

**И. И. Абрамов**, д-р физ.-мат. наук, проф.,  
Белорусский государственный университет  
информатики и радиоэлектроники, Минск,  
Республика Беларусь

## ПРОБЛЕМЫ И ПРИНЦИПЫ ФИЗИКИ И МОДЕЛИРОВАНИЯ ПРИБОРНЫХ СТРУКТУР МИКРО- И НАНОЭЛЕКТРОНИКИ.

### VI. Одноэлектронные структуры\*

С использованием предложенной ранее классификации проанализированы модели разнообразных приборных структур одноэлектроники. Рассмотрены перспективы развития данной области нанoeлектроники.

#### Введение

Эффект одноэлектронного туннелирования был теоретически предсказан в 1985 г. К. К. Лихаревым и Д. В. Авериним [1]. Его сущность заключается в возможности получения в туннельных переходах с малой собственной емкостью дискретного коррелированного туннелирования одиночных электронов сквозь туннельные барьеры. Возможно коррелированное упорядоченное туннелирование и дырок, а также, вообще говоря, небольших ансамблей носителей заряда (квантовые макроскопические эффекты), например, куперовских пар в эффекте Джозефсона, и не только! Открытию эффекта одноэлектронного туннелирования предшествовали в конце 60-х — начале 70-х годов исследования туннельных контактов типа "металл — оксидный слой — металл" с содержанием в оксидном слое металлических гранул. Оказалось, что при низких температурах в таких структурах на вольт-амперных характеристиках (ВАХ) может наблюдаться подавление тока при малых напряжениях (кулоновская блокада). В результате структуры, в которых наблюдаются эффект одноэлектронного туннелирования и явление кулоновской блокады, обладают существенно нелинейными ВАХ, что позволяет создавать на их основе самые разнообразные электронные приборы и устройства [2].

Непосредственно эффект дискретного одноэлектронного туннелирования впервые экспериментально наблюдался в структурах, описанных в [3, 4]. К настоящему времени разработано большое число различающихся приборных структур, функционирующих на основе данного эффекта. Как итог, стало сложно ориентироваться в этой очень бурно развивающейся области — одноэлектронике. Поэтому в работах [5—7] была предложена классификация таких структур.

\* См. части I — № 8, 2006; II — № 9, 2006; III — № 1, 2007; IV — № 2, 2007; V — № 3, 2007.

#### Классификация одноэлектронных приборных структур

Рассмотрим сущность классификации [5—7], так как ее ключевые моменты будут важны для дальнейшего изложения материала. В основу классификации положены следующие принципы.

I. Выделив характерные активные области приборов, будем различать указанные ниже *классы одноэлектронных приборных структур*.

1. **Однотуннельные приборы.** Такие структуры содержат только один туннельный переход.

2. **Цепочки туннельных переходов.** К этому классу относятся структуры, содержащие два и более туннельных переходов в активной области, соединенные последовательно. Наиболее изученный прибор данного класса — одноэлектронный транзистор [2, 8]. Отметим, что в настоящее время большинство одноэлектронных приборов относится именно к классу цепочек туннельных переходов.

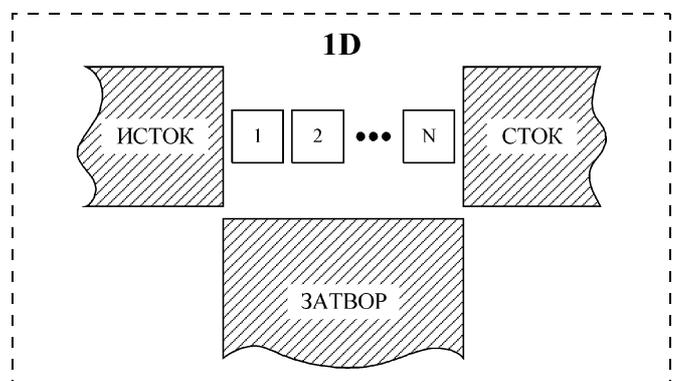
3. **Матрицы туннельных переходов.** Структуры этого класса содержат в активной области последовательное и параллельное соединения туннельных переходов в плоскости, например, в гранулированных микроперемычках [9].

4. **Массивы туннельных переходов.** Такие структуры содержат последовательное и параллельное соединения туннельных переходов в различных измерениях.

Многочисленные примеры приборных структур выделенных классов приведены в [5—7].

Каждому из отмеченных классов может быть поставлена в соответствие определенная размерность, а именно: однотуннельным приборам — нульмерный элемент (0D); цепочкам туннельных переходов — одномерный массив (1D); матрицам — двумерный (2D); массивам — трехмерный набор элементов (3D). Здесь лишь отметим различие этой "размерности" и "размерности" структур с квантово-механической точки зрения [10]. Не следует их путать!

II. Каждый из указанных классов приборных структур (соответствующей размерности) может быть представлен определенным видом *принципиальной структурной схемы*. Их вид для каждого из классов приведен в [5—7]. Здесь дадим вид только для цепочек туннельных переходов, представляющих для нас наибольший интерес, а точнее — один из возможных вариантов схемы (см. рисунок).



Вид принципиальной структурной схемы многоостровковой цепочки

III. Условно выделяются *виды* одноэлектронных приборных структур по материалам островка (островков), а именно [5–7]:

- металлические;
- полупроводниковые;
- диэлектрические;
- органические;
- композиционные.

IV. По технологическим методам изготовления, материалам, формирующим различные области, управляющим электродам и другим принципам можно выделить *разновидности* одноэлектронных приборных структур.

Многочисленные примеры различных видов и разновидностей приборных одноэлектроники также приведены в [5–7]. Важно отметить, что *в настоящее время уже созданы одноэлектронные приборные структуры всех основных видов (за исключением диэлектрических), функционирующие при комнатной температуре, а также интегральные схемы (ИС), содержащие одноэлектронные элементы.* Многие, однако, предстоит сделать по повышению степени интеграции ИС.

### Модели ортодоксальной теории

В принципе, *при моделировании одноэлектронных приборных структур могут использоваться отмеченные ранее формализмы* [10], применяемые для резонансно-туннельных структур [11]. Развитие моделей рассматриваемого типа приборных нанoeлектроники полностью подтверждает это утверждение. Однако следует отметить несколько важных особенностей.

Во-первых, в приборах одноэлектроники возможно большое число туннельных переходов. В резонансно-туннельных диодах (РТД) их обычно всего лишь два.

Во-вторых, эффект дискретного коррелированного одноэлектронного туннелирования — нестационарный (стохастический) эффект, поэтому, вообще говоря, необходим анализ переходных процессов.

В-третьих, для интенсивно исследуемых одноэлектронных приборных структур уже характерно большее разнообразие, в частности, используемых материалов, т. е. видов структур (см. выше). Отметим, что наиболее ярко эффект одноэлектронного туннелирования проявляется в металлических одноэлектронных структурах, так как размеры островков достаточно большие, поэтому пространственное квантование, т. е. другой, квантовомеханический, эффект обычно можно не учитывать. Необходимо рассматривать лишь дискретность заряда на островках, так как они все же не очень большие. В то же время в полупроводниковых одноэлектронных структурах, включающих квантовые точки (островки), учет пространственного квантования может быть обязателен. В результате возможно сосуществование эффектов одноэлектронного и резонансного туннелирования. Ясно, что отличия в моделях приборных даже отмеченных двух видов могут быть значительны (см. ниже).

В-четвертых, для ряда одноэлектронных приборных структур необходим многомерный анализ.

Следствием отмеченных основных причин (усложнений относительно резонансно-туннельных структур) является то, что *модели приборных одноэлектроники должны быть достаточно (в целом, еще более) грубы.*

Впервые эффект одноэлектронного туннелирования был предсказан в одиночных туннельных переходах с малой емкостью и проводимостью в режиме токового смещения. Его микроскопическая теория была развита в работах [1, 12]. Рассмотрим основные моменты предложенной модели.

Д. В. Авериним и К. К. Лихаревым использовался формализм матриц плотности и была выполнена программа, описанная в [10] для данного формализма. Анализировался туннельный переход между металлами 1 и 2, подсоединенный к источнику фиксированного внешнего тока  $I(t)$  и в общем случае шунтированный внешней проводимостью  $G_S$  нетуннельного (металлического) характера. Гамильтониан такой системы представляется в виде [1, 12]

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_T + \hat{H}_I; \quad (1)$$

$$\hat{H}_0 = \hat{H}_1 + \hat{H}_2 + \hat{H}_S + Q^2/2C, \quad (2)$$

где  $\hat{H}_0$  — гамильтониан невозмущенной системы;

$\hat{H}_T, \hat{H}_I$  — члены, определяемые туннелированием и

внешним током;  $\hat{H}_{1,2}, \hat{H}_S$  — описывают внутренние степени свободы металлов 1 и 2 и шунта;  $Q^2/2C$  — электростатическая энергия перехода как конденсатора емкостью  $C$ ;  $Q$  — заряд. Случай нешунтированных туннельных переходов рассмотрен в [13]. В микроскопическом подходе туннельный оператор  $\hat{H}$  представляется с помощью туннельного гамильтониана [14].

Замкнутое уравнение для матрицы плотности, описывающее динамику заряда  $Q = CV$  (и напряжения  $V$ ) на переходе при фиксированном внешнем токе  $I(t)$ , в представлении взаимодействия получено в [1,12] и имеет следующий операторный вид:

$$\frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} = \hat{F}_I + \hat{F}_S + \hat{F}_T, \quad (3)$$

где  $\hat{\rho}$  — матрица плотности;  $\hat{F}_I, \hat{F}_S, \hat{F}_T$  — операторы, характеризующие влияние внешнего тока, шунта и туннелирования. Для матриц (их элементов) данных операторов получены явные выражения [1, 12] в первом порядке теории возмущений в предположении из независимости. В уравнении (3)

$$\hat{\rho} = \text{Tr}_{1,2,S} \hat{\rho}_\Sigma, \quad (4)$$

где  $\hat{\rho}_\Sigma$  — матрица плотности всей системы, а след взят по внутренним состояниям электродов 1, 2 и шунта  $S$ . К сожалению, использовать (3) достаточно сложно, поэтому необходимы дальнейшие упрощения.

В случае отсутствия джозефсоновского туннелирования, например, для нормальных металлов, и не слишком большой проводимости шунта  $G_S$ , а именно:

$$G_S R_Q \leq 1; \quad R_Q = \pi \hbar^2 / 2e^2 \approx 6,7 \text{ КОМ}, \quad (5)$$

матрица плотности быстро становится диагональной, а ее ненулевые элементы фактически определяют плотность вероятности  $\sigma$ . В (5)  $\hbar$  — постоянная Планка, деленная на  $2\pi$ . При определенном ограничении на максимальную скорость изменения  $\sigma$  для плотности вероятности получается менее сложное по сравнению с (3) кинетическое уравнение [1, 12]. Его анализ при низких температурах  $T$ , если заряд находится в области

$$-e/2 < Q < e/2, \quad (6)$$

где  $e$  — заряд электрона, приводят к выводу, что туннелирование полностью подавляется (кулоновская блокада туннелирования) [1, 12]. Как уже отмечалось, аналогичное явление наблюдалось в туннельных переходах с металлическими гранулами в оксидном слое. Модель таких переходов с учетом дискретности заряда на гранулах на основе кинетического уравнения для функции распределения электронов по гранулам, выведенного исходя из уравнения для матрицы плотности, была построена ранее в [15]. Заметим, что при этом не учитывалось взаимодействие с внешней цепью (не был включен существенный для анализа член  $\hat{H}_I$  в (1)), которое в случае одноэлектронного туннелирования принципиально важно (см. ниже). Отличный обзор первых работ по одноэлектронике и важнейших для ее становления дан в [16].

