

УДК 621.382

**И. И. Абрамов**, д-р физ.-мат. наук, проф.,  
Белорусский государственный университет  
информатики и радиоэлектроники, Минск,  
Республика Беларусь  
E-mail: nanodev@bsuir.edu.by

## ПРОБЛЕМЫ И ПРИНЦИПЫ ФИЗИКИ И МОДЕЛИРОВАНИЯ ПРИБОРНЫХ СТРУКТУР МИКРО- И НАНОЭЛЕКТРОНИКИ. VIII. НАНОТРАНЗИСТОРЫ С МДП-СТРУКТУРОЙ\*

*В данной части работы проанализированы модели кремниевых нанотранзисторов со структурой металл—диэлектрик—полупроводник (МДП). Оценены перспективы развития электроники после окончания "эры" данного типа приборных структур.*

**Ключевые слова:** нанотранзисторы, металл—диэлектрик—полупроводник, нанoeлектроника

### Модели квантово-механического подхода (продолжение)

Рассматриваемые ниже достаточно строгие модели, по-существу, в основном являются комбинированными моделями. Обязательным при этом является использование формализма волновых функций. Сначала остановимся на моделях, в которых в качестве второго применяется формализм функций Грина [1, 4, 100].

В работе [101] предложена комбинированная модель в рамках приближения эффективной массы. В ней самосогласованно решаются в двумерном случае уравнение Пуассона и уравнения, полученные в рамках формализма неравновесных функций Грина. Для дырок используется диффузионно-дрейфовое приближение. В работе исследовались стационарные электрические характеристики (токи стока, затвора и др.) кремниевых *n*-МОП-нанотранзисторов с поликремниевым затвором длиной  $L_3 = 25$  нм и

$L_3 = 50$  нм с полубесконечными контактами стока и истока. Было проведено сравнение с результатами, полученными с помощью программы MEDICI с квантово-механическими коррекциями. Показана важность анизотропии эффективной массы. Расчеты проводили на многопроцессорной вычислительной системе SGI Origin 2000 machine в Отделении передовых суперкомпьютеров NASA (NAS).

МОП-нанотранзисторы с двойным затвором ( $L_3 = L_k$ ) длиной 10 и 25 нм с ультратонким слоем кремния  $t_{Si} = 1,5$  нм исследовались в работе [102]. Для этого была использована двумерная комбинированная модель на основе декомпозиции по модам. В поперечных сечениях решаются одномерные уравнения Шредингера. Вследствие ультратонкости Si учитываются только три нижних подзоны. В направлении транспорта решаются уравнения для функций Грина. Влияние контактов и рассеяния на фонах учитываются с помощью собственно-энергетических частей. Для получения последних применяются традиционные аппроксимации (самосогласованное борновское приближение, фононная система находится в равновесии и описывается распределением Бозе—Эйнштейна, корреляция между подзонами не учитывается, изотропность рассеяния) и др. Для получения самосогласования далее решается двумерное уравнение Пуассона. Оказалось, что ток стока с учетом рассеяния может составлять не более 53 % от такового для баллистического режима работы. (Меньшее различие, на 10 %, получено [103] при использовании подобной комбинированной, но уже квазитрехмерной модели, при моделировании МОП-нанотранзистора на квантовой проволоке с диаметром 5 нм и  $L_k = 15$  нм. В то же время для диаметра 4 нм и  $L_k = 10$  нм ток стока выходных ВАХ при малых напряжениях на стоке на 20 % ниже в случае учета рассеяния, а при больших напряжениях на стоке — на 15 % [104], т. е. различие характеристик еще меньше.) Увеличение темпа рассеяния приводит к еще большему уменьшению тока. Показано, что в зависимости от темпа влияние рассеяния может быть важно по всему транзистору, а не только у истока как считалось ранее. Установлено, что рассеяние в удлиненных областях стока и истока не всегда можно адекватно учитывать с помощью последовательных сопротивлений.

\* Начало статьи см. в №№ 9, 10, 2010 г.

МОП-нанотранзисторы с двойным затвором с  $L_k = 10$  нм и ультратонким слоем кремния в 2 нм исследовались в работе [105]. Показано важное влияние поверхностных шероховатостей границ раздела Si/SiO<sub>2</sub> на распределения концентрации электронов и плотности тока в элементах. С этой целью использовалась новая конечно-разностная аппроксимация основных уравнений двумерной модели [101], базирующаяся на методе интегрирования на ячейке. В то же время девиации токов в нанотранзисторах с различными профилями шероховатостей границ раздела могут достигать 10 %.

МОП-нанотранзисторы с двойным затвором с  $L_k = 12$  нм исследовались в работах [106]. Двумерная модель [101], в которой используется формализм неравновесных функций Грина, распространена на случаи учета влияния дискретных примесей в канале, а также анизотропии эффективной массы. С ее помощью показано, что эти два фактора могут существенно образом влиять на сток-затворные характеристики элементов. Так, учет анизотропии эффективной массы приводит к сдвигу порогового напряжения в 200 мВ. Было рассмотрено влияние трех и четырех отталкивающих примесных центров, расположенных различным образом в канале нанотранзисторов.

Разработанная модель [101] была распространена на трехмерный случай и реализована в программе для параллельных вычислений в работе [107]. В качестве иллюстративного примера рассмотрено моделирование нанотранзистора на кремниевой квантовой проволоке ( $2 \times 2$  нм) с длиной канала 6 нм. Исследовалось влияние расположения зарядов примеси и шероховатостей границ раздела на плотность тока и коэффициент прохождения.

В работе [108] предложена оригинальная конструкция МОП-нанотранзистора на квантовой проволоке с окружающим затвором с диэлектрическими вставками, сужающими канал у стока. С использованием трехмерной модели, подобной модели, описанной в работе [107], на примере структуры с  $L_3 = 7$  нм показано, что вследствие изменения свойств квантового ограничения в структуре с одной вставкой отношение тока открытого и закрытого состояний может быть улучшено на 32 % по сравнению со структурой без вставки. При этом учитывался эффект проникновения волновой функции в оксид.

*n*-МОП-нанотранзисторы, полностью обедненные, с двойным затвором с ультратонким слоем кремния исследовались в баллистическом режиме работы в [109, 110]. Предложены две модели для одной зоны в приближении эффективной массы. Первая самосогласованная модель обобщает формализм неравновесных функций Грина (см. [1, 4]) на двумерный случай. Для повышения экономичности расчета была разработана комбинированная (вто-

рая) модель, в основе которой лежит декомпозиция задачи по модам (подзонам). В целях определения энергетического спектра канала сначала в поперечных сечениях решаются одномерные уравнения Шредингера. В дальнейшем эта информация используется для моделирования транспорта с помощью модели, основанной на решении полученного в результате разложения одномерного уравнения Шредингера (вдоль канала) с помощью формализма неравновесных функций Грина (см. [1, 4]), для каждой из мод. К сожалению, комбинированная модель не предназначена для "объемных приборов" [110] типа рассмотренного в работе [101]. Сравнение стоковых и сток-затворных характеристик, рассчитанных с помощью двух разработанных моделей, показало очень хорошее согласование соответствующих характеристик для исследуемой структуры с  $L_3 = L_k = 10$  нм. Было также проведено сравнение с полуклассической моделью на основе кинетического уравнения Больцмана (КУБ). Оказалось, что полуклассическая модель дает весьма неплохое согласование с квантовыми моделями, особенно в линейной области ВАХ, так как в подпороговой области более важна туннельная составляющая тока. Отмечается, что такое *неплохое соответствие рассчитанных ВАХ — результат самосогласованности полуклассической модели*. В целом, результаты показывают [109], что МОП-нанотранзистор в основном функционирует как обычный МОП-транзистор при  $L_k \geq 10$  нм. Хотя квантовое ограничение поперек канала может приводить к существенному сдвигу порогового напряжения, квантовые эффекты вдоль канала проявляются слабо.

Так, сравнение диффузионно-дрейфовой и квантовой моделей приводит к выводу, что различия в рассчитанных стоковых ВАХ могут достигать 40 % [18]. Сжатие канала нанотранзистора приводит к ухудшению согласования квантовых моделей [110], что связано с усилением взаимодействия между подзонами и в них самих. Отметим, однако, гораздо большую экономичность комбинированной модели [110] по сравнению с более строгой двумерной моделью. Так, характерное время расчета точки ВАХ составляло 40 с для первой модели и 1,5 ч — для второй для одного процессора рабочей станции SUN (300 МГц). Замечу, что эти модели включены в программу nanoMOS 2.0. С ее помощью могут реализовываться параллельные вычисления на Linux кластере "Superman" [111], входившего в список 500 мощнейших суперкомпьютеров мира TOP 500.

С барьером Шоттки МОП-нанотранзисторы с двойным затвором ( $L_3 = L_k = 12$  нм) анализировались в работе [112]. Области стока и истока в рассматриваемом случае формируются из металла (или силицида). Использовалась двумерная комбинированная модель, основанная на декомпозиции по модам. Рассчитывались стоковые и сток-затворные ВАХ.

Показано, что в случае положительной высоты барьера на границе металл—полупроводник ток в открытом состоянии ограничивается туннелированием сквозь барьер у истока. В случае же отрицательного барьера характеристики приближаются к идеальным, свойственным для баллистического МОП-нанотранзистора. Рассмотрены возможности создания элементов с такими отрицательными барьерами. И тем не менее, ожидается, что даже в первом случае характеристики могут быть лучше по сравнению с таковыми для обычного МОП-нанотранзистора с уменьшением  $L_k$ , так как в элементах с барьером Шоттки гораздо меньше паразитные сопротивления областей стока и истока.

