

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. VII. СТРУКТУРЫ НА КВАНТОВЫХ ПРОВОЛОКАХ

Проанализированы модели приборных структур на эффектах квантовой интерференции. Оценены перспективы развития рассматриваемой области нанoeлектроники.

Ключевые слова: квантовые проволоки, приборы на квантовой интерференции, нанoeлектроника.

Приборные структуры на эффектах квантовой интерференции

Во введении (см. начало статьи в № 7) уже отмечалось, что в настоящее время предложено (и реализовано) большое число приборных структур, основанных на эффектах квантовой интерференции. Здесь лишь остановимся на наиболее важных для нас результатах.

Начиная с пионерской работы Ааронова и Бомы [8], наиболее часто для построения упрощенных моделей разнообразных структур на эффектах квантовой интерференции*, включая баллистические каналы, микроконтакты, микросужения, используется формализм волновых функций. При этом применяются методы матрицы рассеяния и матриц переноса, метод согласования мод и другие упрощения, а в случае вычисления кондактанса (или сопротивления) и токов — формализмы Ландауэра—Буттикера или Кубо—Гринвуда (иногда формула Тсу—Есаки для тока). Для ряда приборных структур при нахождении электростатического потенциала требуется также решение уравнения Пуассона, хотя бы приближенное.

Интересный комбинированный метод использовался в работе [114] при изучении влияния магнитного поля на баллистический транспорт в периодически модулируемом (по ширине) канале в электронном 2D-газе. Структура предварительно разбивалась на ячейки. Коэффициент прохождения всего канала вычислялся с применением метода матрицы рассеяния. В то же время матрица рассеяния для ячейки определялась путем численного решения

* При более или менее строгом анализе этих структур учет интерференционных эффектов необходим.

двумерного уравнения Шредингера по методу конечных элементов. Для расчета кондактанса использовался формализм Ландауэра.

Для вычисления коэффициентов прохождения, кондактанса, тока используются также формализмы функций Грина и функций Вигнера.

Возможно также выполнение расчетов для T-структур в электронном 2D-газе на основе аналогии между электронными и электромагнитными волнами и применения ранее разработанных алгоритмов и программ для вычисления характеристик резонаторов, включающих сочленения волноводов [115, 116].

Важное расширение возможностей формализма Ландауэра—Буттикера было проведено в работе [117] для построения электрических моделей много-терминальных мезоскопических (баллистических) приборных структур для случая малого сигнала. В качестве примера был рассмотрен нанотранзистор с электронным 2D-газом на GaAs/AlGaAs-системе. Для расчета коэффициентов прохождения и других параметров применялся метод матрицы рассеяния.

Рассмотрим упрощенные модели приборных структур, включающих непосредственно квантовые проволоки. Сразу же заметим, что многие методы, подходы, модели, отмеченные ранее, не только легко распространяются на случаи таких структур, но и могут использоваться или уже применялись для их расчета (некоторые рассмотренные ранее структуры допустимо, вообще говоря, интерпретировать в качестве простейших приборных структур). *Обращает на себя внимание то, что при построении упрощенных моделей используются более простые подходы, так как моделирование приборных структур, как правило, более сложно по сравнению с моделированием отдельных квантовых проволок или резисторов на их основе.* Хороший обзор ранних упрощенных моделей приборных структур на эффектах квантовой интерференции дан в работах [4, 5, 118].

Основными на начальном этапе являлись хорошо апробированные ранее метод матрицы рассеяния и формализм Ландауэра—Буттикера [4]. Для вычисления матриц рассеяния используются различные методы, экономичность которых резко падает с увеличением длины и/или ширины прибора, однако в ряде случаев для этих целей может достаточно эффективно применяться метод граничных элементов [5]. В дальнейшем исследования с использованием метода матрицы рассеяния продолжались.

Так, в работе [119] анализировались вольт-амперные характеристики (ВАХ) и частотные характеристики T-транзисторов на четырех материалах (GaAs, InAs, InSb, Si) с экстремально малыми размерами поперечных сечений квантовых проволок. Принципиальное отличие используемой модели от модели, описанной в работе [120], заключалось во введении зависимости эффективной массы от размеров квантовой проволоки, что связано с их экстремально малыми значениями. Оказалось, что это важно не только количественно, но и качественно при расчете

электрических характеристик Т-транзисторов в рассматриваемых случаях. В последующей работе [121] модель была модифицирована не только для учета зависимости эффективной массы от геометрических размеров квантовой проволоки и концентрации примеси в ней, но и для рассеяния на удаленной заряженной примеси и на неоднородностях поверхности квантовой проволоки. В статье исследовались ВАХ и частотные характеристики однозатворных Т-транзисторов на восьми материалах, а именно: Si, Ge, GaAs, InAs, GaSb, InSb, GaP, InP. Для расчета тока с учетом влияния механизмов рассеяния применялась не формула Тсу—Есаки, а ее модификация. Было также проведено сопоставление с экспериментальными данными.

Упрощенная модель для расчета ВАХ и частотных характеристик интерференционного Т-транзистора с удаленным затвором в режиме баллистического транспорта была представлена в работе [122] в рамках формализма функций Вигнера. Коэффициент прохождения в структуре при этом также вычисляется с помощью метода матрицы рассеяния.

Приборная структура на Y-пересечении квантовых проволок, которая может использоваться в качестве логических элементов, анализировалась (электрические свойства, коэффициенты прохождения и отражения) в работе [123] при различных температурах и смещениях. При моделировании применялся метод матрицы рассеяния (для многотерминального случая) и формализм Ландауэра—Буттикера. Так как сопротивление баллистических приборов определяется в основном контактами, то электростатический потенциал в структуре предполагается неизменным, а падения напряжения учитывались только на контактах. Это предположение позволяет упростить выражение для тока.

Метод матрицы рассеяния применялся в работе [124] для анализа интерферометра на двух квантовых проволоках, формируемых в квантовых ямах с помощью затворов. В приборах при этом выделяются секции, в каждой из которых самосогласованно решаются одномерное уравнение Шредингера и уравнение Пуассона.

Среди известных методов следует также отметить метод согласования мод, примененный в работе [125] для расчета коэффициентов прохождения и контактанса полупроводниковых Т-структуры, сужения и изгибов. При этом стационарное уравнение Шредингера решалось в приближениях эффективной массы и равенства нулю волновых функций на границах квантовой проволоки. Аналогичный подход использовался в работе [126] для исследования влияния магнитного поля на энергетические уровни квантовой точки на L- и Т-пересечениях квантовых проволок. Одним из главных недостатков данного упрощенного метода является возникающее бесконечное число линейных уравнений, и, к сожалению, в общем случае неясно, каким числом мод (уравнений) можно ограничиться.

В статье [127] метод согласования мод использовался для вычисления параметров рассеяния в рамках метода обобщенной матрицы рассеяния при расчете коэффициентов прохождения, контактанса и ВАХ сужений, изгибов, квантовых волноводов с периодически изменяющейся шириной. Рассмотрение осуществлялось на основе стационарного уравнения Шредингера в приближении эффективной массы. Транспорт в каждой из равномерных волноводных секций предполагался баллистическим, а падение потенциала — линейным. Одним из наиболее интересных результатов работы являлось установленное подобие характеристик двойного сужения и резонансно-туннельного диода (РТД). Метод согласования мод в сочетании с методом матрицы рассеяния применялся в работе [128] для моделирования схем на основе матриц пересекающихся квантовых проволок в одномодовом режиме функционирования.

В статье [129] метод согласования мод, но уже в сочетании с методом матриц переноса, использовался для вычисления коэффициентов прохождения и контактанса квантовых проволок с изменяющимся потенциалом и столбиками с одной стороны. При вычислении матрицы переноса секции (блока) структуры решается стационарное уравнение Шредингера в приближении эффективной массы, а потенциал границы квантовой проволоки считается бесконечно высоким. Отмечается, что в ряде случаев могут возникать проблемы*, так как необходимо инвертировать матрицы, которые становятся численно вырожденными. Сравнение данной модели с другими упрощенными моделями на основе формализма функций Грина [131] и обычного метода согласования мод показало хорошее соответствие результатов расчетов.

Подобный подход использовался в работе [132] для исследования точечного контакта с различной формой сужения, сформированного в электронном 2D-газе. Модель позволяет учитывать рассеяние на примеси и рассчитывать коэффициент прохождения и контактанс.

В работе [133] метод согласования мод был применен на случай изгибов (углов) на квантовых проволоках с произвольными углами. Основное внимание было уделено расчету коэффициентов прохождения структур. Метод согласования мод с успехом использовался в [134] для расчета коэффициентов прохождения направленного ответвителя на двух квантовых проволоках. При этом решалось двумерное стационарное уравнение Шредингера.

Упрощенное решение нестационарного уравнения Шредингера использовалось для анализа переключателя на основе Y-разветвителя (перехода) на квантовых проволоках в работе [135]. Начальный волновой пакет задавался в виде распределения Гаусса. Более строгая модель была реализована в по-

* Аналогичные численные проблемы для метода матриц переноса отмечались в работе [130].

следующей работе [136] одного из авторов. В ней дополнительно с нестационарным уравнением Шредингера с использованием ряда приближений (Томаса—Ферми и др.) решалось уравнение Пуассона. Анализ контактанса осуществлялся также для Y-разветвителя на квантовых проволоках, сформированного в электронном 2D-газе с помощью затворов. Для вычисления тока применялась формула Буттикера для многотерминального случая с учетом спина.

Кольцо и ромбовидная рамка с ненулевой шириной проволоки полупроводника при воздействии однородного магнитного поля моделировались в работе [137]. Нестационарное уравнение Шредингера с учетом силы Лоренца решалось с использованием метода разделения переменных. Вычислялись коэффициент прохождения, плотности заряда и тока. Показано, что для проволок конечной ширины сила Лоренца может сильно влиять на осцилляции Ааронова—Бома вплоть до их подавления.

Теоретическое и экспериментальное исследование проводились для модулированных квантовых проволок [138] и одномерных колец на кремниевых квантовых проволоках [139]. При вычислении коэффициента прохождения и контактанса применялась упрощенная δ -потенциальная модель на основе метода матриц переноса.

В целом, *методы согласования мод и матрицы рассеяния могут использоваться для моделирования достаточно разнообразных и сложных структур на квантовых проволоках*. Преимущества метода матрицы рассеяния по сравнению с методом матриц переноса заключаются в его устойчивости* и в удобстве при вычислении суммарного контактанса [118].

Баллистический транспорт в T-структуре на квантовой проволоке рассматривался в работе [140]. Двумерное нестационарное уравнение Шредингера решалось с использованием неявного метода и метода конечных разностей. Применялся также метод согласования мод. Системы линейных алгебраических уравнений (СЛАУ) решались с использованием итерационного метода Гаусса—Зейделя. Модель применялась для малых смещений и температур. Вычислялись коэффициент прохождения, а по нему — контактанс в рамках формализма Ландауэра—Буттикера. Рассчитывалась также спектральная плотность для контактанса. Установлено, что переходной процесс по контактансу характеризуется квазигармоническими осцилляциями.

Квантовый интерференционный транзистор на одномерном кольце анализировался в работе [141]. Для решения нестационарного уравнения Шредингера использовался неявный метод переменных направлений. Для вычисления тока применялась мо-

* Для метода матриц переноса возникают проблемы устойчивости для длин, больших длины волны де Бройля электронов на поверхности Ферми [118].

дифицированная формула Тсу—Есаки для приборных 1D-структур.

Применяются и другие более специфические упрощения. Так, в работе [142] была проведена оценка коэффициента передачи для полевого направленного ответвителя на основе упрощенного решения стационарного уравнения Шредингера. При этом использовался специальный аналитический вид волновых функций и формы потенциала для системы двух квантовых проволок в случае их слабой связи между собой.

В рамках формализма волновых функций метод сильной связи применялся для построения упрощенной модели баллистического транспорта в пересечении проволок типа "крест", состоящих из малого числа цепочек [143]. Потенциал предполагался бесконечным вне решетки.

Метод сильной связи использовался для моделирования квантовых проволок со столбиком в виде цепочки туннельно-связанных квантовых точек [144] с кольцом, состоящим из квантовых точек или атомов [145], с двумя кольцами с двух сторон [146] в качестве резонаторов. Контактанс при температуре $T = 0$ К вычислялся с помощью одноканальной формулы Ландауэра.

