вверх): $V_{be} = 0.00$ В; $V_{be} = 0.01$ В; $V_{be} = 0.02$ В; $V_{be} = 0.03$ В; $V_{be} = 0.04$ В; $V_{be} = 0.05$ В [11].

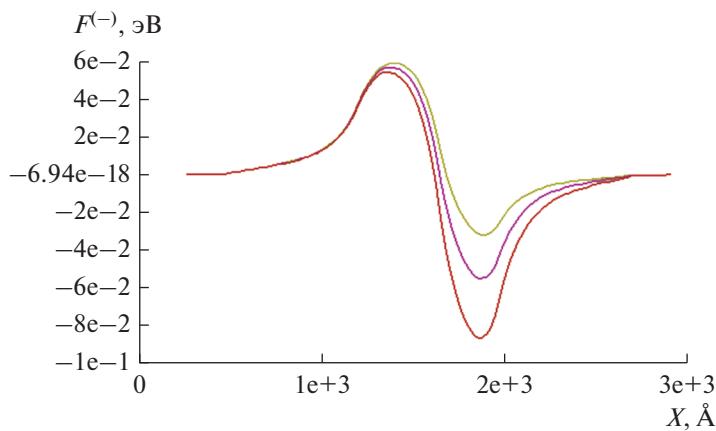


Рис. 5. Распределение $F^{(-)}$ в РКТ при $V_{be} = 0.06$ В и (снизу вверх) при: $V_{cb} = 0.1$ В; $V_{cb} = 0.08$ В; $V_{cb} = 0.05$ В [11].

транзисторов должна основываться на молекулярно-лучевой эпитаксии, нанолитографии и прецизионном травлении, как показано на рис. 6. Структура, представленная на рис. 6 слева была создана авторами статьи [16] для полевого транзистора с квантовой ямой из антимонида индия в качестве канала. На рис. 6 справа демонстрируется структура нанопровода, который может быть создан при помощи нанолитографии и травления из этого канала. Создавая литографический рисунок, подобный представленному на рис. 1, можно сформировать структуру для релаксационного квантового транзистора. Для этого может быть применена, например, технология, описанная в работе [17].

РАСЧЕТ ПРОСТЕЙШИХ ЦИФРОВЫХ СХЕМ НА ОСНОВЕ РЕЛАКСАЦИОННОГО КВАНТОВОГО ТРАНЗИСТОРА

Для расчета электронных схем на основе РКТ мы использовали параметры его схемы замеще-

ния в модели Гуммеля–Пуна [18]. Они были получены при помощи специальных расчетов с применением собственного специализированного программного обеспечения. При этом учитывались результаты измерений сопротивлений и емкостей нанопроводов InSb и контактов к ним [19].

На рис. 7 показана принципиальная схема простейшего инвертора с нагрузкой, в котором применены четыре РКТ. На рис. 8 показаны эпюры входного и выходного сигналов этой схемы, а также рассеиваемая мощность. Видно, что фронты импульсов составляют десятичные доли пикосекунд. Максимальная мощность, потребляемая схемой, не превышает 16 нВт, а в пересчете на один транзистор составляет 4 нВт.

Расчеты более сложной схемы 2-х ступенчатого RS-триггера, содержащего 42 транзистора, показали, что длительность фронтов импульсов не превышает одной пикосекунды. Мощность, рассеиваемая схемой, не превышает 2.5 мкВт, а мак-

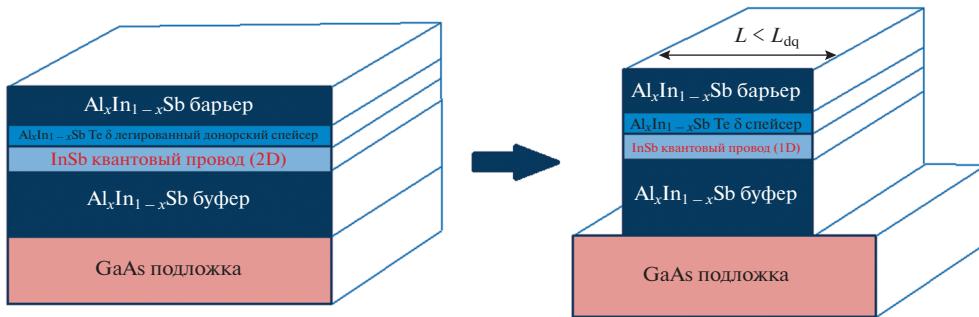


Рис. 6. Иллюстрация возможной технологии создания РКТ.

