

# Влияние параметров конструкции и материалов на вольт-амперные характеристики двухостровковых одноэлектронных цепочек

© И.И. Абрамов<sup>†</sup>, С.А. Игнатенко, Е.Г. Новик

Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники,  
220027 Минск, Республика Беларусь

(Получена 25 марта 2002 г. Принята к печати 29 марта 2002 г.)

С использованием разработанной численной модели одноэлектронных двухостровковых цепочек туннельных переходов исследовано влияние параметров конструкции и материалов на их вольт-амперные характеристики. Установлено, что данные характеристики наиболее чувствительны к изменению максимальной ширины туннельного перехода и высоты потенциального барьера изолятора. В то же время изменения фоновых зарядов на островках, относительной диэлектрической проницаемости изолятора и рабочей температуры приводят к разнообразным трансформациям вольт-амперных характеристик.

## 1. Введение

Использование многоостровковых цепочек туннельных переходов является перспективным для создания различных приборных структур одноэлектроники [1,2]. Преимущество данных цепочек перед одноэлектронными одноостровковыми транзисторами заключается в меньшей чувствительности их характеристик к паразитному эффекту сотуннелирования, а также в проявлении как временной, так и пространственной корреляции при фиксированных прикладываемых напряжениях. В связи с этим применение многоостровковых цепочек туннельных переходов целесообразно при построении элементов памяти [3,4] квантовых интегральных схем.

Анализ показывает, что теоретическое исследование таких сложных структур, как рассматриваемые цепочки, возможно лишь в рамках полуклассического подхода. Это связано с тем, что модели квантово-механического подхода, к сожалению, только начинают разрабатываться и требуют для своей реализации значительных вычислительных ресурсов. Поэтому допустимо моделирование лишь некоторых процессов в одноэлектронных структурах [5].

Известные модели полуклассического подхода, базирующиеся либо на решении основного уравнения (master equation) [1], либо на методе Монте-Карло [6,7], в целом позволяют моделировать достаточно сложные одноэлектронные многоостровковые цепочки туннельных переходов. Существенным недостатком отмеченных моделей, однако, является то, что в них в качестве согласующих расчет с экспериментом параметров используются значения емкостей и сопротивлений туннельных переходов. В результате достаточно сложно исследовать влияние параметров конструкции и материалов на характеристики одноэлектронных структур. В то же время такие исследования позволили бы определять необходимые размеры, подбирать требуемые материалы и прогнозировать характеристики одноэлектронных приборов на этапе их разработки.

Цель данной статьи — теоретическое исследование двухостровковых одноэлектронных цепочек туннельных переходов на различных материалах с использованием разработанной численной модели и выявление наиболее критических факторов, влияющих на их вольт-амперные характеристики (ВАХ).

## 2. Модель

В работах [8–10] была предложена двумерная численная модель металлического одноэлектронного транзистора с одним островком в рамках полуклассического приближения, позволяющая рассчитывать электрические характеристики прибора в зависимости от параметров конструкции и материалов, т.е. лишенная отмеченного недостатка. В данной статье предложенный подход распространяется на случай многоостровковых, в частности двухостровковых цепочек туннельных переходов.

Рассмотрим сущность разработанной модели. Исходными в ней являются геометрические размеры (см. рис. 1), параметры материалов, фоновые заряды на островках, а также управляющие воздействия: напряжения истока, стока и затвора; температура ( $T$ ).

Модель основана на численном решении уравнения Пуассона (влияние магнитного поля не учитывается),

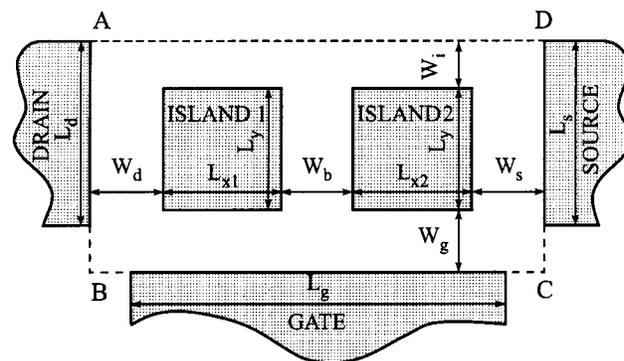


Рис. 1. Структура двухостровковой одноэлектронной цепочки.