Туннельно-связанные две квантовые проволоки на GaAs с туннельным барьером из слоя AlGaAs в баллистическом режиме функционирования рассматривались в работе [147]. Использовался в рамках формализма волновых функций метод сильной связи для ограничивающего параболического потенциала квантовых проволок. Исследовалось влияние наклонного магнитного поля на контактанс, термоэлектронную мощность и намагничиваемость.

Использование ряда специфических предположений позволило рассчитать коэффициенты прохождения и контактанс приборной структуры на квантовой проволоке с управляющим электродом на основе аналитического решения уравнения Шредингера в приближении эффективной массы в баллистическом режиме транспорта [148].

Упрощенная адиабатическая модель и экспериментальные результаты по контактансу квантовых проволок (с атомными размерами) между двумя металлами (точечный контакт) описаны в работе [149]. Модель основывается на решении уравнения Шредингера в приближении свободных электронов (баллистический транспорт) с учетом упругого рассеяния на границах. При расчете дискретных уровней поперечное сечение проволоки аппроксимируется прямоугольниками с нулевыми значениями волновых функций на границе. Атомная конфигурация металлической проволоки в процессе вытяжки, т. е. формирования контакта, находится в результате моделирования по методу молекулярной динамики*.

* Моделирование нанотехнологии изготовления, в частности формы наноструктур, не является предметом данной работы. Более подробно с этими вопросами, включая применение метода молекулярной динамики, можно ознакомиться в книге [150].

Параллельно рассчитывается кондактанс в рамках формализма Ландауэра—Буттикера. В работе [149] отмечается, что учет эволюции детальной атомной структуры в модели расчета кондактанса точечного контакта ведет к улучшению ее согласования с экспериментальными данными.

Упрощенные модели формализма волновых функций разработаны для расчета ВАХ сужений [151—154]. При этом для анализа важным может быть учет влияния пространственного заряда даже с помощью аппроксимаций решения уравнения Пуассона [152—154].

Экспериментальное и теоретическое исследование кондактанса Т-структуры с квантовой точкой в центре в электронном 2D-газе в баллистическом режиме функционирования при очень низких температурах проведены в работе [155]. Для вычисления коэффициента прохождения решалось двумерное уравнение Шредингера (в приближении нулевых волновых функций на краях волноводов). Электростатический потенциал находился путем решения уравнения Лапласа. Кондактанс вычислялся с помощью формулы Ландауэра для многоканального случая.

Формализм функций Грина в сочетании с методом сильной связи использовался для вычисления коэффициентов прохождения и отражения в квантовом интерференционном Т-транзисторе* [5, 131, 156] и многостолбиковых структурах [131]. При этом не учитывались электрон-электронное взаимодействие, присутствие примесей и неупругое рассеяние.

Подобный подход применялся в работе [157] для вычисления кондактанса квантовых проволок, содержащих "щели" (множество сужений) и примесь, а также в работе [158] при расчете кондактанса металлических углеродных нанотрубок с дефектами и гетеропереходами на их основе. И в том и в другом случаях использовалась многоканальная формула Ландауэра.

В то же время в работе [159] показано, как с помощью метода сильной связи в сочетании с рекурсивным вычислением функций Грина может найдаться матрица рассеяния и таким образом определяться коэффициенты прохождения и отражения трехтерминального перехода на квантовых проволоках в одномодовом режиме функционирования.

Важное влияние на приборные структуры часто оказывает магнитное поле. Так, кондактанс точечного контакта (узкое сужение) и последовательного соединения двух точечных контактов в случае влияния магнитного поля в баллистическом режиме транспорта был исследован в работе [160] с применением многоканальной формулы Ландауэра. Для вычисления коэффициентов прохождения исполь-

* Авторами [156] он был назван "квантово-модуляционным транзистором" ("quantum-modulated transistor"), однако автору кажется более удачным другое название — "квантовый интерференционный Т-транзистор" ("quantum interference T-structure transistor" [120]).

зовался формализм функций Грина при решении стационарного уравнения Шредингера, аппроксимированного на прямоугольной решетке. При этом применялась параболическая зависимость для ограничивающего потенциала. В целях учета неупругого рассеяния в гамильтониан вводилась комплексная составляющая.

Т-структура, состоящая из точечного контакта и квантовой проволоки, в случае учета влияния магнитного поля экспериментально и теоретически исследовалась в [161] при очень низких температурах. При моделировании баллистического транспорта в структуре использовалась двумерная решеточная модель, а для метода матриц переноса была предложена стабилизирующая итерационная процедура, обобщенная на случай применяемого в работе рекурсивного вычисления функций Грина. В модели возможно определение коэффициентов прохождения и отражения, волновых функций. Кондактанс вычисляется в рамках формализма Ландауэра—Буттикера по формуле для многоканального двухтерминального** случая. Было показано, что даже для качественного согласования теории с экспериментом могут быть важны факторы, связанные с формой структуры, в частности, геометрия ее изгибов, вид ограничивающего потенциала.

Важные результаты были получены в работе [162], в которой было показано, что моделирование электронного транспорта (вычисление коэффициентов прохождения и отражения, локальной плотности состояний) в многотерминальной структуре в рамках метода сильной связи в сочетании с методом или матриц переноса, или матрицы рассеяния, или функций Грина может быть переформулировано путем сведения к эквивалентному более простому двухтерминальному случаю с последующим возможным применением известных формул. Подход допускает обобщение на многоканальный случай, необходимость учета электрон-электронных взаимодействий и случай ненулевых прикладываемых к приборным структурам смещений.

Формализм функций Грина в сочетании с методом сильной связи использовался для моделирования Т-структур на квантовых проволоках и приборных структур, состоящих из двух Т-структур [163]. При этом осуществлялось сведение к двухтерминальному случаю, а при вычислении кондактанса применялся формализм Ландауэра—Буттикера.

Баллистический транспорт электронов в переходах (внахлест) на квантовых проволоках с квадратным, прямоугольным и круглым поперечным сечением изучался в работе [164]. Использовался формализм функций Грина в сочетании с моделями сильной связи при расчете кондактанса. Установлено минимальное число узлов в моделях сильной свя-

** Необходимо, вообще говоря, использовать формулу для трехтерминального случая, однако для рассматриваемой в статье ситуации она сводится к двухтерминальному случаю.

зи достаточное для количественного или качественного описания кондактанса, что может быть важным для оптимизации моделей схем, состоящих из большого числа подобных переходов.

В работе [165] изучался баллистический транспорт в металлическом точечном контакте. На предварительном этапе осуществлялось моделирование его атомной структуры, полученной в результате вытяжки. Параллельно с моделированием этого процесса рассчитывался кондактанс контакта. Было также проведено сравнение расчетов по двум упрощенным моделям: непрерывной модели "желе" в рамках формализма волновых функций и дискретной модели в рамках метода сильной связи (формализм функций Грина). Установлено качественное отличие результатов расчета при оценке поведения кондактанса с ростом температуры окружающей среды, что вызвано различающимися приближениями, сделанными в моделях.

Изучение механических и транспортных свойств точечных контактов, включающих атомы золота, а также атомы золота и примесь в виде атомов и молекул Н, О, Н₂, О₂, в процессе их деформации и разрушения проведено в работе [166]. Для этих целей использовались методы теории функционала плотности. При вычислении кондактанса применялся формализм функций Грина.

Метод неравновесных функций Грина использовался в работе [167] для моделирования квантового точечного контакта с учетом влияния магнитного поля. Взаимодействие двух частиц было включено на уровне метода Хартри—Фока с помощью простой модели, описываемой δ -функцией. На границе предполагался бесконечно высокий потенциальный барьер, а выводные контакты считались полубесконечными. Для уменьшения вычислительных затрат применялся метод рекурсивного вычисления функций Грина. Для расчета электронной плотности этот метод был модернизирован на рассматриваемый случай простой модели взаимодействия. Кондактанс вычислялся на основе формулы Ландауэра. Было показано, что для известной "0,7 аномалии" кондактанса метод теории функционала плотности и используемый метод не дают, к сожалению, правильной температурной зависимости.

Феноменологический способ учета дефазировки в целях упрощения предложенного ранее Даттой с соавторами приближенного метода (см. ранее) в рамках формализма неравновесных функций Грина был предложен в [168]. В его основе лежит простой феноменологический выбор для собственно энергетической функции, описывающей процессы дефазировки и учитывающей фазовую релаксацию с или без релаксации импульса. Рассматриваются только упругие процессы в приборах с активными 1D- или 2D-областями (каналом) и двумя терминалами при малых прикладываемых смещениях.

В работе [169] был предложен метод квантовой передачи на границе (quantum transmitting boundary

method) в сочетании с методом конечных элементов для численного решения уравнения Шредингера в приближении эффективной массы для квантовых приборов произвольной формы в двумерном случае. С его помощью определяются не только коэффициенты прохождения и отражения, но и волновые функции в области прибора. Потенциал в ней при этом может быть произвольным и должен быть задан. Наиболее существенные преимущества этого метода по сравнению с методом решения уравнения Дайсона для функции Грина на решетке, формируемой в методе сильной связи [131], заключаются в следующем: 1) он более эффективен для произвольной формы приборов и потенциалов; 2) при его использовании определяются непосредственно волновые функции в области прибора, что облегчает физический анализ. С помощью данного метода вычислялись коэффициенты прохождения квантового волновода с прямоугольным резонатором и квантового волновода в виде закругления.

Среди других моделей отметим следующие.

Модель жидкости Латтинджера использовалась для построения упрощенной модели квантовой проволоки с двумя контактами, в которой плотность электронов контролировалась затвором [170].

Кондактанс для перехода в точке M полубесконечных квантовых проволок изучался в работе [171] при $T = 0$ К. Переход и проволоки представлялись решеточной моделью. С помощью метода функционала ренормгруппы (см. ранее) получена упрощенная транспортная модель, которая далее исследуется для слабых и среднего уровня взаимодействий. Дополнительные исследования проведены с использованием приближения Хартри—Фока.

В цикле статей [172—174] было получено квантовое кинетическое уравнение, применимое для расчета различных электрофизических характеристик квантовых проволок и приборных структур на их основе. Исходя из него была выведена система моментных (балансных) уравнений для импульса и энергии [172]. С их помощью были получены упрощенные соотношения для частот релаксации импульса и температуры в электронном квази1D-газе (единичной квантовой проволоке), а также в одно- и двумерных решетках квантовых проволок [174].

Уравнения непрерывности для электронных плотностей в сочетании с упрощенными уравнениями для потенциалов барьеров и параллельного электрического поля использовались для анализа переходных процессов в двух взаимодействующих параллельных квантовых проволоках в статье [175].

В целях учета воздействия многоэлектронных эффектов на транспорт в баллистическом режиме в двумерных структурах на квантовых проволоках в работе [176] была предложена модель. Для расчета эффективного потенциала в структуре применялся метод теории функционала плотности в приближении локальной плотности (разложение Томаса—Ферми—Дирака—Вайцеккера). Коэффициент про-

хождения далее вычисляется путем решения одно-электронного уравнения Шредингера по методу конечных элементов. Модель использовалась для расчета коэффициентов прохождения Т-структуры на квантовой проволоке.

Проводимость и спиновая поляризация квантового точечного контакта, формируемого в приборной структуре с расщепленным затвором на GaAs—AlGaAs-гетероструктуре, исследовались в работе [177] с использованием теории функционала плотности в приближении локальной спиновой плотности с учетом обменных и корреляционных эффектов для различных напряжений на затворе, температур и длин. Потенциалы рассчитывались на основе упрощенных соотношений. Этот же метод применялся ранее авторами для анализа проводимости и спиновой поляризации при $T = 0$ К квантового точечного контакта с двумя квантовыми точками [178] и с полубесконечными резервуарами [179], а также влияния магнитного поля на проводимость бесконечной проволоки [180]. В целях уменьшения числа уравнений задачи вместо дискретизации исходных уравнений на сетке в [177] использовалось разложение по базисным функциям. При решении СЛАУ применялся прямой метод, так как соответствующие матрицы не являются разреженными. Для вычисления проводимости используется формализм Ландауэра—Буттикера.

Применение упрощенной гидродинамической модели позволяет вычислять спектр плазмонов в квантовой проволоке с плавно изменяющейся плотностью (основного состояния). Модель также использовалась для расчета зонной структуры сверхрешетки в квантовой проволоке с синусоидальной модуляцией равновесной плотности носителей [181].