При постоянном внешнем токе  $I(t) = \text{const}$  выше некоторого порогового значения возможно возникновение одноэлектронных когерентных (мономатических) колебаний заряда и напряжения с частотой, которая ровно в 2 раза выше частоты блоховских колебаний. Последние, как было показано [17], могут возникать в джозефсоновских переходах малых размеров при низких температурах и сосуществовать с одноэлектронными [1, 12]. Для переходов между нормальными металлами при ряде дополнительных предположений кинетическое уравнение для плотности вероятности может быть решено [1, 12]. Это решение и описывает процесс одноэлектронных когерентных колебаний, т. е. эффект одноэлектронного туннелирования. С увеличением температуры (выше определенной [1, 12, 13]) одноэлектронные колебания полностью подавляются.

"Физическая первопричина осцилляций, конечно, кулоновская блокада туннелирования; другими словами, большое кулоновское взаимодействие туннелирующих электронов в режиме токового смещения перехода малой емкости  $C$ . Фактически, в таком переходе акт туннелирования приводит к заметному изменению

$$\Delta V = \pm e/C \quad (7)$$

напряжения  $V$  на переходе. Если эта величина больше чем среднеквадратичное значение величины мас-

кирующих термических флуктуации, другие электроны "чувствуют" это изменение, и устанавливается сильная корреляция туннельных событий: после одного туннельного акта другие блокируются до тех пор, пока дополнительный заряд  $\pm e$  не заменится неквантируемыми\* схемами шунта и источника тока" [12]. Такая корреляция туннельных событий называется временной [16]. Принципиально в рассматриваемом эффекте такое своеобразное взаимодействие активной структуры (квантовомеханической (!) области, так как происходит туннелирование) и ее окружения (макроскопических или классических областей). Таким образом, эффект одноэлектронного туннелирования в одиночных переходах малой емкости является ярким примером важности взаимодействия квантовомеханических и макроскопических (классических) областей [10].

Рассмотренная "сильно упрощенная картина одноэлектронных осцилляций" [16] имеет место в пределе низких постоянных токовых смещений и температур, малых проводимостей перехода и нулевой проводимости шунта  $G_S$ . В связи с этим было бы желательно построить теорию непосредственно на основе, хотя и упрощенного, но более строгого уравнения для матрицы плотности (3). Наблюдение эффекта одноэлектронного туннелирования описанного типа, т. е. *временная (авто)корреляция последовательных одноэлектронных туннельных событий в одном (месте пространства) и том же переходе*, достаточно сложная проблема [16]. Это связано с несколькими причинами, а именно: отмеченной повышенной степенью идеализированности модели, на основе которой сделаны оценки; достаточно "жесткими" условиями, которые необходимо выполнить для наблюдаемого эффекта; весьма затруднительной фиксацией тока в эксперименте. Сильное влияние оказывает и характер окружения.

По этим причинам предпочтение отдается другому классу одноэлектронных приборных структур, в частности, цепочкам туннельных переходов. Именно в них впервые и наблюдался экспериментально эффект одноэлектронного туннелирования [3, 4, 16]. В цепочках туннельных переходов возможен и/или эффект другого типа по сравнению с отмеченным — *временная взаимная ("пространственная") корреляция одноэлектронных туннельных событий в разных (местах пространства) переходах* [16]. Наблюдение данного типа эффекта происходит при фиксации напряжения, что легче реализуется в экспериментах. По изложенным причинам далее остановимся на проблемах и принципах моделирования в основном *цепочек туннельных переходов*. Так как эффект наиболее ярко проявляется (см. выше) в *металлических одноэлектронных приборных структурах*, то предпочтение отдадим именно этому виду структур.

В целях описания динамики носителей заряда полученное и отмеченное ранее упрощенное кинетическое уравнение для плотности вероятностей

\* Имеется в виду заряд.

одиночного перехода [1, 12] было обобщено на случай цепочек туннельных переходов в виде [2, 8]:

$$\frac{\partial \sigma\{n\}}{\partial t} = f_0\{n\} + \sum_k \sum_{\pm} [\Gamma^{\mp}\{n_k^{\pm}\} \sigma\{n_k^{\pm}\} - \Gamma^{\pm}\{n\} \sigma\{n\}], \quad (8)$$

где  $f_0$  описывает динамику в отсутствие туннелирования и соответствует обычному уравнению Фоккера—Планка;  $\{n\} = \{n_1, \dots, n_k, \dots\}$  обозначает набор чисел электронов, прошедших через соответствующий переход;  $\{n_k^{\pm}\}$  характеризует набор после туннелирования одного электрона через  $k$ -й переход, т. е.  $\{n_k^{\pm}\} = \{n_1, \dots, n_k \pm 1, \dots\}$ ;  $\Gamma_k^{\pm}$  — скорости туннелирования, вычисляемые с помощью соотношения [2, 8]

$$\Gamma_k^{\pm}\{n\} = \frac{1}{e} I_k^{\pm} [(E\{n\} - E\{n_k^{\pm}\})/e]; \quad (9)$$

$$I_k^{\pm}(V) = I_k(V) \frac{S(\pm)}{S(+)-S(-)}, \quad S(\pm) = \exp\left(\pm \frac{eV}{2k_B T}\right),$$

где  $I_k(V)$  описывает классическую ВАХ  $k$ -го перехода;  $E$  — свободная энергия системы;  $k_B$  — постоянная Больцмана. При малых прикладываемых напряжений  $V$  характеристика обычно считается линейной [2, 8]:

$$I_k(V) = V/R_k, \quad (10)$$

где  $R_k$  — сопротивление  $k$ -го туннельного перехода, для которого должно выполняться условие типа (5), т. е.  $R_k \gg R_Q$ . Традиционно свободная энергия системы определяется электростатической энергией и считается зависящей от емкостей  $C_k$  туннельных переходов, числа электронов  $n_k$ , прошедших через переходы, фоновых зарядов на островках  $Q_i$  и прикладываемых напряжений.

Заметим, что число островков не равно числу переходов. Кинетическое уравнение (8) принято называть *основным\* уравнением* ("master equation") *одноэлектроники*, а соответствующая теория — *ортодоксальной*.

В описанной модели цепочка туннельных переходов может представляться в виде эквивалентной схемы. Основными исходными параметрами модели являются емкости  $C_k$  и сопротивления  $R_k$  туннельных переходов, т. е. модель фактически относится к разновидности электрических [18, 19]. Обратим все же внимание на принципиальное отличие от традиционных электрических моделей, описывающих детерминированные процессы [19]. Кроме того, в эквивалентных схемах здесь часто используются особые обозначения для туннельных переходов малой емкости (см. например [2, 16]). Многое, конечно же, зависит от представления  $f_0$ ,  $I_k(V)$  и, строго говоря,  $Q_j$ . В связи с этим в общем случае на основе уравнения (8) может быть построена более сложная и адекватная комбинированная модель, например, путем вычисления сопротивлений  $R_k$  с помощью плотностей состояний [20].

\* См. замечание в статье [11].

Данный по своей сути *полуклассический подход* с успехом применялся для построения ряда моделей для расчета ВАХ относительно простых одноэлектронных цепочек туннельных переходов, в частности одноостровкового транзистора [20, 21] и более сложных (до четырех островков) цепочек [21—24]. Недостаток использования основного уравнения проявляется в том, что с увеличением числа туннельных переходов резко увеличивается число состояний, которые подлежат рассмотрению. Результатом является сильное усложнение вычислений и существенное увеличение затрат времени ЭВМ. Возможно также появление численных неустойчивостей. В то же время многоостровковые цепочки обладают рядом преимуществ по сравнению с однотуннельными структурами и одноостровковыми транзисторами. Для них, в частности, характерны [21, 25]: возможность двух отмеченных типов одноэлектронного эффекта при фиксации внешнего напряжения; низкая чувствительность к паразитному эффекту со-туннелирования; большие значения рабочих температур и пороговых напряжений области кулоновской блокады. Поэтому при одинаковых технологических методах изготовления многоостровковые цепочки, как правило, обладают улучшенными параметрами по сравнению с указанными простыми приборными структурами. Менее жесткие требования предъявляются и к самим технологическим методам.

Отметим, что в случае многоостровковых цепочек роль макроскопических областей выполняют и оставшиеся переходы из набора туннельных переходов (квантовомеханические области), кроме активного(ых) перехода(ов), и островки, в которых осуществляется (квази)непрерывный перенос заряда вследствие электрической поляризации [26]. Таким образом, квантовомеханические области (активные подобласти) могут как бы "растворяться" в макроскопических, т. е. становиться "пассивными". Итак, мы хотели отказаться от статистических ансамблей носителей заряда, которые присутствуют в элементах микроэлектроники, так как стремимся к меньшим размерам активных областей приборных структур. Что же мы получили? С одной стороны, поведение электронов в одноэлектронных структурах все же вероятностное. С другой стороны, многоостровковые одноэлектронные структуры за счет увеличения числа туннельных переходов (и островков) обладают улучшенными и более стабильными свойствами. В итоге, *от "многих" носителей в активной области переходим к "многим" активным подобластям, которые становятся активными, как правило, в различные моменты времени! Следовательно, статистические принципы в хранении, обработке и передаче информации и здесь важны. Но по-другому.*

По изложенным причинам разработка моделей цепочек туннельных переходов с большим числом островков — актуальная задача. В принципе, для этих целей может использоваться основное уравнение, например, путем введения различного рода дополнительных физических предположений [27]. Альтернативное решение проблемы, однако, заключается в применении метода Монте-Карло [26]. И в этом случае многоостровковая структура представ-

ляется эквивалентной схемой. Основные исходные параметры (электрической) модели — емкости  $C_i$  и сопротивления  $R_i$  туннельных переходов. Возможен также учет важных для электростатического взаимодействия и других компонентов системы, в частности, матрицы взаимных емкостей, включающие не только  $C_i$ , но и паразитные емкости. Отметим, что с помощью данной модели можно моделировать как стационарные состояния (и рассчитывать ВАХ\*), так и динамику рассматриваемой цепочки. Модель является в целом достаточно эффективной и позволяет анализировать весьма сложные приборные структуры и схемы одноэлектроники [26—28]. В этом ее бесспорное достоинство. К тому же метод Монте-Карло обладает хорошей численной устойчивостью. Кроме того, он достаточно полно отражает реальные микроскопические процессы, протекающие в одноэлектронных приборах и схемах. Недостаток метода заключается в сложности учета редких событий, которые могут приводить к сбоям в работе рассматриваемых устройств. К ним, в частности, относится со-туннелирование [21]. В этом случае использование метода Монте-Карло не экономично вследствие существенных затрат вычислительных ресурсов ЭВМ.

