

ПЕРСПЕКТИВНЫЕ СУБМИКРОННЫЕ И НАНОРАЗМЕРНЫЕ СТРУКТУРЫ ДЛЯ КОМПОНЕНТОВ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕХНИКИ

К. т. н. В. А. Москалюк, д. т. н. В. И. Тимофеев

Украина, г. Киев, НТУУ «Киевский политехнический институт»
mosk@phbme.ntu-kpi.kiev.ua

Рассмотрены физические эффекты, проведен анализ перспективных материалов и наноразмерных структур для создания компонентов электронной техники. Приведены примеры реализации наноконструкций для различных областей применения с учетом уровня мощности, частотного диапазона, усилительных и шумовых свойств.

Главной тенденцией в развитии современной электроники является повышение рабочих частот до коротковолновой области СВЧ- и даже КВЧ-диапазонов. Необходимое условие этого — уменьшение пролетного времени электронов и, как следствие, уменьшение характерных размеров активных областей компонентов. Современная микроэлектроника с успехом осваивает субмикронные (<1 мкм), а в ближайшем будущем несомненно реализует и нанометровые (<0,1 мкм) технологии. Сегодня существует несколько направлений развития субмикронной и нанoeлектроники — это поиск материалов и их соединений с принципиально новыми свойствами, совершенствование компонентов с субмикронными размерами активных областей, включая гетероструктуры, а также создание новых наноразмерных приборов, устройств и систем.

Перспективные материалы для субмикронных и наноконструкций

Одним из направлений повышения частотных возможностей и быстродействия электронных компонентов является использование новых полупроводниковых материалов.

За последние два-три десятилетия технологическое освоение арсенида галлия существенно потеснило господствовавшие на рынке электронной продукции кремниевые приборы, прежде всего, в области сверхвысокочастотных и сверхбыстродействующих приборов. Этому способствовала не только более высокая подвижность электронов, но и некоторые особенности зонной структуры арсенида галлия. Он, как и другие представители группы материалов $A^{III}B^V$, относится к так называемым многодолинным полупровод-

никам, имеющим в зоне проводимости несколько подзон («долин») с различной эффективной массой электронов. Это предопределяет существование эффекта отрицательной динамической проводимости (ОДП), на котором основано действие генераторов на диодах Ганна. С особенностью такой зонной структуры, точнее со спецификой междолинных переходов электронов, связан эффект «всплеска» дрейфовой скорости электронов в сильном электрическом поле. Этот эффект относится к так называемым квазибаллистическим явлениям и позволяет получать пикосекундный импульс тока как реакцию на включение напряжения, создающего сильное (порядка нескольких кВ/см) электрическое поле. С арсенидом галлия связано создание, прежде всего, полевых транзисторов с затвором в виде барьера Шоттки, гетероструктурных полевых транзисторов с высокой подвижностью электронов, биполярных транзисторов, монолитных интегральных схем различного назначения и гетеролазеров. Столь широкий спектр созданных приборов обусловлен, в том числе, использованием тройных и четверных соединений, которые можно рассматривать как сплавы простых бинарных полупроводников $A^{III}B^V$ (AlGaAs, AlGaAsSb, InGaAs и многие другие). Варьируя их стехиометрический состав, можно получать материалы с прогнозируемыми параметрами [1].

Новые возможности предоставляет технологическое освоение производства электронных компонентов на основе нитрида галлия. При почти на порядок меньшей подвижности электронов, чем у арсенида галлия, нитрид галлия имеет большую скорость насыщения, что позволяет

Дата поступления в редакцию
23.04 2008 г.

Оппонент
к. т. н. Э. Н. ГЛУШЕЧЕНКО
(НПП «Сатурн», г. Киев)

получать более высокую плотность тока. Наличие же существенно большей критической напряженности электрического поля обуславливает возможность создания приборов большей мощности. Кроме того, у нитрида галлия время релаксации энергии составляет величину порядка 0,1 пс, что обеспечивает предельные частоты в сотни гигагерц.

Тенденции совершенствования современной компонентной базы электроники

Развитие технологии и открывающиеся новые возможности по созданию субмикронных компонентов и интегральных схем (ИС) на их основе предполагают усовершенствование существующих и создание новых компонентов, адаптированных к диапазонам сверхвысоких и крайне высоких частот, которые могут достигать 500 ГГц.

В современных электронных системах используется широкий спектр интегральных схем, выполненных на полупроводниковых соединениях $A^{III}B^V$. Это связано, в основном, с приборами на полевых транзисторах с затвором Шоттки (ПТШ) и полевых транзисторах с управляющим $p-n$ -переходом. Все большее признание получают ИС на гетероструктурах (рис. 1): субмикронных гетеробиполярных транзисторах (СГБТ), на транзисторах с высокой подвижностью электронов (high electron mobility transistor — *HEMT*) или субмикронных гетероструктурных транзисторах (СГСТ), псевдоморфных гетеротранзисторах (*pHEMT*) и метаморфных гетеротранзисторах (*mHEMT*).

Такие приборы широко используются в телекоммуникационных системах, сотовой телефонии, компьютерных сетях передачи данных, космических системах, системах локации и др. Сравнительно новыми областями их применения являются высокоскоростная вычислительная техника и волоконно-оптическая связь. Субмикронные ПТШ и гетероструктурные транзисторы используются, как правило, в маломощных и малозащумляющих цепях, а гетеробиполярные транзисторы — в мощных цепях усиления и генерации.