Оценки ВАХ и крутизны могут быть также проведены с помощью упрощенной модели диффузионно-дрейфового приближения для полевого транзистора с 1D-каналом на квантовых проволоках или однослойных нанотрубках в небаллистическом режиме функционирования [182]. При этом устанавливается главное отличие таких приборных структур от планарных полевых транзисторов — более слабое экранирование носителей заряда в низкоразмерном случае.

Полезным для оценок иногда является упрощенное решение уравнения Пуассона [183], использование электростатических моделей [184].

Простая феноменологическая модель, построенная на основе теории линейного отклика, применялась в [185] для анализа кондактанса точечного контакта в 2D-газе.

К сожалению, в рассмотренных моделях приборных структур уравнение Пуассона не решается либо решается с упрощениями, как правило, серьезными. Для более детального анализа приборных структур на квантовых проволоках необходимы более строгие численные модели, включая самосогласованные. Рассмотрим их.

Одной из первых моделей, основанной на самосогласованном численном решении уравнений Шредингера и Пуассона, являлась работа [186]. В ней исследовались энергетические уровни в 1D-канале в инверсионном слое МОП-структуры с несколькими затворами. Двумерное уравнение Шредингера решалось в приближении эффективной массы. Многочастичные эффекты не учитывались. Уравнения аппроксимировались с использованием метода конечных разностей, а возникающая полная система нелинейных алгебраических уравнений решалась с помощью метода Ньютона с демпфированием с приближенной матрицей Якоби. Вычисления проводились на IBM 3090/200 ЭВМ с векторным процессором. Типичное время одного самосогласованного решения было в диапазоне 20—45 мин.

Уровни энергии и распределение плотности электронов по модам в приборной структуре с квантовой проволокой на Si с затвором рассчитывались в работе [187]. При этом учитывалось электрон-электронное взаимодействие в приближении Хартри при самосогласованном решении в поперечном двумерном сечении уравнения Пуассона с тремя уравнениями Шредингера для долин кремния для различных областей. При линеаризации уравнения Пуассона использовалось приближенное соотношение для интеграла Ферми—Дирака $-1/2$ порядка. Конечно-разностная аппроксимация уравнений осуществлялась с помощью метода конечных элементов.

Двумерная (в поперечном сечении) комбинированная самосогласованная модель напряженных кремниевых квантовых проволок, полученных селективным травлением в SiGe-гетероструктурах, в приборных структурах с затворами предложена в [188]. Уравнение Пуассона аппроксимируется с помощью метода интегрирования на ячейке на неравномерной сетке и решается для всей приборной структуры. Электронные и дырочные концентрации вычисляются различным образом по областям прибора. В областях, где нет сильного пространственного квантования, используется полуклассическая плотность состояний и статистика Ферми—Дирака. В областях с сильным пространственным квантованием в двух измерениях плотность состояний находится посредством решения двумерного уравнения Шредингера. В работе применяется метод эффективной массы. Так как каждый минимум зоны проводимости характеризуется тремя различными эффективными массами в трех направлениях, то уравнение Шредингера необходимо решать три раза. Для вычисления концентрации дырок необходимо решать уравнение Шредингера для легких и тяжелых дырок. В областях с сильным пространственным квантованием в одном измерении плотность состояний находится с помощью решения одномерного уравнения Шредингера. Уравнения Шредингера и Пуассона после конечно-разностной аппроксимации решаются с использованием метода Ньютона—Рафсона

в сочетании с упрощенной версией предиктор-корректор схемы. Собственные функции и собственные значения вычисляются только на первой итерации метода Ньютона—Рафсона, что позволяет повысить эффективность алгоритма расчета. Сходимость оценивается по приращению электростатического потенциала между полными итерациями. В работе анализировался энергетический спектр и плотности электронов по модам в зависимости от напряжения на затворе и ширины квантовых проволок.

Модель многомерных мезоскопических структур на основе численного решения нестационарного уравнения Шредингера со стохастическим членом для учета слабого электрон-фононного взаимодействия была построена в [189]. Использовались одночастичное приближение эффективной массы, а также явный метод четвертого порядка при аппроксимации по времени. В качестве примеров был проведен учет рассеяния на полярных оптических фонах при расчете плотности вероятностей для квантовой проволоки с полубесконечной плоскостью и кондактанса квантовой проволоки, прерываемой сужением к полубесконечной плоскости. Для расчета кондактанса применялся формализм Ландауэра—Буттикера.

В работе [190] показано, что квантовые логические элементы могут быть реализованы на связанных квантовых проволоках. Для иллюстрации этого численно решалось нестационарное уравнение Шредингера в двумерном случае с помощью метода Кранка—Никольсона.

Сопротивление цепочек из 1—3 атомов между двумя полубесконечными металлическими электродами как при малых, так и больших смещениях анализировалось в работе [191]. Для расчетов использовалась самосогласованная модель, построенная в рамках формализмов функционала плотности и функций Грина. Дискретизированное уравнение Пуассона решалось с помощью метода Хокни.

Кондактанс точечных контактов, включающих атомы (цепочки) Al, Au и C, с металлическими электродами (Al и Au) анализировался в работе [192] в рамках формализма функций Грина. Для построения численной модели использовались методы теории функционала плотности, реализованные в стандартном комплексе программ квантово-химических расчетов GAUSSIAN 98, а полубесконечные объемные электроды представляются решеткой Бете. Отмечу, что адаптация известного программного обеспечения для целей расчета кондактанса точечных контактов с помощью формулы Ландауэра является достижением авторов. В работе показано, что очень важное влияние на результаты может оказывать детальная атомная структура точечного контакта, особенно перехода между атомной цепочкой и электродом. При этом методы сильной связи и полуэмпирические методы могут не давать корректных результатов.

Таким образом, важно моделирование не только процесса формирования структуры контакта, но и его детальная атомная структура. *Принципиально важным является моделирование рассмотренного вида точечного контакта как системы электрод—молекула—электрод в целом* [192].

В работе [193] моделировались характеристики электронного транспорта (коэффициенты прохождения, ВАХ и др.) цепочек атомов углерода, золота, углеродные нанотрубки с точечными дефектами между полубесконечными металлическими электродами. Метод базируется на теории функционала плотности. Для учета влияния прикладываемых смещений используется формализм неравновесных функций Грина, а уравнение Пуассона после конечно-разностной аппроксимации решается с помощью быстрого преобразования Фурье. Для вычисления кондактанса применялся формализм Ландауэра—Буттикера. Модель реализована в комплексе программ TRANSIESTA (модификация известного комплекса программ квантово-химических расчетов SIESTA). Было установлено, что падение напряжения в контакте очень чувствительно к электронной структуре электродов.

Модель контакта в рамках теории функционала плотности была предложена в статье [194]. Для электродов используются обобщенные волновые функции Блоха. После конечно-разностной аппроксимации уравнения Кона—Шема эффективно применяется метод согласования волновых функций на границе. Кондактанс рассчитывается в рамках формализма Ландауэра—Буттикера. Модель продемонстрирована на примере вычисления кондактанса четырех атомов Au между полубесконечными кристаллическими Au электродами.

Коэффициенты прохождения сужения и ВАХ двухбарьерной структуры между двумя полубесконечными контактами в электронном 2D-газе, контролируемом с помощью напряжения на затворе, исследовались в работе [195]. Модель построена в рамках теории функционала плотности, формализма неравновесных функций Грина и приближения эффективной массы. Электростатический потенциал находился в предположении электронейтральности системы. Показано, что для повышения точности расчетов сгущения сетки важна пространственная дискретизация в методе конечных элементов на границах между центральной частью и контактами. Эта же модель использовалась для исследования влияния спонтанной спиновой поляризации на кондактанс точечных контактов для различных длин и ширины квантовых проволок, температур и прикладываемых смещений затвора, контролирующего электронный 2D-газ [196].

Несмотря на перспективность использования методов теории функционала плотности, особенно для структур, содержащих небольшое число атомов в активной области прибора, для них характерны отмеченные ранее недостатки. Анализ новых достижений

в их разработке для расчета различных характеристик материалов и систем материалов привел к выводу группу известных специалистов Германии о большей перспективности для развития методов моделирования приборных наноструктур, в частности, на квантовых точках на основе приближения огибающих (волновых) функций [197].

Одна из главных проблем численного моделирования полевых транзисторов на квантовых проволоках с затворами заключается в том, что, несмотря на преимущественно одномерный перенос вдоль проволоки (направление z), необходимо решение стационарного уравнения Шредингера в трехмерном случае для расчета энергетического спектра, так как он, строго говоря, зависит не только от x и y (см. ранее рассмотренные модели), но и от z . После этого может быть реализована модель транспорта носителей заряда. Такой подход требует, к сожалению, существенных затрат вычислительных ресурсов ЭВМ.

Экономичная комбинированная квазитрехмерная модель (в рамках приближения эффективной массы) транзисторов на кремниевых квантовых проволоках с цилиндрическим, треугольным и прямоугольным поперечными сечениями была предложена в работе [198]. Ее сущность заключается в следующем. На первом шаге решается трехмерное уравнение Пуассона для всего транзистора. Для его аппроксимации используется метод конечных элементов. На втором шаге решается двумерное уравнение(я) (в зависимости от степени "развязки"*) Шредингера в поперечном(ых) сечении(ях) транзистора (x , y) для того, чтобы определить энергетический спектр и собственные функции. Для аппроксимации также применяется метод конечных элементов. На третьем шаге решается транспортная задача в рамках формализма неравновесных функций Грина (см. подход Датты с соавторами) для нахождения плотности заряда электронов и тока. Эти шаги повторяются до полной сходимости. Авторами было показано, что при использовании одного из способов "развязки" достаточно один раз решать двумерное уравнение Шредингера, что существенно повышает экономичность комбинированной модели и делает возможным ее применение для целей проектирования. Точность расчетов ВАХ при этом изменяется несущественно. Для учета процессов рассеяния было предложено использовать упрощенный способ Буттикера (см. ранее), однако в разработанной модели "виртуальные 1D-решетки" (контакты) распределяются вдоль всей квантовой проволоки. Показано, что для транзистора с цилиндрической квантовой проволокой диссипативные процессы понижают ток стока как в открытом, так и закрытом

* Для упрощения трехмерного уравнения Шредингера к двумерному авторами было предложено три способа [198].

состояниях по сравнению с баллистическим режимом работы, когда процессы рассеяния не учитываются. Различия при этом могут достигать ~30 %.

Эта же модель была модифицирована на случай учета рассеяния на шероховатостях границы раздела Si/SiO₂ [199]. Было показано, что для транзистора на квантовой проволоке малого диаметра с окружающим затвором это рассеяние менее важно по сравнению с обычным планарным МОП-транзистором.

Эффективность данной комбинированной квазитрехмерной модели может быть повышена с помощью методики, предложенной в статье [200]. В ней рассматривались полевые транзисторы на квантовой проволоке с окружающими затворами и тремя затворами в баллистическом режиме работы. Также использовалась самосогласованная модель в приближении эффективной массы на основе численного решения трехмерного уравнения Пуассона и метода неравновесных функций Грина для описания одномерного транспорта, а в поперечных прямоугольных сечениях двумерные уравнения Шредингера решались с помощью эффективной методики разделения переменных путем введения потенциалов, усредненных по каждому из измерений. Исток и сток считались полубесконечными проволоками.

В целом, такие приборы могут иметь преимущества перед традиционными МОП-транзисторами вследствие усиления контроля затворами короткоканальных эффектов [200].

Полевой транзистор с квадратной кремниевой квантовой проволокой с окружающими затворами в баллистическом режиме анализировался в работе [201]. Зонная структура рассчитывалась с помощью sp^3 -модели сильной связи. В остальном использовалась подобная изложенной выше комбинированная квазитрехмерная модель. Так, применялось трехмерное уравнение Пуассона, а для решения трехмерного уравнения Шредингера использовалась методика разделения по модам. Одномерный транспорт вдоль проволоки для каждой из подзон описывался по методу неравновесных функций Грина. В работе показано, что приближение эффективной массы может быть неудовлетворительно (при вычислении токов приборов) для малых поперечных сечений проволок. В то же время в статье [200] отмечается, что этот вывод подтверждается исследованиями для площадей поперечного сечения проволок около 5×5 нм, но при подстраивании других параметров прибора приближение эффективной массы может применяться и для меньших площадей.