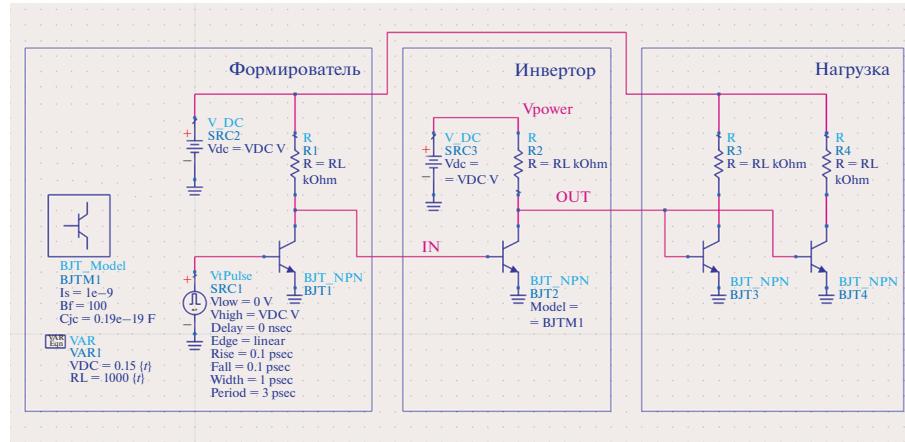


Рис. 7. Принципиальная схема инвертора с нагрузкой.

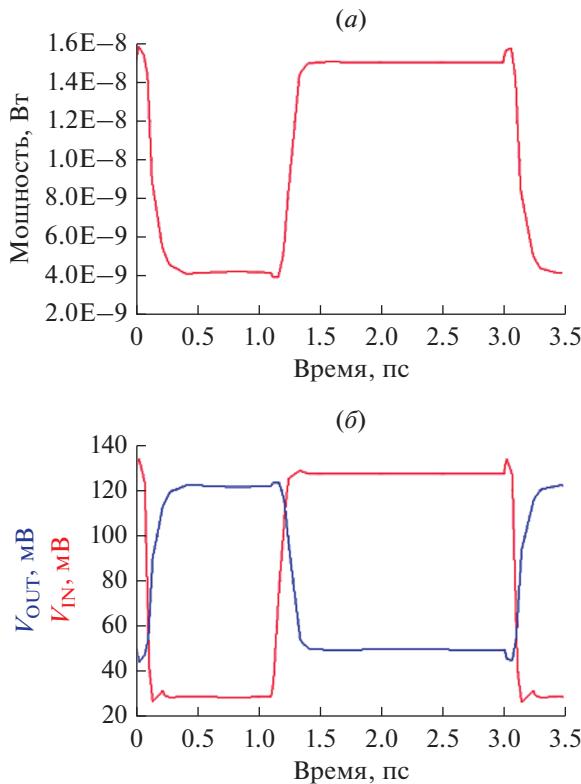


Рис. 8. Входной и выходной сигнал (а) и рассеиваемая мощность инвертора с нагрузкой (б).

симимальное энергопотребление каждого транзистора не более 58 нВт.

Мы проводили расчеты характеристик и других простых логических и аналоговых схем на основе РКТ [20], таких как однокаскадный усилитель, схемы 2И-НЕ, 2ИЛИ-НЕ и т.д. Все они демонстрировали высокое быстродействие и низкое энергопотребление.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные здесь теоретические результаты показывают, что квантовые приборы на основе нанопроводов являются реальными претендентами на роль базовых элементов будущей цифровой электроники. Согласно расчетам, логические схемы, построенные на этих приборах, будут иметь энергопотребление существенно ниже, чем 100 нВт на один элемент и будут функционировать на частотах выше 100 ГГц.

Наилучшим полупроводниковым материалом для создания рассмотренных квантовых транзисторов является антимонид индия. Этот полупроводник имеет уникальные характеристики, что делает его наиболее привлекательным для наноэлектроники.