Сравнение стоковых и сток-затворных характеристик  $n$ -МОП- и  $p$ -МОП-нанотранзисторов, полностью обедненных, с КНИ-структурой с двойным затвором ( $L_k = L_3 = 20$  нм и толщиной Si 1,5 и 5 нм) в баллистическом режиме функционирования проведено в работе [113]. Для расчетов была использована другая двумерная комбинированная модель с декомпозицией по модам (в поперечном сечении) и в сочетании с приближенной одномерной полуклассической моделью (вдоль канала). Важным в работе является обоснование целесообразности применения нефиксированных граничных условий (нормальная составляющая напряженности электрического поля равна нулю) на контактах стока и истока при описании баллистического транспорта. Установлено, что в случае тонкого слоя (1,5 нм, направление  $\langle 100 \rangle$ ) ток насыщения  $p$ -МОП-нанотранзистора составляет около 60 % от тока насыщения  $n$ -МОП-нанотранзистора (отличается только тип транзисторов). В то же время для толстого слоя (5 нм, направление  $\langle 100 \rangle$ ) различие в токах составляет уже ~25 %. Оказывается также, что ток открытого состояния  $p$ -МОП-нанотранзистора приблизительно на 20 % выше для канала с направлением  $\langle 100 \rangle$  по сравнению с каналом с направлением  $\langle 110 \rangle$ . К сожалению, последние данные противоречат экспериментальным, что авторы связывают с упрощенной моделью зонной структуры  $p$ -Si (непараболичность учитывается приближенно), неучетом межподзонных переходов и рассеяния в модели нанотранзисторов. И тем не менее, подобные исследования чрезвычайно важны ввиду перспективности применения методов зонной инженерии для оптимизации электрических характеристик КМОП-элементов нанoeлектроники.

Комбинированная модель [110] была использована и модифицирована в работе [114]. Замечу, что примененная в комбинированной модели декомпозиция по модам более последовательная по сравнению с подобными упрощенными подходами ряда других моделей. Для учета процессов рассеяния в модифицированной комбинированной модели используется способ с подключением дополнительных зондов (контактов),

предложенный Буттикером (см. [4]). Этот способ трактуется в модели [115] с помощью добавления в гамилтониан системы комплексной составляющей [116]. В работе [114] моделировался  $n$ -канальный КНИ-нанотранзистор, полностью обедненный с двойным затвором с тонким слоем кремния с  $L_3 = L_k = 10$  нм. Параметр рассеяния определялся исходя из подвижности при малых электрических полях. Расчет стоковых и сток-затворных характеристик показал важность учета рассеяния, которое приводит к уменьшению тока в структуре как в закрытом, так и в открытом состояниях. Дополнительное отрицательное влияние оказывают сопротивления областей стока и истока. Это может приводить к тому, что характеристики приборов с двойным затвором будут не лучше, чем с одним затвором, как ожидалось. Исследования проведены для нанотранзисторов вплоть до  $L_k = 5$  нм.

В последующей работе [117] исследовали  $n$ -МОП-нанотранзисторы с КНИ-структурой с двойным затвором ( $L_3 = 10$  нм) следующих конструкций: 1) с обычными узкими областями стока и истока; 2) расширяющимися (ступенчато) областями стока и истока. Для этих целей было проведено распространение описанной модифицированной комбинированной модели (декомпозиция по модам, учет рассеяния) [114] и на случай второй конструкции. Рассчитывались стоковые и сток-затворные характеристики. Оказалось, что учет рассеяния обязателен при комнатной температуре. Так, если рассеяние не учитывать (баллистический транспорт), то различие в стоковых характеристиках между двумя вариантами конструкций может достигать около 250 %, в противном случае отличие составляет максимум 10 %. Для реализации модели для кластера Linux (45 процессоров (1,2 ГГц)) требуется около 7 ч для расчета точки ВАХ. Поэтому была предложена упрощенная комбинированная модель повышенной экономичности на основе декомпозиции транзистора на активную и пассивную области. Пассивная область моделируется с помощью эквивалентных паразитных сопротивлений. Показано хорошее согласие расчетов ВАХ по упрощенной и более строгой комбинированной моделям. Замечу, что подобная декомпозиция является обычной практикой моделирования элементов ИС на основе полуклассических моделей (см., например, [54, 55]).

Особый интерес представляют результаты работы [118]. В ней проанализирован прогноз 2001 года [79] на 2016 год для  $n$ -МОП-транзисторов с  $L_3 = 9$  нм с помощью двумерной комбинированной модели с учетом рассеяния (программа nanoMOS-2.5). С этой целью выбран один из перспективных конструктивно-технологических вариантов  $n$ -МОП-нанотранзистора с двойным затвором. При исследовании варьировался ряд конструктивно-технологических параметров элемента, включая характеризующий

профиль легирования. Так как проводились многовариантные расчеты (оптимизация), то очень важно было их ускорение с использованием комбинированной модели для собственно внутренней части транзистора по сравнению с более строгой квантовой моделью (ориентировочно в 40 и более раз). Расширяющиеся части контактов моделировались с помощью диффузионно-дрейфовой модели (программа MEDICI). В качестве основных прогнозных электрических параметров были выбраны токи в открытом и закрытом состояниях. Оказалось, что для достижения прогнозных показателей для первого тока будет необходимо или улучшить контакты стока и истока и подвижность в канале одновременно, или использовать диэлектрики с большей диэлектрической проницаемостью. Очень существенно может помочь увеличение напряжения питания с 0,4 до 0,5 В. Показано, что ток в закрытом состоянии наиболее чувствителен к изменению толщины слоя Si. Принципиально важно отметить, что в данном исследовании были получены конкретные численные значения рекомендуемых (модель все же приближенная) конструктивно-технологических параметров нанотранзистора.

Рассмотренные результаты этой группы получены с помощью программы nanoMOS (известны версии 2.0 и 2.5). В ней возможно, кроме строгой квантовой модели (см. ранее), использование комбинированных моделей, в которых вдоль канала могут применяться [118]: 1) диффузионно-дрейфовая модель; 2) квазигидродинамическая модель; 3) КУБ; 4) формализм неравновесных функций Грина (см. ранее). Наименьшее время требует модель 1, а наибольшее — модель 4 в случае учета рассеяния. Комбинированная модель 4 достаточно подробно описана в работе [115]. Там же приведены эквивалентные формулировки решаемых уравнений как в формализме волновых функций, так и в формализме функций Грина. Последняя реально использовалась в реализуемой на ЭВМ модели для описания транспорта вдоль канала. В качестве начального приближения для электростатического потенциала применяется решение, полученное по диффузионно-дрейфовой модели.

Анализ возможности использования МОП-нанотранзистора с двойным затвором в качестве базового элемента аналоговых ИС был проведен в работе [119]. Для этого применялся формализм неравновесных функций Грина (баллистический транспорт, программа\* nanoMOS 2.0) и аналитические модели упрощенной теории рассеяния МОП-нанотранзисторов (на основе модели [5], см. также ранее). Рассчитывались крутизна, выходная проводимость, гра-

\* Результаты проф. М. Лундстрема и его коллег нами только что рассматривались. Отмеченная программа разработана в этой группе.

ничная частота и некоторые связанные с ними параметры транзисторов с длинами затвора ( $L_3 = L_k$ ): 10; 15; 20; 25 и 30 нм. Как показали оценки, при сравнении с требованиями прогноза 2001 года [79], использование данного вида нанотранзисторов перспективно и в аналоговых приложениях. При этом одна из самых интересных оценок: для транзистора с  $L_k = 10$  нм предельная (баллистический режим) граничная частота 1...4 ТГц.

Часто моделирование МОП-нанотранзисторов проводится для случая, когда кремниевая полупроводниковая пластина (или слой кремния) ориентирована в кристаллографической плоскости (100), т. е. технологически наиболее важного случая. В этой ситуации использование метода эффективной массы приводит к достаточно простому виду\*\* уравнения Шредингера и вытекающим из него уравнениям. Для других ориентаций вследствие того, что эффективная масса является тензором, вид основного транспортного уравнения может существенно усложниться. Этот случай рассмотрен в работе [120], в частности, было получено общее транспортное уравнение по пространству связанных мод. Для МОП-транзисторов с КНИ-структурой с ультратонким слоем кремния допустимо использовать два предположения: 1) постоянная толщина слоя, что позволяет разделить потенциалы, влияющие на квантовое ограничение и транспорт; 2) потенциал вдоль канала изменяется слабо так, что туннелированием Зинера между подзонами можно пренебречь. В результате получается достаточно простого вида уравнение типа уравнения Шредингера для подзоны (декомпозиция по модам), которое можно применять для моделирования нанотранзисторов не только с иной кристаллографической ориентацией кремния, но и для германия. В этом случае, после соответствующей корректировки эффективных масс, модели, разработанные ранее для кристаллографической ориентации слоя кремния (100), могут быть адаптированы и для других направлений, а также германия. Так, программа nanoMOS 2.5 после модификации использовалась для моделирования нанотранзистора с двойным затвором ( $L_3 = 10$  нм) на ультратонком слое германия.

Комбинированная квазитрехмерная модель типа описанной в работе [121] (была рассмотрена в [4]), основанная на декомпозиции по модам и позволяющая учитывать анизотропию эффективной массы, использовалась в работе [122] для моделирования МОП-нанотранзистора ( $L_k = 9$  нм) с окружающим затвором на квантовой проволоке на Ge с квадратным поперечным сечением. Модель применима и для случая квантовой проволоки на GaAs. Замечу,

\*\* Строго говоря, речь идет об уравнении именно *вида* уравнения Шредингера.

что использование других материалов по сравнению с Si для подобных каналов может быть полезным для улучшения характеристик МОП-нотранзисторов (см. ранее). Аналогичная модель была применена в работе [123] для сравнения МОП-нотранзисторов с окружающим затвором на квантовых проволоках на основе Si и 3C—SiC по передаточным ВАХ и подвижности при малых электрических полях ( $L_k = 20$  нм,  $T = 300$  К). Несмотря на известные преимущества второго материала по сравнению с первым (более высокие теплопроводность, ширина запрещенной зоны, пробивное электрическое поле; лучшие химическая и физическая устойчивости), по исследованным характеристикам он не будет иметь преимущества по сравнению с кремнием.