<sup>†</sup> E-mail: nanodev@bsuir.edu.by

а именно [8–10]

$$\nabla \varepsilon \nabla \varphi(x, y) = -q_M, \quad (1)$$

где  $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость;  $\varphi$  — электростатический потенциал;  $x, y$  — координаты;  $q_M$  — объемная плотность зарядов, включающая плотность носителей заряда  $q_t$ , участвующих непосредственно в туннелировании, и плотность фонового заряда  $q_0$ . Заряд в диэлектрике не учитывается.

В модели осуществляется переход от непрерывной формы уравнения Пуассона (1) к его дискретной аппроксимации, в данном случае в области ABCD на рис. 1. В качестве краевых условий выбирались граничные условия Дирихле на контактах и условия Неймана на свободных границах. Численные методы конечно-разностной аппроксимации и решения возникающей системы линейных алгебраических уравнений подробно описаны в монографии [9]. В результате решения получается распределение потенциала в структуре в зависимости от геометрии, параметров материала и внешних воздействий, а также от количества избыточных носителей заряда на островках.

Далее определяются значения напряжений на туннельных переходах исходя из распределения электростатического потенциала в структуре. Парциальные токи через все туннельные переходы в прямом и обратном направлениях в данной модели вычисляются согласно выражению [1]

$$I = \frac{V_{\text{eff}}}{R} \left[ 1 - \exp \left( -\frac{eV_{\text{eff}}}{k_B T} \right) \right]^{-1}, \quad (2)$$

с

$$V_{\text{eff}} = \frac{V_i + V_f}{2}, \quad (3)$$

где  $V_i$  и  $V_f$  — напряжения до туннелирования электрона и после соответственно;  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $e$  — заряд электрона. Выражение для сопротивления туннельного перехода в зависимости от высоты потенциального барьера приведено в [9]. Таким образом, в отличие от модели [8–10], данная модель позволяет более естественным образом учесть влияние температурного фактора с помощью (2), (3).

Для расчета ВАХ цепочки использовалось основное уравнение для одноэлектронных структур [1], но записанное не для скоростей туннелирования, а непосредственно для токов через туннельные переходы. Для двухостровковых структур оно принимает вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial \sigma(n_1, n_2)}{\partial t} = & I_{n_1-1, n_2 \rightarrow n_1, n_2} \sigma(n_1 - 1, n_2) \\ & + I_{n_1, n_2-1 \rightarrow n_1, n_2} \sigma(n_1, n_2 - 1) + I_{n_1+1, n_2 \rightarrow n_1, n_2} \sigma(n_1 + 1, n_2) \\ & + I_{n_1, n_2+1 \rightarrow n_1, n_2} \sigma(n_1, n_2 + 1) \\ & - (I_{n_1, n_2 \rightarrow n_1+1, n_2} + I_{n_1, n_2 \rightarrow n_1, n_2+1} \\ & + I_{n_1, n_2 \rightarrow n_1-1, n_2} + I_{n_1, n_2 \rightarrow n_1, n_2-1}) \sigma(n_1, n_2), \end{aligned} \quad (4)$$

где  $\sigma(n_1, n_2)$  — вероятность нахождения избыточных носителей на островках;  $n_1, n_2$  — количество избыточ-

ных носителей на первом и втором островках соответственно;  $I_{n_1-1, n_2 \rightarrow n_1, n_2}$  — сумма парциальных токов через туннельные переходы при изменении числа носителей на первом островке  $n_1 - 1 \rightarrow n_1$ .

Уравнение (4) решалось для стационарного случая. Для нахождения нетривиального решения использовался итерационный метод Зейделя [11]. Здесь лишь отметим, что для данных целей не годится использование прямых и ряда итерационных методов.

Общий ток через структуру вычислялся из соотношения

$$I = \sum_{n_1} \sum_{n_2} \sigma(n_1, n_2) [I^+(n_1, n_2) - I^-(n_1, n_2)], \quad (5)$$

где  $I^+(n_1, n_2), I^-(n_1, n_2)$  — токи через туннельный переход в прямом и обратном направлениях соответственно.