Трудности с созданием комплементарной пары на полевых транзисторах из нанопроводов антимонида индия не являются принципиальным тормозящим фактором на пути развития сверхбыстродействующей цифровой электроники с низким энергопотреблением. Мы показали здесь, что вместо полевых транзисторов могут быть использованы релаксационные квантовые транзисторы, позволяющие реализовать транзисторно-

транзисторную логику. Расчетное энергопотребление РКТ в рабочих режимах настолько низкое, что построенные на них логические схемы должны рассеивать на три порядка меньше мощности, чем современные КМОП схемы.

Работа выполнена в рамках Государственного задания ФТИАН им. К.А. Валиева РАН Минобрнауки РФ по теме № 0066-2019-0004.

ПРИЛОЖЕНИЕ

МОДЕЛИРОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК РЕЛАКСАЦИОННОГО КВАНТОВОГО ТРАНЗИСТОРА

Для расчета характеристик РКТ использовалась модель, подробно описанная в книге [11]. Рассматривался одномерный стационарный перенос заряда в направлении 0X (см. рис. 1). Предполагалось, что нанопровода, показанные на рис. 1, представляют собой параллелепипеды квадратного поперечного сечения со стороной квадрата, равной $L(x)$, где $L(x)$ – кусочно-постоянная функция.

Вычисления энергии электронов проводились по приближенной формуле

$$E(k_y, k_z, p_x) = U_{\min} + \frac{1}{2m_e} \left(\frac{\hbar\pi}{L} \right)^2 (k_y^2 + k_z^2) + \frac{p_x^2}{2m_e}, \quad (\text{П1.1})$$

где числа $k_y, k_z = 1, 2, 3 \dots$ =numerуют уровни размерного квантования; p_x – импульс электрона в направлении 0x; U_{\min} – минимальное значение одномерного потенциала для электронов

$$U(x) = U_0(x) - e\phi(x), \quad (\text{П1.2})$$

$U_0(x)$ – встроенный потенциал, определяемый разрывами зон на гетерограницах, $\phi(x)$ – электростатический потенциал.

Численно решалась самосогласованная система уравнений Шредингера, Пуассона и переноса

$$\frac{\hbar^2}{2} \frac{d}{dx} \left(\frac{1}{m_e} \frac{d\Psi(x, E_x)}{dx} \right) + (E_x - U^{eff}(x)) \Psi(x, E_x) = 0, \quad (\text{П2.1})$$

$$\begin{cases} \frac{d}{dx} \left(\epsilon \frac{d\phi}{dx} \right) = e(n_e + n_c + n_b - N), \\ \frac{dJ_{ec}}{dx} = -R, \end{cases} \quad (\text{П2.2})$$

$$\begin{cases} \frac{dJ_b}{dx} = R. \end{cases} \quad (\text{П2.3})$$

$$(\text{П2.4})$$

Здесь $\Psi(x, E_x)$ – волновые функции электронов с энергией E_x , отсчитываемой от минимума эффективного потенциала

$$U^{eff}(x) = U(x) + \frac{1}{m_e} \left(\frac{\hbar\pi}{L(x)} \right)^2, \quad (\text{П3.1})$$

ϵ – диэлектрическая проницаемость материала, выраженная в единицах диэлектрической проницаемости вакуума; n_e, n_c, n_b – концентрации электронов, попадающих в структуру из эмиттерного, коллекторного и базового контактов, соответственно; N – концентрация легирующей примеси и дырок, которая полагалась в полупроводнике равной собственной концентрации n_i , а в металле – суммарному заряду электронов; J_{ec} – суммарная плотность тока электронов, попадающих в структуру из эмиттерного и коллекторного контактов, а J_b – из базового контакта; величина R описывает скорость релаксации неравновесных электронов к состоянию химического равновесия, для нее принято выражение [11]

$$R = \frac{e\gamma}{\hbar} (F - F_b) \gamma (n_e + n_c + n_b), \quad (\text{П3.2})$$

где γ – безразмерная постоянная, которая в расчетах считалась равной единице.

Для волновых функций электронов $\Psi(x, E_x)$ принимались граничные условия, соответствующие падающим волнам единичной амплитуды, учитывались только состояния непрерывного спектра. В точках x_e и x_c производилась сшивка решений из условий непрерывности волновых функций и их первых производных.