Ток затвора МОП-нотранзистора с двойным затвором анализировался в двумерном случае в работе [124]. На первом этапе комбинированная модель, основанная на декомпозиции по модам, и типа рассмотренной ранее [110], использовалась для определения самосогласованного потенциала. На втором этапе этот потенциал применялся для решения в двумерном случае квантового уравнения транспорта в рамках формализма функций Грина. Для вычисления тока затвора использовалась формула Ландауэра. В статье приведены результаты расчета этого тока транзисторов с  $L_3 = 3; 6$  и  $12$  нм. Затвор считался поликремниевым. Показано, что ток затвора осциллирует при изменении напряжения стока в условиях слабой инверсии, причем амплитуда осцилляции сильно зависит от  $L_3$ . Основной тенденцией является уменьшение тока затвора с ростом напряжения стока, что легко объясняется в результате анализа распределения перпендикулярной составляющей плотности тока вдоль затвора. Подтверждены выводы, полученные ранее на более простых моделях (в основном одномерных), о зависимости тока затвора от напряжения на затворе, которые качественно согласуются с экспериментальными данными.

Основные механизмы утечки в МОП-нотранзисторах с двойным затвором: прямое туннелирование затвор—канал; подпороговый и зона—зона туннельный ток. В целях уменьшения последней составляющей в работе [125] предложено (на основе результатов моделирования) изготавливать затвор, состоящий из трех частей, на различных материалах. Для оценки значений составляющих тока утечки использовались упрощенные модели. Для расчета тока стока в баллистическом режиме применялась модель, подобная приведенной в работе [115]. Исследовались нотранзисторы с длиной канала от 10 до 5 нм. Сравнение результатов расчета с полученными с помощью комплекса программ ATLAS показало их хорошее согласование.

Интересные результаты были получены в работе [126] при моделировании МОП-нотранзисто-

ров с двойным затвором с  $L_3 = 9$  нм ( $L_k > L_3$ ) с толщинами слоя кремния 4; 3 и 2 нм. Были использованы два комплекса программ — МОСА и nanoMOS. В МОСА реализован метод Монте-Карло в двумерном случае с достаточно детальным описанием зонной структуры с учетом рассеяния на акустических и оптических фононах, носителях и шероховатостях границ раздела, а также эффекта ударной ионизации. В данной инструментрии проведена квантовая коррекция потенциала. Двумерная квантовая модель, включенная в nanoMOS, была рассмотрена ранее. Проводилось сравнение расчетов внутренних переменных, в частности, потенциала и двумерной плотности заряда. Оказалось, что более полный учет квантовых эффектов может быть важным с уменьшением толщины канала при малых прикладываемых смещениях. С ростом смещений различие результатов становится незначительным. В то же время при расчете средней скорости в канале с помощью nanoMOS получается существенно больший эффект всплеска скорости. Последнее авторы статьи во многом связывают не с квантовыми эффектами, а с более простой (по сравнению с МОСА) параболической аппроксимацией зонной структуры в квантовой модели.

В работе [127] исследовано влияние часто не учитываемого при моделировании эффекта проникновения волновой функции в диэлектрик на электрические характеристики МДП-нотранзисторов с двойным затвором на кремнии (100). В качестве подзатворного диэлектрика брали столбик из  $\text{HfO}_2$  на  $\text{SiO}_2$ . Электростатика определялась на основе самосогласованного решения двумерных уравнений Шредингера и Пуассона с разложением по модам. Для описания баллистического транспорта применялась программа nanoMOS-2.5. Оказалось, что рассматриваемый эффект увеличивает ток стока, причем ток закрытого состояния более чувствителен, чем ток открытого состояния. Эффект уменьшает пороговое напряжение и увеличивает крутизну. Он более сильно проявляется с уменьшением толщины кремния  $t_{\text{Si}}$  ( $2 \text{ нм} < t_{\text{Si}} \leq 4 \text{ нм}$ ), чем с падением  $L_3$  ( $6 \text{ нм} \leq L_3 \leq 15 \text{ нм}$ ). В то же время при одновременном уменьшении  $t_{\text{Si}}$  и  $L_3$  наблюдается наиболее сильное проявление эффекта на электрические параметры.

Комбинированная квазитрехмерная численная модель для баллистического режима функционирования МОП-нотранзистора с одним ребром подробно описана в работе [128]. Для ее построения трехмерное уравнение Шредингера (метод эффективной массы) разбивается на двумерные уравнения Шредингера в поперечных сечениях и одномерные уравнения Шредингера вдоль канала (предполагается направление [100]). При этом используется ВКБ-

приближение и представление волновой функции в виде плоской волны, распространяющейся от истока к стоку по подзонам. Для решения одномерного уравнения Шредингера вдоль канала с открытыми граничными условиями (в подзоне) применяется формализм неравновесных функций Грина. После нахождения плотности электронов решается трехмерное уравнение Пуассона. Для дискретизации используется метод конечных разностей. Уравнения модели решаются самосогласованно до требуемой сходимости. Рассчитывались стоковые и сток-затворные характеристики нанотранзисторов с  $L_3$ , равной 5 и 10 нм. Показано, что туннельная составляющая тока стока может быть существенной в подпороговой области ( $L_3 = 5$  нм), что подтверждает известные результаты других авторов. Отмечается, что для лучшего качественного согласования с экспериментом необходимо более полное знание информации о профиле легирования областей стока и истока. Моделировали приборы, с ультрамалыми поперечными сечениями\*:  $2 \times 2$  нм и  $3 \times 3$  нм. Было проведено сравнение с характеристиками обычного нанотранзистора с двойным затвором (применялась программа nanoMOS 2.0), т. е. с большой шириной в третьем измерении. Показано, что эти транзисторы более чувствительны к существенному для данной области размеров транзисторов короткоканальному эффекту понижения барьера истока, индуцированного стоком, по сравнению с реберными нанотранзисторами, которые могут работать хорошо и для  $L_3 \leq 5$  нм.

МОП-нанотранзистор с реберной структурой с  $L_3 = 9$  нм исследовался в работе [129]. При этом использовалась квазитрехмерная комбинированная модель, при построении которой применяется метод разложения по модам. В поперечных сечениях решаются двумерные уравнения Шредингера. В направлении переноса используется метод неравновесных функций Грина, а также учитывается внутридолинное рассеяние на фононах и влияние шероховатостей границ раздела Si/SiO<sub>2</sub>. Далее решается трехмерное уравнение Пуассона. В работе анализировались сток-затворные характеристики. Оказалось, что рассеяние на фононах понижает ток стока в открытом состоянии по сравнению с баллистическим режимом (до 20 %), а шероховатости границ раздела влияют не только на ток в открытом, но и в закрытом состоянии, т. е. также уменьшают ток. В результате, последний фактор может приводить к флуктуациям  $V_{\text{пор}}$  до 110 мВ.

Как уже отмечалось, при реализации методов формализма неравновесных функций Грина требуется инвертирование матриц огромных размеров,

\* Фактически это приборы на квантовых проволоках. Подобная описанной модель была рассмотрена в работе [4].

особенно в двумерном случае, что является серьезным недостатком этих методов. Так, при моделировании нанотранзисторов характерное число элементов матриц только по пространству ( $x, y$ ) составляет около миллиона. Для смягчения этого недостатка в работе [130] был предложен алгоритм инвертирования таких матриц типа "разделяй и властвуй", основанный на декомпозиции исходных матриц на более простые, меньших размеров, и который более эффективный по сравнению с используемыми, например, в работе [101]. Экономичность алгоритма (по объемам памяти и времени расчетов) возрастает при параллельных вычислениях с ростом числа процессоров. В качестве примера проводилось моделирование кремниевых квантовых проволок и МОП-нанотранзисторов.

Эффективный метод исключения контактного блока в рамках формализма функций Грина для вычисления коэффициента прохождения в мезоскопических приборных структурах произвольной двумерной (трехмерной) формы с многими терминалами в баллистическом режиме функционирования был предложен в работе [131]. Показано, что с его помощью расчет коэффициента прохождения может быть проведен после нахождения стационарных состояний изолированного прибора и инвертирования небольшой матрицы, зависящей от энергии и определяемой граничной областью между внутренней частью прибора и контактами. Причем допустимо нахождение лишь ограниченного числа собственных состояний, что дополнительно повышает эффективность метода. Вычисление токов проводится в рамках формализма Ландауэра—Буттикера. В последующих работах [132, 133] предложенный метод был распространен и для расчета плотностей состояний и носителей заряда в одно- и многозонных случаях. Показано [133], что в однозонном случае допустимо дальнейшее повышение эффективности метода путем представления функций Грина и собственно-энергетической части в пространстве мод. Применимость метода проиллюстрирована на примерах моделирования [131, 133]: приборов с тремя контактами, включающих двухбарьерную структуру,  $T$ -переход, сформированный в двух пересекающихся квантовых ямах; РТД на двух квантовых точках.

Этот же метод использовали для самосогласованного решения двумерных уравнений Шредингера и Пуассона при моделировании  $n$ -МОП-нанотранзистора с реберной структурой с  $L_3 = 10$  нм [134, 135]. При этом применялась предиктор—корректор—итерационная схема типа описанной ранее. Ширину ребра варьировали от 12 до 6 нм. Профиль аппроксимировался гауссианой. Влияние верхнего затвора не учитывалось. Расчет сток-затворных характеристик показал, что их можно контролировать шириной ребра, от которого зависит формирование кана-

ла (каналов) прохождения токов в открытом состоянии. Установлено, что с уменьшением ширины ребра важное влияние на крутизну начинают оказывать шероховатости границ раздела [135]. Осуществлено сравнение рассчитанных передаточных характеристик с экспериментальными данными. Отличное согласование получено в подпороговой области. В открытом состоянии согласование гораздо хуже, что авторы связывают с учетом других механизмов рассеяния (в работе [134] учитывалось рассеяние на фонах в рамках приближения времени релаксации) и влияния случайных и дискретных зарядов примеси. Проведена оптимизация конструктивно-технологических параметров транзистора [135]. Показано, что изгиб передаточной характеристики для этого нанотранзистора при очень малых напряжениях на затворе обусловлен не только токами утечки затвора, но и скорее прямым туннельным током исток—сток. Более детально влияние шероховатостей границ раздела Si/SiO<sub>2</sub> на электрические характеристики нанотранзистора было исследовано в работе [136]. В целом, это влияние на ток стока важно при малых напряжениях на затворе и в открытом состоянии. Оно может также влиять и на увеличение тока затвора, на ухудшение частотных характеристик нанотранзистора. В работе [134] было изучено также влияние кристаллографической ориентации подложки Si на передаточные характеристики и ток затвора транзистора. Проиллюстрировано, что передаточные характеристики ухудшаются с возрастанием температуры с 300 до 400 К.