В отличие от ПТШ с барьером Шоттки, в котором модуляция проводимости достигается за счет изме-

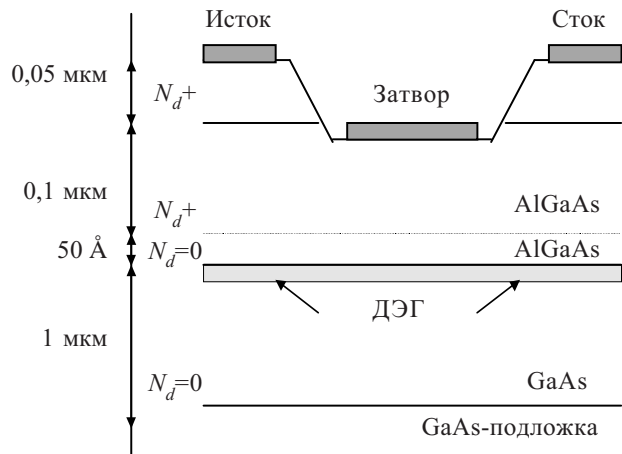


Рис. 1. Структура субмикронного полевых гетеротранзистора

нения толщины канала, в гетеротранзисторе (рис. 1) модуляция проводимости осуществляется вследствие изменения поверхностной плотности электронов на границе гетероперехода. Основными задачами совершенствования технологии ИС на субмикронных гетеротранзисторах являются: уменьшение числа дефектов, увеличение концентрации и обеспечение однородности характеристик двумерного электронного газа (ДЭГ), а также увеличение подвижности электронов в нем. Совершенствование технологии гетеробиполярных транзисторов, кроме этого, связано с получением тонких (менее 0,1 мкм) многослойных высоколегированных (с концентрацией примеси более чем 10^{19} см^{-3}) структур.

Отличительной особенностью псевдоморфных СГСТ является то, что вместо соединения алюминия и арсенида галлия используется гетеропереход на соединении InGaAs и подложка из фосфида индия. Это приводит к увеличению разрыва зон на границе гетероперехода более чем в два раза, что способствует нейтрализации паразитного канала в слое под затвором, а также увеличению дрейфовой скорости и подвижности электронов, а значит, увеличению быстродействия и предельных частот. Кроме того, *pHEMT* обладают большими уровнями мощности, т. к. InP имеет большую теплопроводность, чем GaAs. В подложке из фосфида индия обеспечивается большая плотность двумерного электронного газа, что позволяет получить более высокие плотности тока. К недостаткам *pHEMT* следует отнести сложность их изготовления и высокую стоимость.

Дальнейшая оптимизация структуры СГСТ связана с появлением *mHEMT*, в которых для уменьшения рассогласования кристаллических решеток гетерослоев и арсенидгаллиевой подложки (что является главным препятствием для получения высококачественных структур) используется многослойная варизонная система буферных слоев AlGaAsSb. Развитие технологии изготовления структур на основе нитрида галлия способствовало появлению СГСТ на основе AlGaN/GaN, которые пока еще уступают по частотным и усилительным свойствам транзисторам на других соединениях $A^{III}B^V$, но существенно пре-

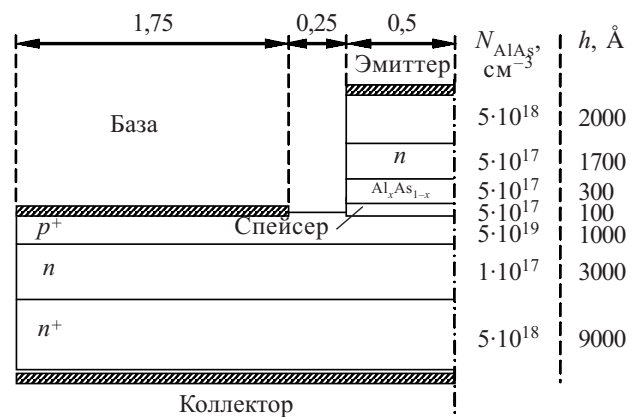


Рис. 2. Структура субмикронного гетеробиполярного транзистора (AlGaAs/GaAs)

восходят их по плотности тока, мощности и рабочему напряжению.

Вертикальная структура СГБТ показана на **рис. 2** (N_{AlAs} — концентрация AlAs в слое толщиной h). Предполагается, что такой транзистор размещается на относительно большой подложке, которая существенным образом влияет на распределение тепла.

К особенностям СГБТ следует отнести наличие разнородных физических процессов в двух переходах — гетеропереходе и p - n -переходе, а также в области базы, размер которой в субмикронных транзисторах, как правило, не превышает 200 нм, а может составлять и несколько десятков нанометров. Использование в эмиттере соединения $Ga_{1-x}Al_xAs$ n -типа в контакте с p -легированной базой (GaAs) создает потенциальный барьер не менее 0,25 эВ, что практически исключает инжекцию дырок в эмиттере даже при высокой степени легирования базы. Это позволяет уменьшить толщину базы без увеличения ее сопротивления, а также снизить опасность смыкания переходов. Однако, как показывают результаты моделирования, СГБТ проигрывают полевым субмикронным гетеротранзисторам по уровню шума [2], кроме того, в гетеробиполярных транзисторах необходимо учитывать эффекты саморазогрева [3], ухудшающие выходные характеристики.

Благодаря новым возможностям технологии, применению новых полупроводниковых материалов и оптимизации топологии СГБТ стало возможным усиление сигналов более высокой частоты — свыше 200 ГГц [4] — в различных устройствах миллиметрового диапазона. Детальное моделирование процессов дрейфа и диффузии электронов может быть основано на двумерной модели активной области транзистора в гидродинамическом приближении. Такие модели позволяют учесть основные эффекты в биполярных субмикронных структурах: разогрев электронов и дырок сильным электрическим полем и связанное с ним изменение их подвижности, процессы рекомбинации, эффекты сильного легирования — изменение ширины запрещенной зоны и вырождение полупроводников.

Моделируемая структура транзистора (рис. 2) симметрична относительно вертикальной оси реального СГБТ, что позволяет рассматривать только одну половину структуры для уменьшения вычислительных затрат.

