

# Резко нелинейная вольт-амперная характеристика структуры с квантовой ямой, встроенной в обедненный слой барьера Шоттки

© А.Н. Король<sup>¶</sup>, И.В. Носенко

Национальный университет пищевых технологий,  
Министерства образования и науки Украины,  
01033 Киев, Украина

(Получена 1 июля 2009 г. Принята к печати 3 сентября 2009 г.)

Рассматривается гетероструктура, в которой квантовая яма образована в обедненном слое барьера Шоттки. Рассчитана и проанализирована прямая ветвь вольт-амперной характеристики данной структуры. Показано, что в широком диапазоне типичных значений параметров рассматриваемой структуры наблюдается N-образная резко нелинейная вольт-амперная характеристика с ярко выраженным участком отрицательного дифференциального сопротивления, причем ее контрастность достигает высоких значений.

Начиная с пионерской работы [1], полупроводниковые туннельно-резонансные структуры (ТРС) изучаются уже на протяжении трех десятилетий, и приборы на их основе все шире внедряются в практику. В то же время, несмотря на впечатляющие успехи твердотельной технологии, характеристики соответствующих приборов — в частности, особо перспективных быстродействующих (гига- и терагерцовый диапазон частот) — не достигли показателей, которые позволили бы их массовое рыночное производство. Это является одной из основных причин, по которым число публикаций, посвященных ТРС, остается значительным.

В качестве ТРС чаще всего используется гетероструктура, состоящая из двух потенциальных барьеров с квантовой ямой между ними. В отсутствие внешнего напряжения потенциальный рельеф такой — стандартной — ТРС является симметричным относительно вертикальной плоскости, проведенной через середину ямы. Очевидно, что существуют как вариации механизма с использованием стандартной ТРС, так и несколько иные способы, механизмы получения резко нелинейных вольт-амперных характеристик (ВАХ) туннельно-резонансного тока. Так, в работах [2,3] предложена одна из возможностей наблюдать такие ВАХ в системе, в которой стандартная ТРС помещена во встроенное электрическое поле (конкретно, в область пространственного заряда слоя Шоттки, см. рис. 1, b). Ясно, что получаемые в предложенной системе ВАХ имеют определенные особенности, анализировавшиеся в [2,3]. В данном сообщении мы обращаем внимание на то, что разновидностью системы, в которой наблюдаются резко нелинейные ВАХ, является структура, где квантовая яма получается так же, как в [2,3], во встроенном поле барьера Шоттки, но несколько иным образом (ср. рис. 1, a и 1, b).

Поскольку форма потенциального барьера не является принципиальной, будем считать для простоты, что потенциал в обедненном слое линейно зависит от координаты. Схематически потенциальный рельеф соответствующей структуры представлен на рис. 1, a.

При опускании резонансного уровня квантовой ямы под дно зоны проводимости полупроводника образуется участок ВАХ с отрицательным дифференциальным сопротивлением (ОДС); это возможно при приложении прямого напряжения.

Плотность тока в структурах, подобных рассматриваемой, обычно рассчитывается по формуле

$$j = j_0 \int \frac{dE}{k_B T} D(E) \ln \frac{1 + \exp(E_F - E/k_B T)}{1 + \exp[(E_F + eV - E)/k_B T]}, \quad (1)$$

$$j_0 = \frac{em(k_B T)^2}{2\pi^2 \hbar^2},$$

где  $V$  — внешний потенциал,  $D(E)$  — зависящий от энергии электронов  $E$  коэффициент туннельной прозрачности, остальные обозначения общеприняты.

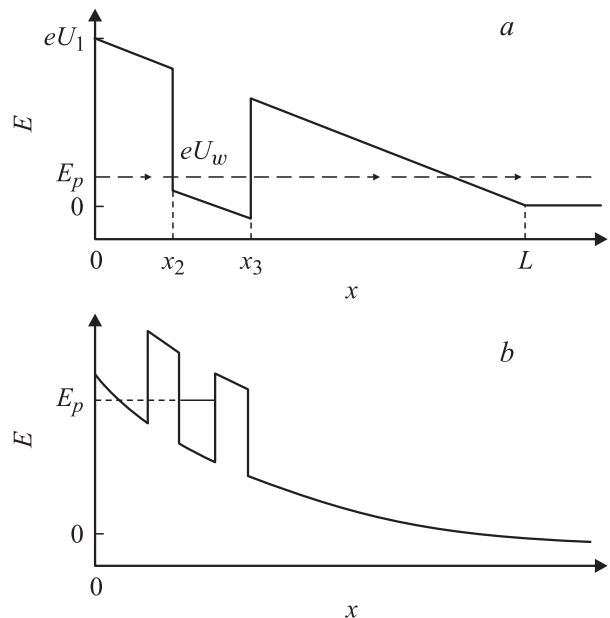


Рис. 1. a — потенциальный рельеф рассматриваемой структуры. b — потенциальный рельеф ТРС, рассмотренной в работах [2,3].