В работе [137] предложен не менее эффективный по затратам вычислительных ресурсов ЭВМ метод для квазибаллистического режима функционирования, основанный на спектральном разложении функции Грина с применением формализма  $R$ -матрицы, хорошо известного в ядерной физике. При этом гамильтониан приборной структуры разбивается на блоки. Предложенный метод подобен методу исключения контактного блока, однако в нем не используется обычная дискретизация и, следовательно, сетка, характерная для методов конечных разностей и конечных элементов. Прибор в этом случае разбивается на элементы, с помощью которых в процессе применения формализма  $R$ -матрицы (распространения) одновременно как бы "выращивается" и сам прибор. Метод реализован в рамках самосогласованной модели совместно с решением уравнения Пуассона. В качестве примера рассмотрено трехмерное моделирование баллистического транспорта МОП-нанотранзисторов с двойным и окружающим затворами с  $L_3 = 10$  нм и шириной  $L_y$ , от 1,8 до 20 нм. Рассчитывались передаточные ВАХ при  $T = 300$  К. Оказалось, что при  $L_y = 2$  нм нанотранзистор с окружающим затвором обладает лучшим электростатическим контролем, что приводит к более эффектив-

ному подавлению туннельной компоненты тока стока. В результате достигается значение подпороговой крутизны, близкое к идеальному ( $S = 60$  мВ/дек). В то же время при  $L_y = 10$  нм у обоих приборов это значение хуже —  $S \approx 70$  мВ/дек, т. е. влияние затвора ослабляется.

Интересные результаты получены в последующей работе [138], в которой исследовалось влияние одного донорного иона в канале МОП-нанотранзистора на квантовой проволоке с окружающим затвором с  $L_3 = 10$  нм при  $T = 300$  К. Показано, что на сток-затворных ВАХ может возникать область бистабильности в зависимости от расположения атома. Эффект связывается с двумя различными механизмами экранирования иона и может быть качественно объяснен в рамках модели резонансного туннелирования. Учитывая современные технологические возможности прецизионного размещения отдельных ионов примеси, работа иллюстрирует хороший потенциал развития так называемой однопримесной электроники.

Формализм  $R$ -матрицы со случая непрерывного представления среды был распространен в работе [139] на случай дискретного представления, т. е. может применяться и для моделирования приборных структур на атомарном уровне. В качестве примеров рассмотрены на кремниевых квантовых проволоках  $T$ -переход и  $p$ -Si-МОП-нанотранзистор с окружающим затвором с  $L_3 = 10$  нм (состоит из 7040 атомов Si) в баллистическом режиме функционирования. Рассчитывались сток-затворные ВАХ нанотранзистора, а также статистический разброс тока стока при напряжении затвора  $V_3 = -0,22$  В для 180 транзисторов вследствие шероховатостей границ раздела Si. Последнее свидетельствует о достаточно высокой эффективности применения данного формализма.

В работе [140] проиллюстрирована применимость формализма неравновесных функций Грина для малосигнального анализа проводимости полевого нанотранзистора на углеродной нанотрубке с  $L_k = 30$  и 90 нм при подаче гармонического сигнала на затвор при  $T = 300$  К. При этом показана важность собственной индуктивности нанотрубки в высокочастотной области.

Остановимся на комбинированных моделях, в основе которых в качестве второго используется формализм функций Вигнера.

В статье [141] анализировали  $n$ -МОП-нанотранзисторы с КНИ-структурой с одним затвором и тонким слоем кремния. Была разработана комбинированная модель на основе самосогласованного решения уравнений Пуассона, Шредингера (одномерное в поперечном сечении, приближение эффективной массы) и квантового кинетического уравнения (ККУ) для функции Вигнера (одночастичный случай). ККУ получено из уравнения Лиувилля — фон Неймана с применением ряда аппроксимаций. При этом вклю-

чалось рассеяние электронов на ионизированных примесях, акустических фононах и шероховатостях границы раздела Si/SiO<sub>2</sub>. Восемь нижних подзон учитывалось при моделировании. При конечно-разностной аппроксимации были использованы рекомендации работы [142] для РТД (см. также [1]). Расчет стоковых характеристик проводили для транзисторов с длинами канала 20; 30 и 40 нм. Было установлено, что баллистическая компонента возрастает с уменьшением  $L_k$ , причем рассеяние имеет особую важную роль для малых напряжений на стоке и его влияние падает с уменьшением напряжения затвора. В то же время в целом рассеяние приводит к падению баллистической компоненты в транспорте и, как следствие, — тока стока. В последующей статье [143] эта комбинированная модель была модифицирована на случай моделирования МОП-нотранзисторов с КНИ-структурой с двойным затвором. Были получены ККУ для функций Вигнера в одночастичном стационарном случае в приближении эффективной массы для каждой из подзон. Предполагалось, что границы раздела Si/SiO<sub>2</sub> параллельны плоскости (100). Для разложения по модам решается уравнение Шредингера в двумерном случае в адиабатическом приближении. При этом волновые функции представлены рядами Фурье. Далее решаются одномерные (по пространству) ККУ и двумерное уравнение Пуассона. В модели не учитывались междолинное и внутримолинное рассеяния, а также туннелирование через оксид. Рассчитывались стоковые характеристики транзисторов с длинами канала 10; 20 и 30 нм, толщинами слоя кремния 6; 8; 10 и 12 нм и легированием канала  $10^{18}$  см<sup>-3</sup>. В целом, учет отмеченных ранее механизмов рассеяния (см. [141]) приводит к более плавным ВАХ, а уменьшение толщины кремния — к падению токов насыщения вследствие уменьшения числа подзон, по которым проходит ток. Сравнение с нотранзистором с одним затвором показывает, что наличие второго затвора значительно снижает влияние короткоканальных эффектов и допускает возможность прохождения существенно больших токов насыщения.

МОП-нотранзисторы с двойным затвором и нелегированным каналом вдоль направления  $\langle 100 \rangle$  моделировали в работе [144]. Для этих целей использовали комбинированную модель. Двумерные уравнения Шредингера выводятся (в поперечных сечениях) в рамках метода эффективной массы. В работе показано, что взаимодействиями между подзонами можно пренебречь, т. е. адиабатическое приближение при декомпозиции выполняется очень хорошо. Одномерное ККУ для функции Вигнера для подзоны решается с помощью метода Монте-Карло. Самосоогласованный потенциал находится с помощью комплекса программ MINIMOS-NT. При этом учитываются электрон-фононное рассеяние и только

нижняя подзона, что выполняется для толщин кремния менее 5 нм. Преимущество такого подхода на основе формализма функций Вигнера заключается в том, что можно легко сравнить результаты по полуклассическому методу Монте-Карло и методу Монте-Карло для квантового случая с использованием одного и того же инструментария. Для ускорения расчетов квантовая модель применялась только в канале транзистора, т. е. для построения комбинированной модели использовалась декомпозиция и по пространству. Рассчитывались стоковые характеристики нотранзисторов с длинами затвора 10; 15; 25 и 60 нм. Установлено, что квантовые эффекты приводят к увеличению тока стока для  $L_3 = 10$  нм (вследствие туннелирования) приблизительно на 30 % (согласно приведенным результатам расчетов).

Комбинированная модель, основанная на самосоогласованном решении с помощью многочастичного метода Монте-Карло одномерного ККУ для функции Вигнера (неявное решение вдоль канала), одномерных уравнений Шредингера в поперечных сечениях канала и двумерного уравнения Пуассона, была предложена в работе [145]. С помощью модели можно учитывать различные механизмы рассеяния и, в принципе, моделировать нестационарные процессы. Модель развивает отмеченный ранее подход (см. начало статьи в № 9, 2010 г. [70]). В работе моделировали МОП-нотранзисторы с двойным затвором с  $L_3 = 6$  нм с эквивалентными толщинами оксида 1 и 0,5 нм с учетом рассеяния. Сток-затворные характеристики рассчитывались с помощью трех моделей: комбинированной и основанных на неявном решении КУБ с помощью метода Монте-Карло и метода неравновесных функций Грина для баллистического случая. Расчеты по первой и третьей моделям очень близки, что свидетельствует о слабом влиянии рассеяния. В то же время ток выше, чем ток, полученный по полуклассической модели, основанной на КУБ, что свидетельствует о важности туннелирования. При расчете стоковых ВАХ включение квантовых эффектов приводит к небольшому уменьшению (ориентировочно до 8 %) тока насыщения. В то же время учет рассеяния уменьшает ток открытого состояния приблизительно на 14 %. Расчеты средней скорости электронов вдоль канала по комбинированной и полуклассическим моделям согласуются хорошо. Показано, что будет сложно достигнуть плана прогноза 2005 года\* [79] по электрическим параметрам нотранзисторов с предельно малыми  $L_3$ . Характеристики будут, судя по всему, хуже прогнозируемых вследствие рассеяния и квантовых эффектов.

Рассмотрение моделей МДП-нотранзисторов позволяет сделать следующие основные выводы.

\* По-видимому, речь идет о прогнозе 2005 или 2006 годов.



1. При расчете вольт-фарадных характеристик базовым является формализм волновых функций; для сверхтонких диэлектриков требуется разработка моделей, учитывающих туннельные токи и включающих, например, кинетические уравнения (комбинированные модели).

2. Наиболее удачные компромиссные решения АР-проблемы при моделировании вольт-амперных характеристик достигаются с помощью полуклассических моделей, в том числе с квантово-механическими коррекциями, квантовых диффузионно-дрейфовых моделей и комбинированных моделей, с учетом при этом относительно высокой экономичности некоторых из них, такие модели можно с успехом использовать и в инженерных приложениях, включая САПР.

3. Наиболее адекватные квантовые модели в настоящее время строят в рамках формализмов волновых функций, функций Грина и функций Вигнера (для последних двух это часто комбинированные модели с декомпозицией по модам); учитывая, как правило, большие затраты вычислительных ресурсов ЭВМ, их целесообразно использовать, прежде всего, в научно-исследовательских целях. Весьма актуальной является задача повышения экономичности таких моделей.