Процессы во внутренней части транзистора в самом общем случае могут быть описаны уравнениями непрерывности тока для электронов и дырок и уравнением Пуассона

$$\nabla^2 U = q(n - p - N_d + N_a) / (\epsilon \epsilon_0), \quad (1)$$

где U — электрический потенциал;
 q — заряд электрона;
 N_d, N_a — концентрации донорной и акцепторной примесей, соответственно;
 n, p — концентрации электронов и дырок, соответственно;
 $\epsilon \epsilon_0$ — диэлектрическая проницаемость.

Если для носителей заряда справедлива статистика Максвелла–Больцмана, то эффекты сильного легирования можно учесть дополнительными слагаемыми в системе диффузионно-дрейфовых уравнений

$$\text{div}[\mu_n(\nabla n - n \nabla \ln n_{ie} - n \nabla(\phi + \psi))] = R(p, n); \quad (2)$$

$$\text{div}[\mu_p(\nabla p - p \nabla \ln n_{ie} - p \nabla(\phi + \psi))] = R(p, n), \quad (3)$$

где μ_n, μ_p — подвижность электронов и дырок, соответственно;
 R — скорость рекомбинации носителей заряда;
 n_{ie}, ψ — величины, описывающие эффекты сильного легирования.

Данная система, с учетом уравнения Пуассона (1), является полной. С использованием выражения для собственной концентрации носителей заряда

$$n_i = (N_c N_v)^{1/2} \exp(-E_g / (2kT)),$$

где N_c, N_v — эффективная плотность состояний в зоне проводимости и в валентной зоне, соответственно;

E_g — ширина запрещенной зоны;

k — постоянная Больцмана,

может быть получено выражение для некоторой эффективной собственной концентрации носителей заряда:

$$n_{ie} = n_i \exp[(q\Omega_n + q\Omega_p) / (2kT)] = n_i \exp(-\Delta E_g / (2kT)).$$

Величина $q\Omega_n$ трактуется здесь как сужение ширины запрещенной зоны со стороны зоны проводимости, а $q\Omega_p$ — со стороны валентной зоны. Тогда величина $\Delta E_g = q\Omega_n + q\Omega_p$ является полным сужением ширины запрещенной зоны. Точное аналитическое определение величин $q\Omega_n$ и $q\Omega_p$ не представляется возможным, и поэтому для моделирования они выбираются на основе экспериментальных данных. Параметр ψ определяется как $\psi = q(\Omega_n - \Omega_p) / 2$.

Зависимости подвижности электронов и дырок от напряженности электрического поля, температуры и уровней концентрации донорной и акцепторной примесей аппроксимируются аналитическими зависимостями, приведенными в [5].

Подвижность электронов μ_n в $Al_xGa_{1-x}As$ рассчитана по средневзвешенным значениям подвижности в Γ - и X -долинах. Подвижность дырок μ_p в $Al_xGa_{1-x}As$ рассчитана с помощью линейной аппроксимации времени релаксации в AlAs и GaAs.

Вклад разности энергетических зазоров в разрывы зоны проводимости и валентной зоны между AlGaAs и GaAs предполагается как 65 и 35% для GaAs и AlGaAs, соответственно.

Для решения системы уравнений используется метод прогонки в сочетании с итерационным многошаговым методом Ньютона. Граничные условия для решения уравнения Пуассона задавались как условия Дирихле на электродах (при электрических смещениях на эмиттере, базе и коллекторе соответственно 0; 1 и 5 В) и однородные условия Неймана на свободных и боковых границах.

В структуре транзистора использовались некомпенсированные полупроводники с распределением легирующей примеси, как показано на **рис. 3**. Эмиттерный гетеропереход моделировался как скачок потенциала высотой около 0,4 эВ без учета квантования энергетических уровней.

Анализ результатов моделирования (**рис. 4, 5**) показывает, что область сильного поля в СГБТ локализуется в межэлектродном промежутке база–коллектор и примыкает к области базы и p - n -перехода база–

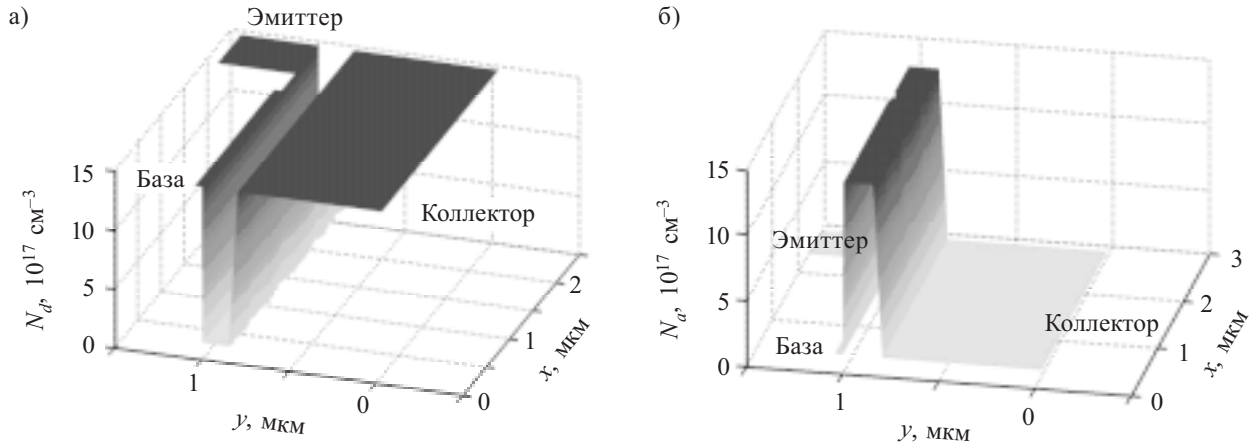


Рис. 3. Профиль легирования донорами (а) и акцепторами (б)