Полевой транзистор на цилиндрической кремниевой квантовой проволоке с окружающим затвором моделировался в работе [202]. Модель основывалась на методе неравновесных функций Грина. Для определения кулоновского вклада в потенциал самосогласованно решалось уравнение Пуассона. При этом учитывалось рассеяние на примесях в рам-

ках самосогласованной борновской аппроксимации. С помощью модели анализировались ток, плотность носителей заряда и кондактанс.

Такой же структуры транзистор при $T = 300$ К исследовался в работе [203] с помощью модели, основанной на решении трехмерного уравнения Пуассона и метода неравновесных функций Грина. Моделировались ВАХ и шумовые характеристики.

Самосогласованная модель, основанная на решении уравнения Шредингера с применением метода сильной связи и трехмерного уравнения Пуассона с использованием метода конечных элементов, для транзистора с тремя затворами* на Si квантовой проволоке была описана в [204]. Квадратное сечение проволоки бралось малым $2,1 \times 2,1$ нм ввиду ограничений по вычислительным ресурсам. В работе было исследовано и показано важное влияние различных кристаллографических ориентаций ([100], [110], [111] и [112]) для канала и шероховатостей на границе раздела Si/SiO₂ на ВАХ транзистора и его пороговое напряжение.

В работе [205] предложена самосогласованная трехмерная модель, которая использовалась для анализа сопротивления канала на квантовой проволоке МОП-транзистора на КНИ с тремя затворами. Для моделирования транспорта использовался метод, описанный в статье [206]. Эта высокоэффективная процедура предложена для специального случая кристаллографической ориентации слоя Si в приборной структуре в режиме баллистического транспорта. Предполагается также постоянство эффективных масс на границе раздела Si/SiO₂. Конечно-разностная аппроксимация трехмерного уравнения Шредингера проводится на равномерной по x , y и z сетке. Получаемую дискретную форму уравнения Шредингера удается в результате представить через матрицы переноса и искомые решения для волновых функций поперечных слоев структуры. Для устранения главного недостатка процедуры решения, связанного с перемножением большого числа матриц (см. ранее), применяется специальная стабилизирующая итерационная методика [161]. Для вычисления тока на основе полученных коэффициентов прохождения используется формула Ландауэра для конечных температур. В работе [205] дискретная форма уравнения Шредингера была представлена в виде уравнения типа Дайсона. Это позволило учитывать рассеяние с помощью собственно энергетической части в рекурсивной процедуре. В статье проведено исследование слабого рассеяния на акустических и оптических фононах при переходе от баллистического к диффузионному транспорту в транзисторе. В статье [207] эта же модель была модифицирована на слу-

* Точнее — тремя затворами, объединенными в один затвор ("triple-gate").

чай учета неупругого рассеяния. Для этого добавляется комплексная составляющая в гамильтониан. Кроме того, при расчетах использовалась неравномерная сетка. Было показано сильное влияние дискретности заряда немногочисленных для подобных структур примесных атомов на интерференционные эффекты в МОП-транзисторе на квантовой проволоке на КНИ с тремя затворами (возникают вихри электронного потока и др.), а как следствие, — на ВАХ (появляются выбросы тока на характеристиках) и ее параметры, в частности, пороговое напряжение. Дополнительное (усложняющее) влияние на эти процессы оказывает неупругое рассеяние. Все расчеты осуществлялись при $T = 300$ К.

Замечу, что более простой вариант этой модели использовался ранее [208] для моделирования структуры с квадратной квантовой точкой (резонатор) с терминалами в виде полубесконечных квантовых проволок. Были исследованы флуктуации кондактанса и сгущения волновых функций в квантовой точке в случае приложения магнитного поля при нулевой и низкой температурах. Оказалось, что амплитуда флуктуации кондактанса падает экспоненциально в зависимости от величины $1/\tau$, τ — время неупругого рассеяния, что хорошо согласуется с экспериментом. С ростом же температуры согласование теории и эксперимента в целом ухудшается. В статье [209] исследовался случай квадратной квантовой точки с двумя точечными контактами.

Двухкубитовый прибор моделировался в работе [210]. Кубит в верхней плоскости формировался из двух параллельных квантовых проволок в 2D-газе на гетероструктуре GaAs/AlGaAs, функционирующих в баллистическом режиме и связанных двумя перемычками друг с другом. Кубит в нижней плоскости также формировался в 2D-газе и включал две туннельно-связанные квантовые точки. Кроме того, моделировались верхний кубит отдельно и более простая H-структура на квантовых проволоках. Формализм волновых функций использовался для вычисления электронных состояний на первом этапе, а на втором этапе применялись формализмы функций Грина и Ландауэра—Буттикера для вычисления тока. К сожалению, при анализе не учитывались другие возможные источники декогеренции, за исключением рассматриваемого кулоновского взаимодействия между кубитами. И несмотря на это, только самосогласованное решение уравнения Шредингера и Пуассона на первом этапе занимало около двух дней для самой современной персональной техники [210].

Среди других моделей следует отметить подход Обухова И. А. с соавторами [211], примененный для моделирования резисторов и ряда приборов на квантовых проволоках, а также резонансно-туннельных диодов (модель была рассмотрена в [13]).

Остановимся на некоторых моделях других структур.

Предложение (теоретическое) нового перспективного элемента ИС будущих поколений — "реле атома" ("atom relay") на основе квантовой проволоки (цепочки атомов, "atom wire"), переключаемого атома и переключающего затвора с общими размерами менее 10 нм проанализировано в работе [212]. Моделирование переноса электрона (стационарного тока) в этом механическом реле, в логических элементах и в элементах памяти на его основе было проведено с помощью метода сильной связи.

Теоретическое исследование, но уже динамики такого же атомного переключателя ("atomic switch"), состоящего фактически из двух перпендикулярных цепочек атомов кремния, было описано в статье [213] и осуществлено с помощью метода молекулярной динамики в сочетании с методом из первых принципов и с теорией функционала плотности. Для вычисления псевдопотенциала решалось полевое уравнение Дирака. При анализе, к сожалению, не учитывались тепловые флуктуации атомов и влияние подложки.

В целом, эти работы показали то, что "границы между механикой, электроникой и оптикой размываются в наноструктурных динамических системах" [213].

Простой анализ показывает, что в приборных структурах на квантовых проволоках переносить ток может небольшое число электронов, фактически единицы (см. далее). Поэтому в таких приборах могут быть важны и одноэлектронные эффекты*, для которых характерна возможность влияния на транспорт нецелых частей элементарного заряда [214]. По этим причинам в работе [215] была построена одномерная самосогласованная модель со специальным видом уравнения Пуассона и расширением формализма функций Грина на этот важный случай. Модель использовалась для моделирования (локальной плотности состояний, среднего числа электронов, ВАХ) полевого 1D-транзистора с окружающим затвором (коаксиальная структура) с барьером Шоттки в качестве инжектора при температуре $T = 77$ К.

В заключение отметим, что ряд положений предыдущих частей цикла статей справедливы и для рассмотренного типа приборных структур нанoeлектроники. Поэтому здесь лишь выделим *наиболее характерные выводы для квантовых проволок и приборных структур на их основе, а именно:*

- основными при разработке моделей являются формализмы волновых функций и функций Грина;
- формализм функций Вигнера перспективен для использования в сочетании с методами Монте-Карло;

* То есть такие приборные структуры становятся по существу комбинированными (гибридными) [1].

- большую перспективу представляет построение моделей, описывающих электрофизические и электрические характеристики структур;
- учитывая, по существу, гибридный характер приборных структур на квантовых проволоках целесообразно для повышения адекватности и экономичности моделирования построение комбинированных моделей, например, основанных на применении формализмов волновых функций и функций Грина;
- многое предстоит сделать по разработке методик идентификации параметров моделей в целях их согласования с экспериментальными данными, а также по повышению их экономичности.

В целом, рассмотрение проблем и принципов физики и моделирования данного типа приборных структур нанoeлектроники еще более убеждает в возросшей важности деталей, которые ранее считались несущественными.

Перспективы приборов на квантовых проволоках

Согласно последним прогнозам [216], перспективы большие. Кроме выделенных в [1] причин, скорость переключения приборов на квантовых проволоках традиционно оценивается в терагерцовом диапазоне с их плотностью около $5 \cdot 10^9$ см⁻² и низким энергопотреблением. В работе [217] было проведено теоретическое сравнение резонансно-туннельного транзистора, интерферометра Ааронова—Бома, Y-переключателя и полевых транзисторов в предположении, что энергия переключения достигает фундаментального предела, в частности теплового. Оценки показали, что крутизна у интерферометра Ааронова—Бома и Y-переключателя может быть значительно выше, чем у полевого транзистора.

Несмотря на большой потенциал рассматриваемого типа приборов, на пути создания высокоинтегрированных систем на их основе необходимо преодолеть значительные и часто взаимосвязанные проблемы технологии их изготовления и определяемые электрическими характеристиками.

К технологическим проблемам можно отнести следующие [11, 118, 216, 218, 219]. Для достижения комнатных температур функционирования квантовые проволоки должны быть очень малой ширины (около 10 нм) и с хорошо контролируемыми свойствами. Особые требования также предъявляются к чистоте материалов проволок, контактам, процессам легирования и размещения проволок, материалам диэлектриков и затворов.

Не менее серьезными являются проблемы, связанные с электрическими характеристиками [11, 118, 216, 218, 219]. Высокое сопротивление, необходимость согласования импедансов приводят к неизбежному ограничению частотного диапазона. При этом для приборов характерны очень маленькие токи и невы-

сокое усиление. Существенными являются и проблемы шумов и статистического разброса параметров структур, чему способствует чрезвычайно высокая чувствительность электрических характеристик к вариации конструктивно-технологических параметров приборов данного типа. Для ослабления отмеченных проблем предложено параллельное соединение ряда квантовых проволок (приборов), что, естественно, приводит к дальнейшему усложнению технологии.

В целом, на начальном этапе разработки перспективы приборов на квантовых проволоках выглядят весьма сомнительными (см., например, [11, 118, 218]). Современные достижения в нанотехнологии все более и более убеждают в обратном.

Хороший обзор стремительных и впечатляющих успехов в разработке технологий изготовления полупроводниковых квантовых проволок и приборов на их основе дан в статьях [220, 221]. Приведу цитату* из одного из обзоров.

"Нанопроволоки и нанотрубки интенсивно исследуются в качестве компонентов ряда наномасштабных приборов. Полупроводниковые нанопроволоки особенно привлекательны в этом смысле, так как они могут быть синтезированы в монокристаллической форме с прецизионно контролируемые структурами, диаметрами и длинами, химическими составами и примесными/электронными свойствами, используя катализированный нанокластерами паро-жидко-твердотельный процесс выращивания. Этот контролируемый при росте нанопроволок процесс позволяет "снизу-вверх" сборку интегрированных электронных и фотонных приборов, включающих нанометрового масштаба полевые транзисторы, диоды, биполярные транзисторы, бистабильные переключающие элементы, логические ИС, дешифраторы, светодиоды, лазеры и сенсоры. Однако большинство исследований по нанопроволокам и нанотрубкам ограничиваются демонстрацией единичных или небольшого числа наноприборов..." [220]. Сюда же может быть добавлено и ряд других технологических методов [221] и приборов, в частности РТД, гетероструктурные полевые транзисторы, одноэлектронные приборы, термоэлектронные приборы, солнечные элементы и др. [221].

В то же время "транзисторы на кремниевых квантовых проволоках с окружающим затвором рассматриваются в настоящее время как многообещающие альтернативы планарным полевым МОП-транзисторам вследствие лучшего контроля напряжением затвора каналов и, таким образом, снижением различных короткоканальных эффектов" [222]. Поэтому неудивительно, что подобного вида приборные

* В этой цитате отсутствуют только многочисленные ссылки на литературу, подтверждающую текст.

структуры в прогнозе 2007 г. [216] анализировались уже в подразделе: "Расширения к КМОП: Низкоразмерные структуры." Более того, в этом же прогнозе они рассматриваются как наиболее перспективные элементы вследствие приближения к пределу уменьшения длины затвора в КМОП-технологии (ориентировочно он будет достигнут к 2022 г. и составит около 5 нм).