4. Обращает на себя внимание то, что наиболее адекватные квантовые модели очень редко сравнивают с экспериментом, поэтому для них чрезвычайно актуальна разработка соответствующих методик идентификации их параметров по экспериментальным данным. В противном случае даже самые высокоадекватные модели становятся в значительной степени просто бесполезными.

5. Так как многие модели ориентированы на конкретные конструктивно-технологические разновидности МДП-нанотранзисторов, а в некоторых не учитываются важные механизмы рассеяния, детали зонной структуры, границ раздела и свойств материалов приборной структуры, то актуальны разработка более универсальных, адекватных и в то же время относительно экономичных моделей и проведение комплексных исследований с учетом влияния многих факторов.

Необходимо заметить, что некоторые положения предыдущих частей цикла статей могут быть также полезны и здесь.

В целом, думаю, что приведенная в данной части информация убедит читателя в том, что *серьезная работа в декананометровом диапазоне проектных норм ИС без глубокого понимания физики функционирования соответствующих элементов и инструментария их моделирования невозможна. Без этого там делать просто нечего.*

А что же дальше?

Прежде всего, отметим, что подразумевалось в цикле статей под термином "наноэлектроника". *Наноэлектроника — область электроники, в которой разрабатываются, создаются, исследуются, применяются приборные структуры с характеристическими размерами в диапазоне от 100 до 1 нм, а также более сложные системы, например, схемы, их включающие, и поведение которых (систем) они, как правило, определяют.* Доминирующее влияние каких-то особенных квантово-механических эффектов, как это понимается некоторыми специалистами, в данном определении не является обязательным\*. Приведем дополнительные аргументы к ранее изложенным (см. начало статьи в № 9, 2010 г. [3]). Во-первых, учет квантово-механических закономерностей фактически проводился ранее для обычных полупроводниковых приборов и элементов микроэлектроники, так как при построении полуклассического подхода к описанию явлений переноса в полупроводниках использование квантовой механики обязательно (зонная теория и т. п., см. также [17, 38, 100, 116]. Другого просто не дано. Во-вторых, в элементах микроэлектроники важное влияние могут оказывать вырождение носителей заряда, пространственное квантование. Это что, не квантовые эффекты? В-третьих, ситуация крайне "экстравагантно" (иначе не скажешь) складывается с рассмотренной в этой статье приборной структурой. Куда ее тогда отнести? И когда? К микро- или наноэлектронике? Ведь важное влияние даже других квантово-механических явлений (усиление их воздействия) по сравнению с отмеченными выше здесь будет обязательно! А вот при каких характеристических размерах? Автор не берется на это однозначно ответить. Да, и в свете изложенного в данной статье на это вряд ли кто-то способен ответить. И, наконец, последнее, по-видимому, не следует мудрствовать и усложнять, так как такие подходы обычно приводят к противоречиям типа отмеченных выше. Слово "наноэлектроника" состоит из двух частей; "нано" и "электроника". Первая часть характеризует размер, а вторая — не требует комментариев. Таким образом, в *определении\*\* сохранен только главный признак.* И только.

И, тем не менее, ввиду реально сложившегося положения и в определенных целях (упрощения изложения материала, учебных, методических и т. п.), по-видимому, все же допустимо говорить о *"наноэлектронике в широком смысле"*, как, например, определено выше, и о *"наноэлектронике в узком смысле"*.

\* Иногда вместо этого требуется обязательное наличие некоторого нового качества. Но что это такое и с какой стороны смотреть? Это часто не поясняется. Еще более странным выглядит, когда во главу угла ставятся не свойства изучаемого объекта (приборной структуры или схемы), а способ его изготовления.

\*\* Замечу, что оно хорошо согласуется с определением термина "нанонаука" работы [146] и многими другими определениями в этой объединяющей области науки.

В последнем случае для избежания недоразумений все же желательно, чтобы автор (авторы) пояснили, что при этом имеется в виду. Замечу, что в работе [100] мною фактически использовались оба понятия\*.

Итак, что нас ожидает после окончания так называемой "эры" МДП-нотранзисторов? Во-первых, согласно прогнозу 2009 года [79] к другим перспективным приборным структурам, кроме рассмотренной в этой части работы, относят: приборы спинтроники, одноэлектронные транзисторы, наноэлектромеханические переключатели, ферромагнитные элементы, атомные переключатели, молекулярные приборы и ряд других. Некоторые из выделенных в прогнозе приборных структур вряд ли составят серьезную конкуренцию МДП-нотранзисторам при создании сверхинтегрированных систем [100] и, как мне кажется, выделены под впечатлением самых последних научных исследований. Во-вторых, на настоящий момент времени не совсем ясен ответ, даже на более простой вопрос: когда закончится "эра" кремниевых МОП-нотранзисторов (см. Введение в № 9, 2010 г.)? Думается, что здесь рационален более осторожный прогноз. По-видимому, все же следует ожидать еще большего замедления относительно закона Мура, чем указано в прогнозе 2009 года [79] (см. также [147]). Особенно серьезные проблемы, вероятно, встретятся при  $L_k \leq 10$  нм, т. е. приблизительно меньше длины волны де Бройля в кремнии. Причем они, по-видимому, будут все более сильно нарастать по мере приближения к пределу 1,5–2 нм (см. Введение). В то же время не исключена возможность, что на нотранзисторах с МДП-структурой удастся "пройти" всю наноэлектронику, т. е. до  $L_k \approx 1$  нм. Особую перспективу здесь, как мне кажется, будут представлять приборные структуры на квантовых проволоках (см. также [4]), но не обязательно на кремнии (см. ранее).

А что же будет после 1 нм? Пикоэлектроника? А почему бы и нет. Можно выделить две электроники — одну, естественную, созданную Природой, а другую, искусственную, создаваемую Человеком. Уже отмечалось, что мозг человека может интерпретироваться как объект органической гибридной наноэлектроники\*\* [116]. Более того, биологи в настоящее время допускают другие, гипотетические варианты "жизни". Кроме реализованного Природой на основе углерода, возможно, другой вариант мы пытаемся воплотить на основе кремния.

\* В качестве ориентира был выбран уровень интеграции ИС  $10^{10}$  элементов на кристалле, приблизительно соответствующий числу нейронов в мозгу человека.

\*\* Эта интерпретация указывает на необходимость в данном случае интеграции, по крайней мере, пяти наук (физики, химии, биологии, математики и информатики) на наноуровне.

А сейчас о пикоэлектронике. Отмечу, что атом с электроном, движущимся по орбите, по существу, является объектом естественной пикоэлектроники. То есть она существовала всегда! Или, по крайней мере, очень давно. В связи с этим осознанная работа Человека в искусственной пикоэлектронике будет захватывающе интересна с весьма оригинальными результатами. *Не исключена возможность, что именно с применением пикоэлектроники будет реализован другой вариант "жизни", например на основе кремния.*

В целом, этот взгляд не противоречит изложенным в легендарной лекции Ричарда Фейнмана "Внизу полным-полно места" и не менее интересной последующей лекции "Инфинитезимальные машины". Разумно закончить статью его же словами [148]: "...мы, физики, могли бы решать такие задачи просто ради интереса или забавы. Давайте начнем с забавы!"

*Автор считает своим приятным долгом выразить искреннюю признательность профессорам В. М. Борздову, Б. Г. Коноплеву, И. Г. Неизвестному, Е. А. Рындиному, Ю. А. Чаплыгину, R. W. Dutton, D. K. Ferry, M. V. Fischetti, G. I. Haddad, G. Klimeck, S. E. Laux, M. S. Lundstrom, X. Oriols, R. Pinnau, L. F. Register, A. Seabaugh, S. Selberherr, D. Vasileska, кандидатам наук В. В. Вьюркову, И. А. Обухову за любезно предоставленные публикации, дополнительную информацию, сотрудникам научно-исследовательской лаборатории "Физика приборов микро- и наноэлектроники" БГУИР, совместно с которыми проведены исследования, частично описанные в цикле статей, моим ученицам Н. В. Коломейцевой и И. Ю. Щербаковой за подготовку рукописи статьи к печати. Редакции журнала за оперативную публикацию статей, несмотря на сложности работы "на расстоянии". Без помощи этих людей цикл статей вряд ли состоялся бы.*

#### Список литературы

1. **Абрамов И. И.** Проблемы и принципы физики и моделирования приборных структур микро- и наноэлектроники. V. Резонансно-туннельные структуры // Нано-и микро-системная техника. 2007. № 3. С. 57–70.
2. **Natori K.** Ballistic metal-oxide-semiconductor field effect transistor // J. Appl. Phys. 1994. V. 76, N 8. P. 4879–4890.
3. **Frank D. J., Laux S. E., Fischetti M. V.** Monte Carlo simulations of p- and n-channel dual-gate Si MOSFET's at the limits of scaling // IEEE Trans. on Electron Devices. 1993. V. 40, N 11. P. 2103.
4. **Абрамов И. И.** Проблемы и принципы физики и моделирования приборных структур микро- и наноэлектроники. VII. Структуры на квантовых проволоках // Нано- и микро-системная техника. 2009. № 7. С. 14–29; № 8. С. 7–23.
5. **Lundstrom M.** Elementary scattering theory of the Si MOSFET // IEEE Electron Device Letters. 1997. V. 18. N 7. P. 361–363.