Макроскопический эффект со-туннелирования заключается в возможности туннелирования  $K$  носителей заряда ( $K > 1$ ) сразу через  $N > 1$  переходов ( $N$  может быть, строго говоря, равно и единице [21]). Он является редким событием в одноэлектронных структурах и наиболее вероятен при низких температурах. Его описание возможно с помощью системы основных уравнений (в покомпонентном виде) [29]

$$\frac{dP_i}{dt} = \sum_j \Gamma_{ji} P_j - \sum_j \Gamma_{ij} P_i, \quad (11)$$

где  $P_i$  — вероятность  $i$ -го состояния, а  $\Gamma_{ij}$  — скорость перехода между  $i$ - и  $j$ -м состояниями (вероятность соответствующего перехода в единицу времени),

причем  $\Gamma_{ij} = \Gamma_{ji}$ , а  $\Gamma_{ii} = -\sum_{j \neq i} \Gamma_{ij}$ . Строгое решение задачи для редких событий типа со-туннелирования на основе (11) крайне затруднительно, так как даже для одноэлектронных цепочек с числом островков от 5—6 до 20—30 (практически важный случай) учет всех возможных состояний и переходов между ними практически невозможен [29]. В [29] и в [30] (для случая постоянного токового смещения) были построены модели, позволяющие учесть редкие события, включая со-туннелирование различных порядков. В их основе лежит приближенное последовательное решение системы уравнений (11) с использованием ряда допущений. Наиболее важными являются применяемые при вычислении скорости туннелирования. Заметим, что исходное выражение (до аппроксимации) для  $\Gamma_{ij}$  даже в случае учета  $N$ -го порядка только неупругого со-туннелирования [21, 29] сильно усложняется по сравнению с (9) (и подобным ему [21]). Модели, к сожалению, реально применимы для небольшого числа туннельных переходов (до 6—8

\* Имеется в виду зависимость среднего значения тока от напряжения [20, 26].

[29, 30]) и должны рассматриваться как весьма приближенные. Поэтому их целесообразно использовать лишь для соответствующих оценок [29, 30].

Существенный недостаток рассмотренных до сих пор моделей одноэлектронных структур заключается в том, что основные подгоночные при согласовании с экспериментом параметры в них — емкости и сопротивления туннельных переходов. Причем зачастую их числовые значения не (или весьма условно) соответствуют экспериментальным данным или оцененным другими способами [21—24]. Хорошо, если  $R_i$  и  $C_i$  — одинаковые для всех переходов, что обычно и предполагается при расчетах многоостровковых структур (см., например [21, 26—28]). Очевидно, что значения  $R_i$  и  $C_i$ , строго говоря, не одинаковы для разных переходов в реальных приборах, хотя бы вследствие естественных технологических девиаций. В этих случаях для моделирования более или менее сложных многоостровковых одноэлектронных структур на практике приходится "подгонять" (настраивать), по крайней мере, матрицу взаимных емкостей, считая сопротивления заданными и фиксированными, причем для ряда переходов одинаковыми [29]. Ясно, что даже в таком упрощенном подходе задача становится с увеличением числа переходов по-прежнему невыполнимой. Поэтому в этом случае необходимы хотя бы какие-то приближенные, предварительные оценки для матрицы взаимных емкостей\* [29]. Далее, в принципе, могут "подстраиваться" числовые значения лишь небольшого числа емкостей. При этом следует помнить о разумных ограничениях, например, на минимальные числовые значения емкостей, определяемые технологией. Заметим также, что при моделировании многоостровковых структур приходится пренебрегать, по крайней мере, влиянием некоторых взаимных емкостей, так как учесть их все практически невозможно! Кроме того, с помощью описанных электрических моделей крайне сложно исследовать влияние конструктивно-технологических и электрофизических параметров на характеристики одноэлектронных структур, потому что эти параметры не являются непосредственно исходными данными таких моделей. По изложенным причинам *актуальна задача разработки физико-топологических моделей приборных структур одноэлектроники.*

### Физико-топологические модели

При построении таких моделей, к сожалению, приходится преодолевать ряд проблем. Так, в общем случае необходимо решать очень сложную самосогласованную задачу [7]: систему уравнений для микрополей, кинетические уравнения и уравнение Шредингера. При этом задача является, строго говоря, трехмерной (малая емкость и малый островок). Возможны ли упрощения?

Ответ на этот вопрос — утвердительный. В частности, в работах [7, 32—36] была предложена дву-

\* Расчет матрицы взаимных емкостей исходя из геометрии прибора — серьезная проблема, что приводит к необходимости использования существенных предположений и, как следствие, к возможности больших погрешностей [31].

мерная физико-топологическая модель металлического одноэлектронного транзистора с одним островком в рамках полуклассического приближения. В дальнейшем предложенный подход был распространен на случай многоостровковых цепочек [37–41] и матриц туннельных переходов [42].

Рассмотрим сущность предложенного подхода на примере многоостровковых цепочек. Первым важным моментом является представление приборной структуры в виде, показанном на рисунке. Отметим, что несмотря на то, что реальные структуры традиционно имеют более сложную конфигурацию, наши расчеты доказывают обоснованность такого представления. Подчеркнем, что это принципиально важно, так как использование реальной геометрии структур может существенно усложнить численный анализ, а в некоторых случаях сделать его просто вряд ли возможным. Упрощается также и процесс задания исходных данных.

Вторым важным моментом в подходе является предположение о допустимости применимости основного уравнения для описания туннельных событий в одноэлектронной приборной структуре. На практике используется основное уравнение, записанное непосредственно для токов через отдельные туннельные переходы. Для двухостровковой структуры оно принимает следующий вид:

$$e \frac{\partial P(n1, n2)}{\partial t} = I_{n1-1, n2 \rightarrow n1, n2} P(n1-1, n2) + I_{n1, n2-1 \rightarrow n1, n2} P(n1, n2-1) + I_{n1+1, n2 \rightarrow n1, n2} P(n1+1, n2) + I_{n1, n2+1 \rightarrow n1, n2} P(n1, n2+1) - (I_{n1, n2 \rightarrow n1+1, n2} + I_{n1, n2 \rightarrow n1, n2+1} + I_{n1, n2 \rightarrow n1-1, n2} + I_{n1, n2 \rightarrow n1, n2-1}) P(n1, n2), \quad (12)$$

где  $P(n1, n2)$  — вероятность нахождения избыточных носителей заряда на островках;  $n1, n2$  — число избыточных носителей на первом и втором островках;  $I_{n1-1, n2 \rightarrow n1, n2}$  — сумма токов через туннельные переходы при изменении числа избыточных носителей на единицу (в данном случае на первом островке).

Токи, проходящие через переходы, определяются согласно [21, 25, 37]:

$$I = \frac{V_{eff}}{R} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{eV_{eff}}{k_B T}\right) \right]^{-1}; \quad (13)$$

$$V_{eff} = \frac{V_i + V_f}{2}, \quad (14)$$

где  $V_i, V_f$  — разность потенциалов на туннельном переходе до акта туннелирования и после. Для расчета сопротивления  $R$  в (13) используется известное соотношение [7], в которое входят плотности состояний электродов и вероятность переноса носителей через переход, вычисляемая в модели.

Третьим важным моментом в подходе является расчет значений величин  $V_i$  и  $V_f$ . Отметим, что это, как оказалось, самый сложный вопрос. Так, здесь, строго говоря, необходимо решать систему уравне-

ний Лоренца для микрополей. В случае допустимости неучета магнитного поля исходным остается только уравнение Пуассона, в которое, однако, входит микроскопическая истинная плотность числа частиц на островке, если не учитывать заряды в диэлектрике. Задача после этого заключается в вычислении усредненной плотности заряда на островке, так как для расчета  $V_i$  и  $V_f$  необходимо находить решения уравнения Пуассона для макроскопического поля в активной области приборной структуры (см. рисунок) до и после туннелирования через соответствующий переход. Заметим, что при этом надо учесть влияние третьего измерения!

Для решения этой непростой задачи используется набор физических предположений [7, 36, 37], основными из которых являются:

- дельта-функция микроскопической плотности заряда на островке с номером  $l$  заменяется гауссоидой;
- значение дисперсии  $\sigma_l$  выбирается с использованием правила трех сигм на основе характерного размера  $l$ -го островка  $L_{хар}l$ ;
- в качестве этого размера берется длина  $l$ -го островка в направлении переноса носителей заряда.

Непростой вопрос связан и с учетом фонового заряда, так как он распределен по островку случайным образом. Поэтому в общем случае практически невозможно дать для него истинное микроскопическое описание. К счастью, наши результаты показывают, что в этом нет особого смысла, по крайней мере в рамках используемого полуклассического приближения. Это позволило с учетом очень малого числа дискретных зарядов, составляющих суть фонового заряда на островке, предложить три простые аппроксимации для его учета в двумерной численной модели одноэлектронного одноостровкового транзистора [36], которые естественным образом распространяются и на многоостровковые цепочки и матрицы туннельных переходов [37, 42]. Предложенные аппроксимации позволяют вычислять усредненную плотность заряда на островках в зависимости от числа  $N_{0l}$  носителей заряда, участвующих в туннелировании, и числа  $N_{0l}$ , характеризующего фоновый заряд и которое может быть, как известно, нецелым числом, согласуемым с экспериментом. Отметим, что для вычисления усредненной плотности заряда на островках часто требуется всего лишь один (!) согласующий с экспериментальными данными параметр [36, 37]. В то же время  $N_{0l}$ , хотя и задается в модели, иногда может просто не учитываться явно [7, 36]. С точки зрения автора, это весьма неплохо, особенно для многоостровковых структур, что подтверждается расчетами [37–42].

Сделаем замечание о сложности определения усредненной плотности заряда на островке. Полное число электронов на металлическом островке обычно составляет около миллиона. Удивление может вызвать (даже у К. К. Лихарева), как одноэлектронная структура несмотря на такое огромное и неизвестное число носителей чрезвычайно чувствительна к появлению всего лишь одного дополнительного носителя заряда или его части (фоновый заряд) и при этом быть работоспособной?! Это может быть

объяснено очень сильным неэкранированным кулоновским взаимодействием в рассматриваемом случае [25]. Кроме того, электронейтральность островка\* до появления заряда, судя по всему, выполняется с относительно высокой степенью точности. Именно этими факторами и можно объяснить то, что несмотря на кажущуюся грубость используемых аппроксимаций для усредненной плотности зарядов на островке предложенный подход позволяет получить хорошее согласование с экспериментальными данными для разнообразных приборных структур одноэлектроники на различных материалах, по крайней мере, по стоковым и сток-затворным ВАХ [7, 32—43]. Кроме того, с помощью моделей определяется и распределение электростатического потенциала в элементе. При моделировании многоостровковых структур с увеличением числа островков более экономичным становится использование модели, базирующейся не на основном уравнении типа (12), а на методе Монте-Карло [39—42].