В работе [220] описан общий и эффективный подход для иерархической организации блоков квантовых проволок в матрицы интегрированных приборов на относительно больших участках. Подход применим и для кремниевых квантовых проволок. Возможно формирование и большого числа переходов на пересечениях проволок (архитектура ИС на пересечениях), а также матриц полевых транзисторов на единичных кремниевых квантовых проволоках *p*-типа, которые по своим характеристикам конкурентоспособны современным планарным кремниевым элементам [220]. Разработаны и другие технологические подходы к решению подобных задач [221]. А это уже возможные пути к созданию высокоинтегрированных информационных систем.

Нельзя не отметить оригинальную и перспективную функционально-интегрированную приборную структуру, которая была сконструирована и экспериментально исследована в работе [223]. Она представляет собой МОП-транзисторы *n*-типа и *p*-типа с общим каналом на кремниевой легированной квантовой проволоке. В зависимости от знака прикладываемого к затвору структуры смещения реализуется полевой транзистор либо *n*-типа, либо *p*-типа. Уменьшая толщину квантовой проволоки, можно аналогичным образом реализовать одноэлектронный либо однодырочный транзистор с хорошими электрическими характеристиками при комнатной температуре. Важно также отметить, что предложенная технология совместима с КМОП-технологией.

Что же касается перспективности использования углеродных нанотрубок для построения высокоинтегрированных информационных систем [216, 224–227], можно привести цитату из работы [228], которая, по-видимому, наиболее верно отражает состояние дел и на сегодняшний день: "...все приборы, важные для технологии микроэлектроники, такие как межсоединения и переключающие приборы, уже были реализованы с углеродными нанотрубками. Некоторые реализации даже превосходят современную кремниевую технологию. Особенно многообещающей выглядит трехмерная интеграция. Несмотря на то, что проблема размещения нанотрубки еще пока не решена удовлетворительно, введение методов биологической сборки может открыть новые и экономически выгодные методы для производства сложных схем на углеродных нанотрубках".

Автор считает приятным долгом выразить искреннюю признательность сотрудникам научно-исследовательской лаборатории "Физика приборов микро- и нанoeлектроники" БГУИР, совместно с которыми были проведены исследования, частично описанные в данной статье, а также Коломейцевой Н. В. за подготовку рукописей цикла статей к печати.

Список литературы

1. **Абрамов И. И.** Проблемы и принципы физики и моделирования приборных структур микро- и нанoeлектроники. IV. Квантовомеханические формализмы // Нано- и микросистемная техника. 2007. № 2. С. 24—32.
2. **Washburn S., Webb R. A.** Aharonov—Bohm effect in normal metal. Quantum coherence and transport // Advances in Physics. 1986. V. 35. N 4. P. 375—422.
3. **Webb R. A., Washburn S.** Quantum interference fluctuations in disordered metals // Physics Today. 1988. V. 41. N 12. P. 46—53.
4. **Datta S.** Quantum devices // Superlattices and Microstructures. 1989. V. 6. N 1. P. 83—93.
5. **Nanostructure Physics and Fabrication: Proc. of the International Symposium.** College Station, Texas, 13—15 March, 1989 / Ed. by M. A. Reed, W. P. Kirk. San Diego: Academic Press. 1989. 517 p.
6. **Capasso F., Datta S.** Quantum electron devices // Physics Today. 1990. Feb. P. 74—82.
7. **Лускинович П. Н.** Метод синтеза квантовых интегральных элементов и схем // Электронная техника. Сер. 3. Микроэлектроника. 1991. Вып. 3. С. 8—11.
8. **Aharonov Y., Bohm P.** Significance of electromagnetic potentials in the quantum theory // Phys. Rev. (Sec. Ser.). 1959. V. 115. N 3. P. 485—491.
9. **Шарвин Д. Ю., Шарвин Ю. В.** Квантование магнитного потока в цилиндрической пленке из нормального металла // Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 34. Вып. 5. С. 285—288.
10. **Альшутлер Б. Л., Аронов А. Г., Спивак Б. З.** Эффект Ааронова—Бома в неупорядоченных проводниках // Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 33. Вып. 2. С. 101—103.
11. **Thornton T. J.** Mesoscopic devices // Rep. Prog. Phys. 1994. V. 57. P. 311—364.
12. **Петрашов В. Т.** Квантовый электронный транспорт в металлических наноструктурах // Микроэлектроника. 1994. Т. 23. Вып. 5. С. 3—16.
13. **Абрамов И. И.** Проблемы и принципы физики и моделирования приборных структур микро- и нанoeлектроники. V. Резонансно-туннельные структуры // Нано- и микросистемная техника. 2007. № 3. С. 57—70.
14. **Обухов И. А.** Приборы на основе квантовых проводников: перспективы и проблемы // Материалы 6-й Международной Крымской Микроволновой Конференции, Крым-Ко'96, 1996, Севастополь, Крым, Украина. С. 55—64.
15. **Erdős P., Herndon R. C.** Theories of electrons in one-dimensional disordered systems // Advances in Physics. 1982. V. 31. N 2. P. 65—163.
16. **Tartakovski A. V.** Theory of mesoscopic transport in disordered wires // Phys. Rev. B. 1995. V. 52. N 4. P. 2704—2722.
17. **Лифшиц И. М., Гредескул С. А., Пастур Л. А.** Введение в теорию неупорядоченных систем. М.: Наука. 1982. 360 с.
18. **Имри Й.** Введение в мезоскопическую физику. М.: Физматлит. 2004. 304 с.
19. **Демиховский В. Я., Вугальтер Г. А.** Физика квантовых низкоразмерных структур. М.: Логос. 2000. 248 с.
20. **Anderson P. W.** Absence of diffusion in certain random lattices // Phys. Rev. 1958. V. 109. N 5. P. 1492—1505.
21. **Абрикосов А. А., Рыжкин И. А.** Электрические свойства одномерных металлов // ЖЭТФ. 1976. Т. 71. Вып. 9. С. 1204—1224.
22. **Вопросы квантовой теории необратимых процессов / Сб. статей, пер. с англ.** Под ред. В. Л. Бонч-Бруевича. М.: Изд. иностр. лит. 1961. 365 с.
23. **Landauer R.** Spatial variation of currents and fields due to localized scatterers in metallic conduction // IBM J. Res. Develop. 1957. V. 1. July. P. 223—231.
24. **Landauer R.** Electrical resistance of disordered one-dimensional lattices // Philos. Mag. 1970. V. 21. N 172. P. 863—867.
25. **Пёнке Г.** Неравновесная статистическая механика. М.: Мир. 1990. 320 с.
26. **Landauer R.** Spatial variation of currents and fields due to localized scatterers in metallic conduction // IBM J. Res. Develop. 1988. V. 32. N 3. P. 306—316.
27. **Büttiker M.** Four-terminal phase-coherent conductance // Phys. Rev. Lett. 1986. V. 57. N 14. P. 1761—1764.
28. **Büttiker M.** Role of quantum coherence in series resistors // Phys. Rev. B. 1986. V. 33. N 5. P. 3020—3026.
29. **Büttiker M.** Symmetry of electrical conduction // IBM J. Res. Develop. 1988. V. 32. N 3. P. 317—334.
30. **Anderson P. W., Thouless D. J., Abrahams E., Fisher D. S.** New method for a scaling theory of localization // Phys. Rev. B. 1980. V. 22. N 8. P. 3519—3526.
31. **Anderson P. W.** New method for scaling theory of localization. II. Multichannel theory of a "wire" and possible extension to higher dimensionality // Phys. Rev. B. 1981. V. 23. N 10. P. 4828—4836.
32. **Azbel M. Ya.** Quantum δ -dimensional Landauer formula // J. Phys. C: Solid State Phys. 1981. V. 14. P. L225—L230.
33. **Fisher D. S., Lee P. A.** Relation between conductivity and transmission matrix // Phys. Rev. B. 1981. V. 23. N 12. P. 6851—6854.
34. **Langreth D. C., Abrahams E.** Derivation of the Landauer conductance formula // Phys. Rev. B. 1981. V. 24. N 6. P. 2978—2984.
35. **Büttiker M.** Coherent and sequential tunneling in series barriers // IBM J. Res. Develop. 1988. V. 32. N 1. P. 63—75.
36. **Sakaki H.** Scattering suppression of high-mobility effect of size-quantized electrons in ultrafine semiconductor wire structures // Jpn. J. Appl. Phys. 1980. V. 19 N 12. P. L735—L738.
37. **Petroff P. M., Gossard A. C., Logan R. A., Wiegmann W.** Toward quantum well wires: Fabrication and optical properties // Appl. Phys. Lett. 1982. V. 41. N 7. P. 635—638.
38. **Lee J., Spector H. N.** Impurity-limited mobility of semiconducting thin wire // J. Appl. Phys. 1983. V. 54. N 7. P. 3921—3925.
39. **Lee J., Vassel M. O.** Low-field electron transport in quasi-one-dimensional semiconducting structures // J. Phys. C: Solid State Phys. 1984. V. 17. P. 2525—2535.
40. **Leburton J. P.** Size effects on polar optical phonon scattering of 1-D and 2-D electron gas in synthetic semiconductors // J. Appl. Phys. 1984. V. 56. N 10. P. 2850—2855.
41. **Fishman G.** Phonon-limited mobility in quasi-one-dimensional semiconductor // Phys. Rev. B. 1987. V. 36. N 14. P. 7448—7456.