6. **Ren Z., Lundstrom M. S.** Simulation of nanoscale MOSFETs: A scattering theory interpretation // *Superlatt. Microstruct.* 2000. V. 27. P. 179—189.
7. **Lundstrom M. S.** On the mobility versus drain current relation for a nanoscale MOSFET // *IEEE Electron Device Letters.* 2001. V. 22, N 6. P. 293—295.
8. **Pikus F. G., Likharev K. K.** Nanoscale field-effect transistors: An ultimate size analysis // *Appl. Phys. Lett.* 1997. V. 71, N 25. P. 3661—3663.
9. **Jiménez D., Sáenz J. J., Iñiguez B., Suñé J., Marsal L. F., Pallarés J.** Unified compact model for the ballistic quantum wire and quantum well metal-oxide-semiconductor field-effect-transistor // *J. Appl. Phys.* 2003. V. 94, N 2. P. 1061—1068.
10. **Assad F., Ren Z., Vasileska D., Datta S., Lundstrom M.** On the performance limits for Si MOSFET's: A theoretical study // *IEEE Trans. Electron Devices.* 2000. V. 47. P. 232—240.
11. **Guo J., Lundstrom M., Datta S.** Performance projections for ballistic carbon nanotube field-effect transistors // *Appl. Phys. Lett.* 2002. V. 80, N 17. P. 3192—3194.
12. **Блохинцев Д. И.** Основы квантовой механики. М.: Наука, 1976. 664 с.
13. **Luo J.-W., Li S.-S., Xia J.-B., Wang L.-W.** Quantum mechanical effects in nanometer field effect transistors // *Appl. Phys. Lett.* 2007. V. 90, N 14. P. 143108-1—3.
14. **Appenzeller J., Knoch J., Björk M. T., Riel H., Schmid H., Riess W.** Toward nanowire electronics // *IEEE Trans. on Electron Devices.* 2008. V. 55, N 11. P. 2827—2845.
15. **Datta S.** Nanoscale device modeling: the Green's function method // *Superlatt. Microstruct.* 2000. V. 28, N 4. P. 253—278.
16. **Datta S.** Electrical resistance: an atomistic view // *Nanotechnology.* 2004. V. 15. P. S433—S451.
17. **Абрамов И. И.** Проблемы и принципы физики и моделирования приборных структур микро- и нанoeлектроники. III. Численное моделирование в рамках полуклассического подхода // *Нано- и микросистемная техника.* 2007. № 1. С. 36—47.
18. **Lundstrom M., Ren Z.** Essential physics of carrier transport in nanoscale MOSFET's // *IEEE Trans. Electron Devices.* 2002. V. 49, N 1. P. 133—141.
19. **Rahman A., Guo J., Datta S., Lundstrom M.** Theory of ballistic nanotransistors // *IEEE Trans. Electron Devices.* 2003. V. 50, N 9. P. 1853—1864.
20. **Stern F.** Iteration methods for calculating self-consistent fields in semiconductor inversion layers // *J. of Comput. Physics.* 1970. V. 6. P. 56—67.
21. **Stern F.** Self-consistent results for n-type Si inversion layers // *Phys. Rev. B.* 1972. V. 5, N 12. P. 4891—4899.
22. **Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф.** Электронные свойства двумерных систем. М.: Мир. 1985. 415 с.
23. **Luryi S.** Quantum capacitance devices // *Appl. Phys. Lett.* 1988. V. 52, N 6. P. 501—503.
24. **Ohba T., Natori K.** Capacitance of nanostructures // *Jpn. J. Appl. Phys.* 1996. V. 35, Part 1. N 2. B. P. 1366—1369.
25. **John D. L., Castro L. C., Pulfrey D. L.** Quantum capacitance in nanoscale device modeling // *J. Appl. Phys.* 2004. V. 96, N 9. P. 5180—5184.
26. **Richter C. A., Hefner A. R., Vogel E. M.** A comparison of quantum-mechanical capacitance-voltage simulators // *IEEE Electron Device Letters.* 2001. V. 22, N 1. P. 35—37.
27. **Godoy A., Ruiz-Gallardo A., Sampedro C., Gámiz F.** Quantum-mechanical effects in multiple-gate MOSFETs // *J. Comput. Electron.* 2007. V. 6. P. 145—148.
28. **Karner M., Gehring A., Holzer S., Pourfath M., Wagner M., Goes W., Vasicek M., Baumgartner O., Kernstock C., Schnass K., Zeiler G., Grasser T., Kosina H., Selberherr S.** A multi-purpose Schrödinger — Poisson solver for TCAD applications // *J. Comput. Electron.* 2007. V. 6. P. 179—182.
29. **Trellakis A., Galick A. T., Pacelli A., Ravaioli U.** Iteration scheme for the solution of the two-dimensional Schrödinger — Poisson equations in quantum structures // *J. Appl. Phys.* 1997. V. 81, N 12. P. 7880—7884.
30. **Simonetti O., Maurel T., Jourdain M.** Characterization of ultrathin metal-oxide-semiconductor structures using coupled current and capacitance-voltage models based on quantum calculation // *J. Appl. Phys.* 2002. V. 92, N 8. P. 4449—4458.
31. **Fischetti M. V.** Theory of electron transport in small semiconductor devices using the Pauli master equation // *J. Appl. Phys.* 1998. V. 83, N 1. P. 270—291.
32. **Ringhofer C., Gardner C., Vasileska D.** Effective potentials and quantum fluid models: A thermodynamic approach // *Inter. J. High Speed Electr. Syst.* 2003. V. 13. P. 771—802.
33. **Gardner C. L.** The quantum hydrodynamic model for semiconductor devices // *SIAM J. on Appl. Mathem.* 1994. V. 54, N 2. P. 409—427.
34. **Gardner C. L., Ringhofer C.** The Chapman-Enskog expansion and the quantum hydrodynamic model for semiconductor devices // *VLSI Design.* 2000. V. 10. P. 415—435.
35. **Pinnau R.** A review on the quantum drift diffusion model // *Transport Theory and Statist. Physics.* 2002. V. 31, N 4—6. P. 367—395.
36. **Degond P., Méhats F., Ringhofer C.** Quantum hydrodynamic models derived from the entropy principle // *Contemporary Math.* 2005. V. 371. P. 107—131.
37. **De Falco C., Gatti E., Lacaíta A. L., Sacco R.** Quantum-corrected drift-diffusion models for transport in semiconductor devices // *J. of Comput. Physics.* 2005. V. 204. P. 533—561.
38. **Абрамов И. И.** Проблемы и принципы физики и моделирования приборных структур микро- и нанoeлектроники. II. Модели полуклассического подхода // *Нано- и микросистемная техника.* 2006. № 9. С. 26—36.
39. **Зубарев Д. Н., Морозов В. Г., Рёнке Г.** Статистическая механика неравновесных процессов. М.: Физматлит. 2002. Т. 1. 432 с; Т. 2. 296 с.
40. **Ferry D. K., Zhou J.-R.** Form of the quantum potential for use in hydrodynamic equations for semiconductor device modeling // *Phys. Rev. B.* 1993. V. 48, N 11. P. 7944 —7950.
41. **Абрамов И. И., Харитонов В. В.** Численное моделирование элементов интегральных схем. Минск: Вышэйшая школа. 1990. 224 с.
42. **Польский Б. С.** Численное моделирование полупроводниковых приборов. Рига: Зинатне. 1986. 168 с.
43. **Ancona M. G., Tiersten H. F.** Macroscopic physics of the silicon inversion layer // *Phys. Rev. B.* 1987. V. 35, N 15. P. 7959—7965.
44. **Ancona M. G., Iafrate G. I.** Quantum correction to the equation of state of an electron gas in a semiconductor // *Phys. Rev. B.* 1989. V. 39, N 13. P. 9536—9540.
45. **Ancona M. G.** Macroscopic description of quantum-mechanical tunneling // *Phys. Rev. B.* 1990. V. 42, N 2. P. 1222—1233.
46. **Ancona M. G., Yu Z., Dutton R. W., Vande Voorde P. J., Cao M., Vook D.** Density-gradient analysis of tunneling in MOS structures with ultra-thin oxides // *Proc. Int. Conf. Simul. Semicond. Process. Devices.* 1999. P. 235—238.