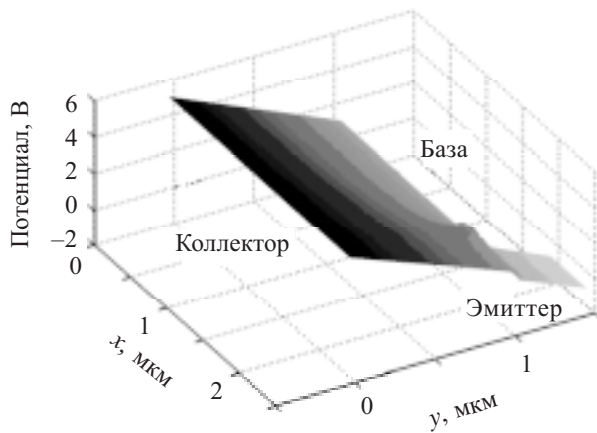


Рис. 4. Потенциал в структуре гетеробиполярного транзистора

коллектор, а также вблизи эмиттерного гетероперехода. Подвижность электронов и дырок максимальна в межэлектродном промежутке эмиттер–база, что соответствует их состоянию вблизи критических значений напряженности электрического поля, и почти не изменяется в сильных полях, что соответствует разогреву и междолинным переходам электронов и появлению «горячих» дырок.

Особенности структуры и малые размеры активной области транзистора приводят к относительно

высоким значениям напряженности электрического поля в области коллекторного перехода и коллектора (более $4 \cdot 10^7$ В/см), что связано с рассеиванием большой мощности и с необходимостью выбора оптимальной толщины области коллектора.

Развитие современных гетеротранзисторных структур обусловлено как применением многодолинных полупроводниковых материалов (GaAs, InP, GaN) и их сплавов, так и достижениями технологии по созданию многослойных наноструктур. Повышение быстродействия транзисторов может быть также связано с созданием структур с субмикронными продольными и нанометровыми поперечными размерами, в том числе многослойных наноструктур низкой размерности [5, 6], например гетеротранзисторов с двумя гетеропереходами. Характерные размеры затвора таких гетероструктурных транзисторов составляют 0,1—0,2 мкм при размерах высоколегированных слоев в активной области транзистора менее 0,1 мкм.

Моделирование гетеротранзистора с двумя потенциальными ямами представляет интерес в связи с перераспределением носителей между двумя «каналами», которое, несмотря на увеличение эффективной толщины транзистора, приводит к ослаблению разогрева электронов, уменьшению вероятности их междолинного рассеяния и высоким значениями дрейфовой скорости. В [6, 7] показано, что средние значения дрейфовой скорости в такой структуре выше,

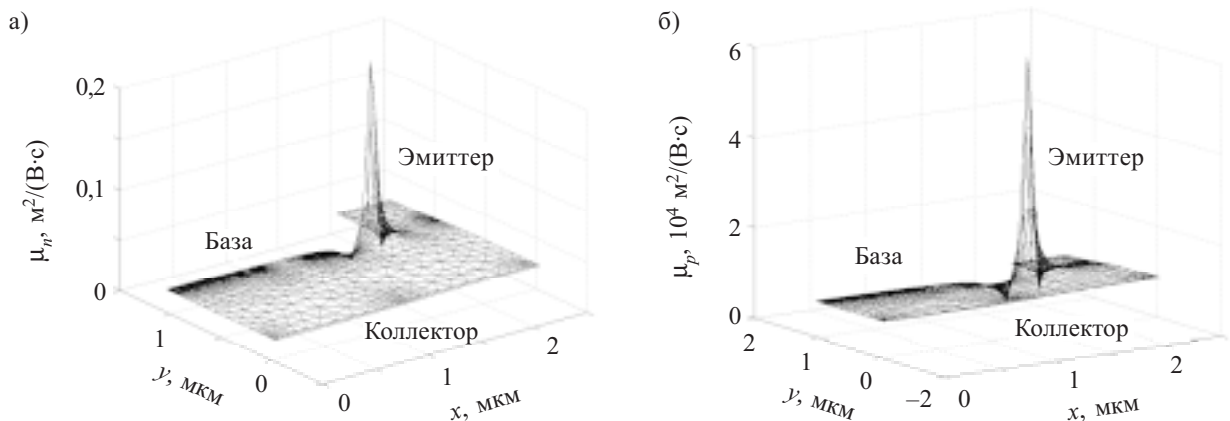


Рис. 5. Подвижность электронов (а) и дырок (б) в структуре транзистора

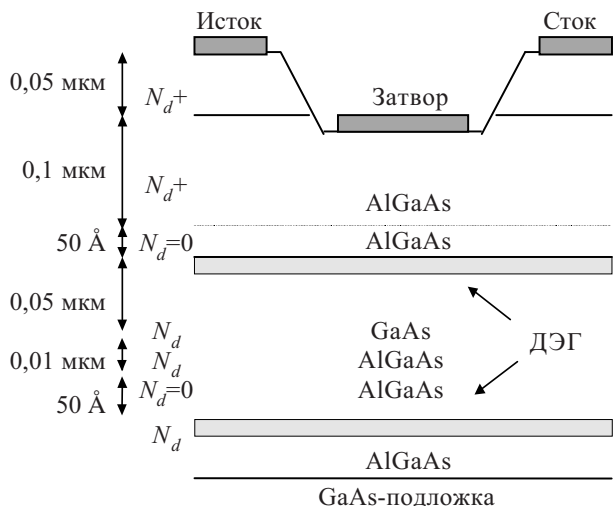


Рис. 6. Структура субмикронного гетеротранзистора с двумя потенциальными ямами

чем в СГСТ с одной потенциальной ямой, при этом транзисторы с двумя гетеропереходами обладают более высокими значениями тока и мощности. В [6] приведены результаты экспериментальных исследований субмикронного гетеротранзистора на основе AlGaIn–GaIn с двумя гетероканалами (двумя потенциальными ямами с двумерным электронным газом), имеющего более привлекательные скоростные характеристики.