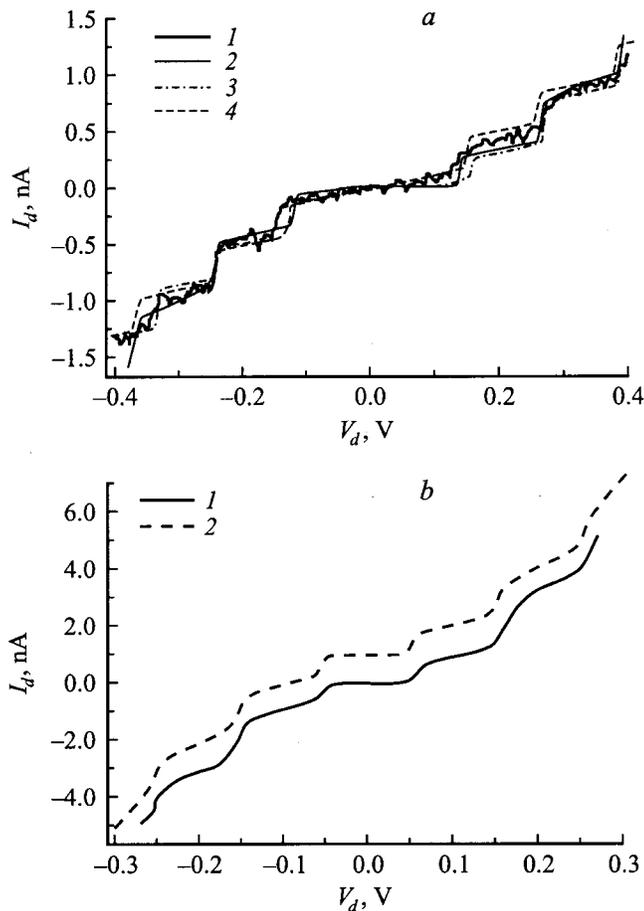
Разработанная модель была реализована в комплексе программ расчета многоостровковых цепочек туннельных переходов MJT-SET-NANODEV, включенного в систему моделирования нанoeлектронных приборов NANODEV [9].

### 3. Адекватность модели

С целью оценки адекватности предложенной модели реальным объектам проводилось сравнение результатов моделирования, полученных с ее использованием, прежде всего с экспериментальными данными для ряда двухостровковых одноэлектронных цепочек.

Результаты расчета ВАХ для первой исследуемой двухостровковой структуры на основе пленки Au-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> [12] представлены на рис. 2, а. Кривая 1 соответствует экспериментальной характеристике [12], полученной с использованием сканирующего туннельного микроскопа при температуре  $T = 4.2$  К. В данном случае диэлектрической средой является оксид алюминия, а проводящими островками — частицы золота. Кривая 2 соответствует расчетам по разработанной модели, кривая 3 — результатам расчета по полуклассической модели [12], кривая 4 — расчет по программе MOSES [13], основанной на методе Монте-Карло. Из рисунка следует, что все три модели полуклассического подхода позволяют получить для данной цепочки неплохое согласие с экспериментом. Разработанную модель, однако, целесообразно использовать для прогнозирования ВАХ двухостровковых одноэлектронных цепочек ввиду более естественной связи данной характеристики с параметрами конструкции и материалов (см. следующую часть).

Предложенная двумерная численная модель позволяет получить хорошее согласие и с другими известными экспериментальными данными для двухостровковых одноэлектронных цепочек на различных материалах при разных рабочих температурах. В качестве примера на рис. 2, б приведены ВАХ для структуры на основе пленки TiBa<sub>2</sub>(Ca<sub>0.8</sub>Y<sub>0.2</sub>)Cu<sub>2</sub>O<sub>7</sub> при  $T = 9.8$  К. Заметим, что экспериментальные данные (кривая 1), полученные



**Рис. 2.** Сравнение результатов расчета ВАХ двухостровковых цепочек с экспериментальными данными. *a* — структура на основе пленки Au–Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>: 1 — экспериментальные данные [12], 2 — расчет по разработанной модели, 3 — расчет по полуклассической модели [12], 4 — расчет по программе MOSES [13]. *b* — структура на основе пленки TiBa<sub>2</sub>(Ca<sub>0.8</sub>Y<sub>0.2</sub>)Cu<sub>2</sub>O<sub>7</sub>: 1 — экспериментальные данные [14], 2 — расчет по разработанной модели (кривая приведена со сдвигом).

с помощью сканирующего туннелирования микроскопа [14], и результаты расчета по разработанной модели (кривая 2 для удобства приведена на рис. 2, *b* со сдвигом вверх на 1 нА) практически совпадают.