Отметим два главных преимущества моделей описанного подхода по сравнению с электрическими моделями, а именно:

- они обеспечивают более полную связь электрических характеристик с конструктивно-технологическими и электрофизическими параметрами одноэлектронных приборных структур при одновременно хорошей адекватности моделирования. Это позволяет использовать модели данного подхода для определения необходимых размеров, подбора материалов и прогноза электрических характеристик приборов одноэлектроники, а также для более глубокого исследования физических процессов в них в целях выявления ряда закономерностей [7, 34—43]. Возможно и восстановление некоторых геометрических размеров структур, которые трудно идентифицировать экспериментально [39];
- число согласуемых с экспериментом параметров в них невелико (всего лишь несколько) и обычно не возрастает с ростом числа островков. Это бесспорно тоже важно.

Основным недостатком является, как правило, меньшая экономичность моделей по сравнению с электрическими вследствие необходимости многократно решать уравнение Пуассона несмотря на относительно высокую эффективность разработанных алгоритмов его решения [7]. И тем не менее, моделирование достаточно сложных одноэлектронных многоостровковых структур, по крайней мере до 25 островков, возможно с применением метода Монте-Карло на персональной ЭВМ типа Pentium III при одновременно хорошей точности расчета ВАХ.

В целом, электрические модели описанной "ортодоксальной" теории позволяют получить количественное согласование фактически со всеми экспериментальными данными для систем с металлическими проводниками ... и дают, во всяком случае,

\* Для остальных носителей заряда, кроме указанных и описываемых  $N_H$  и  $N_{0j}$ , это предположение явно использовалось нами при выводе аппроксимации для усредненной плотности заряда на островке с номером  $l$  [7, 32, 33, 36].

качественное согласование большинства результатов для большинства полупроводниковых структур [25]. С помощью физико-топологических моделей разработанного подхода [7, 32—43] достигаемые результаты для металлических одноэлектронных приборных структур, по крайней мере, не хуже в этом же плане, чем для электрических моделей.

Таким образом, *полученные результаты доказывают высокую эффективность использования полуклассического подхода для построения как электрических, так и физико-топологических моделей приборов одноэлектроники.*

### Другие модели, включая модифицированные

Анализ литературы показывает, что основными направлениями модификации моделей ортодоксальной теории являются следующие:

- вывод соотношений для скоростей туннелирования (перехода) повышенной адекватности;
- учет разнообразных паразитных эффектов;
- включение в рассмотрение пространственного квантования.

С самого начала развития теории было показано очень важное в общем случае (не обязательно при справедливости соотношений типа (5)) влияние на скорость туннелирования окружения, включая внешние цепи, другие электромагнитные, радиационные воздействия и т. п. Поэтому разработке ее моделей было уделено самое серьезное внимание. Хороший обзор ранних работ в данном направлении приведен в книге [21]. Сложность заключается, строго говоря, в необходимости квантово-механического рассмотрения влияния окружения. В связи с этим при выводе выражений для скорости туннелирования используется набор физических предположений. Туннельный гамильтониан обычно трактуется как малое возмущение и применяется квантово-механическое "золотое правило", что позволяет получить в ряде практически важных случаев достаточно простые формулы. В более общих случаях необходимо использовать численные методы [21]. К счастью, с увеличением числа туннельных переходов влияние окружения существенно ослабляется. Происходит как бы развязка "активного" туннельного перехода с окружением с помощью других "пассивных" туннельных переходов. Это свойство, в частности, очень интенсивно применялось для дальнейшего экспериментального подтверждения различных типов эффекта одноэлектронного туннелирования и при разработке новых приборов в ряде ранних исследований. В результате, использование простых приближенных соотношений для скорости туннелирования (типа (9), (10)) и обеспечивает отмеченное ранее неплохое качество полученных результатов сравнения с экспериментальными данными, т. е. в целом оправдано.

Заметим, что возможны более строгие микроскопические подходы для описания скорости туннелирования [21, 44—46]. Общая физика здесь ясна. Так, электромагнитное воздействие модифицирует спектр элементарных возбуждений кристаллической решетки металлов, слоев изоляторов, через которые

туннелируют электроны. В итоге могут ощутимо изменяться основные характеристические параметры длины, энергии и времени малых областей одноэлектронной приборной структуры. Поэтому, действительно, проблема достаточно серьезная. В настоящее время, однако, используются различные упрощения при решении задачи, причем именно относительно электромагнитного воздействия (см., например, [21]) их достаточно много.

Важный комплекс явлений, которые целесообразно учитывать, — паразитные эффекты. В одноэлектронных приборных структурах к ним, в частности, можно отнести:

- эффекты, связанные с термическими флуктуациями (термически активированное туннелирование и др.);
- со-туннелирование;
- эффекты, определяемые переменной по площади толщиной барьеров;
- туннелирование с участием фотонов; пропущенные туннельные события;
- резонансное туннелирование с участием локализованных состояний;
- прыжковый перенос с участием ловушек;
- эффекты, вызванные фоновыми зарядами, примесями и их движением;
- саморазогрев и др.

Эти эффекты могут оказывать влияние на работу приборов. Ряд из них особенно важен в области кулоновской блокады, так как в соответствии с ортодоксальной теорией ток в ней не должен проходить, что противоречит известным экспериментальным данным, хотя он и чрезвычайно мал.

Одним из наиболее существенных в области кулоновской блокады с уменьшением температуры становится квантовый макроскопический эффект со-туннелирования. Он может оказывать весьма сильное негативное влияние на работу самых разнообразных приборов и устройств одноэлектроники [21, 25, 47]. Впервые в рассматриваемых приборных структурах он был теоретически предсказан в работах [48, 49] и подтвержден экспериментально в [50]. Отличный обзор ранних работ в этом направлении дан в книге [21]. Различаются два возможных процесса со-туннелирования: упругий и неупругий. Скорость первого когерентного типа со-туннелирования, как правило, ниже, чем второго. Скорость этих процессов может быть также найдена с использованием "золотого правила" с применением теории возмущений в методе туннельного гамильтониана, но уже для переходов более высокого порядка. Относительно простые выражения получаются для скоростей и токов структуры с двумя туннельными переходами с использованием ряда физических предположений как для  $T = 0\text{K}$ , так и для  $T \neq 0\text{K}$  [21]. Выражения для скорости  $N$ -го порядка неупругого со-туннелирования для цепочек туннельных переходов гораздо более сложны и могут быть приближенно вычислены в ряде простых случаев при очень малых прикладываемых смещениях. Оценки показывают, что скорость неупругого со-туннелирования быстро падает с ростом  $N$  [21]. Вклад процесса упругого со-туннелирования может быть важен при очень малых на-

пряжениях и температурах, когда влияние неупругого со-туннелирования уменьшается. Дополнительная сложность учета упругого процесса заключается в том, что его скорость зависит от геометрии переходов [21].

Более строгие оценки для токов многоостровковых цепочек, как уже отмечалось, могут быть получены путем решения системы основных уравнений (11). Заметим, что в настоящее время имеются определенные отличия теории с результатами эксперимента, которые не совсем ясны [21]. С точки зрения автора, основные причины, по-видимому, две, а именно: 1) не учтенные паразитные эффекты; 2) приближения, сделанные при расчете влияния со-туннелирования. К счастью, с увеличением числа островков роль со-туннелирования существенно ослабляется. В любом случае, однако, *разработка адекватных и экономичных методов расчета влияния со-туннелирования на электрические характеристики является актуальной задачей моделирования приборов одноэлектроники.*

В ряде работ [51—54] было оценено влияние и некоторых других паразитных эффектов на флуктуации ВАХ. Как правило, они рассматриваются по отдельности, т. е. нет, к сожалению, оценок их взаимного влияния. К этим эффектам можно отнести обусловленные следующими причинами:

- рассеянием носителей заряда на случайном потенциале примесей, расположенных в приконтактной области;
- переменной толщиной туннельных барьеров;
- резонансным туннелированием через локализованные в слое изолятора электронные состояния;
- флуктуациями плотности состояний в электродах;
- квантовыми интерференционными эффектами рассеяния носителей в обоих электродах.

При этих оценках используются упрощенные модели формализмов волновых функций и функций Грина. Поэтому весьма сложно оценить в каждом конкретном случае важность данных эффектов. *Необходимы более строгие модели одноэлектронных приборных структур, учитывающие и эти паразитные эффекты.*

Определенные корректировки ортодоксальной теории нужны при учете саморазогрева, который в соответствии с проведенными оценками может быть важен в одноэлектронных структурах при очень низких температурах [55—57]. Хотя рассеиваемая мощность в приборе чрезвычайно мала, саморазогрев все же бывает ощутимым вследствие очень малых размеров структуры. В этом случае необходимо модифицировать выражения для скорости туннелирования, а основное уравнение должно быть дополнено уравнениями теплового баланса. В результате решается более сложная самосогласованная задача. Серьезные и объективные затруднения, однако, возникают с описанием мощности выделяемой теплоты вследствие недостаточности в рассматриваемом случае экспериментальной информации. Учет эффекта саморазогрева наряду с шумами, как показывают оценки [57], может быть важным при оптимизации размеров островков одноэлектронных приборов.

Решения основного уравнения могут непосредственно использоваться и для определения различных характеристик тепловых и дробовых шумов (см., например, [58]), вызванных случайностью туннельных событий. При этом удобнее перейти к другому (частотному) представлению основного уравнения [59]. Расчет этих характеристик, например, чрезвычайно важен для оптимизации чувствительности одноэлектронных транзисторов [59]. Он может осуществляться и с помощью метода Монте-Карло, который, однако, требует гораздо больших затрат вычислительных ресурсов ЭВМ для достижения аналогичной точности [59]. И несмотря на это данный метод — пока единственное средство для вычисления шумовых характеристик сложных одноэлектронных приборных структур, в частности, с большим числом островков.

Наряду с отмеченными (классическими) шумами источником других шумов могут быть некоторые из рассмотренных ранее паразитных эффектов. Оригинальная модель, позволяющая учитывать не только классические, но и квантовые шумы, была предложена в [60]. В ней осуществлено обобщение основного уравнения путем добавки в него ланжевеновской случайной составляющей. Отметим, что *разработка экономичных методов расчета шумовых характеристик одноэлектронных приборных структур является актуальной задачей, так как они позволяют получить важнейшую дополнительную информацию о процессах, происходящих в данном типе нанозлектронных приборов.*

С уменьшением размеров структур все более важным становится учет пространственного квантования. В работах [61, 62] было получено кинетическое уравнение, которое позволяет описывать динамику туннелирования в цепочке с двумя туннельными переходами с учетом дискретности энергетического спектра островка. При не очень малых ширинах туннельных переходов (более 1—2 нм) и при не очень больших скоростях туннелирования справедливо достаточно простое кинетическое уравнение, подобное основному, но с другой энергетической зависимостью скорости туннелирования с/на определенный квантовый уровень. В результате, однако, решение обобщенного основного уравнения становится более сложным. Оценки показывают [61, 62], что в большинстве случаев для металлических островков (для экспериментально достижимых числовых значений параметров) вполне достаточно использовать основное уравнение ортодоксальной теории, т. е. не учитывать дискретность спектра электродов. Это и подтверждает отмеченное ранее удовлетворительное качество согласования расчетов с экспериментом.