В структурах субмикронных размеров преобладают эффекты сильного поля и субмикронные эффекты: нестационарный дрейф в условиях преобладания междолинного и оптического рассеяния носителей заряда, эффект «всплеска» дрейфовой скорости электронов, квазибаллистический перенос, влияния подложки и др. Поскольку область сильного поля и нестационарные процессы связаны с двумерной областью взаимодействия электрического поля с потоком носителей и распределениями характеристик электронного газа — электронной температуры (энергии), импульса (скорости), эффективной массы и др., то одним из путей получения таких характеристик является решение системы двумерных уравнений в част-

ных производных, которые, кроме уравнений Пуассона и непрерывности, включают релаксационные уравнения, полученные из кинетического уравнения Больцмана в приближении времени релаксации [7—10].

Тестовая структура моделируемого гетеротранзистора представлена на рис. 6. Структура имеет следующие физико-топологические параметры: длина затвора 0,2 мкм; слой широкозонного легированного $Al_xGa_{1-x}As$ ($x=0,3$) под затвором с эффективной толщиной 0,1 мкм; слой нелегированного $Al_xGa_{1-x}As$ толщиной 50 Å (спейсер); слой нелегированного GaAs на полуизолирующей подложке, толщиной несколько десятков микрон, в поверхностном слое которого в результате разрыва зон образуется потенциальная яма. Параметры первого и второго каналов СГСТ идентичны и показаны на рис. 6. Поскольку все электронные процессы связаны с поверхностным слоем и двумерным электронным газом в потенциальных ямах, то область моделирования ограничивается эффективной толщиной транзистора 1—2 мкм.

На рис. 7 приведены двумерные распределения потенциальной энергии E и электронной температуры T_e в канале СГСТ, которые рассчитаны при электрическом смещении на электродах истока, затвора и стока 0, -0,5 и 4,0 В, соответственно. Разрыв зон на границе гетеропереходов задавался при решении уравнения Пуассона как встроенный потенциал высотой около 0,4 В в предположении отсутствия квантовых эффектов для электронов в потенциальной яме.

Как показывают результаты моделирования, разогрев электронного газа и рост температуры электронов, в основном, связан с электронами, дрейфующими в потенциальной яме на границе гетеропереходов. Температура электронов в первом гетеропереходе (примыкающем к затвору) несколько выше, чем во втором, что свидетельствует о перераспределении электронов по энергиям. Эффект «всплеска» дрейфовой скорости заметен для электронов обоих гетеропереходов. Результаты моделирования электронной температуры (рис. 7, б) и дрейфовой скорости [11] свидетельствуют о меньшей степени разогрева носителей электрическим полем и более высокими значениями дрейфовой скорости, чем в аналогичном ге-

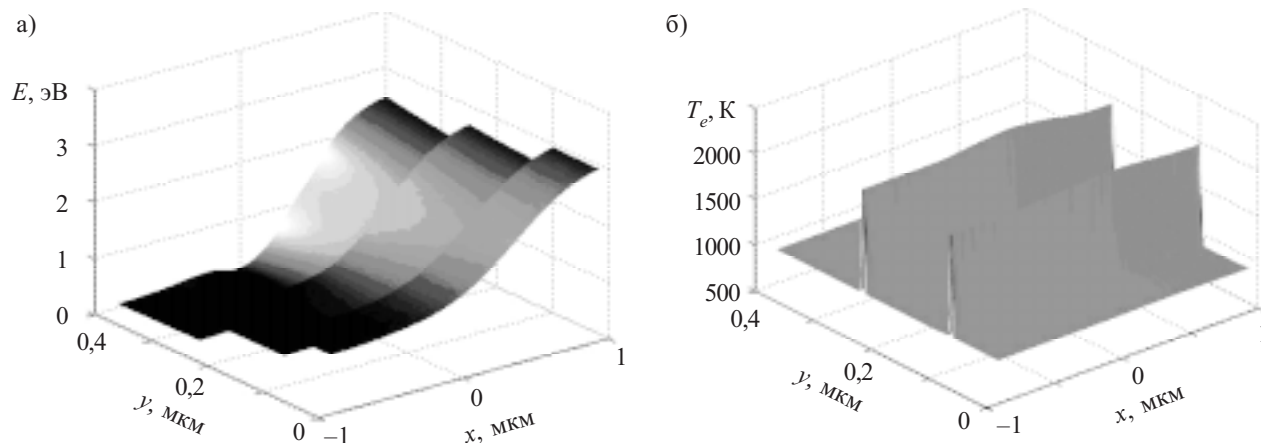


Рис. 7. Распределение потенциальной энергии (а) и электронной температуры (б) в структуре двухбарьерного гетеротранзистора

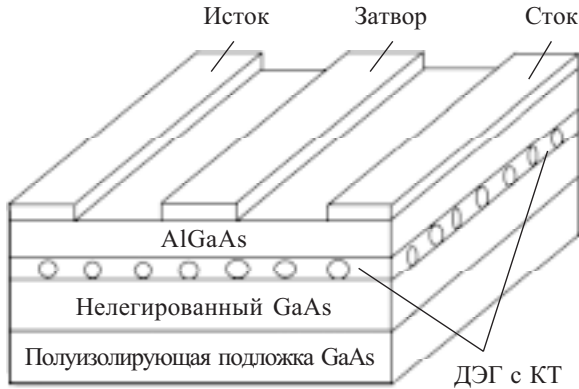


Рис. 8. Структура полевого гетеротранзистора с КТ

теротранзисторе с одной потенциальной ямой примерно на 30—40%. Максимальные значения дрейфовой скорости достигаются при отрицательных смещениях на затворе 0,5—0,6 В.