42. **Lee J., Spector H. N.** Dielectric response function for a quasi-one-dimensional semiconducting system // *J. Appl. Phys.* 1985. V. 57. N 2. P. 366—372.
43. **Строшио М., Дутта М.** Фононы в наноструктурах. М.: Физматлит. 2005. 320 с.
44. **Mickevičius R., Mitin V. V., Kim K. W., Strocio M. A., Iafrate G. J.** Electron intersubband scattering by confined and localized phonons in real quantum wires // *J. Phys.: Condens. Matter.* 1992. V. 4. P. 4959—4970.
45. **Vagner P., Moško M.** Electron-impurity scattering in free-standing quantum wires: Effect of dielectric confinement // *J. Appl. Phys.* 1997. V. 81. N 7. P. 3196—3200.
46. **Ghoshal A., Mitra B., Ghatak K. P.** On the effective electron mass in quantum well wires of ternary chalcopyrite semiconductors // *Il Nuovo Cimento.* 1990. V. 12D. N 7. P. 891—899.
47. **Ghoshal A., Chattopadhyay D., Bhattacharyya A.** One-dimensional hot-electron transport in quantum-well wires of polar semiconductors // *J. Appl. Phys.* 1986. V. 59. N 7. P. 2511—2513.
48. **Chattopadhyay P., Bhattacharyya A.** Monte Carlo calculations of transport parameters of one-dimensional hot electrons in quantum-well wires // *Phys. Rev. B.* 1988. V. 37. N 12. P. 7105—7107.
49. **Осадчий В. М.** Исследование методом Монте-Карло нестационарного переноса горячих электронов в квантовых проволоках // *Физика и техника полупроводников.* 1994. Т. 28. Вып. 9. С. 1636—1644.
50. **Борздов В. М., Комаров Ф. Ф.** Моделирование электрофизических свойств твердотельных слоистых структур интегральной электроники. Минск: БГУ. 1999. 235 с.
51. **Борздов В. М., Жевняк О. Г., Комаров Ф. Ф., Галенчик В. О.** Моделирование методом Монте-Карло приборных структур интегральной электроники. Минск: БГУ. 2007. 175 с.
52. **Briggs S., Leburton J. P.** Size effects in multisubband quantum wire structures // *Phys. Rev. B.* 1988. V. 38. N 12. P. 8163—8170.
53. **Mickevičius R., Mitin V., Strocio M. A., Dutta M.** Oscillations of photoconductivity and negative absolute conductivity in quantum wires // *J. Phys.: Condens. Matter.* 1993. V. 5. P. 2233—2254.
54. **Ando Y., Cappy A.** Ensemble Monte Carlo simulation for electron transport in quantum wire structures // *J. Appl. Phys.* 1993. V. 74. N 6. P. 3983—3992.
55. **Telang N., Bandyopadhyay S.** Effects of magnetic field on hot electron transport in quantum wires // *Appl. Phys. Lett.* 1995. V. 66. N 13. P. 1623—1625.
56. **Jacoboni C., Brunetti R., Bordone P., Bertoni A.** Quantum transport and its simulation with the Wigner-function approach // *Int. J. of High Speed Electron. and Syst.* 2001. V. 11. N 2. P. 387—423.
57. **Nedjalkov M., Vasileska D., Ferry D. K., Jacoboni C., Ringhofer C., Dimov I., Palankovski V.** Wigner transport models of the electron-phonon kinetics in quantum wires // *Phys. Rev. B.* 2006. V. 74. N 3. P. 035311-1—18.
58. **Sano N., Natori K.** Drift-velocity degradation caused by an electric field during collision in one-dimensional quantum wires // *Phys. Rev. B.* 1996. V. 54. N 12. P. R8325—R8328.
59. **Rossi F., Poli P., Jacoboni C.** Weighted Monte Carlo approach to electron transport in semiconductors // *Semicond. Sci. Technol.* 1992. V. 7. P. 1017—1035.
60. **Абрамов И. И., Гончаренко И. А., Игнатенко С. А., Королев А. В., Новик Е. Г., Рогачев А. И.** Система моделирования наноэлектронных приборов — NANODEV // *Микроэлектроника.* 2003. Т. 32. № 2. С. 124—133.
61. **Абрамов И. И., Строгова А. С., Рогачев А. И.** Моделирование квантовых проволок на различных материалах с использованием формализма функций Вигнера // *Тр. Девятой междунар. НТК "Актуальные проблемы твердотельной электроники и микроэлектроники". Ч. 1. Дивноморское, Россия, 12—17 сентября 2004 г.* С. 29—32.
62. **Yamada N., Sone J.** High-field electron transport in quantum wires studied by solution of the Boltzmann equation // *Phys. Rev. B.* 1989. V. 40. N 9. P. 6265—6271.
63. **Briggs S., Leburton J. P.** Breakdown of the linear approximation to the Boltzmann transport equation in quasi-one-dimensional semiconductors // *Phys. Rev. B.* 1989. V. 39. N 11. P. 8025—8028.
64. **Bordone P., Pascoli M., Brunetti R., Bertoni A., Jacoboni C., Abramo A.** Quantum transport of electrons in open nanostructures with the Wigner-function formalism // *Phys. Rev. B.* 1999. V. 59. N 4. P. 3060—3069.
65. **Jin S., Fischetti M. V., Tang T.** Modeling of electron mobility in gated silicon nanowires at room temperature: Surface roughness scattering, dielectric screening, and band nonparabolicity // *J. Appl. Phys.* 2007. V. 102. N 8. P. 083715-1—14.
66. **Arora V. K.** Quantum size effect in thin-wire transport // *Phys. Rev. B.* 1981. V. 23. N 10. P. 5611—5612.
67. **DasSarma S., Xie X. C.** Calculated transport properties of ultrasubmicrometer quasi-one-dimensional inversion lines // *Phys. Rev. B.* 1987. V. 35. N 18. P. 9875—9878.
68. **Warren A. C., Antoniadis D. A., Smith H. I.** Quasi one-dimensional conduction in multiple, parallel inversion lines // *Phys. Rev. Lett.* 1986. V. 56. N 17. P. 1858—1861.
69. **Datta S., Cahay M., McLennan M.** Scatter-matrix approach in quantum transport // *Phys. Rev. B.* 1987. V. 36. N 10. P. 5655—5658.
70. **Cahay M., McLennan M., Datta S.** Conductance of an array of elastic scatterers: A scattering-matrix approach // *Phys. Rev. B.* 1988. V. 37. N 17. P. 10125—10136.
71. **Vasilopoulos P., Peeters F. M.** Electrical transport in a quantum wire: Influence of one- and two-body interactions // *Phys. Rev. B.* 1989. V. 40. N 15. P. 10079—10087.
72. **Bagwell P. F.** Evanescent modes and scattering in quasi-one-dimensional wires // *Phys. Rev. B.* 1990. V. 41. N 15. P. 10354—10371.
73. **Berthod C., Gagel F., Maschke K.** dc transport in perturbed multichannel quantum wires // *Rhys. Rev. B.* 1994. V. 50. N 24. P. 18299—18311.
74. **Tamura H., Ando T.** Conductance fluctuations in quantum wires // *Phys. Rev. B.* 1991. V. 44. N4. P. 1792—1800.
75. **Nanostructures and Quantum Effects: Proc. of JRDC Int. Symp., Tsukuba, Japan, 17—18 Nov., 1993 / Ed. by H. Sakaki, H. Noge.** Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag. 1994. 356 p.
76. **Takagaki Y., Ferry D. K.** Conductance of quantum waveguides with a rough boundary // *J. Phys.: Condens. Matter.* 1992. V. 4. P. 10421—10432.
77. **Dacal L. C. O., Damião A. J., de Andrada e Silva E. A.** Quantum ballistic conductance of quasi-two-dimensional and three-dimensional semiconductor nanowires // *Phys. Rev. B.* 2005. V. 71. N 15. P. 155330-1—6.
78. **Khomyakov P. A., Brocks G., Karpan V., Zwierzycki M., Kelly P. J.** Conductance calculations for quantum wires and interfaces: Mode matching and Green's functions // *Phys. Rev. B.* 2005. V. 72. N 3. P. 035450-1—13.

79. **Tekman E., Bagwell P. F.** Fano resonances in quasi-one-dimensional electron waveguides // *Phys. Rev. B.* 1993. V. 48. N 4. P. 2553–2559.
80. **Неволин В. К.** Q1D-проводники при конечных температурах // *Электронная техника. Сер. 3. Микроэлектроника.* 1991. Вып. 6. С. 56–58.
81. **Баграев Н. Т., Иванов В. К., Клячкин Л. Е., Мальяренко А. М., Шелых И. А.** Баллистическая проводимость квантовой проволоки при конечных температурах // *Физика и техника полупроводников.* 2000. Т. 34. Вып. 6. С. 737–741.
82. **Enss T., Meden Y., Andergassen S., Barnabé-Thériault X., Metzner W., Schönhammer K.** Impurity and correlation effects on transport in one-dimensional quantum wires // *Phys. Rev. B.* 2005. V. 71. N 15. P. 155401-1–19.
83. **Келдыш Л. В.** Диаграммная техника для неравновесных процессов // *ЖЭТФ.* 1964. Т. 47. Вып. 4. С. 1515–1527.
84. **Dolcini F., Trauzettel B., Safi I., Grabert H.** Transport properties of single-channel quantum wires with an impurity: Influence of finite length and temperature on average current and noise // *Phys. Rev. B.* 2005. V. 71. N 16. P. 165309-1–26.
85. **Ponomareva I., Menon M., Srivastava P., Andriotis A. N.** Structure, stability, and quantum conductivity of small diameter silicon nanowires // *Phys. Rev. Lett.* 2005. V. 95. N 26. P. 265502-1–4.
86. **Lherbier A., Persson M. P., Niquet Y.-M., Triozon F., Roche S.** Quantum transport length scales in silicon-based semiconducting nanowires: Surface roughness effects // *Phys. Rev. B.* 2008. V. 77. N 8. P. 085301-1–5.
87. **Ciraci S., Buldum A., Batra I. P.** Quantum effects in electrical and thermal transport through nanowires // *J. Phys.: Condens. Matter.* 2001. V. 13. P. R537–R568.
88. **Pecchia A., Di Carlo A.** Atomistic theory of transport in organic and inorganic nanostructures // *Rep. Prog. Phys.* 2004. V. 67. N 8. P. 1497–1561.
89. **Nanoscience.** Nanotechnologies and Nanophysics / Ed. by C. Dupas, P. Houdy, M. Lahmani. Berlin—Heidelberg—New York: Springer-Verlag. 2007. 823 p.
90. **Datta S.** Steady-state quantum kinetic equation // *Phys. Rev. B.* 1989. V. 40. N 8. P. 5830–5833.
91. **Datta S.** A simple kinetic equation for steady-state quantum transport // *J. Phys.: Condens. Matter.* 1990. V. 2. P. 8023–8052.
92. **McLennan M. J., Lee Y., Datta S.** Voltage drop in mesoscopic systems: A numerical study using a quantum kinetic equation // *Phys. Rev. B.* 1991. V. 43. N 17. P. 13846–13884.
93. **Цидильковский И. М.** Зонная структура полупроводников. М.: Наука. 1978. 328 с.
94. **Кашельсон А. А., Степанюк В. С., Фарберович О. Б., Сас А.** Электронная теория конденсированных сред. М.: МГУ. 1990. 240 с.
95. **Степанов Н. Ф.** Квантовая механика и квантовая химия. М.: Мир. 2001. 519 с.
96. **Todorov T. N.** Tight-binding simulation of current-carrying nanostructures // *J. Phys.: Condens. Matter.* 2002. V. 14. P. 3049–3084.
97. **Теория неоднородного электронного газа** / Под ред. С. Лундквиста, Н. Марча. М.: Мир. 1987. 400 с.
98. **Kurth S., Stefanucci G., Almladh C.-O., Rubio A., Gross E. K. U.** Time-dependent quantum transport: A practical scheme using density functional theory // *Phys. Rev. B.* 2005. V. 72. N 3. P. 035308-1–13.
99. **Lü J. T., Wang J.-S.** Coupled electron and phonon transport in one-dimensional atomic junctions // *Phys. Rev. B.* 2007. V. 76. N 16. P. 165418-1–9.
100. **Rurali R., Lorente N.** Metallic and semimetallic silicon < 100 > nanowires // *Phys. Rev. Lett.* 2005. V. 94. N 2. P. 026805-1–4.
101. **Markussen T., Rurali R., Brandbyge M., Jauho A.-P.** Electronic transport through Si nanowires: Role of bulk and surface disorder // *Phys. Rev. B.* 2006. V. 74. N 24. P. 245313-1–11.
102. **Agarwal A., Sen D.** Conductance of quantum wires: A numerical study of effects of an impurity and interactions // *Phys. Rev. B.* 2006. V. 73. N 4. P. 045332-1–14.
103. **Frederiksen T., Paulsson M., Brandbyge M., Jauho A.-P.** Inelastic transport theory from first principles: Methodology and application of nanoscale devices // *Phys. Rev. B.* 2007. V. 75. N 20. P. 205413-1–22.
104. **Svizhenko A., Leu P. W., Cho K.** Effect of growth orientation and surface roughness on electron transport in silicon nanowires // *Phys. Rev. B.* 2007. V. 75. N 12. P. 125417-1–7.
105. **Ng M.-F., Zhou L., Yang S.-W., Sim L. Y., Tan V. B. C., Wu P.** Theoretical investigation of silicon nanowires: Methodology, geometry, surface modification, and electrical conductivity using a multiscale approach // *Phys. Rev. B.* 2007. V. 76. N 15. P. 155435-1–11.
106. **Malet F., Pi M., Barranco M., Serra L., Lipparini E.** Exchange-correlation effects on quantum wires with spin-orbit interactions under the influence of in-plane magnetic fields // *Phys. Rev. B.* 2007. V. 76. N 11. P. 115306-1–12.
107. **Gudmundsson V., Thorgilsson G., Tang C.-S., Moldoveanu V.** Transient magnetotransport through a quantum wire // *Phys. Rev. B.* 2008. V. 77. N 3. P. 035329-1–10.
108. **Thorgilsson G., Tang C.-S., Gudmundsson V.** Time-dependent magnetotransport of a wave packet in a quantum wire with embedded quantum dots // *Phys. Rev. B.* 2007. V. 76. N 19. P. 195314-1–9.
109. **Barnett R. N., Landman U.** Cluster-derived structures and conductance fluctuations in nanowires // *Nature.* 1997. V. 387. 19 June. P. 788–790.
110. **Kwapiński T.** Time-dependent transport through a quantum wire // *Phys. Rev. B.* 2004. V. 69. N 15. P. 153303-1–4.
111. **Sorée B., Magnus W., Schoenmaker W.** Energy and momentum balance equations: An approach to quantum transport in closed circuits // *Phys. Rev. B.* 2002. V. 66. N 3. P. 035318-1–11.
112. **Asari Y., Nara J., Kobayashi N., Ohno T.** Effect of crystalline electrodes on the transport properties of Al monatomic wires at finite biases // *Phys. Rev. B.* 2005. V. 72. N 3. P. 035459-1–5.
113. **Fabrizio M., Gogolin A. O.** Interacting one-dimensional electron gas with open boundaries // *Phys. Rev. B.* 1995. V. 51. N 24. P. 17827–17841.
114. **Leng M., Lent C. S.** Recovery of quantized ballistic conductance in a periodically modulated channel // *Phys. Rev. Lett.* 1993. V. 71. N 1. P. 137–140.
115. **Силин Р. А., Чепурных И. П.** Расчет характеристик резонаторов, которые можно представить в виде сочленения волноводов // *Радиотехника и электроника.* 1990. Т. 35. № 2. С. 287–294.
116. **Тареп А. С., Чепурных И. П.** Одноканальные интерференционный транзистор и электронный фильтр // *Письма в ЖТФ.* 1995. Т. 21. Вып. 11. С. 72–77.
117. **Nemnes G. A., Wulf U., Racec P. N.** Nano-transistors in the Landauer-Buttiker formalism // *J. Appl. Phys.* 2004. V. 96. N 1. P. 596–604.