В то же время последние экспериментальные исследования показывают, что при малых размерах островков (единицы нанометров) металлических приборных структур, предназначенных для функционирования при комнатных температурах, влияние пространственного квантования, по-видимому, может быть все же важным. Более того, в этих случаях на ВАХ могут дополнительно наблюдаться области отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП) (см., например [63]). Анализ, однако,

доказывает, что здесь возможно влияние большого набора других механизмов и факторов (не только пространственного квантования), в частности, случайных фоновых зарядов и перекрестных взаимных емкостей (см., например, [64]). Отметим, что последние вследствие сложности обычно не включаются в рассмотрение при использовании электрических моделей ортодоксальной теории (см. выше). Это еще раз подчеркивает актуальность разработки физико-топологических моделей одноэлектронных приборных структур, более детально и естественным образом учитывающих конструктивно-технологические факторы. Здесь лишь заметим, что предложенные модели [7, 32—43] допускают модификацию на случай учета пространственного квантования [65], со-туннелирования [66] и ряда других эффектов.

Таким образом, *разработка моделей, учитывающих совместное влияние различных паразитных эффектов, является одной из наиболее актуальных задач моделирования приборных структур одноэлектроники.*

Остановимся на специфике моделирования полупроводниковых одноэлектронных приборных структур. Кроме кулоновской блокады в таких структурах на основе квантовых ям и точек могут наблюдаться осцилляции проводимости, вызванные, как уже отмечалось, резонансным прохождением носителей заряда. В этом плане полупроводниковые структуры — в большей мере квантовые приборы по сравнению с металлическими. По крайней мере, для приборов на квантовых ямах и точках часто важно пространственное квантование. В итоге, учет дискретности спектра в них может приводить к появлению области ОДП на ВАХ приборов [67]. В полупроводниковых структурах возможна и интересная комбинация одноэлектронного, резонансно-туннельного и других (!) эффектов (например, Кондо, высокочастотные эффекты, прыжковая проводимость, термоэлектронная эмиссия), включая переходы между ними [21, 67—72]. Кроме того, в случае значительного различия в размерах квантовых точек становится доминирующей стохастическая природа транспорта вследствие рассогласования в расположении уровней пространственного квантования в каждой из них, что приводит к термически активированному прыжковому механизму переноса или нерезонансному неупругому туннелированию [73].

Важными в полупроводниковых одноэлектронных структурах могут быть два типа (упругое и неупругое) со-туннелирования [67]. Возникают также осцилляции тепловой мощности [67]. Таким образом, строго говоря, это зачастую гибридные приборные структуры нанозлектроники, в которых нельзя выделить один доминирующий эффект, а остальные отнести к паразитным (в отличие от металлических структур). Все это вносит дополнительные сложности при их моделировании по сравнению с металлическими одноэлектронными структурами. Важно отметить, что большинство элементов интегральных схем будущих поколений (нанозлектроники и гибридной нанозлектроники), по-видимому, все же будет функционировать на гамме разнообразных эффектов, т. е. будут, строго говоря, гибридными! При чем многое может зависеть от внешних факторов

(прикладываемых смещений, температуры, магнитного поля и др.). Активные области полупроводниковых одноэлектронных приборов могут формироваться различным образом [5—7, 21, 67], например, в инверсионном слое или гетероструктуре, квантовых проволоках. Мягко говоря, это также не способствует упрощению моделей.

Модели полупроводниковых одноэлектронных структур, включающих одну квантовую яму или точку, были построены в работах [21, 68—71]. В случае, когда квантовая точка формируется, например, в 2D электронном газе, задача моделирования одноэлектронной структуры становится достаточно сложной не только потому, что возможно сосуществование эффектов одноэлектронного, резонансного туннелирования и других, но и вследствие изменения формы и размера квантовой точки в зависимости от прикладываемых к структуре смещений. В результате использование модифицированных основных уравнений может быть недостаточно, и необходимо решать достаточно сложные самосогласованные задачи по потенциалу и заряду.

Самосогласованная задача в ряде случаев должна решаться и при расчете энергетических уровней, например, при учете влияния магнитного поля. При этом может возникнуть необходимость учитывать обменные и корреляционные эффекты [67]. Заметим, что пространственное квантование, вообще говоря, зависит от зарядовых эффектов не обязательно в присутствии магнитного поля.

В связи с изложенным необходимы достаточно сложные самосогласованные трехмерные модели, по крайней мере, для одноэлектронных структур на основе квантовых точек. В настоящее время они разработаны только лишь для простейших наноструктур, включающих, как правило, одну или две квантовые точки, причем для расчета проводимости, если он осуществляется, используется формула Ландауэра [74]. В таких моделях обычно применяется формализм волновых функций. Полезной при этом является и теория функционала плотности. И в то же время, несмотря на возникающие существенные сложности разработки, такие модели важны. Так, самосогласованная модель позволила выявить в деталях сильное влияние на такой параметр, характеризующий транспортные явления, как время туннелирования, размер и формы квантовых точек [75].

Иногда хорошие положительные результаты дают и модели, более простые по сравнению с отмеченными выше. Так, оценки распределения заряда по структуре полупроводниковых одноэлектронных приборов могут быть получены и с помощью различных приближений с применением уравнения Пуассона в пренебрежении проходящими токами и в предположении справедливости статистики Больцмана [76] (возможно использование и статистики Ферми—Дирака). На их основе вычисляются скорректированные значения свободной энергии системы. В дальнейшем применяется основное уравнение. Для указанной оценки могут использоваться, вообще говоря, и уравнения диффузионно-дрейфовой модели [18].

В рамках формализма волновых функций с помощью метода гамильтониана переноса Бардина

(Bardeen transfer Hamiltonian) в сочетании с аппроксимациями для потенциала могут быть получены оценки по ВАХ одноэлектронных структур с кремниевой квантовой точкой [77].

Полезным в некоторых случаях может оказаться и применение формализма функций Грина (см., например, [71]). С помощью этих функций можно учесть влияние плотности состояний, флуктуаций химического потенциала в электродах [78].

Кинетическое уравнение, аналогичное основному уравнению, для приведенной матрицы плотности, описывающее влияние процессов последовательного туннелирования вместе с со-туннелированием и резонансного туннелирования для одноэлектронного транзистора с квантовой точкой, может быть получено с помощью диаграммной техники [79].

В ряде случаев ортодоксальная теория распространяется и на цепочки туннельных переходов (сверхрешетки с малым поперечным сечением) [80], а также структуры с асимметричными туннельными переходами [81]. Возможно ее использование и для оценок влияния механизма ошибок (сбоев) в одноэлектронных приборных структурах [82]. Для детального анализа необходимо более полно учитывать влияние геометрических параметров, что, как уже отмечалось ранее, сложно осуществить в рамках ортодоксальной теории. Определенные модификации могут потребоваться и при описании приборных структур с многими выводами (каналами), шумовых характеристик [83], а также учете влияния окружения [84] при использовании подхода на базе основного уравнения. В то же время при анализе элемента памяти при моделировании входящей в него нанокристаллической одноэлектронной структуры с большим числом  $10 \times 10$  квантовых точек использовался метод Монте-Карло с обычными предположениями ортодоксальной теории [85]. При этом пространственное квантование в квантовых точках не учитывается, а основная модификация связана с расчетом сопротивления туннельных переходов [85].

Проведенный анализ показывает, что *актуальной задачей является разработка многомерных самосогласованных моделей, в которых учитываются многочастичные эффекты в квантовых точках или ямах при переносе через полупроводниковые одноэлектронные приборные структуры. Большая работа предстоит и по улучшению количественного согласования моделей с экспериментальными данными по электрическим характеристикам приборов.*

Принципиально важно подчеркнуть, что наноструктуры с одной ("искусственные атомы"; англ. "artificial atoms") или многими ("искусственные молекулы"; англ. "artificial molecules") квантовыми точками, несмотря на отмеченные сложности моделирования, представляют существенный практический интерес. Так, продемонстрирована работоспособность различных кремниевых МДП элементов, включающих такие наноструктуры и способных функционировать при комнатной температуре. При этом предлагаемые технологические процессы часто хорошо совместимы с уже отработанными технологическими процессами производства МОП и КНИ СБИС и УБИС. Прогресс в этом направлении продолжается [86].

Основные преимущества полупроводниковых одноэлектронных приборных структур по сравнению с металлическими заключается в следующем [82]:

- для них характерна меньшая емкость, например, для кремниевых приборов обычно приблизительно в десять (и больше) раз; в результате увеличивается максимальное быстродействие приборных структур;
- возможно параллельное объединение большого числа структур.

Главная при этом сложность [82] — длительный дрейф фонового заряда. Другая серьезная проблема — плохая воспроизводимость энергетических спектров квантовых точек, которые для функционирования приборов при комнатной температуре должны иметь размер около 1 нм [25]. По крайней мере, традиционно считается, что для этого размеры квантовых точек должны быть менее 10 нм.

Заметим, что серьезные вопросы возникают по определению емкости таких малых нанобъемов [87]. В первую очередь это связано с тем, что емкость, строго говоря, — макроскопическое понятие. Коррективы могут быть необходимыми и для диэлектрической проницаемости в наноразмерной области [87]. В связи с изложенным *более детальный учет электрофизических характеристик непосредственно наноструктур, а не объемных материалов, как это обычно делается, является актуальным при моделировании полупроводниковых одноэлектронных приборных структур, включающих квантовые точки и ямы.*

"Принципиальный недостаток фактически для всех технологических методов, связанных с квантовыми точками, определяется тем, что точки не могут размещаться точно, их размер и форма не могут точно контролироваться, а также с тем, что их электростатическое окружение не может формироваться с достаточной равномерностью ... это приводит к флуктуациям порогового напряжения и максимального тока, а следовательно, идентичные приборы, требуемые в промышленности, не могут быть изготовлены" [77]. Другая важная "точка зрения" состоит в том, что квантовые ямы более пригодны для включения в ИС, чем квантовые точки, так как контакты для квантовых ям — планарные, в то время как для квантовых точек необходимы квантовые проволоки" [87].

И, тем не менее, автор не столь пессимистически настроен относительно будущего квантовых точек в полупроводниковых одноэлектронных приборных структурах. По крайней мере, исследования элементов, включающих нанокристаллический кремний, вселяют в этом плане определенную надежду. Достаточно отметить лишь пионерские экспериментальные разработки специалистов фирмы "Хитачи" ИС памяти на 64 бит и 128 Мбит, сообщения о которых были впервые сделаны на международных конференциях 1996—1998 гг. и включающих такие элементы (см. обзор [88]). Поэтому актуальны и важны исследования физики процессов, протекающих в рассмотренных структурах на основе моделей повышенной адекватности.

К диэлектрическим одноэлектронным цепочкам туннельных переходов, по-видимому, можно отне-

сти структуры, включающие точки аморфного углерода "с относительно плохой проводимостью" [89]. Важное их преимущество — "подавление тока утечки через прибор" [89]. Этот ток является, в частности, главной проблемой перспективных одноэлектронных элементов на основе нанокристаллического кремния.

Остановимся кратко на *металлических матрицах туннельных переходов*, т. е. в соответствии с приведенной выше классификацией — на 2D приборных структурах одноэлектроники. Заметим, что исследования матриц, к сожалению, немногочисленны ввиду еще более высокой степени сложности их моделирования по сравнению с цепочками. 2D структуры обладают важными преимуществами по сравнению с рассмотренными одноэлектронными 1D структурами, в частности, проще, как правило, технология изготовления, намного больше выходной ток. В 2D приборных структурах возможны и новые коллективные эффекты.