В результате, в точке x_e при $E_x > U^{eff}(x_e)$

$$\begin{aligned} ip_x(x_e)\Psi_e(x_e, E_x) + \frac{\hbar d\Psi_e(x_e, E_x)}{dx} &= 2ip_x(x_e)e^{-ip_x(x_e)x_e/\hbar}, \\ ip_x(x_e)\Psi_c(x_e, E_x) + \frac{\hbar d\Psi_c(x_e, E_x)}{dx} &= 0 \end{aligned} \quad (\text{П4.1})$$

и при $E_x < U^{eff}(x_e)$ и $E_x > U^{eff}(x_c)$

$$\begin{aligned} \Psi_e(x_e, E_x) &= 0 \\ \frac{\hbar d\Psi_c(x_e, E_x)}{dx} - q_x(x_e)\Psi_c(x_e, E_x) &= 0. \end{aligned} \quad (\text{П4.2})$$

В точке x_c при $E_x > U^{eff}(x_c)$

$$\begin{aligned} ip_x(x_c)\Psi_c(x_c, E_x) + \frac{\hbar d\Psi_c(x_c, E_x)}{dx} &= 2ip_x(x_c)e^{-ip_x(x_c)x_c/\hbar}, \\ -ip_x(x_c)\Psi_e(x_c, E_x) + \frac{\hbar d\Psi_e(x_c, E_x)}{dx} &= 0 \end{aligned} \quad (\text{П4.3})$$

и при $E_x < U^{eff}(x_c)$ и $E_x > U^{eff}(x_e)$

$$\begin{aligned} \Psi_c(x_c, E_x) &= 0, \\ \frac{\hbar d\Psi_e(x_c, E_x)}{dx} + q_x(x_c)\Psi_e(x_c, E_x) &= 0. \end{aligned} \quad (\text{П4.4})$$

Здесь импульсы

$$\begin{aligned} p(x_e) &= 2m_e(x_e)\sqrt{E_x - U^{eff}(x_e)}, E_x > U^{eff}(x_e), \\ p(x_c) &= 2m_e(x_c)\sqrt{E_x - U^{eff}(x_c)}, E_x > U^{eff}(x_c) \end{aligned}$$

и декременты затухания

$$\begin{aligned} q_x(x_e) &= 2m_e(x_e)\sqrt{U^{eff}(x_e) - E_x}, E_x < U^{eff}(x_e), \\ q_x(x_c) &= 2m^*(x_c)\sqrt{U^{ext}(x_c) - E_x}, E_x < U^{eff}(x_c). \end{aligned}$$

В качестве волновой функции $\Psi_b(x_b)$ принималась следующая функция

$$\Psi_b(x_b, E) = e^{-ipx/\hbar} \sin \frac{\hbar\pi k_y y}{L_1} \sin \frac{\hbar\pi k_z z}{L_1}, \quad (\text{П4.5})$$

$$p = 2m_e(x_b)\sqrt{E - U^{eff}(x_b)}, E > U^{eff}(x_b), \quad (\text{П4.6})$$

L_1 – поперечный размер базового нанопровода.

В качестве граничных условий для электростатического потенциала $\phi(x)$ в точках x_e и x_c принималось требование электронейтральности

$$(n_e + n_c + n_b - N)|_{x=x_e, x_c} = 0. \quad (\text{П5.1})$$

Концентрации электронов вычислялись по формулам

$$n_e(x) = \frac{1}{2\pi\hbar L^2} \sqrt{\frac{m_e}{2}} \int dE_x \sqrt{E_x - U^{eff}(x_e)}^{-1} \sum_{k_y, k_z} \sin \frac{\hbar\pi k_y y}{L} \sin \frac{\hbar\pi k_z z}{L} |\Psi_e(x, E_x)|^2 f(s_e(F, T)), \quad (\text{П5.2})$$

$$n_c(x) = \frac{1}{2\pi\hbar L^2} \sqrt{\frac{m_e}{2}} \int dE_x \sqrt{E_x - U^{eff}(x_c)}^{-1} \sum_{k_y, k_z} \sin \frac{\hbar\pi k_y y}{L} \sin \frac{\hbar\pi k_z z}{L} |\Psi_c(x, E_x)|^2 f(s_c(F, T)), \quad (\text{П5.3})$$