Сегодня достигнуты размеры гетеропереходов в двухканальном транзисторе около 3 нм на соединении InGaN [12]. Дальнейшее совершенствование гетероструктурных полевых транзисторов связано также со встраиванием в гетеропереход квантовых точек (КТ). Такие транзисторы представляют собой новый класс приборов [13—15], позволяющих существенно повысить быстродействие и коэффициент усиления в области частот порядка сотен гигагерц. Причем достигается это не предельными возможностями субмикрометровой литографии, а за счет преобладания двух физических факторов: безынерционной ударной ионизации КТ в сильном электрическом поле и существенного повышения дрейфовой скорости электронов в канале транзистора. Способ получения КТ основан на способности наноструктур к самоорганизации. В [16] показано, что максимальные значения дрейфовой скорости в транзисторе с КТ в два раза выше, чем в традиционных СГСТ. Для более адекватного моделирования необходимо учитывать трехмерный характер физических процессов в гетеротранзисторах с КТ. Это связано как с осо-

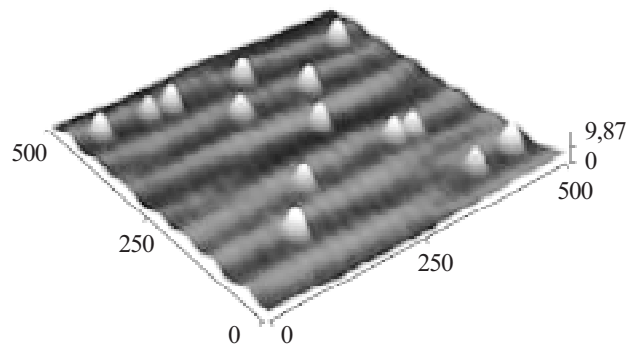


Рис. 9. Структура с самоорганизованными квантовыми точками (размеры указаны в нм)

бенностями топологии (ширина транзистора сравнима с размерами вдоль координаты x в направлении ускоряющего электрического поля), так и со случайным характером параметров КТ.

На рис. 8 приведена структура моделируемого транзистора, а на рис. 9 — зафиксированное на атомно-силовом микроскопе изображение слоя с самоорганизованными КТ [14].

Субмикронный гетеротранзистор с квантовыми точками моделируется на основе системы релаксационных уравнений с учетом преобладающих механизмов рассеяния. Для моделирования разрыва энергетических зон в узлах сетки, соответствующих гетеропереходу (рис. 10, а), добавляется скачок потенциала 0,3 В. Квантовые точки моделируются ступеньками потенциала 0,7 В в местах их расположения, которые выбираются случайно с учетом того, что плотность квантовых точек в реальной структуре составляет $\approx 10^{10} \text{ см}^{-2}$ [15].

Для трехдолинной модели энергетических зон температуру электронного газа T_e как функцию напряженности электрического поля \mathcal{E} можно определить из формулы [7]

$$\mathcal{E} = \sqrt{\frac{3k(T_e - T)}{b_\Gamma \mu_\Gamma^2 m_\Gamma^* (\gamma_\Gamma - 1) + b_L \mu_L^2 m_L^* (\gamma_L - 1) + b_X \mu_X^2 m_X^* (\gamma_X - 1)}}$$

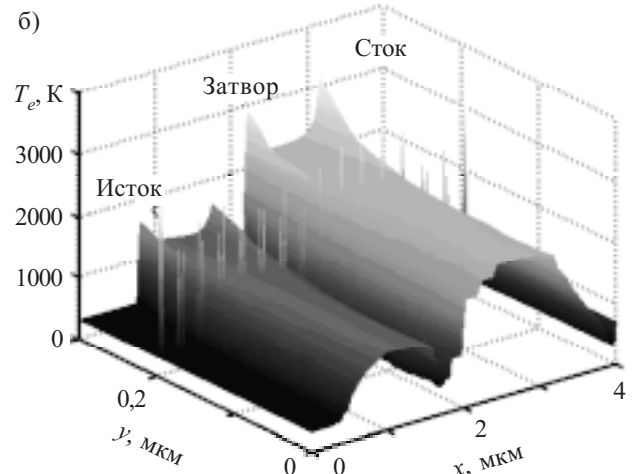
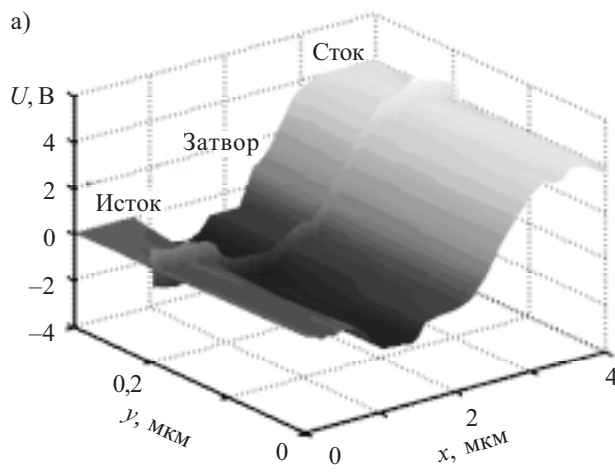


Рис. 10. Распределение потенциала (а) и электронной температуры (б) в гетеротранзисторе с КТ

где b — коэффициент заселенности долины;
 μ, m^* — подвижность и эффективная масса электронов, соответственно;
 $\gamma = 2\tau_E/\tau_p$ — коэффициент неупругости соударений;
 Γ, L, X — индексы соответствия долинам;
 τ_E, τ_p — время релаксации импульса и энергии, соответственно;
 T — температура решетки.

Усредненные по долинам характеристики определяются по следующим формулам:

$$\mu = b_{\Gamma}\mu_{\Gamma} + b_L\mu_L + b_X\mu_X;$$

$$1/m^* = b_{\Gamma}/m_{\Gamma}^* + b_L/m_L^* + b_X/m_X^*;$$

$$\tau_p = \mu m^* / e;$$

$$\tau_E = \tau_p / 2 + 3k(T_e - T) / (2e\mu\mathcal{E}^2),$$

где q — заряд электрона.

Известно, что из всех механизмов рассеяния в многодолинных полупроводниках наибольшую роль играют оптическое полярное и междолинное рассеяния [7]. В области повышения электронной температуры время релаксации импульса при полярном оптическом рассеянии существенно больше, чем при междолинном. Обратное время релаксации энергии при полярном оптическом рассеянии уменьшается с ростом T_e , т. к. рассеяние энергии связано преимущественно с междолинными переходами.