Первоначально экспериментально исследовались 2D туннельные переходы, как правило, на основе алюминия (иногда использовался ниобий) с большим числом переходов ( $60 \times 100$  [90]) в нормальном состоянии при низких температурах (сверхпроводимость устранялась с помощью магнитного поля). При этом при согласовании теоретических расчетов (даже для простейших 1D структур) с экспериментом в качестве подгоночных параметров использовались емкости, причем отличие с оцененными из геометрии структур достигало 2,5 раза (в том числе и для 2D структур [90]). Паразитные емкости при этом не учитывались.

Хотя теоретический анализ 2D структур в принципе возможен на базе основного уравнения, обычно вследствие большого числа туннельных переходов их моделирование осуществляется с использованием метода Монте-Карло. При этом традиционно одинаковыми считаются собственные емкости островков, а также емкости и сопротивления для всех переходов [21, 91—93]. Взаимные емкости между соседними островками, как правило, не учитываются [21, 92, 93]. В то же время большое влияние на пороговое напряжение 1D и 2D структур могут оказывать, например, случайные фоновые заряды на островках [94]. Более полные по сравнению с [94] исследования влияния случайных фоновых зарядов на островках, потребовавшие применения суперЭВМ, были проведены в рамках ортодоксальной теории в работе [95].

В электрических моделях 1D и 2D одноэлектронных приборных структур могут вводиться грубые модельные зависимости для оценок сопротивления и емкости туннельного перехода от некоторых параметров материалов и геометрических размеров структур [96, 97]. Однако отличия вычисленных таким образом оценок от идентифицированных путем согласования с экспериментальными данными по электрическим характеристикам могут быть значительными и достигать порядка и более [97]. В то же время разброс (неодинаковость) сопротивлений (в большей степени) и емкостей (в меньшей степени) туннельных переходов в 2D структурах может оказывать существенное влияние на их электрические ха-

рактеристики, особенно с ростом температуры [96]. При моделировании не учитывались со-туннелирование и термоэлектронная эмиссия [96].

В связи с изложенным выше, для *детального исследования влияния конструктивно-технологических и электрофизических параметров на электрические характеристики 2D одноэлектронных приборных структур необходимы физико-топологические модели*, разработка которых проводится [42] на основе описанного ранее предложенного подхода.

Весьма неплохие результаты при вычислении проводимости металлического одноэлектронного транзистора на основе матрицы туннельных переходов  $2 \times 2$  были получены в работе [98] с использованием интегралов по путям в сочетании с квантовым методом Монте-Карло при сравнении с экспериментальными данными. Проблемы возникали лишь при низких температурах и малых проводимостях вследствие медленной сходимости метода. В работе [99] было предложено использовать диаграммную технику для получения модифицированных (относительно основного) уравнений для учета со-туннелирования в матрицах металлических туннельных переходов. Этот интересный подход, к сожалению, практически неприменим для матриц с числом островков более 7 [99] вследствие необходимости рассмотрения огромного числа состояний.

В целом, *исследования и разработка моделей повышенной адекватности одноэлектронных металлических матриц туннельных переходов является актуальной задачей*.

С применением ортодоксальной теории возможен анализ ряда других элементов и разнообразных схем, включая нейронные, одноэлектроники (см., например, [21, 25, 47, 100]). Таким образом, несмотря на важность разработки физико-топологических моделей ортодоксальная теория, основанная на электрических моделях, является реальным инструментом для моделирования, анализа и проектирования самых разнообразных и достаточно сложных приборов и схем одноэлектроники.

Завершая рассмотрение моделей, необходимо сделать несколько замечаний о моделях других формализмов. Здесь, вообще говоря, можно использовать те же формализмы, что и описанные для резонансно-туннельных структур [11]. Современное развитие моделей приборов одноэлектроники подтверждает это утверждение. Другие формализмы нашли, в частности, применение при описании паразитных эффектов в относительно простых моделях. Более строгие модели различных формализмов начали развиваться недавно, особенно при описании шумов (см. выше).

Как уже отмечалось, в реальном приборе присутствуют и другие механизмы транспорта, поэтому *разработка моделей повышенной адекватности на основе общих формализмов [10], т. е. не в рамках ортодоксальной теории, целесообразна*.

Говоря о важности моделирования и автоматизированного проектирования, приведем следующее высказывание Д. В. Аверина и К. К. Лихарева [21]: "... машинный анализ и проектирование, возможно,

станут самой крупной проблемой прикладной одноэлектроники".

## Перспективы одноэлектроники

Уместно кратко остановиться на других важных для практики проблемах рассматриваемой области, а именно [21, 25, 47, 100]: фоновых зарядах; низкой температуре функционирования; невысоком быстродействии; шумах. Что касается температуры функционирования, то вопрос рассматривался ранее. Здесь выход, во всяком случае, виден — уменьшение размеров островков, хотя это и не просто, и увеличение их числа. Невысокое быстродействие не так важно в схемах памяти. Ярким примером является человеческий мозг с относительно небольшим быстродействием функционирования нейронов.

Достаточно серьезной проблемой является фоновый заряд. В литературе рассматривается ряд методов и способов ее смягчения или разрешения [25, 47, 100]:

- "самоочистение" островков при малых островках вследствие внутренних электростатических сил;
- при "замораживании" распределения примесей при малых температурах;
- при использовании различных компенсирующих процедур;
- путем введения дополнительных затворов;
- использование менее чувствительных к влиянию фоновых зарядов многоостровковых структур.

Интересный вариант решения проблемы — использование динамических режимов работы одноэлектронных приборных структур, когда фаза сигнала не важна [25, 47, 100]. Необходимо также заметить, что нулевой фоновый заряд не всегда оптимален. Многое может зависеть от параметров схемы и рабочей температуры.

Отмеченные методы и способы, конечно же, важны, однако заметим следующее. Установленные принципы функционирования человеческого мозга показывают, что в нем информация полностью не уничтожается. Запись новой информации, как правило, происходит на фоне старой. Поэтому, судя по всему, разработка высокоинтегрированных одноэлектронных систем также должна осуществляться с учетом возможности неконтролируемого фонового заряда. Определенные успехи в этом направлении уже достигнуты [25, 47, 100]. Среди указанных методов и способов автору наиболее интересным кажется использование динамических режимов работы одноэлектронных приборных структур, когда фаза сигнала не важна.

По изложенным причинам и вследствие гипотезы "вероятностно-статистической организации мозга" [101], *по-видимому, в будущих информационных сверхинтегрированных системах одноэлектроники (и наноэлектроники в целом) целесообразно отходить от традиционных принципов детерминизма организации архитектур ИС микроэлектроники и переходить к новым статистическим и статистически-детерминированным принципам. Именно с этих позиций необходимо и подбирать активные элементы для таких новых наноэлектронных систем*.

В то же время шумы, скорее всего, будут являться одной из наиболее серьезных проблем. В настоящее время *становится достаточно очевидным, что разработка принципов построения все более сложных информационных систем в области одноэлектроники (и нанозлектроники) должна проводиться с учетом влияния шумов как важнейшего, а не второстепенного фактора.* Главные причины, вызывающие основные виды шумов в одноэлектронных приборных структурах, уже указывались. Кроме того, к ним можно отнести постоянно упоминаемые ранее, которые связаны с чрезвычайно высокой чувствительностью нанозлектронных приборов к влиянию других воздействий.

В связи с этим трудно не согласиться с аргументацией А. Н. Короткова [47] о том, что для повышения надежности работы элементов, например памяти, для запоминания информации необходимо использовать несколько (более одного) электронов, контролировать наличие которых легче. Так, "утечка" одного электрона вследствие паразитных эффектов в этом случае не приведет к полной потере информации. Оптимальное число запоминаемых электронов на ячейку памяти, по мнению А. Н. Короткова, составляет от 5 до 20 (аналогичные цифры приводятся и другими авторами: 5—10), но даже в этом случае электроны должны контролироваться по одному. Автор близок к этой точке зрения, однако конкретные цифры, очевидно, будут зависеть от множества факторов, которые на настоящий момент времени даже трудно предсказать.

Уместно также обратить внимание на очень большое "количество" теории и, как следствие, оценок в одноэлектронике, начиная от достаточно грубых пессимистических [102] до более оптимистических [7, 103] и менее грубых [25, 47, 100], но все же оценок! Согласитесь, что между 1 нм и 3—5 нм есть разница, особенно когда речь идет о размерах островков приборов, которые должны функционировать при комнатной температуре. Думаю, что нас могут ожидать сюрпризы, и не обязательно неприятные. Вполне допустимо, что гамма неучтенных эффектов, о которых упоминалось (и других), в некоторых случаях может привести к улучшению свойств одноэлектронных приборных структур (компенсация отрицательных эффектов). Почему бы и нет! Подобным примером может служить влияние ширины канала на пороговое напряжение МОП-транзисторов с узким каналом (эффекты, связанные с малыми размерами) [19]. В связи с изложенным, нельзя смотреть пессимистически на возможность создания сверхинтегрированных информационных систем типа человеческого мозга (органика), но на твердом теле. Будем оптимистами! Тем более, что последние экспериментальные результаты [104] вселяют определенную уверенность в этом.

В заключение приведем следующее высказывание 1996 г., отличающееся своей логичностью, а именно [105]: "... потребляемая мощность кристалла должна сохраняться на уровне нескольких ватт. Так как он определяется общим числом активных электронов в кристалле, то увеличение степени интеграции достигается путем уменьшения числа активных

электронов на транзистор. В следующем веке мы можем ожидать десять тысяч миллионов транзисторов на кристалле\*, но если это будет достигнуто, то число активных электронов на транзистор должно быть сокращено до менее 10, если избыточное нагревание исключается. Однако когда число электронов уменьшается до этого уровня, флуктуации в числе электронов становятся относительно большими и функциональные свойства будут ухудшены. В результате необходимо контролировать отдельные электроны точно, в отличие от сегодняшней практики работы с усредненным поведением электронов. Один из наиболее обещающих методов контроля отдельных электронов — одноэлектронные зарядовые эффекты в наноструктурах, которые должны привести к одноэлектронным приборам". Таким образом, очевидное и главное преимущество одноэлектронных приборных структур — существенное снижение энергопотребления, а это очень серьезно!