Подобные приведенным на рис. 2 результаты были получены для цепочки на основе пленки Co<sub>36</sub>Al<sub>22</sub>O<sub>42</sub> [15] при температуре 300 К. Отметим, что во всех описанных результатах расчета в предложенной модели использовался третий подход к учету фонового заряда на островке [10]. В данных исследованиях использовалась незначительная модернизация формулы (6) работы [10], а именно

$$F = \frac{k_f(N_{ii} + N_{0i})}{kL_{\text{char}}}, \quad (6)$$

где  $N_{ii}, N_{0i}$  — число избыточных носителей, участвующих в туннелировании, и фонового заряда на островке с индексом  $i$  ( $i = 1, 2$ ),  $k_f$  — коэффициент, согласующий

расчет с экспериментом. Остальные обозначения соответствуют приведенным в [10]. Заметим, что параметр  $k_f$  брался одинаковым для обоих островков для каждой из анализируемых структур.

Таким образом, предложенная модель позволяет получить адекватные результаты моделирования при расчете ВАХ двухостровковых одноэлектронных цепочек на разнообразных материалах при различных температурах, включая комнатную.

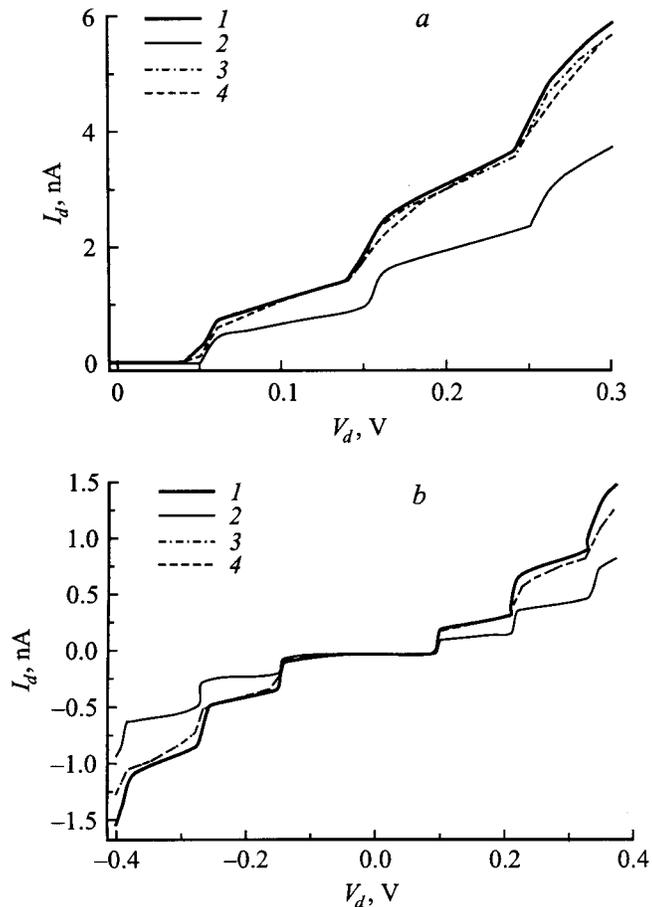
#### 4. Результаты и их обсуждение

Приводимые здесь исследования осуществлены для двухостровковых одноэлектронных цепочек, результаты сравнения с экспериментом проиллюстрированы на рис. 2. При этом все идентифицированные по экспериментальным данным параметры разработанной численной модели для каждой из структур использовались при получении описываемых далее результатов. Это позволяет с большей уверенностью надеяться на то, что результаты теоретического исследования по прогнозированию влияния параметров конструкции и материалов на ВАХ двухостровковых одноэлектронных цепочек соответствуют действительности. Как нам кажется, это важно подчеркнуть, так как во всех известных моделях одноэлектронных структур, включая разработанную, присутствует ряд согласующих расчет с экспериментом параметров, а уровень развития этого этапа моделирования, к сожалению, еще далек от совершенства.

На рис. 3, *a* приведена ВАХ цепочки на основе пленки TiBa<sub>2</sub>(Ca<sub>0.8</sub>Y<sub>0.2</sub>)Cu<sub>2</sub>O<sub>7</sub> при значениях параметров  $W_d = W_b = 1.0$  нм,  $W_s = 1.5$  нм (кривая 1), а на рис. 3, *b* — ВАХ цепочки на основе пленки Au–Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> при  $W_d = W_s = 2.0$  нм,  $W_b = 2.3$  нм (кривая 1). На этих же рисунках приведены результаты расчета при варьировании различных геометрических размеров цепочек.