Из распределений температуры электронного газа (рис. 10, б) и обратного времени релаксации импульса и энергии при междолинном рассеянии можно сделать вывод о том, что области сильного разогрева носителей (максимумы T_e) и максимальных значений $1/\tau_p$ и $1/\tau_E$ совпадают.

При встраивании в канал гетеротранзистора квантовых точек часть носителей вытесняется из канала и их пространственная локализация происходит в области, примыкающей к стоку, и в подложке. Область максимальных значений дрейфовой скорости у стока совпадает с областью максимальных значений концентрации подвижных носителей, что может объяснить эффект роста дрейфовой скорости носителей и,

соответственно, тока в гетеротранзисторах с КТ по сравнению с традиционными структурами.

Перспективные наноразмерные структуры и компоненты СВЧ и КВЧ

Для создания нанoeлектронных компонентов СВЧ-и КВЧ-диапазонов используются так называемые структуры низкой размерности: двумерные в виде слоев наноскопических размеров, одномерные — квантовые нити или провода, и нульмерные — квантовые точки. Для моделирования таких приборов недостаточно квазиклассического описания на уровне дрейфово-диффузионных или кинетических моделей — необходимо использование аппарата квантовой механики.

Наиболее перспективными по степени исследования и освоения для промышленного внедрения являются резонансно-туннельные диоды (РТД).

В простейшем случае в РТД между двумя слоями широкозонного полупроводника в узкозонном образуются квантовая яма с дискретным набором возможных электронных состояний. Прохождение тока происходит за счет туннелирования электронов через барьеры при таких напряжениях, когда энергия движения электронов в направлении барьера соответствует какому-либо уровню в потенциальной яме.

В [17] проведен сравнительный анализ двухбарьерных РТД на AlGaAs и AlGaN и показано, что по плотности тока и рабочим напряжениям рассмотренные структуры отвечают условиям работы в КВЧ-диапазоне и могут быть технологически реализованы на современном этапе развития нанотехнологии.

Расчитанные вольт-амперные характеристики РТД, распределения потенциала и заряда в структуре приведены на рис. 11. Наличие характерного падающего участка на ВАХ позволяет использовать РТД для генерации колебаний, в том числе и в терагерцевом частотном диапазоне.

Для генерации сигналов на частотах 100—300 ГГц перспективным представляется использование резонансно-туннельных диодов на соединениях GaAs—AlGaAs и AlGaN.

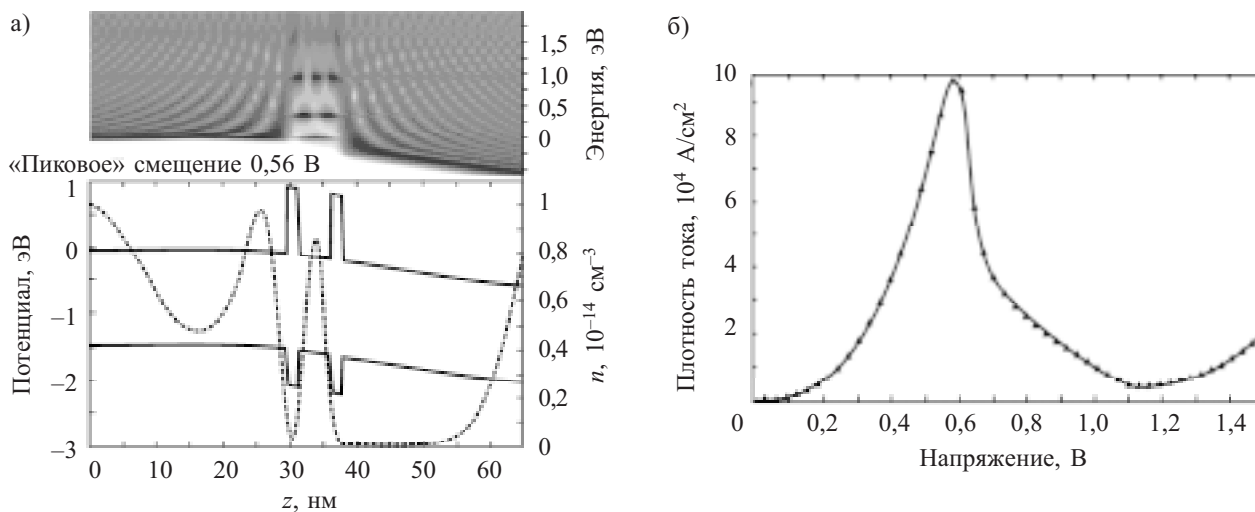


Рис. 11. Плотность электронных состояний, потенциальный рельеф и распределение заряда (а) при «пиковом» смещении на вольт-амперной характеристике (б) РТД [17]

В [18] представлен транзистор, в котором реализован резонансно-туннельный эффект. Туннельные переходы индуцируются внешним полем. Транзистор с длиной затвора 20 нм и шириной 50 нм выполнен по технологии «кремний-на-изоляторе» с n -каналом в виде нанопроволоки.

Толщина нанопроводников (до 10 в структуре) в двухзатворном транзисторе на поликристаллическом кремнии достигает 84 нм [19]. Такие структуры находят свое применение в трехмерных интегральных схемах, жидкокристаллических экранах, а также в «системах-на-кристалле».

Транзистор на нанотрубках описан в работе [20]. Транзистор представляет собой структуру на углеродной трубке, встроенную в легированные акцепторами сток и исток. Фуллерены или нанотрубки представляют собой каркасные структуры (молекулы фуллерена C_{60}), которые при определенных условиях упорядочиваются, и образуется молекулярный кристалл, в узлах которого находится молекула фуллерена. Нанотрубки имеют поперечный размер от 1 до 10 нм. Модуляция проводимости в однослойной структуре нанотрубки осуществляется внешним поперечным электрическим полем и имеет характер проводимости полупроводника.