*Автор считает приятным долгом выразить искреннюю признательность своим ученикам канд. физ.-мат. наук Е. Г. Новик и канд. физ.-мат. наук С. А. Игнатенко, совместно с которыми были проведены исследования по моделированию приборов одноэлектроники и частично описанные в данной статье.*

#### Список литературы

1. **Аверин Д. В., Лихарев К. К.** Когерентные колебания в туннельных переходах малых размеров // ЖЭТФ. 1986. Т. 90. Вып. 2. С. 733—743.
2. **Лихарев К. К.** О возможности создания аналоговых и цифровых интегральных схем на основе эффекта дискретного одноэлектронного туннелирования // Микроэлектроника. 1987. Т. 16. Вып. 3. С. 195—209.
3. **Кузьмин Л. С., Лихарев К. К.** Непосредственное экспериментальное наблюдение дискретного коррелированного одноэлектронного туннелирования // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 45. Вып. 8. С. 389—390.
4. **Fulton T. A., Dolan G. J.** Observation of single-electron charging effects in small tunnel junctions // Phys. Rev. Letters. 1987. V. 59. N 1. P. 109—112.
5. **Абрамов И. И., Новик Е. Г.** Классификация одноэлектронных структур // Изв. Белорусской инженерной академии. 1998. № 2 (6)/2. С. 4—8.
6. **Абрамов И. И., Новик Е. Г.** Классификация приборных структур одноэлектроники // ФТП. 1999. Т. 33. Вып. 11. С. 1388—1394.
7. **Абрамов И. И., Новик Е. Г.** Численное моделирование металлических одноэлектронных транзисторов. Минск: Бестпринт, 2000. 164 с.
8. **Likharev K. K.** Single-electron transistors: electrostatic analog of the dc SQUIDS // IEEE Trans. 1987. V. MAG-23. № 2. P. 1142—1145.
9. **Miura N., Yoshikawa N., Sugahara M.** Coulomb blockade and electrical field effects in nanoscale granular microbridges // Appl. Phys. Lett. 1995. V. 67. № 26. P. 3969—3971.
10. **Абрамов И. И.** Проблемы и принципы физики и моделирования приборных структур микро- и нанозлектроники. IV. Квантовомеханические формализмы // Нано- и микросистемная техника. 2007. № 2. С. 24—32.
11. **Абрамов И. И.** Проблемы и принципы физики и моделирования приборных структур микро- и нанозлектроники. V. Резонансно-туннельные структуры // Нано- и микросистемная техника (в печати). 2007. № 3. С. 57—70.
12. **Averin D. V., Likharev K. K.** Coulomb blockade of single-electron tunneling, and coherent oscillations in small tunnel junctions // J. of Low Temp. Phys. 1986. V. 62. N 3/4. P. 345—373.

\*  $10^9$  достигнуто в 2006 г.

13. **Аверин Д. В.** Влияние температуры на одноэлектронные и блоховские колебания в туннельных переходах // ФНТ. 1987. Т. 13. № 4. С. 364—373.
14. **Cohen M. H., Falicov L. M., Phillips J. C.** Superconductive tunneling // Phys. Rev. Lett. 1962. V. 8. N 8. P. 316—318.
15. **Кулик И. О., Шехтер Р. И.** Кинетические явления и эффекты дискретности заряда в гранулированных средах // ЖЭТФ. 1975. Т. 68. Вып. 2. С. 623—640.
16. **Likharev K. K.** Correlated discrete transfer of single electrons in ultrasmall tunnel junctions // IBM J. Res. Develop. 1988. V. 32. № 1. P. 144—158.
17. **Аверин Д. В., Зорин А. Б., Лихарев К. К.** Блоховские осцилляции в джозефсоновских переходах малых размеров // ЖЭТФ. 1985. Т. 88. Вып. 2. С. 692—703.
18. **Абрамов И. И.** Проблемы и принципы физики и моделирования приборных структур микро- и нанoeлектроники. II. Модели полуклассического подхода // Нано- и микросистемная техника. 2006. № 9. С. 26—36.
19. **Абрамов И. И.** Лекции по моделированию элементов интегральных схем. Москва-Ижевск: НИЦ "Регулярная и хаотическая динамика", 2005. 152 с.
20. **Amman M., Mullen K., Ben-Jacob E.** The charge-effect transistor // J. Appl. Phys. 1989. V. 65. № 1. P. 339—346.
21. **Single charge tunneling: Coulomb blockade phenomena in nanostructures** / Ed. by H. Grabert, M. H. Devoret. New York, London: Plenum Press, 1992. NATO ASI Ser B. V. 294. 336 p.
22. **Miller T. G., Reifenberger R.** Three-tunnel-capacitor model for single-electron tunneling in layered thin film // Phys. Rev. B. 1994. V. 50. N 5. P. 3342—3349.
23. **Low temperature scanning tunneling microscopy studies of granular metal films** / E. Bar-Sadeh, Y. Goldstein, M. Wolovelsky, D. Porath, C. Zhang, H. Deng, B. Abeles, O. Millo // J. Vac. Sci. Technol. B. 1995. V. 13. № 3. P. 1084—1088.
24. **Coulomb staircase in STM current through granular films** / H. Imamura, J. Chiba, S. Mitani, K. Takanashi, S. Takahashi, S. Maekawa, H. Fujimori // Phys. Rev. B. 2000. V. 61. № 1. P. 46—49.
25. **Likharev K. K.** Single-electron devices and their applications // Proc. IEEE. 1999. V. 87. № 4. P. 606—632.
26. **Одноэлектронные солитоны в одномерных туннельных структурах** / Н. С. Бахвалов, Г. С. Казача, К. К. Лихарев, С. И. Сердюкова // ЖЭТФ. 1989. Т. 95. Вып. 3. С. 1010—1021.
27. **Korotkov A. N.** Analytical calculation of single-electron oscillations in one-dimensional arrays of tunnel junctions // Phys. Rev. B. 1994. V. 50. № 23. P. 17674—17677.
28. **Chen R. H., Likharev K. K.** Multiple-junction single-electron transistors for digital applications // Appl. Phys. Lett. 1998. V. 72. № 1. P. 61—63.
29. **Fonseca L. R. C., Korotkov A. N., Likharev K. K., Odintsov A. A.** A numerical study of the dynamics and statistics of single electron systems // J. Appl. Phys. 1995. V. 78. № 5. P. 3238—3251.
30. **Fonseca L. R. C., Korotkov A. N., Likharev K. K.** A numerical study of the accuracy of single-electron current standards // J. Appl. Phys. 1996. V. 79. N 12. P. 9155—9165.
31. **Single-electron traps: A quantitative comparison of theory and experiment** / K. A. Matsuoka, K. K. Likharev, P. Dresselhaus, L. Ji, S. Han, J. Lukens // J. Appl. Phys. 1997. V. 81. № 5. P. 2269—2281.
32. **Абрамов И. И., Новик Е. Г.** Модель одноэлектронного транзистора, основанная на численном решении уравнений Пуассона // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. Вып. 16. С. 63—67.
33. **Абрамов И. И., Новик Е. Г.** Двумерная численная модель одноэлектронного транзистора // Микроэлектроника. 2000. Т. 29. Вып. 3. С. 197—201.
34. **Абрамов И. И., Гончаренко И. А., Новик Е. Г.** Численное моделирование одноэлектронных транзисторов // Изв. вузов. Электроника. 2000. № 2. С. 87—94.
35. **Абрамов И. И., Новик Е. Г.** Характеристики металлических одноэлектронных транзисторов на различных материалах // ФТП. 2000. Т. 34. Вып. 8. С. 1014—1019.
36. **Абрамов И. И., Новик Е. Г.** Учет фонового заряда на "островке" при моделировании одноэлектронных транзисторов // ФТП. 2001. Т. 35. Вып. 4. С. 489—491.
37. **Абрамов И. И., Игнатенко С. А., Новик Е. Г.** Влияние параметров конструкции и материалов на вольт-амперные характеристики двухостровковых одноэлектронных цепочек // ФТП. 2002. Т. 36. Вып. 10. С. 1272—1277.
38. **Абрамов И. И., Игнатенко С. А., Новик Е. Г.** Моделирование двухостровковых одноэлектронных структур // Микросистемная техника. 2002. № 5. С. 30—33.
39. **Абрамов И. И., Игнатенко С. А., Новик Е. Г.** Модель многоостровковых одноэлектронных цепочек на основе метода Монте-Карло // ФТП. 2003. Т. 37. Вып. 5. С. 583—587.
40. **Абрамов И. И., Игнатенко С. А., Новик Е. Г.** Характеристики многоостровковых одноэлектронных цепочек в зависимости от различных факторов // ФТП. 2003. Т. 37. Вып. 10. С. 1231—1234.
41. **Abramov I. I., Ignatenko S. A.** Analysis of the metal single-electron arrays based on different materials // Proc. of SPIE. 2004. V. 5401. P. 432—441.
42. **Абрамов И. И., Игнатенко С. А.** Физико-топологическая модель одноэлектронных матриц туннельных переходов // Материалы 13-й Международной Крымской конференции "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии", 2003 г. Севастополь. 2003. С. 530—531.
43. **Абрамов И. И., Игнатенко С. А., Новик Е. Г.** Моделирование сток-затворных характеристик одноэлектронных транзисторов // Микросистемная техника. 2003. № 5. С. 18—20.
44. **Назаров Ю. В.** О кулоновской блокаде туннелирования в одиночных контактах // Письма в ЖЭТФ. 1989. Т. 49. Вып. 2. С. 105—107.
45. **Назаров Ю. В.** Об аномалиях вольт-амперной характеристики туннельных контактов // ЖЭТФ. 1989. Т. 95. Вып. 3. С. 975—984.
46. **Nazarov Yu. V.** Electron tunneling in a variable electrodynamic environment // Solid State Commun. 1990. V. 75. № 8. P. 669—672.
47. **Korotkov A. N.** Single-electron logic and memory devices // Int. J. Electronics. 1999. V. 86. N 5. P. 511—547.
48. **Averin D. V., Odintsov A. A.** Macroscopic quantum tunneling of the electric charge in small tunnel junctions // Phys. Lett. A. 1989. V. 140. № 5. P. 251—257.
49. **Аверин Д. В., Одинцов А. А.** Квантовый распад состояний кулоновской блокады в туннельных переходах с малой емкостью в их системах // ЖЭТФ. 1989. Т. 96. Вып. 4. С. 1349—1361.
50. **Geerligs L. J., Averin D. V., Mooij J. E.** Observation of macroscopic quantum tunneling through the Coulomb energy barrier // Phys. Rev. Lett. 1990. V. 65. N 24. P. 3037—3040.
51. **Ларкин А. И., Хмельницкий Д. Е.** Мезоскопические флуктуации вольт-амперной характеристики // ЖЭТФ. 1986. Т. 91. Вып. 5. С. 1815—1819.
52. **Ларкин А. И., Матвеев К. А.** Вольт-амперная характеристика мезоскопических полупроводниковых контактов // ЖЭТФ. 1987. Т. 93. Вып. 3. С. 1030—1038.
53. **Альшутлер Б. Л., Спивак Б. З.** Влияние магнитного поля на динамику примесей в металлических системах // Письма в ЖЭТФ. 1989. Т. 49. Вып. 12. С. 671—674.
54. **Назаров Ю. В.** Воспроизводимые флуктуации вольт-амперной характеристики туннельного контакта // ЖЭТФ. 1990. Т. 98. Вып. 1. С. 306—315.
55. **Kautz R. L., Zimmerli G., Martinis J. M.** Self-heating in the Coulomb-blockade electrometer // J. Appl. Phys. 1993. V. 73. № 5. P. 2386—2396.
56. **Korotkov A. N., Samuelsen M. R., Vasenko S. A.** Effect of overheating in a single-electron transistor // J. Appl. Phys. 1994. V. 76. № 6. P. 3623—3631.
57. **Verbrugh S. M., Benhamadi M. L., Visscher E. H., Mooij J. E.** Optimization of island size in single electron tunneling devices: Experiment and theory // J. Appl. Phys. 1995. V. 78. N 4. P. 2830—2836.
58. **Hershfield S., Davies J. H., Hyldgaard P., Stanton C. J., Wilkins J. W.** Zero-frequency current noise for the double-tunnel-junction Coulomb blockade // Phys. Rev. B. 1993. V. 47. № 4. P. 1967—1979.
59. **Korotkov A. N.** Intrinsic noise of the single-electron transistor // Phys. Rev. B. 1994. V. 49. № 15. P. 10381—10392.
60. **Korotkov A. N.** Langevin approach for the shot noise calculation in single-electron tunneling // Europhys. Lett. 1998. V. 43. N 3. P. 343—348.
61. **Аверин Д. В., Коротков А. Н.** Влияние дискретности энергетического спектра на коррелированное одноэлектронное туннелирование через мезоскопически малую металлическую гранулу // ЖЭТФ. 1990. Т. 97. Вып. 5. С. 1661—1673.