Проанализируем полученные данные. Для структуры на основе TiBa<sub>2</sub>(Ca<sub>0.8</sub>Y<sub>0.2</sub>)Cu<sub>2</sub>O<sub>7</sub> (рис. 3, *a*) незначительное увеличение ширины перехода между истоком и вторым островком  $W_s$  с 1.5 нм (кривая 1) до 1.55 нм (кривая 2) приводит к ощутимому уменьшению тока (~30%). В то же время изменение ширин двух других переходов  $W_d$  (кривая 3) и  $W_b$  (кривая 4) практически не влияет на величину проходящего тока (рис. 3, *a*). Похожее поведение ВАХ наблюдается и для структуры на основе Au–Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (рис. 3, *b*). Так, увеличение  $W_b$  с 2.3 нм (кривая 1) до 2.35 нм (кривая 2) приводит к снижению тока приблизительно на 40%, а увеличение  $W_d$  и  $W_s$  (кривые 3, 4) — к незначительному его изменению.

Полученные результаты позволяют сделать вывод, что величина тока, проходящего через одноэлектронную цепочку, наиболее чувствительна к девиациям максимальной ширины туннельного перехода. Это можно объяснить тем, что ток в системе будет в основном определяться прозрачностью (вероятностью туннелирования электрона через потенциальный барьер) перехода



**Рис. 3.** Влияние ширин туннельных переходов на ВАХ двухостровковых цепочек. *a* — структура на основе пленки  $\text{PbBa}_2(\text{Ca}_{0.8}\text{Y}_{0.2})\text{Cu}_2\text{O}_7$ : 1 — согласование с экспериментом,  $W_d = W_b = 1.0$  нм,  $W_s = 1.5$  нм; 2 —  $W_s = 1.55$  нм; 3 —  $W_d = 1.1$  нм; 4 —  $W_b = 1.1$  нм. *b* — структура на основе пленки  $\text{Au-Al}_2\text{O}_3$ : 1 — согласование с экспериментом,  $W_d = W_s = 2.0$  нм,  $W_b = 2.3$  нм; 2 —  $W_b = 2.35$  нм; 3 —  $W_d = 2.1$  нм; 4 —  $W_s = 2.1$  нм.

с наибольшей шириной. Туннелирование через два других перехода будет происходить значительно эффективнее, и, следовательно, небольшие девиации их ширин практически не будут сказываться на величине общего тока. Изменение же области кулоновской блокады (хорошо видно на рис. 3, *a*) связано с перераспределением напряжений, падающих на туннельных переходах.

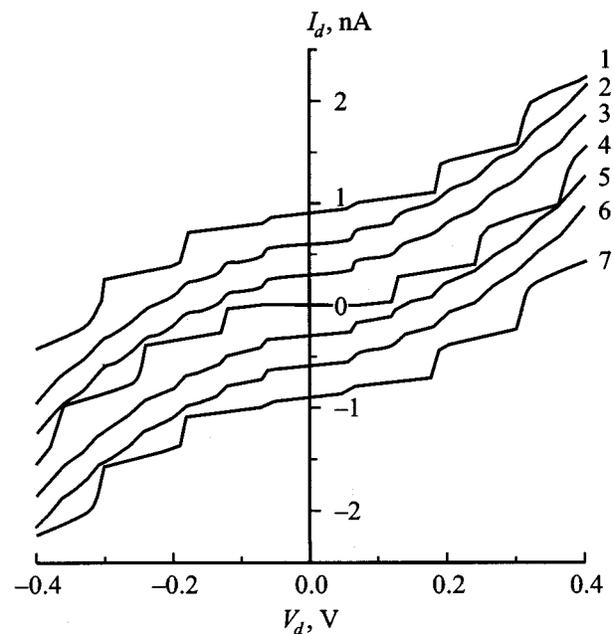
Следовательно, при изготовлении многоостровковых (двухостровковых) одноэлектронных цепочек необходимо наиболее тщательно контролировать максимальную ширину туннельного перехода, так как ВАХ наиболее чувствительна именно к ее изменению.