Технологически канал транзистора на нанотрубках может быть выполнен как одно-, двух- или трехмерная система. Так, в [21] исследуются свойства транзисторов на нанотрубках, которые могут состоять из одиночной нанотрубки (одномерная система), а также структур с нанотрубками, образующих двух- и трехмерные системы. При этом физические процессы для электронного газа могут рассматриваться как независимые в каждой отдельной нанотрубке. Трехмерные структуры позволяют получать большие значения плотности тока в транзисторе.

Заключение

Рассмотренные в работе структуры не исчерпывают весь возможный спектр компонентов, которые могут быть созданы на основе применения нанотехнологии. Однако представленные структуры различной размерности позволяют выделить группу физических эффектов, на основе которых уже в ближайшем будущем возможна реализация и массовое изготовление наноконструкций для широкого применения. Здесь не затрагивались вопросы приборных характеристик и параметров новейших наноконструкций, но несомненно, что они могут существенно отличаться от таковых для традиционных диодов и транзисторов, и поэтому возможно создание компонентов с совершенно новыми характеристиками. Точно так же язык описания и моделирования новых приборов будет существенно иным. Появление же новых функциональных элементов приведет к пересмотру технической базы во многих областях электроники.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Нанотехнологии в электронике / Под. ред Ю. А. Чаплыгина.— М.: Техносфера, 2005.
2. Тимофеев В. И. Шумовые свойства субмикронных гетеробиполярных транзисторов // Электроника и связь.— 2002.— № 16.— С. 112—115.

3. Тимофеев В. И. Моделирование процессов токопереноса в субмикронных гетеробиполярных транзисторах // Электроника и связь.— 2004.— № 23.— С. 57—60.

4. Bester Y., Scott D., Mensa D. et al. InAlAs/InGaAs HBTs with simultaneously high values of F_t and F_{max} for mixed analog/digital applications // IEEE Electron Device Letters.— 2001.— Vol. 22, N 2.— P. 56—58.

5. Liou L. L., Ebel J., Huang C. Thermal effects on the characteristics of AlGaAs/GaAs heterojunction bipolar transistors using two-dimensional numerical simulation // IEEE Transactions on Electron Devices.— 1993.— Vol. 40, N 1.— P. 35—43.

6. Chu R., Zhou Y., Liu J. et al. AlGaIn-GaN double-channel HEMTs // IEEE Transactions On Electron Devices.— 2005.— Vol. 52, N 4.— P. 438—445.

7. Москалюк В. О. Фізика електронних процесів. Динамічні процеси.— К.: Політехніка, 2004.

8. Москалюк В. А., Ивашук А. В., Тимофеев В. И. Расчет релаксационных параметров GaAs в сильных полях // Технология и конструирование в электронной аппаратуре.— 2003.— № 3.— С. 61—64.

9. Тимофеев В. И. Моделирование релаксационных процессов розігріву електронного газу в субмикронних гетеротранзисторах // Наукові вісті НТУУ „КПІ”.— 2004.— № 5.— С. 23—29.

10. Тимофеев В. И., Мохсен Амини. Моделирование нестационарных эффектов дрейфа в субмикронных гетеротранзисторах с двумя каналами // Вісник ДУИКТ.— 2005.— Т. 3, № 3—4.— С. 143—146.

11. Timofeyev V. I., Amini M., Faleeva E. M. Non-stationary drift of electrons in submicron high electron mobility transistor with two heterojunctions // Electronics and Electrical Engineering.— 2007.— № 4.— P. 33—36.

12. Liu J., Zhou Y., Zhu J. et al. DC and RF characteristics of AlGaIn-GaN/InGaIn/GaN double-heterojunction HEMTs // IEEE Transactions On Electron Devices.— 2007.— Vol. 54, N 1.— P. 2—10.

13. Мокеров В. Г., Пожела Ю., Пожела К., Юцене В. Гетероструктурный транзистор на квантовых точках с повышенной максимальной дрейфовой скоростью электронов // Физика и техника полупроводников.— 2006.— Т. 40, № 3.— С. 367—371.

14. Карпович И. А. Квантовая инженерия: самоорганизованные квантовые точки // Соросовский образовательный журнал.— 2001.— Т. 7, № 11.— С. 102—106.

15. Пожела Ю. К., Мокеров В. Г. Большое повышение максимальной дрейфовой скорости электронов в канале полевого гетеротранзистора // Физика и техника полупроводников.— 2006.— Т. 40, № 3.— С. 362—366.

16. Тимофеев В. И., Фалеева Е. М. Численное моделирование субмикронных гетеротранзисторов с квантовыми точками на основе соединения нитрида галлия // Электроника и связь.— 2007.— Тематический выпуск, ч. 1.— С. 62—65.

17. Москалюк В. А., Федяй А. В. Сравнительный анализ статических характеристик резонансно-туннельных диодов на основе AlGaAs и AlGaIn // Электроника и связь.— 2007.— Тематический выпуск, ч.1.— С. 10—14.

18. Wu Y.-C., Chang T.-C., Liu P.-T. et al. High-performance metal-induced lateral-crytallisation polysilicon thin-film transistors with multiple gates // IEEE Transactions On Nanotechnology.— 2006.— Vol. 5, N 3.— P. 157—162.

19. Song S., Kim K., Huh J. et al. Analytical modeling of field-induced interband tunneling-effect transistors and its application // IEEE Transactions On Nanotechnology.— 2006.— Vol. 5, N 3.— P. 192—200.

20. Latessa L., Pecchia A., Di Carlo A. DFT modeling of bulk-modulated carbon nanotube field-effect transistors // IEEE Transactions On Nanotechnology.— 2007.— Vol. 6, N 1.— P. 13—21.

21. Neophytou N., Guo J., Lundstrom M. Three-dimensional electrostatic effects of carbon nanotube transistors // IEEE Transactions On Nanotechnology.— 2006.— Vol. 5, N 4.— P. 385—392.