62. **Averin D. V., Korotkov A. N.** Correlated single-electron tunneling via mesoscopic metal particles: Effects of the energy quantization // *J. of Low Temp. Phys.* 1990. V. 80. N 3/4. P. 173—185.
63. **Effects** of discrete energy levels on single-electron tunneling in coupled metal particles / B. Wang, K. Wang, W. Lu, H. Wang, Z. Li, J. Yang, J. G. Hou // *Appl. Phys. Lett.* 2003. V. 82. № 21. P. 3767—3769.
64. **Hung Nguyen V., Lien Nguyen V., Nam Nguyen H.** Coulomb blockade and negative differential conductance in metallic double-dot devices // *J. Appl. Phys.* 2004. V. 96. N 6. P. 3302—3306.
65. **Абрамов И. И., Игнатенко С. А., Павленок С. Н.** Влияние поперечных размеров на характеристики одноэлектронного транзистора // *Материалы 14-й Международной Крымской конференции "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии". 2004 г. Севастополь. 2004. С. 518—519.*
66. **Абрамов И. И., Игнатенко С. А., Павленок С. Н.** Учет эффекта со-туннелирования в физико-топологической модели одноэлектронного транзистора // *Изв. Белорусской инженерной академии.* 2004. № 2 (18)/2. С. 87—89.
67. **Meirav U., Foxman E. B.** Single-electron phenomena in semiconductors // *Semicond. Sci. Technol.* 1995. V. 10. P. 255—284.
68. **Glazman L. I., Shekhter R. I.** Coulomb oscillations of the conductance in a laterally confined heterostructure // *J. Phys.: Condens. Mater.* 1989. V. 1. P. 5811—5815.
69. **Averin D. V., Korotkov A. N., Likharev K. K.** Theory of single-electron charging of quantum wells and dots // *Phys. Rev. B.* 1991. V. 44. N 12. P. 6199—6211.
70. **Beenakker C. W. J.** Theory of Coulomb-blockade oscillations in the conductance of a quantum dot // *Phys. Rev. B.* 1991. V. 44. № 4. P. 1646—1656.
71. **Aleiner I. L., Brouwer P. W., Glazman L. I.** Quantum effects in Coulomb blockade // *Phys. Reports.* 2002. V. 358. № 5—6. P. 309—440.
72. **Coherence** and Coulomb blockade in single-electron devices: A unified treatment of interaction effects / S. Florens, P. San José, F. Guinea, A. Georges // *Phys. Rev. B.* 2003. V. 68. № 24. P. 245311-1 — 12.
73. **Room** temperature Coulomb blockade and low temperature hopping transport in a multiple-dot-channel metal-oxide-semiconductor field-effect-transistor / T. Hiramoto, H. Ishikuro, T. Fujii, G. Hashiguchi, T. Ikoma // *Jpn. J. Appl. Phys.* 1997. V. 36. Part 1. № 6B. P. 4139—4142.
74. **Jovanovic P., Leburton J.-P.** Self-consistent analysis of single-electron charging effects in quantum-dot nanostructures // *Phys. Rev. B.* 1994. V. 49. № 11. P. 7474—7483.
75. **Three-dimensional** self-consistent simulation of the charging time response in silicon nanocrystal flash-memories / J. S. de Sousa, A. V. Thean, J. P. Leburton, V. N. Freire // *J. Appl. Phys.* 2002. V. 92. № 10. P. 6182—6187.
76. **Fukui H., Fujishima M., Hoh K.** Single-electron transistor in silicon-on-insulator with Shottky-contact tunnel barriers // *Jpn. J. Appl. Phys.* 1997. V. 36. Part 1. N6B. P. 4147—4150.
77. **Theory** of a room-temperature silicon quantum dot device as a sensitive electrometer / J. K. Vincent, V. Narayan, H. Pettersson, M. Willander, K. Jeppson, L. Bengtsson // *J. of Appl. Phys.* 2004. V. 95. № 1. P. 323—326.
78. **Richardson W. H.** Possibility of a single electron tunneling diode and a controllable saturated tunneling current // *Appl. Phys. Lett.* 1997. V. 71. № 8. P. 1113—1115.
79. **Кенинг Ю., Шёллер Х., Шён Г.** Резонансное туннелирование через одноэлектронный транзистор // *УФН.* 1998. Т. 168. № 2. С. 170—175.
80. **Korotkov A. N., Averin D. V., Likharev K. K.** Combined Bloch and single-electron-tunneling oscillations in one-dimensional arrays of small tunnel junctions // *Phys. Rev. B.* 1994. V. 43. № 3. P. 1915—1918.
81. **Single** electron device with asymmetric tunnel barriers / Y. Matsumoto, T. Hanajiri, T. Toyabe, T. Sugano // *Jpn. J. Appl. Phys.* 1996. V. 35. Part 1. N2B. P. 1126—1131.
82. **Error** mechanisms and rates in tunable-barrier single-electron turnstiles and charge-coupled devices / N. M. Zimmerman, E. Hourdakis, Y. Ono, A. Fujiwara, Y. Takahashi // *J. of Appl. Phys.* 2004. V. 96. № 9. P. 5254—5266.
83. **Bagrets D. A., Nazarov Yu. V.** Full counting statistics of charge transfer in Coulomb blockade systems // *Phys. Rev. B.* 2003. V. 67. N 8. P. 085316-1 — 16.
84. **Oh J. H., Ahn P., Hwang S. W.** Time-dependent currents of a single-electron transistor in dissipative environments // *Phys. Rev. B.* 2003. V. 68. N 20. P. 205403-1 — 9.
85. **Sim J. S., Lee J. D., Park B.-G.** The simulation of single-charging effects in the programming characteristics of nanocrystal memories // *Nanotechnology.* 2004. V. 15. P. 5603—5611.
86. **International** Technology Roadmap for Semiconductors: 1999 edition, Austin, TX: International SEMATECH, 1999; 2001 edition, 2002 update; 2003 edition, 2004 update; 2005 edition.
87. **Tsu R.** Challenges in nanoelectronics // *Nanotechnology.* 2001. V. 12. P. 625—628.
88. **Single-electron** memory for giga-to-tera bit storage / K. Yano, T. Ishii, T. Sano, T. Mine, F. Murai, T. Hashimoto, T. Kobayashi, T. Kure, K. Seki // *Proc. IEEE.* 1999. V. 87. N 4. P. 633—651.
89. **Single-electron** tunneling through amorphous carbon dots array / N. Miura, T. Numaguchi, A. Yamada, M. Konagai, J.-i. Shirakashi // *Jpn. J. Appl. Phys.* 1997. V. 36. Part 2. N12A. P. L1619—L1621.
90. **Influence** of dissipation on the Coulomb blockade is small tunnel junctions / L. J. Geerligs, V. F. Anderegg, C. A. van der Jeugd, J. Romijn, J. E. Mooij // *Europhys. Lett.* 1989. V. 10. N 1. P. 79—85.
91. **Geigenmüller U., Schön G.** Single-electron effects in arrays of normal tunnel junctions // *Europhys. Lett.* 1989. V. 10. N 8. P. 765—770.
92. **Single-electron** solitons in 2-D arrays of ultrasmall tunnel junctions / N. S. Bakhvalov, G. S. Kazacha, K. K. Likharev, S. I. Serdyukova // *Physica B.* 1990. V. 165, 166. P. 963—964.
93. **Statistics** and dynamics of single-electron solitons in two-dimensional arrays of ultrasmall tunnel junctions // N. S. Bakhvalov, G. S. Kazacha, K. K. Likharev, S. I. Serdyukova // *Physica B.* 1991. V. 173. P. 319—328.
94. **Middleton A. A., Wingreen N. S.** Collective transport in arrays of small metallic dots // *Phys. Rev. Lett.* 1993. V. 71. N 19. P. 3198—3201.
95. **Kaplan D. M., Sverdlov V. A., Likharev K. K.** Coulomb gap, Coulomb blockade, and dynamic activation energy in frustrated single-electron arrays // *Phys. Rev. B.* 2003. V. 68. N 4. P. 045321-1 — 6.
96. **Leroy Y., Cordan A. S., Goltzené A.** Variance analysis of the Coulomb blockade parameters in nanometer-size disordered arrays // *J. of Appl. Phys.* 2001. V. 90. N 2. P. 953—957.
97. **Electron** transport in metallic dot arrays: Effect of a broad dispersion in the tunnel junction dimensions / A. S. Cordan, A. Goltzené, Y. Hervé, M. Mejias, C. Vieu, H. Launois // *J. of Appl. Phys.* 1998. V. 84. N 7. P. 3756—3763.
98. **Conductance** of the single-electron transistor: A comparison of experimental data with Monte Carlo calculations / C. Wallisser, B. Limbach, P. vom Stein, R. Schäfer, C. Theis, G. Göppert, H. Grabert // *Phys. Rev.* 2002. V. 66. N 12. P. 125314-1 — 8.
99. **Kubala B., Johansson G., König J.** Transport in metallic multi-island Coulomb blockade systems: A systematic perturbative expansion in the junction transparency // *Phys. Rev. B.* 2006. V. 73. N 16. P. 165316-1 — 14.
100. **Likharev K.** Electronics below 10 nm // *Nano and giga challenges in microelectronics* / Ed. by J. Greer, A. Korkin, and J. Labanowski. Amsterdam: Elsevier, 2003. P. 27—68.
101. **Владимирский Б. М., Чораан О. Г.** Нейрокибернетика в начале нового века // *Нейрокомпьютеры: разработка, применение.* 2002. № 7—8. С. 4—14.
102. **Lutwyche M. I., Wada Y.** Estimate of the ultimate performance of the single-electron transistor // *J. Appl. Phys.* 1994. V. 75. N 7. P. 3654—3661.
103. **Абрамов И. И., Гончаренко И. А., Новик Е. Г.** О рабочей температуре одноэлектронных транзисторов // *Письма в ЖТФ.* 1998. Т. 24. Вып. 8. С. 16—19.
104. **Manipulation** and detection of single electrons for future information processing / Y. Ono, A. Fujiwara, K. Nishiguchi, H. Inokawa, Y. Takahashi // *J. of Appl. Phys.* 2005. V. 97. N 3. P. 031101-1 — 19.
105. **Ahmed H., Nakazato K.** Single-electron devices // *Microelectr. Engin.* 1996. V. 32. P. 297—315.