$$n_b(x) = \frac{1}{2\pi\hbar L_1^2} \sqrt{\frac{m_e}{2}} \int dE \sqrt{E - U^{eff}(x_b)}^{-1} \sum_{k_y, k_z} \sin \frac{\hbar\pi k_y y}{L_1} \sin \frac{\hbar\pi k_z z}{L_1} |\Psi_b(x_b, E)|^2 f(s_b(F_b, T)), \quad (\text{П5.4})$$

$$f(s) = \frac{1}{e^s + 1} \quad (\text{П5.5})$$

– функция распределения Ферми–Дирака;

$$s_e(F, T) = \frac{E(k_y, k_z, p_x) - F + \tau_e u_e \frac{dF}{dx}}{k_B T}, \quad (\text{П5.6})$$

$$s_c(F, T) = \frac{E(k_y, k_z, p_x) - F + \tau_e u_c \frac{dF}{dx}}{k_B T}, \quad (\text{П5.7})$$

$$s_b(F, T) = \frac{E(k_y, k_z, p) - F_b + \tau_e u_e \frac{dF}{dx}}{k_B T}, \quad (\text{П5.8})$$

$$\tau_e = \frac{m_e \mu_e}{e} \quad (\text{П5.9})$$

– среднее время релаксации импульса электрона;

$$u_e = \frac{j_e(x, E_x)}{|\Psi_e(x, E_x)|^2}, \quad u_c = \frac{j_c(x, E_x)}{|\Psi_c(x, E_x)|^2}, \quad u_b = \frac{j_b(x_b, E)}{|\Psi_b(x_b, E)|^2} \quad (\text{П5.10})$$

– микроскопические скорости электронов;

$$j_e(x, E_x) = \frac{i\hbar}{2m_e} \left(\Psi_e^*(x, E_x) \frac{d\Psi_e(x, E_x)}{dx} - \frac{d\Psi_e^*(x, E_x)}{dx} \Psi_e(x, E_x) \right), \quad (\text{П5.11})$$

$$j_c(x, E_x) = \frac{i\hbar}{2m_e} \left(\Psi_c^*(x, E_x) \frac{d\Psi_c(x, E_x)}{dx} - \frac{d\Psi_c^*(x, E_x)}{dx} \Psi_c(x, E_x) \right), \quad (\text{П5.12})$$

$$j_b(x, E) = \frac{p}{m_e} |\Psi_b(x_b, E)|^2 \quad (\text{П5.13})$$

– плотности потоков электронов.

Плотности токов определены J_{ec} и J_b выражениями

$$J_{ec} = J_e + J_c, \quad (\text{П6.1})$$

$$J_e = \frac{e}{2\pi\hbar L^2} \sqrt{\frac{m_e}{2}} \int dE_x \sqrt{E_x - U^{eff}(x_e)}^{-1} \sum_{k_y, k_z} j_e(x, E_x) f(s_e(F, T)), \quad (\text{П6.2})$$

$$J_c = \frac{e}{2\pi\hbar L_1^2} \sqrt{\frac{m_e}{2}} \int dE \sqrt{E - U^{eff}(x_c)}^{-1} \sum_{k_y, k_z} j_c(x, E_x) f(s_c(F, T)), \quad (\text{П6.3})$$

$$J_b = \frac{e}{2\pi\hbar L_1^2} \sqrt{\frac{m_e}{2}} \int E \sqrt{E - U^{eff}(x_b)}^{-1} \sum_{k_y, k_z} j_b(x, E) f(s_b(F_b, T)). \quad (\text{П6.4})$$

Для химических потенциалов F и F_b ставились граничные условия

$$F(x_e) = -eV_e, \quad F(x_c) = -eV_c, \quad (\text{П7.1})$$

$$F_b(x_b) = -eV_b, \quad F_b(x_e) = -eV_e, \quad F_b(x_c) = -eV_c, \quad (\text{П7.2})$$