118. **Quantum Transport in Ultrasmall Devices** / Ed. by D. K. Ferry, H. L. Grubin, C. Jacoboni, A.-P. Jauho. New York, London: Plenum Press. 1995. 544 p.
119. **Абрамов И. И., Берашевич Ю. А., Данилюк А. Л.** Потенциальные электрические характеристики интерференционных транзисторов на различных материалах // *ЖТФ*. 1999. Т. 69. Вып. 11. С. 130–131.
120. **Subramaniam S., Bandyopadhyay S., Porod W.** Analysis of the device performance of quantum interference transistors utilizing ultrasmall semiconductor T structures // *J. Appl. Phys.* 1990. V. 68. N 9. P. 4861–4870.
121. **Абрамов И. И., Рогачев А. И.** Электрические характеристики интерференционных транзисторов с одним затвором на различных полупроводниковых материалах // *Физика и техника полупроводников*. 2001. Т. 35. Вып. 11. С. 1365–1369.
122. **Абрамов И. И., Рогачев А. И.** Модель интерференционного T-транзистора в режиме баллистического транспорта, основанная на формализме функций Вигнера // *Изв. Белорусской инж. ак.* 2001. № 1 (11)/3. С. 74–76.
123. **Csontos D., Xu H. Q.** Quantum effects in the transport properties of nanoelectronic three-terminal Y-junction devices // *Phys. Rev. B*. 2003. V. 67. N 23. P. 235322-1–10.
124. **Okuda M., Fujii K., Shimizu A.** Realistic structures for electron interferometers constituted by the control of the wavefunctions in double quantum wire structures // *J. Appl. Phys.* 1993. V. 74. N 1. P. 708–711.
125. **Weisshaar A., Lary J., Goodnick S. M., Tripathi V. K.** Analysis of discontinuities in quantum waveguide structures // *Appl. Phys. Lett.* 1989. V. 55. N 20. P. 2114–2116.
126. **Lin Y.-K., Chen Y.-N., Chuu D.-S.** Bound state of the quantum dot formed at intersection of L- or T-shaped quantum wire in inhomogeneous magnetic field // *J. Appl. Phys.* 2002. V. 91. N 5. P. 3054–3061.
127. **Weisshaar A., Lary J., Goodnick S. M., Tripathi V. K.** Analysis and modeling of quantum waveguide structures and devices // *J. Appl. Phys.* 1991. V. 70. N 1. P. 355–366.
128. **Sheng W.-D.** Quantum coherent networks: A theoretical study // *J. Appl. Phys.* 1997. V. 81. N 9. P. 6210–6213.
129. **Wu H., Sprung D. W. L., Martorell J., Klarsfeld S.** Quantum wire with periodic serial structure // *Phys. Rev. B*. 1991. V. 44. N 12. P. 6351–6360.
130. **Akis R., Vasilopoulos P., Debray P.** Ballistic transport in electron stub tuners: Shape and temperature dependence, tuning of the conductance output, and resonant tunneling // *Phys. Rev. B*. 1995. V. 52. N 4. P. 2805–2813.
131. **Sols F., Macucci M., Ravaioli U., Hess K.** Theory for a quantum modulated transistor // *J. Appl. Phys.* 1989. V. 66. N 8. P. 3892–3906.
132. **Tekman E., Ciraci S.** Theoretical study of transport through a quantum point contact // *Phys. Rev. B*. 1991. V. 43. N 9. P. 7145–7169.
133. **Wu H., Sprung D. W. L., Martorell J.** Electronic properties of a quantum wire with arbitrary bending angle // *J. Appl. Phys.* 1992. V. 72. N 1. P. 151–154.
134. **Vanbésien P., Lippens D.** Theoretical analysis of a branch line quantum directional coupler // *Appl. Phys. Lett.* 1994. V. 65. N 19. P. 2439–2441.
135. **Palm T., Thylén L.** Analysis of an electron-wave Y-branch switch // *Appl. Phys. Lett.* 1992. V. 60. N 2. P. 237–239.
136. **Palm T.** Self-consistent calculations of an electron-wave Y-branch switch // *J. Appl. Phys.* 1993. V. 74. N 5. P. 3551–3557.
137. **Szafran B., Peeters F. M.** Time-dependent simulations of electron transport through a quantum ring: Effect of the Lorentz force // *Phys. Rev. B*. 2005. V. 72. N 16. P. 165301-1–8.
138. **Баграев Н. Т., Гельхофф В., Иванов В. К., Клячкин Л. Е., Маляренко А. М., Шелых И. А.** Интерференция носителей тока в модулированных квантовых проволоках // *Физика и техника полупроводников*. 2000. Т. 34. Вып. 4. С. 477–487.
139. **Баграев Н. Т., Буравлев А. Д., Иванов В. К., Клячкин Л. Е., Маляренко А. М., Рыков С. А., Шелых И. А.** Интерференция носителей тока в одномерных полупроводниковых кольцах // *Физика и техника полупроводников*. 2000. Т. 34. Вып. 7. С. 846–855.
140. **Burgnies L., Vanbésien O., Lippens D.** Transient analysis of ballistic transport in stublike quantum waveguides // *Appl. Phys. Lett.* 1997. V. 71. N 6. P. 803–805.
141. **Heller E. K., Jain F. C.** Simulation of one-dimensional ring quantum interference transistors using the time-dependent finite-difference beam propagation method // *J. Appl. Phys.* 2000. V. 87. N 11. P. 8080–8087.
142. **del Alamo J. A., Eugster C. C.** Quantum field-effect directional coupler // *Appl. Phys. Lett.* 1990. V. 56. N 1. P. 78–80.
143. **Gaididei Yu. B., Malysheva L. I., Onipko A. I.** Electron scattering and bound-state energies in crossed N-chain wires. A comparative study of discrete and continuous models // *J. Phys.: Condens. Matter*. 1992. V. 4. P. 7103–7114.
144. **Orellana P. A., Dominguez-Adame F., Gómez L., Ladrón de Guevara M. L.** Transport through a quantum wire with a side quantum-dot array // *Phys. Rev. B*. 2003. V. 67. N 8. P. 085321-1–5.
145. **Orellana P. A., Ladrón de Guevara M. L., Pacheco M., Latgé A.** Conductance and persistent current of a quantum ring coupled to a quantum wire under external fields // *Phys. Rev. B*. 2003. V. 68. N 19. P. 195321-1–7.
146. **Orellana P. A., Pacheco M.** Persistent current magnification in a double quantum-ring system // *Phys. Rev. B*. 2005. V. 71. N 23. P. 235330-1–6.
147. **Huang D., Lyo S. K., Thomas K. J., Pepper M.** Field-induced modulation of the conductance, thermoelectronic power and magnetization in ballistic coupled double quantum wires under a tilted magnetic field // *Phys. Rev. B*. 2008. V. 77. N 8. P. 085320-1–10.
148. **Петров В. А., Сандлер И. М.** Управляемые электронные интерференционные эффекты в баллистической проводимости полупроводниковых наноструктур транзисторного типа // *Микроэлектроника*. 1994. Т. 23. Вып. 4. С. 3–12.
149. **Brandbyge M., Shioz J., Sørensen M. R., Støltze P., Jacobsen K. W., Nørskov J. K., Olesen L., Laegsgaard E., Stensgaard I., Besenbacher F.** Quantized conductance in atom-sized wires between two metals // *Phys. Rev. B*. 1995. V. 52. N 11. P. 8499–8514.
150. **Рит М.** Наноконструирование в науке и технике. Введение в мир нанорасчета. Москва-Ижевск: НИЦ "Регулярная и хаотическая динамика". 2005. 160 с.
151. **Неволин В. К.** Вольт-амперные характеристики квазиодномерных микропроводников // *Письма в ЖТФ*. 1996. Т. 22. Вып. 21. С. 57–60.
152. **Неволин В. К.** Вольт-амперные характеристики квазиодномерных контактов S-типа // *Изв. вузов. Электроника*. 1997. № 5. С. 37–40.
153. **Неволин В. К.** Двухэлектродные элементы нанoeлектроники на основе квантовых проводов // *Микроэлектроника*. 1999. Т. 28. № 4. С. 293–300.