На рис. 4 приведено семейство ВАХ двухостровковой одноэлектронной цепочки на основе  $\text{Au-Al}_2\text{O}_3$  для различных значений фоновых зарядов на островках  $Q_{0i} = eN_{0i}$ . Значения параметров  $N_{0i}$  выбирались в традиционном для одноэлектронных структур диапазоне значений  $-1/2 \leq N_{0i} \leq 1/2$ . Для наглядности кривые

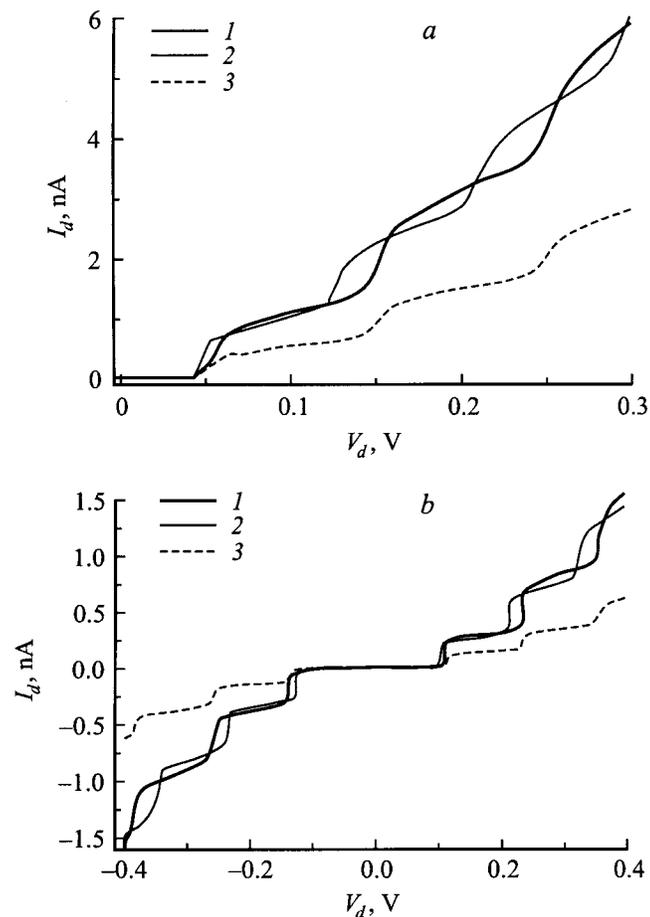
на рис. 4 даются со сдвигом. Расчеты проведены для значений ширин туннельных переходов  $W_d = W_s = 2.0$  нм,  $W_b = 2.3$  нм при рабочей температуре  $T = 0.01$  К. Из рисунка видно, что характеристики могут существенным образом трансформироваться в зависимости от значений величин пары  $(N_{01}, N_{02})$ . При этом может изменяться область кулоновской блокады (при  $N_{01} = N_{02} = 0$  она максимальна), а также ширина и высота ступенек кулоновской лестницы. Наблюдается также повторяемость характеристик при отличии хотя бы одного из значений в паре  $(N_{01}, N_{02})$  на целую величину (в данном случае на 1). Это, в частности, справедливо для следующих пар характеристик: кривые 1 и 7; кривые 2 и 6; кривые 3 и 5. Заметим также совпадение второй и третьей пар характеристик между собой, что в данном случае связано с симметричностью цепочки (островки одинаковы и  $W_d = W_s$ ).

Таким образом, с использованием предложенной численной модели показано, что вид ВАХ двухостровковых цепочек может сильно изменяться в зависимости от величины фоновых зарядов на островках, что полностью согласуется с известными данными для одноэлектронного транзистора [1].

Рассчитанные с помощью модели ВАХ двухостровковых одноэлектронных цепочек приведены на рис. 5, *a* — для  $\text{PbBa}_2(\text{Ca}_{0.8}\text{Y}_{0.2})\text{Cu}_2\text{O}_7$  и 5, *b* — для  $\text{Au-Al}_2\text{O}_3$  при девиации двух электрофизических параметров, а именно — высоты потенциальных барьеров туннельных переходов  $\phi$  и относительной диэлектрической проницаемости изолятора  $\epsilon_d$ . Заметим, что для рассматриваемых



**Рис. 4.** ВАХ двухостровковой цепочки для различных значений фоновых зарядов: 1 —  $Q_{01} = 0.5, Q_{02} = 0.5$ ; 2 —  $Q_{01} = 0, Q_{02} = 0.5$ ; 3 —  $Q_{01} = 0.5, Q_{02} = 0$ ; 4 —  $Q_{01} = 0, Q_{02} = 0$ ; 5 —  $Q_{01} = -0.5, Q_{02} = 0$ ; 6 —  $Q_{01} = 0, Q_{02} = -0.5$ ; 7 —  $Q_{01} = -0.5, Q_{02} = -0.5$ .