47. **Rafferty C. S., Biegel B., Yu Z., Ancona M. G., Bude J., Dutton R. W.** Multidimensional quantum effect simulation using a density-gradient model and script-level programming techniques // Proc. Int. Conf. Simul. Semicond. Process. Devices. 1998. P. 137–140.
48. **Ancona M. G., Yu Z., Lee W.-C., Dutton R. W., Voorde P. V.** Simulation of quantum confinement effects in ultra-thin-oxide MOS structures // J. of Technology Comp. Aided Design. 1998. N 11. 17 p.
49. **Biegel B. A., Ancona M. G., Rafferty C. S., Yu Z.** Efficient multi-dimensional simulation of quantum confinement effects in advanced MOS devices // NAS Technical Report NAS-04-008. 2004. 11 p.
50. **Park J.-S., Shin H., Connelly D., Yergeau D., Yu Z., Dutton R. W.** Analysis of 2-D quantum effects in the poly-gate and their impact on the short-channel effects in double-gate MOSFETs via the density-gradient method // Solid-State Electron. 2004. V. 48. P. 1163–1168.
51. **Pirovano A., Lacaíta A. L., Spinelli A. S.** Fully 2D quantum-mechanical simulation of nanoscale MOSFETs // Proc. Int. Conf. Simul. Semicond. Process. Devices. 2001. P. 94–97.
52. **Ancona M. G., Svizhenko A.** Density-gradient theory of tunneling: Physics and verification in one dimension // J. Appl. Phys. 2008. V. 104, N. 7. P. 073726-1–13.
53. **Wettstein A., Schenk A., Fichtner W.** Quantum device-simulation with the density-gradient model on unstructured grids // IEEE Trans. on Electron Devices. 2001. V. ED-48. P. 279–284.
54. **Абрамов И. И.** Курс лекций "Моделирование элементов интегральных схем": учеб. пособие. Минск: БГУ, 1999. 92 с.
55. **Абрамов И. И.** Лекции по моделированию элементов интегральных схем Москва-Ижевск: НИЦ "Регулярная и хаотическая динамика". 2005. 152 с.
56. **Gardner C. L., Ringhofer C.** Smooth quantum potential for the hydrodynamic model // Phys. Rev. E. 1996. V. 53, N 1. P. 157–167.
57. **Watling J. R., Brown A. R., Asenov A., Ferry D. K.** Quantum correction in 3-D drift diffusion simulations of decanano MOSFETs using an effective potential // Proc. Int. Conf. Simul. Semicond. Process. Devices. 2001. P. 82–85.
58. **Asenov A., Brown A. R., Watling J. R.** The use of quantum potentials for confinement in semiconductor devices // Techn. Proc. Int. Conf. on Modeling and Simul. of Microsyst. Nanotech. 2002. V. 1. P. 490–493.
59. **Asenov A., Brown A. R., Watling J. R.** Quantum corrections in the simulation of decanano MOSFETs // Solid-State Electron. 2003. V. 47. N 7. P. 1141–1145.
60. **Tang C.-S., Li Y., Chao T.-S.** Numerical simulation of nanoscale double-gate and gate-all-around metal-oxide-semiconductor devices // WSEAS Trans. on Electron. 2004. V. 1, N 1. P. 102–107.
61. **Pinnau R.** Uniform convergence of an exponentially fitted scheme for the quantum drift diffusion model // SIAM J. Numer. Anal. 2004. V. 42. N 4. P. 1648–1668.
62. **Pinnau R., Ruiz V. J. M.** Convergent finite element discretizations of the density gradient equation for quantum semiconductors // J. Comput. and Appl. Mathem. 2009. V. 223. N 2. P. 790–800.
63. **Абрамов И. И.** Моделирование физических процессов в элементах кремниевых интегральных микросхем. Минск: БГУ. 1999. 189 с.
64. **Likharev K.** Electronics below 10 nm // Nano and Giga Challenges in Microelectronics / Ed. by J. Greer, A. Korkin, J. Labanowski. Amsterdam: Elsevier, 2003. P. 27–68.
65. **Stenzel R., Muller L., Herrmann T., Klix W.** Numerical simulation of nanoscale double-gate MOSFETs // Proc. 5th Int. Conf. on Adv. Engin. Design, E 205 Acta Polytechnica. 2006. V. 46, N 5. P. 35–39.
66. **Burger M., Pinnau R.** Fast optimal design of semiconductor devices // SIAM J. Appl. Math. 2003. V. 64, N 1. P. 108–126.
67. **Абрамов И. И.** Метод синтеза эквивалентных схем полупроводниковых приборов и структур // Изв. вузов СССР. Радиоэлектроника. 1985. Т. 28. № 11. С. 63–69.
68. **Абрамов И. И., Харитонов В. В.** Метод автоматического синтеза эквивалентных схем полупроводниковых приборов с учетом тепловых эффектов // Весці АН БССР. Сер. фіз-энерг. навук. 1987. № 3. С. 78–84.
69. **Абрамов И. И.** Методология автоматического синтеза компактных эквивалентных схем полупроводниковых приборов и структур // Микросистемная техника. 2002. № 6. С. 18–23.
70. **Abramov I. I.** An automatic synthesis method of compact models of integrated circuit devices based on equivalent circuits // Proc. of SPIE. 2006. V. 6260. P. 62601I-1–8.
71. **Обухов И. А.** Моделирование переноса заряда в мезоскопических структурах. Севастополь: Вебер. 2005. 226 с.
72. **Gallego S., Méhats F.** Numerical approximation of a quantum drift-diffusion model // Comptes Rendus Mathem. 2004. V. 339, N 7. P. 519–524.
73. **Gallego S., Méhats F.** Entropic discretization of a quantum drift-diffusion model // SIAM J. Numer. Anal. 2005. V. 43, N 5. P. 1828–1849.
74. **Degond P., Gallego S., Méhats F.** Simulation of a resonant tunneling diode using an entropic quantum drift-diffusion model // J. Comput. Electron. 2007. V. 6. P. 133–136.
75. **Naveh Y., Likharev K. K.** Modeling of 10-nm-scale ballistic MOSFETs // IEEE Electron Device Letters. 2000. V. 21, N 5. P. 242–244.
76. **Walls T. J., Sverdlov V. A., Likharev K. K.** MOSFETs below 10 nm: quantum theory // Physica E. 2003. V. 19. P. 23–27.
77. **Walls T. J., Sverdlov V. A., Likharev K. K.** Nanoscale SOI MOSFETs: a comparison of two options // Solid-State Electron. 2004. V. 48. P. 857–865.
78. **Walls T. J., Likharev K. K.** Two-dimensional quantum effects in "ultimate" nanoscale metal-oxide-semiconductor field-effect transistors // J. Appl. Phys. 2008. V. 104, N 12. P. 124307-1–15.
79. **Laux S. E., Kumar A., Fischetti M. V.** Analysis of quantum ballistic electron transport in ultrasmall silicon devices including space-charge and geometric effects // J. Appl. Phys. 2004. V. 95, N 10. P. 5545–5582.
80. **International Technology Roadmap for Semiconductors:** 1999 edition. Austin, TX: International SEMATECH, 1999; 2001 edition; 2003 edition; 2005 edition; 2007 edition; 2009 edition.
81. **Laux S. E., Kumar A., Fischetti M. V.** QDAME simulation of 7,5 nm double-gate Si nFETs with differing access geometries // IEEE Int. Electron Devices Meet. 2002. P. 715–718.
82. **Laux S. E., Kumar A., Fischetti M. V.** Ballistic FET modeling using QDAME: Quantum Device Analysis by Modal Evaluation // IEEE Trans. on Nanotechnology. 2002. V. 1, N 4. P. 255–259.
83. **Fischetti M. V., Laux S. E., Kumar A.** Simulation of quantum electronic transport in small devices: A Master equation

approach // IEEE Int. Electron Devices Meet. 2003. P. 19.3.1–19.3.4.

84. **Laux S. E.** Arbitrary crystallographic orientation in QDAME with Ge 7,5 nm DGFET examples // J. of Comput. Electron. 2004. V. 3. P. 379–385.

85. **Pourghaderi M. A., Magnus W., Sorée B., Meuris M., De Meyer K., Heyns M.** Ballistic current in metal-oxide-semiconductor field-effect transistors: The role of device topology // J. Appl. Phys. 2009. V. 106, N 5. P. 053702-1–8.

86. **Gilbert M. J., Ferry D. K.** Efficient quantum three-dimensional modeling of fully depleted ballistic silicon-on-insulator metal-oxide-semiconductor field-effect-transistors // J. Appl. Phys. 2004. V. 95, N 12. P. 7954–7960.

87. **Basu D., Gilbert M. J., Banerjee S. K.** Effect of elastic process and ballistic recovery in silicon nanowire transistors // J. Comput. Electron. 2007. V. 6. P. 113–116.

88. **Ferry D. K., Akis R., Gilbert M. J.** Semiconductor device scaling: The role of ballistic transport // J. Comput. Theor. Nanosci. 2007. V. 4. P. 1149–1152.

89. **Heinz F. O., Schenk A.** Self-consistent modeling of longitudinal quantum effects in nanoscale double-gate metal oxide semiconductor field effect transistors // J. Appl. Phys. 2006. V. 100, N 8. P. 084314-1–8.

90. **Orlikovsky A., Vyurkov V., Lukichev V., Semenikhin I., Khomyakov A.** All quantum simulation of ultrathin SOI MOSFET // Nanoscaled Semiconductor-on-Insulator Structures and Devices. Springer, 2007. P. 323–340.

91. **Вьюрков В. В., Лукичев В. Ф., Орликовский А. А., Семиных И. А., Хомяков А. Н.** Квантовое моделирование кремниевых полевых нанотранзисторов // Труды ФТИАН. 2008. Т. 19. С. 195–216.

92. **Vyurkov V., Semenikhin I., Lukichev V., Burenkov A., Orlikovsky A.** All quantum simulation of an ultra-small SOI MOSFET // Proc. SPIE. 2008. V. 7025. P. 70251K-1–12.

93. **Chen W., Register L. F., Banerjee S. K.** Two-dimensional quantum mechanical simulation of electron transport in nano-scaled Si-based MOSFETs // Physica E. 2003. V. 19. P. 28–32.

94. **Chen W., Register L. F., Banerjee S. K.** Schrödinger equation Monte Carlo in two dimensions for simulation of nanoscale metal-oxide-semiconductor field effect transistors // J. Appl. Phys. 2008. V. 103, N 2. P. 024508-1–15.

95. **Liu K.-M., Chen W., Register L. F., Banerjee S. K.** Schrödinger equation Monte Carlo in three dimensions for simulation of carrier transport in three-dimensional nanoscale metal oxide semiconductor field-effect transistors // J. Appl. Phys. 2008. V. 104, N 11. P. 114515-1–7.

96. **Register L. F.** Schrödinger equation Monte Carlo: Bridging the gap from quantum to classical transport // Int. J. of High Speed Electron. and Systems. 1998. V. 9, N 1. P. 251–279.

97. **Register L. F., Hess K.** Simulation of carrier capture in semiconductor quantum wells: Bridging the gap from quantum to classical transport // Appl. Phys. Lett. 1997. V. 71, N 9. P. 1222–1224.

98. **Chen W., Register L. F., Banerjee S. K.** Simulation of quantum effects along the channel of ultrascaled Si-based MOSFETs // IEEE Trans. on Electron Devices. 2002. V. 49, N 4. P. 652–657.

99. **Pau G. S. H.** Reduced basis method for simulation of nano-devices // Phys. Rev. B. 2008. V. 78, N 15. P. 155425-1–15.

100. **Абрамов И. И.** Проблемы и принципы физики и моделирования приборных структур микро- и нанoeлектроники. IV. Квантово-механические формализмы // Нано- и микро-системная техника. 2007. № 2. С. 24–32.

101. **Svizhenko A., Anantram M. P., Govindan T. R., Biegel B., Venugopal R.** Two-dimensional quantum mechanical modeling of nanotransistors // J. Appl. Phys. 2002. V. 91, N 4. P. 2343–2354.

102. **Svizhenko A., Anantram M. P.** Role of scattering in nanotransistors // IEEE Trans. on Electron Devices. 2003. V. 50, N 6. P. 1459–1466.

103. **Jin S., Park Y. J., Min H. S.** A three-dimensional simulation of quantum transport in silicon nanowire transistor in the presence of electron-phonon interactions // J. Appl. Phys. 2006. V. 99, N 12. P. 123719-1–10.

104. **Park H.-H., Jin S., Park Y. J., Min H. S.** Quantum simulation of noise in silicon nanowire transistors with electron-phonon interactions // J. Appl. Phys. 2009. V. 105, N 2. P. 023712-1–6.

105. **Martinez A., Svizhenko A., Anantram M. P., Barker J. R., Asenov A.** A NEGF study of the effect of surface roughness on CMOS nanotransistors // J. of Physics: Conf. Ser. 2006. V. 35. P. 269–274.