где V_e , V_c и V_b – напряжения приложенные к эмиттерному, коллекторному и базовому контактам, соответственно. По своему физическому смыслу эти условия аналогичны применяемым при одномерном моделировании биполярных транзисторов (см. Энгль В.Л., Диркс Х.К., Майнерцхаген Б. Моделирование полупроводниковых приборов // Труды Института инженеров по электротехнике и радиотехнике (ТИИЭР). М., 1983. Т. 71. № 1. С. 14–42).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Datta S. Quantum devices // Superlattices and Microstructures. 1989. V. 5. № 1. P. 83–93.
2. Obukhov I.A. Electronic devices based on quantum wires: prospects and problems // Physics, Chemistry and Application of Nanostructures. Review and Short Notes of Nanomeeting'97 (Ed. by V.E. Borisenco). Minsk. Belarus. 1997. P. 322–325.
3. Obukhov I.A. Some aspects of nanoelectronics development in Russia // WTEC Workshop Proceedings: Russian Research and Development Activities on Nanoparticles and Nanostructured Materials. S. Petersburg. 1997. P. 85–92.
4. Datta S. The 21st Century Energy Efficient Logic Transistor // Formerly with Advanced Transistor & Nanotechnology Group Intel Corporation Hillsboro, Oregon, USA, October 9th, 2007.
5. Das S.R., Delker C.J., Zakharov D., Chen Y.P., Sands T.D., Janes D.B. Room Temperature Device Performance of Electrodeposited InSb Nanowire Field Effect Transistors // Appl. Phys. Lett. 2011. V. 98. P. 243504-1–243504-3.
6. Candebat D. InSb Nanowire Field Effect Transistors // 67th Device Research Conference Digest, ISBN: 978-1-4244-3528-9, 13–14 (2009).
7. Yang Z.-X., Han N. et al. Carbon doping of InSb nanowires for high-performance p-channel field-effect-transistors // Nanoscale. 2013. V. 5. P. 9671–9676.
8. Güll Ö., Woerkom D.J., Weperen I., Car D., Plissard S.R., Bakkers E.P.A.M., Kouwenhoven L.P. Towards high mobility InSb nanowire devices // Nanotechnology, 2015. V. 26. P. 215202-1–215202-7.
9. Gazibegovic S., Car D. et al. Epitaxy of advanced nanowire quantum devices // Nature 2017. V. 548. P. 434–438.
10. Lojek B. History of Semiconductor Engineering // Springer Science & Business Media. 2007, p. 321. ISBN 9783540342588.
11. Обухов И.А. Неравновесные эффекты в электронных приборах // Вебер. Москва–Киев–Минск–Севастополь. 2010. 303 с.
12. Вопросы квантовой теории необратимых процессов / Сборник статей под редакцией Бонч-Бруевича В.Л. // М.: Изд. Иностранной литературы, 1961. 365 с.
13. Обухов И.А. О возможности создания релаксационных квантовых приборов // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 9. Вып. 17. С. 12–16.
14. Obukhov I.A. Planar One-Dimensional Quantum Devices // Nanoscience and Nanotechnology. 2013. V. 3. № 5. P. 115–122.
15. Obukhov I.A. About the Frequency-Dependence of Electrical Characteristics of Quantum Devices // Nanoscience and Nanotechnology. 2012. V. 2. № 5. P. 144–147.
16. Ashley T., Barnes A.R., Buckle L., Datta S., Dean A.B., Emery M.T., Fearn M., Hayes D.G., Hilton K.P., Jefferies R., Tusheng M., Nash K.J., Phillips T.J., Tang W.A., Wilding P.J., Chau R. Novel InSb-based quantum well transistors for ultra-high speed, low power logic applications // Proceedings. 7th International Conference on Solid-State and Integrated Circuits Technology, 2004, Beijing, China. 2004. V. 3. P. 2253–2256.
17. Taketomo S., Isao T., Hideki H. Selective MBE Growth of GaAs Ridge Quantum Wire Arrays on Patterned (001) Substrates and Its Growth Mechanism // Institute of Physics Conference Series 2003. V. 174. P. 145–148.
18. Gummel H.K., Poon H.C. An integral charge control model of bipolar transistors // Bell Syst. Tech. J. 1970. V. 49. P. 827–852.
19. Божьев И.В., Горюх Г.Г., Карушкин Н.Ф., Лозовенко А.А., Новоселов А.С., Обухов И.А., Румянцев С.В., Смирнова Е.А. Электрические характеристики нанопроводов антимонида индия в пористых матрицах анодного оксида алюминия // 28-я Международная Крымская конференция СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии (КрыМиКо'2018): материалы конференции 2018. Т. 4. С. 1041–1046.
20. Obukhov I.A., Balabanov V.M. Some Possibilities of Quantum Integrated Circuits // Proceeding of CriMiCo. 1999. P. 76–77.