154. **Нанотехнологии** в электронике / Под ред. Ю. А. Чаплыгина. М.: Техносфера. 2005. 448 с.
155. **Debray P., Raichev O. E., Vasilopoulos P., Rahman M., Perrin R., Mitchell W. C.** Ballistic electron transport in stubbed quantum waveguides: Experiment and theory // *Phys. Rev. B*. 2000. V. 61. N 16. P. 10950–10958.
156. **Sols F., Macucci M., Ravaioli U., Hess K.** On the possibility of transistor action based on quantum interference phenomena // *Appl. Phys. Lett.* 1989. V. 54. N 4. P. 350–352.
157. **Joe Y. S., Khatun M., Cosby R. M.** Quantum transport anomalies in semiconductor nanosystems // *J. Appl. Phys.* 1995. V. 78. N 12. P. 7120–7129.
158. **Chico L., Benedict L. X., Louie S. G., Cohen M. L.** Quantum conductance of carbon nanotubes with defects // *Phys. Rev. B*. 1996. V. 54. N 4. P. 2600–2606.
159. **Itoh T.** Scattering matrix of a three-terminal junction in one dimension // *Phys. Rev. B*. 1995. V. 52. N 3. P. 1508–1511.
160. **Ando T.** Quantum point contacts in magnetic fields // *Phys. Rev. B*. 1991. V. 44. N 15. P. 8017–8027.
161. **Usuki T., Saito M., Takatsu M., Kiehl R. A., Yokoyama N.** Numerical analysis of ballistic-electron transport in magnetic fields by using a quantum point contact and a quantum wire // *Phys. Rev. B*. 1995. V. 52. N 11. P. 8244–8255.
162. **Xu H. Q.** Method of calculations for electron transport in multiterminal quantum systems based on real-space lattice models // *Phys. Rev. B*. 2002. V. 66. N 16. P. 165305-1–11.
163. **Chen Y. P., Yan X. H., Xie Y. E.** Transport through T-shaped quantum wires under potential modulation: Lattice Green's function approach // *Phys. Rev. B*. 2005. V. 71. N 24. P. 245335-1–7.
164. **Chan K. S., Wei J. H.** Quantum ballistic transport in nanowire junctions // *Phys. Rev. B*. 2007. V. 75. N 12. P. 125310-1–16.
165. **Bratkovsky A. M., Sutton A. P., Todorov T. N.** Conditions for conductance quantization in realistic models of atomic-scale metallic contacts // *Phys. Rev. B*. 1995. V. 52. N 7. P. 5036–5051.
166. **Jelínek P., Pérez R., Ortega J., Flores F.** Ab initio study of evolution of mechanical and transport properties of clean and contaminated Au nanowires along the deformation path // *Phys. Rev. B*. 2008. V. 77. N 11. P. 115447-1–12.
167. **Lassl A., Schlagheck P., Richter K.** Effects of short-range interactions on transport through quantum point contacts: A numerical approach // *Phys. Rev. B*. 2007. V. 75. N 4. P. 045346-1–11.
168. **Golizadeh-Mojarad R., Datta S.** Nonequilibrium Green's function based models for dephasing in quantum transport // *Phys. Rev. B*. 2007. V. 75. N 8. P. 081301(R)-1–4.
169. **Lent C. S., Kirkner D. J.** The quantum transmitting boundary method // *J. Appl. Phys.* 1990. V. 67. N 10. P. 6353–6359.
170. **Matyev K. A.** Conductance of a quantum wire at low electron density // *Phys. Rev. B*. 2004. V. 70. N 24. P. 245319-1–15.
171. **Barnabé-Thériault X., Sedeki A., Meden V., Schönhammer K.** Junctions of one-dimensional quantum wires: Correlation effects in transport // *Phys. Rev. B*. 2005. V. 71. N 20. P. 205327-1–13.
172. **Boiko I. I., Sirenko Yu. M., Vasilopoulos P.** Dielectric formalism for a quasi-one-dimensional electron gas. I. Quantum transport equations // *Phys. Rev. B*. 1991. V. 43. N 9. P. 7216–7223.
173. **Boiko I. I., Sirenko Yu. M., Vasilopoulos P.** Dielectric formalism for a quasi-one-dimensional electron gas. II. Dielectric functions and potential correlations // *Phys. Rev. B*. 1991. V. 43. N 9. P. 7224–7230.
174. **Sirenko Yu. M., Vasilopoulos P., Boiko I. I.** Dielectric formalism for a quasi-one-dimensional electron gas. III. Arrays of quantum wires // *Phys. Rev. B*. 1991. V. 44. N 19. P. 10724–10730.
175. **Utecht C., Scholl E.** Real-space transfer oscillations in coupled quantum wires // *J. Appl. Phys.* 1993. V. 74. N 5. P. 3602–3604.
176. **Wang J., Wang Y., Guo H.** Many-electron effects on transport through two-dimensional quantum structures // *J. Appl. Phys.* 1994. V. 75. N 5. P. 2721–2723.
177. **Jaksch P., Yakimenko I., Berggren K.-F.** From quantum point contacts to quantum wires: Density-functional calculations with exchange and correlation effects // *Phys. Rev. B*. 2006. V. 74. N 23. P. 235320-1–9.
178. **Berggren K.-F., Yakimenko I. I.** Effects of exchange and electron correlation on conductance and nanomagnetism in ballistic semiconductor quantum point contacts // *Phys. Rev. B*. 2002. V. 66. N 8. P. 085323-1–7.
179. **Starikov A. A., Yakimenko I. I., Berggren K.-F.** Scenario for the 0,7-conductance anomaly in quantum point contacts // *Phys. Rev. B*. 2003. V. 67. N 23. P. 235319-1–8.
180. **Berggren K.-F., Jaksch P., Yakimenko I.** Effects on electron interactions at crossing of Zeeman-split subbands in quantum wires // *Phys. Rev. B*. 2005. V. 71. N 11. P. 115303-1–5.
181. **Mendoza B. S., del Castillo-Mussot M., Luis Mochán W.** Plasmons in a spatially modulated quasi-one-dimensional quantum wire // *Phys. Rev. B*. 1996. V. 53. N 3. P. 1026–1029.
182. **Rotkin S. V., Ruda H. E., Shik A.** Universal description of channel conductivity for nanotube and nanowire transistors // *Appl. Phys. Lett.* 2003. V. 83. N 8. P. 1623–1625.
183. **Шук А. Я.** Расчет полупроводниковой структуры с квазиодномерным электронным газом // *Физика и техника полупроводников*. 1985. Т. 19. Вып. 8. С. 1488–1491.
184. **Sun Y., Kirczenow G., Sachrajda A. S., Feng Y.** An electrostatic model of splitgate quantum wires // *J. Appl. Phys.* 1995. V. 77. N 12. P. 6361–6369.
185. **Reilly D. J.** Phenomenological model for the 0,7 conductance feature in quantum wires // *Phys. Rev. B*. 2005. V. 72. N 3. P. 033309-1–4.
186. **Laux S. E., Stern F.** Electron states in narrow gate-induced channels in Si // *Appl. Phys. Lett.* 1986. V. 49. N 2. P. 91–93.
187. **Okawa Y., Tsuchiya H., Miyoshi T.** Guided modes in a Si-quantum wire and their control // *Jpn. J. Appl. Phys.* 1996. V. 35. N 2B. P. 861–864.
188. **Curatola G., Iannaccone G.** Two-dimensional modeling of etched strained-silicon quantum wires // *J. Appl. Phys.* 2004. V. 95. N 3. P. 1251–1257.
189. **Register L. F., Hess K.** Numerical simulation of electron transport in mesoscopic structures with weak dissipation // *Phys. Rev. B*. 1994. V. 49. N 3. P. 1900–1907.
190. **Bertoni A., Bordone P., Brunetti R., Jacoboni C., Reggiani S.** Quantum logic gates based on coherent electron transport in quantum wires // *Phys. Rev. Lett.* 2000. V. 84. N 25. P. 5912–5915.
191. **Lang N. D.** Resistance of atomic wires // *Phys. Rev. B*. 1995. V. 52. N 7. P. 5335–5342.
192. **Palacios J. J., Péres-Jiménez A. J., Louis E., San Fabián E., Vergés J. A.** First-principles approach to electrical transport in atomic-scale nanostructures // *Phys. Rev. B*. 2002. V. 66. N 3. P. 035322-1–14.

193. **Brandbyge M., Mozos J.-L., Ordejón P., Taylor J., Stokbro K.** Density-functional method for nonequilibrium electron transport // *Phys. Rev. B.* 2002. V. 65. N 16. P. 165401-1—17.
194. **Fujimoto Y., Hirose K.** First-principles calculation method of electron-transport properties of metallic nanowires // *Nanotechnology.* 2003. V. 14. P. 147—151.
195. **Havu P., Havu V., Puska M. J., Nieminen R. M.** Non-equilibrium electron transport in two-dimensional nanostructures modeled using Green's functions and the finite-element method // *Phys. Rev. B.* 2004. V. 69. N 11. P. 115325-1—13.
196. **Havu P., Puska M. J., Nieminen R. M., Havu V.** Electron transport through quantum wires and point contacts // *Phys. Rev. B.* 2004. V. 70. N 23. P. 233308-1—4.
197. **Majewski J. A., Birner S., Trelakis A., Sabathil M., Vogl P.** Advances in the theory of electronic structure of semiconductors // *Phys. Stat. Sol. (c).* 2004. V. 1. N 8. P. 2003—2027.
198. **Wang J., Polizzi E., Lundstrom M.** A three-dimensional quantum simulation of silicon nanowire transistors with the effective-mass approximation // *J. Appl. Phys.* 2004. V. 96. N4. P. 2192—2203.
199. **Wang J., Polizzi E., Ghosh A., Datta S., Lundstrom M.** Theoretical investigation of surface roughness scattering in silicon nanowire transistors // *Appl. Phys. Lett.* 2005. V. 87. N 4. P. 043101-1—3.
200. **Shin M.** Efficient simulation of silicon nanowire field effect transistors and their scaling behavior // *J. Appl. Phys.* 2007. V. 101. N 2. P. 024510-1—6.
201. **Nehari K., Cavassilas N., Michelini F., Bescond M., Autran J. L., Lanoo M.** Full-band study of current across silicon nanowire transistors // *Appl. Phys. Lett.* 2007. V. 90. N 13. P. 132112-1—3.
202. **Oh J. H., Ahn D., Yu Y. S., Hwang S. W.** Green-function approach to transport through a gate-surrounded Si nanowire with impurity scattering // *Phys. Rev. B.* 2008. V. 77. N 3. P. 035313-1—7.
203. **Park H.-H., Jin S., Park Y. J., Min H. S.** Quantum simulation of noise in silicon nanowire transistors // *J. Appl. Phys.* 2008. V. 104. N 2. P. 023708-1—5.
204. **Luisier M., Schenk A., Fichtner W.** Atomistic treatment of interface roughness in Si nanowire transistors with different channel orientations // *Appl. Phys. Lett.* 2007. V. 90. N 10. P. 102103-1—3.
205. **Gilbert M. J., Akis R., Ferry D. K.** Phonon-assisted ballistic to diffusive crossover in silicon nanowire transistors // *J. Appl. Phys.* 2005. V. 98. N 9. P. 094303-1—8.
206. **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.
207. **Gilbert M. J., Ferry D. K.** Quantum interference in fully-depleted tri-gate quantum wire transistors: The role of inelastic scattering // *IEEE Trans. on Nanotechnology.* 2005. V. 4. N 5. P. 599—604.
208. **Akis R., Bird J. P., Ferry D. K.** The effects of inelastic scattering in open quantum dots: reduction of conductance fluctuations and description of wave-function "scarring" // *J. Phys.: Condens. Matter.* 1996. V. 8. P. L667—L674.
209. **Akis R., Ferry D. K., Bird J. P.** Magnetotransport fluctuations in regular semiconductor ballistic quantum dots // *Phys. Rev. B.* 1996. V. 54. N 24. P. 17705—17715.
210. **Zibold T., Vogl P., Bertoni A.** Theory of semiconductor quantum-wire-based single- and two-qubit gates // *Phys. Rev. B.* 2007. V. 76. N 19. P. 195301-1—14.
211. **Обухов И. А.** Моделирование переноса заряда в мезоскопических структурах. Севастополь: Вебер. 2005. 226 с.
212. **Wada Y., Uda T., Lutwyche M., Kondo S., Heike S.** A proposal of nanoscale devices based on atom/molecule switching // *J. Appl. Phys.* 1993. V. 74. N 12. P. 7321—7328.
213. **von Allmen P., Hess K.** Dynamics of an atomic switch computed by first-principles molecular dynamics // *Phys. Rev. B.* 1995. V. 52. N 7. P. 5243—5246.
214. **Абрамов И. И.** Проблемы и принципы физики и моделирования приборных структур микро- и нанoeлектроники. VI. Одноэлектронные структуры // *Нано- и микросистемная техника.* 2007. № 7. С. 10—24.
215. **Indlekofer K. M., Knoch J., Appenzeller J.** Quantum kinetic description of Coulomb effects in one-dimensional nanoscale transistors // *Phys. Rev. B.* 2005. V. 72. N 12. P. 125308-1—7.
216. **International Technology Roadmap for Semiconductors:** 1999 edition. Austin, TX: International SEMATECH, 1999; 2005 edition; 2007 edition.
217. **Palm T., Thylén L., Nilsson P., Svensson C.** Quantum interference devices and field-effect transistors: A switch energy comparison // *J. Appl. Phys.* 1993. V. 74. N1. P. 687—694.
218. **Kelly M. J.** The poor prospects for one-dimensional devices // *Int. J. Electronics.* 1993. V. 75. N 1. P. 27—40.
219. **Technology Roadmap for Nanoelectronics /** Ed. by R. Compañ. EC 1ST programme Future and Emerging Technologies, Second Edition, 2000. 104 p.
220. **Whang P., Jin S., Lieber C. M.** Large-scale hierarchical organization of nanowires for functional nanosystems // *Jpn. J. Appl. Phys.* 2004. V. 43. N 7B. P. 4465—4470.
221. **Lu W., Lieber C. M.** Semiconductor nanowires // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2006. V. 39. P. R387—R406.
222. **Cho K. H., Yeo K. H., Yeoh Y. Y., Suk S. D., Li M., Lee J. M., Kim M.-S., Kim D.-W., Park D., Hong B. H., Jung Y. C., Hwang S. W.** Experimental evidence of ballistic transport in cylindrical gate-all-around twin silicon nanowire metal-oxide-semiconductor field-effect transistors // *Appl. Phys. Lett.* 2008. V. 92. N 5. P. 052102-1—3.
223. **Kobayashi M., Hiramoto T.** Experimental study on quantum confinement effects in silicon nanowire metal-oxide-semiconductor field-effect transistors and single-electron transistors // *J. Appl. Phys.* 2008. V. 103. N5. P. 053709-1—6.
224. **Наноматериалы.** Нанотехнологии. Наносистемная техника. Мировые достижения за 2005 год / Сб. под ред. П. П. Мальцева. М.: Техносфера, 2006. 152 с.
225. **Пул-мл. Ч., Оуэнс Ф.** Нанотехнологии. М.: Техносфера, 2006. 336 с.
226. **Дьячков П. Н.** Углеродные нанотрубки: строение, свойства, применения. М.: БИНОМ. Лаборатория знаний. 2006. 293 с.
227. **Нанотехнологии.** Наноматериалы. Наносистемная техника. Мировые достижения — 2008 год / Сб. под ред. П. П. Мальцева. М.: Техносфера. 2008. 432 с.
228. **Hoelen W.** New prospects for microelectronics: Carbon nanotubes // *Jpn. J. Appl. Phys.* 2002. V. 41. N 6B. P. 4370—4374.