**Рис. 5.** Влияние электрофизических параметров материала ( $\epsilon_d$  и  $\phi$ ) на ВАХ двухостровковой цепочки на основе пленки  $\text{TiBa}_2(\text{Ca}_{0.8}\text{Y}_{0.2})\text{Cu}_2\text{O}_7$  (a) и на основе пленки  $\text{Au}-\text{Al}_2\text{O}_3$  (b). Пояснения в тексте.

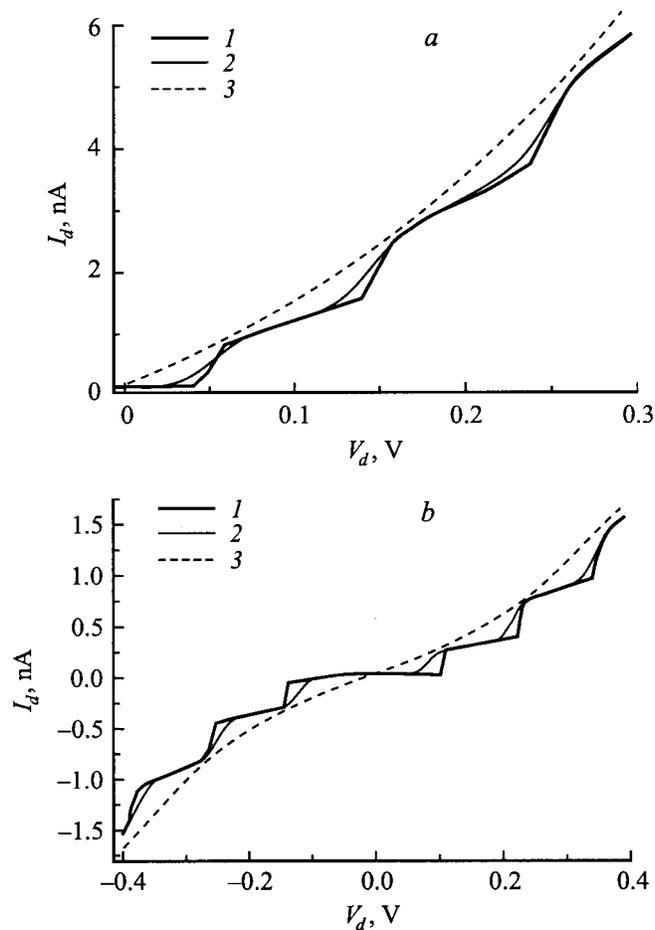
диэлектрических слоев характерна возможная вариация значений данных параметров материала. Рабочая температура при этом бралась 0.01 К. Из рис. 5, a видно, что увеличение  $\phi$  с 1.0 эВ (кривая 1) до 1.1 эВ (кривая 3) приводит к существенному уменьшению тока, проходящего через структуру (примерно в 2 раза). Из рис. 5, b следует, что увеличение  $\phi$  с 1.65 эВ (кривая 1) до 1.75 эВ (кривая 3) приводит к аналогичному уменьшению тока и для второй структуры — приблизительно в 2.5 раза. Данную закономерность можно объяснить тем, что повышение высоты потенциального барьера уменьшает вероятность туннелирования электронов через него и, следовательно, приводит к падению тока через структуру. Заметим, что область кулоновской блокады и ширина ступенек кулоновской лестницы практически не изменились.

Следовательно, высота потенциальных барьеров туннельных переходов одноэлектронных цепочек оказывает столь же существенное влияние на токи, как и ширина туннельного перехода, характеризующегося максимальным значением.

В то же время увеличение  $\epsilon_d$  на рис. 5, a с 5 (кривая 1) до 6 (кривая 2) и на рис. 5, b с 9 (кривая 1) до 10 (кривая 2) приводит к малому изменению тока. При этом, однако, следует отметить уменьшение области кулоновской блокады и ширины ступенек при увеличении относительной диэлектрической проницаемости  $\epsilon_d$ . Объяснить это можно перераспределением величин падающих на туннельных переходах напряжений.

Таким образом, вариация относительной диэлектрической проницаемости изолятора приводит к трансформации вида ВАХ, в частности к изменению области кулоновской блокады и ширины ступенек.

Были также приведены расчеты ВАХ двухостровковых одноэлектронных цепочек на основе  $\text{TiBa}_2(\text{Ca}_{0.8}\text{Y}_{0.2})\text{Cu}_2\text{O}_7$  (рис. 6, a) и  $\text{Au}-\text{Al}_2\text{O}_3$  (рис. 6, b) в зависимости от рабочей температуры:  $T = 0.01, 30, 300$  К. Видно, что увеличение температуры также приводит к трансформации вида ВАХ. В данном случае, однако, происходит „сглаживание“ кулоновской лестницы и исчезновение эффекта одноэлектронного туннелирования. Эти результаты также согласуются с известными данными для одноэлектронных структур [1].