106. **Barker J. R., Martinez A., Svizhenko A., Anantram M. P., Asenov A.** Green function study of quantum transport in ultra-small devices with embedded atomistic clusters // J. of Physics: Conf. Ser. 2006. V. 35. P. 233–246.

107. **Martinez A., Barker J. R., Asenov A., Svizhenko A., Anantram M. P.** Developing a full 3D NEGF simulator with random dopant and interface roughness // J. Comput. Electron. 2007. V. 6. P. 215–218.

108. **Pons N., Cavassilas N., Michelini F., Raymond L., Bescond M.** Original shaped nanowire metal-oxide-semiconductor field-effect transistor with enhanced current characteristics based on three-dimensional modeling // J. Appl. Phys. 2009. V. 106, N 5. P. 053711-1–4.

109. **Ren Z., Venugopal R., Datta S., Lundstrom M., Joivanovic D.** The ballistic nanotransistor: A simulation study // IEEE Int. Electron. Devices Meet. 2000. P. 715–718.

110. **Venugopal R., Ren Z., Datta S., Lundstrom M. S., Joivanovic D.** Simulating quantum transport in nanoscale transistors: Real versus mode-space approaches // J. Appl. Phys. 2002. V. 92, N 7. P. 3730–3739.

111. **Goasguen S., Butt A. R., Colby K. D., Lundstrom M. S.** Parallelization of the nanoscale device simulator nanoMOS 2.0 using a 100 nodes Linux cluster // Proc. IEEE Nanotechnology Conf. 2002. P. 409–412.

112. **Guo J., Lundstrom M.** A computational study of thin-body, double-gate, Shottky barrier MOSFETs // IEEE Trans. on Electron Devices. 2002. V. 49, N 11. P. 1897–1902.

113. **Venugopal R., Ren Z., Lundstrom M. S.** Simulating quantum transport in nanoscale MOSFETs: Ballistic hole transport, sub band engineering and boundary conditions // IEEE Trans. on Nanotechnology. 2003. V. 2, N 3. P. 135–143.

114. **Venugopal R., Paulsson M., Goasguen S., Datta S., Lundstrom M. S.** A simple quantum mechanical treatment of scattering in nanoscale transistors // J. Appl. Phys. 2003. V. 93, N 9. P. 5613–5625.

115. **Ren Z., Venugopal R., Goasguen S., Datta S., Lundstrom M. S.** nanoMOS 2.5: A two-dimensional simulator for quantum transport in double-gate MOSFETs // IEEE Trans. on Electron Devices. 2003. V. 50. P. 1914–1925.

116. **Абрамов И. И.** Проблемы и принципы физики и моделирования приборных структур микро- и нанoeлектроники. I. Основные положения // Нано- и микро-системная техника. 2006. № 8. С. 34–37.

117. **Venugopal R., Goasguen S., Datta S., Lundstrom M. S.** Quantum mechanical analysis of channel access geometry and

series resistance in nanoscale transistors // *J. Appl. Phys.* 2004. V. 95, N 1. P. 292–305.

118. **Hasan S., Wang J., Lundstrom M.** Device design and manufacturing issues for 10 nm-scale MOSFETs: A computational study // *Solid-State Electron.* 2004. V. 48, N 6. P. 867–875.

119. **Jiménez P., Iñiguez B., Suñé J., Sáenz J. J.** Analog performance of the nanoscale double-gate metal-oxide-semiconductor field-effect-transistor near the ultimate scaling limits // *J. Appl. Phys.* 2004. V. 96, N 9. P. 5271–5276.

120. **Rahman A., Lundstrom M. S., Ghosh A. W.** Generalized effective-mass approach for n-type metal-oxide-semiconductor field-effect transistors on arbitrarily oriented wafers // *J. Appl. Phys.* 2005. V. 97, N 5. P. 053702-1–12.

121. **Wang J., Polizzi E., Lundstrom M. S.** A three-dimensional quantum simulation of silicon nanowire transistors with the effective-mass approximation // *J. Appl. Phys.* 2004. V. 96, N 4. P. 2192–2203.

122. **Bescond M., Cavassilas N., Lannoo M.** Effective-mass approach for n-type semiconductor nanowire MOSFETs arbitrarily oriented // *Nanotechnology.* 2007. V. 18, N 25. P. 255201-1–6.

123. **Rogdakis K., Poli S., Bano E., Zekentes K., Pala M. G.** Phonon- and surface-roughness-limited mobility of gate-all-around 3C-SiC and Si nanowire FETs // *Nanotechnology.* 2009. V. 20, N 29. P. 295202-1–6.

124. **Nam Do V., Dollfus P.** Oscillation of gate leakage current in double-gate metal-oxide-semiconductor field-effect transistors // *J. Appl. Phys.* 2007. V. 10, N 7. P. 073709-1–6.

125. **Datta D., Ganguly S., Dasgupta S.** Low band-to-band tunnelling and gate tunnelling current in novel nanoscale double-gate architecture: simulations and investigation // *Nanotechnology.* 2007. V. 18, N 21. P. 215201-1–9.

126. **Ravishankar R., Kathawala G., Ravaioli U., Hasan S., Lundstrom M.** Comparison of Monte Carlo and NEGF simulations of double gate MOSFETs // *J. of Comput. Electron.* 2005. V. 4. P. 39–43.

127. **Khan A. I., Ashraf Md. K., Haque A.** Wave function penetration effects in double gate metal-oxide-semiconductor field-effect-transistors: impact on ballistic drain current with device scaling // *J. Appl. Phys.* 2009. V. 105, N 6. P. 064505-1–5.

128. **Shao X., Yu Z.** Nanoscale FinFET simulation: A quasi-3D quantum mechanical model using NEGF // *Solid-State Electron.* 2005. V. 49. P. 1435–1445.

129. **Takeda H., Mori N.** Three-dimensional quantum transport simulation of ultra-small FinFETs // *J. of Comput. Electron.* 2005. V. 4. P. 31–34.

130. **Cauley S., Jain J., Koh C.-K., Balakrishnan V.** A scalable distributed method for quantum-scale device simulation // *J. Appl. Phys.* 2007. V. 101, N 12. P. 123715-1–12.

131. **Mamaluy D., Sabathil M., Vogl P.** Efficient method for the calculation of ballistic quantum transport // *J. Appl. Phys.* 2003. V. 93, N 8. P. 4628–4633.

132. **Mamaluy D., Mannargudi A., Vasileska D.** Electron density calculation using the contact block reduction method // *J. of Comput. Electron.* 2004. V. 3. P. 45–50.

133. **Mamaluy D., Vasileska D., Sabathil M., Zibold V., Vogl P.** Contact block reduction method for ballistic transport and carrier densities of open nanostructures // *Phys. Rev. B.* 2005. V. 71, N 24. P. 245321-1–14.

134. **Khan H. R., Mamaluy D., Vasileska D.** Quantum transport simulation of experimentally fabricated nano-FinFET // *IEEE Trans. on Electron Devices.* 2007. V. 54, N 4. P. 784–796.

135. **Khan H., Mamaluy D., Vasileska D.** Self-consistent treatment of quantum transport in 10 nm FinFET using Contact Block Reduction (CBR) method // *J. Comput. Electron.* 2007. V. 6. P. 77–80.

136. **Khan H., Mamaluy D., Vasileska D.** Influence of interface roughness on quantum transport in nanoscale FinFET // *J. Vac. Sci. Technol. B.* 2007. V. 25, N 4. P. 1437–1440.

137. **Mil'nikov G., Mori N., Kamakura Y., Ezaki T.** R-matrix theory of quantum transport and recursive propagation method for device simulations // *J. Appl. Phys.* 2008. V. 104, N 4. P. 044506-1–14.

138. **Mil'nikov G., Mori N., Kamakura Y., Ezaki T.** Dopant-induced intrinsic bistability in a biased nanowire // *Phys. Rev. Letters.* 2009. V. 102, N 3. P. 036801-1–4.

139. **Mil'nikov G., Mori N., Kamakura Y.** R-matrix method for quantum transport simulations in discrete systems // *Phys. Rev. B.* 2009. V. 79, N 23. P. 235337-1–5.

140. **Kienle D., Léonard F.** Terahertz response of carbon nanotube transistors // *Phys. Rev. Letters.* 2009. V. 103, N 2. P. 026601-1–4.

141. **Croitoru M. D., Gladilin V. N., Fomin V. M., Devreese J. T., Magnus W., Schoenmaker W., Sorée B.** Quantum transport in a nanosize silicon-on-insulator metal-oxide-semiconductor field-effect transistor // *J. Appl. Phys.* 2003. V. 93, N 2. P. 1230–1240.

142. **Frensley W. R.** Boundary conditions for open quantum systems driven far from equilibrium // *Rev. of Modern Physics.* 1990. V. 62. P. 745–791.

143. **Croitoru M. D., Gladilin V. N., Fomin V. M., Devreese J. T., Magnus W., Schoenmaker W., Sorée B.** Quantum transport in a nanosize double-gate metal-oxide-semiconductor field-effect transistor // *J. Appl. Phys.* 2004. V. 96, N 4. P. 2305–2310.

144. **Sverdlov V., Gehring A., Kosina H., Selberherr S.** Quantum transport in ultra-scaled double-gate MOSFETs: A Wigner function-based Monte Carlo approach // *Solid-State Electron.* 2005. V. 49. P. 1510–1515.

145. **Querlioz D., Saint-Martin J., Do V.-N., Bournel A., Dollfus P.** Fully quantum self-consistent study of ultimate DG-MOSFETs including realistic scattering using a Wigner Monte-Carlo approach // *IEEE Int. Electron Devices Meet.* 2006. P. 941–944.

146. **Ратнер М., Ратнер Д.** Нанотехнология: простое объяснение очередной гениальной идеи. М.: Вильямс, 2004. 240 с.

147. **Haensch W., Nowak E. J., Dennard R. H., Solomon P. M., Bryant A., Dokumaci O. H., Kumar A., Wang X., Johnson J. B., Fischetti M. V.** Silicon CMOS devices beyond scaling // *IBM J. Res. and Develop.* 2006. V. 50, N 4/5. P. 339–361.

148. **Фейнман Р.** Внизу полным-полно места: приглашение в новый мир // *Химия и жизнь — XXI век.* 2002. № 12. С. 20–26.