**Рис. 6.** ВАХ двухостровковых одноэлектронных цепочек на основе пленки  $\text{TiBa}_2(\text{Ca}_{0.8}\text{Y}_{0.2})\text{Cu}_2\text{O}_7$  (a) и на основе пленки  $\text{Au}-\text{Al}_2\text{O}_3$  (b) для различных значений рабочей температуры  $T$ , К: 1 — 0.01, 2 — 30, 3 — 300.

## 5. Заключение

Разработана двумерная численная модель многоостровковых (двухостровковых) одноэлектронных цепочек туннельных переходов, которая позволяет получить хорошее согласие с экспериментальными данными и прогнозировать их ВАХ в зависимости от параметров конструкции и материалов. С ее использованием показано, что ВАХ двухостровковых цепочек наиболее чувствительны к изменению максимальной ширины туннельного перехода и высоты потенциального барьера изолятора. К разнообразным трансформациям ВАХ приводят изменения фоновых зарядов на островках, носительной диэлектрической проницаемости изолятора и рабочей температуры.

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность А.Н. Короткову за ряд полезных замечаний по модели.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке республиканских программ научных исследований: „Электроника“, „Нанoeлектроника“ и гранта Министерства образования Республики Беларусь.

## How constructive and material parameters affect current–voltage characteristics of single-electron two-island chains

*I.I. Abramov, S.A. Ignatenko, E.G. Novik*

Belarussian State University of Informatics and Radioelectronics,  
220027 Minsk, Belarus

**Abstract** Using the developed numerical model of single-electron two-island chains of tunnel junctions, the influence of constructive and material parameters on current–voltage characteristics has been studied. These characteristics are found to be most sensitive to variations of the maximum width of a tunnel junction as well as to changes of the potential barrier height. At the same time, variations of background charges on islands or possible instability peculiar to relative permittivity of insulator or to operation temperature may cause various transformations of current–voltage characteristics.

## Список литературы

- [1] *Single charge tunneling: Coulomb blockade phenomena in nanostructures*, ed. by H. Grabert, M.H. Devoret [NATO ASI Series B: Physics (N.Y., Plenum, 1992) v. 294].
- [2] И.И. Абрамов, Е.Г. Новик. ФТП, **33** (11), 1388 (1999).
- [3] K. Nakazato, R.J. Blaikie, H. Ahmed. *J. Appl. Phys.*, **75** (10), 5123 (1994).
- [4] K.K. Likharev. *Proc. IEEE*, **87**, 606 (1999).
- [5] A. Thean, J.P. Leburton. *IEEE Electron. Dev. Lett.*, **22** (3), 148 (2001).
- [6] Н.С. Бахвалов, Г.С. Казача, К.К. Лихарев, С.И. Сердюкова. *ЖЭТФ*, **95** (3), 1010 (1989).
- [7] R.H. Chen, A.N. Korotkov, K.K. Likharev. *Appl. Phys. Lett.*, **68** (14), 1954 (1996).
- [8] И.И. Абрамов, Е.Г. Новик. ФТП, **34** (8), 1014 (2000).
- [9] И.И. Абрамов, Е.Г. Новик. *Численное моделирование металлческих одноэлектронных транзисторов* (Минск, Бестпринт, 2000).
- [10] И.И. Абрамов, Е.Г. Новик. ФТП, **35** (4), 489 (2001).
- [11] В.М. Вержбицкий. *Численные методы (линейная алгебра и нелинейные уравнения)* (М., Высш. шк., 2000).
- [12] E. Bar-Sadeh, Y. Goldstein, M. Wolovelsky, D. Porath, C. Zhang, H. Deng, B. Abeles, O. Millo. *J. Vac. Sci. Technol. B*, **13** (3), 1084 (1995).
- [13] R.H. Chen, K.K. Likharev. *Appl. Phys. Lett.*, **72** (1), 61 (1998).
- [14] T.G. Miller, R. Reifengerger. *Phys. Rev. B*, **50**, 3342 (1994).
- [15] H. Imamura, J. Chiba, S. Mitani, K. Takahashi, S. Takahashi, S. Maekawa, H. Fujimori. *Phys. Rev. B*, **61** (1), 46 (2000).

Редактор Л.В. Шаронова