<sup>¶</sup> E-mail: korolam@nuff.edu.ua

В приведенных расчетах не учитываются факторы, такие как непараболичность закона дисперсии, негладкость поверхностей и т.п., которые не могут существенно повлиять на рассматриваемый эффект получения резко нелинейных ВАХ.

Ключевой величиной, влияющей на форму ВАХ, является коэффициент прозрачности для электронов через данную систему  $D$ . Найдем его с помощью метода трансферных матриц, согласно которому

$$D = \frac{m_5 k_5}{m_1 k_1} |T_{11}|^{-2}, \quad (2)$$

где  $m_{1,5}$  — эффективные массы электронов в 1 и 5 областях соответственно,  $k_1, k_5$  — квазиимпульсы, причем  $k_{1,5} = \sqrt{\frac{2m_{1,5}E}{\hbar^2}}$ ,  $T_{11}$  — элемент трансфер-матрицы  $T$ , соединяющей решения уравнения Шредингера в 1 и 5 областях. В рамках метода эффективной массы в одномерном случае уравнение Шредингера для каждой из пяти областей (рис. 1) имеет вид

$$-\frac{\hbar^2}{2m_n} \frac{\partial^2 \Psi_n(x)}{\partial x^2} + eU_n \Psi_n(x) = E_n \Psi_n(x), \quad (3)$$

где  $n = 1, 2, 3, 4, 5$ .

Считая, что внешнее напряжение падает в основном на обедненном слое, для потенциала  $U_n$  запишем:

$$U_{1,5} = 0, \quad x < 0, \quad x > L;$$

$$U_{2,4} = U_1 \left(1 - \frac{x}{L}\right), \quad 0 \leq x \leq x_2, \quad x_3 \leq x \leq L,$$

$$U_3 = U_1 \left(1 - \frac{x}{L}\right) - U_w, \quad x_2 \leq x \leq x_3, \quad (4)$$

где  $eU_w$  — глубина ямы (величины  $U_1 = U_0 \pm V$  и  $L$  соответствуют высоте и ширине барьера Шоттки (см. рис. 1)). Отсчет координаты производится вдоль оси ОХ от границы раздела металл–полупроводник, отсчет энергии — от дна зоны проводимости полупроводника.

Решение уравнения (3) представим в виде

$$\Psi_n(x) = a_n \psi_n(x) + b_n \varphi_n(x), \quad (5)$$

где  $n = 1, 2, 3, 4, 5$ . В 1 и 5 областях собственные функции выражаются через плоские волны, а в промежуточных областях — через функции Эйри. Коэффициенты  $a_n, b_n$  можно найти, используя стандартную процедуру сшивания собственных функций и их производных (с учетом различия эффективных масс, см. [4]), в точках, соответствующих координатам гетерограниц. Тогда величины  $a_n, b_n$  с разными индексами связываются между собой трансфер-матрицей  $\hat{M}_s$ , где  $s = 1$  отделяет 1 и 2 область,  $s = 2$  — 2 и 3 и т.д. Имеем, в частности,

$$\begin{pmatrix} a_1 \\ b_1 \end{pmatrix} = \hat{M}_1 \hat{M}_2 \hat{M}_3 \hat{M}_4 \begin{pmatrix} a_5 \\ b_5 \end{pmatrix} \equiv \hat{T} \begin{pmatrix} a_5 \\ b_5 \end{pmatrix}. \quad (6)$$

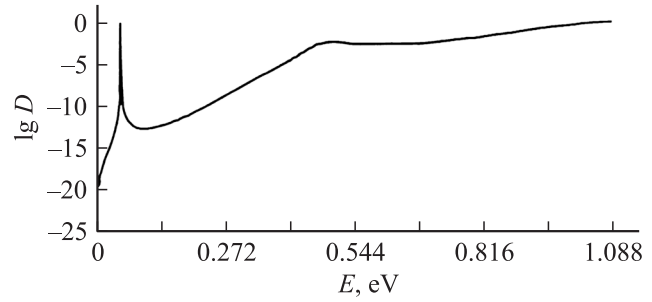


Рис. 2. Зависимость коэффициента прозрачности от энергии электронов.

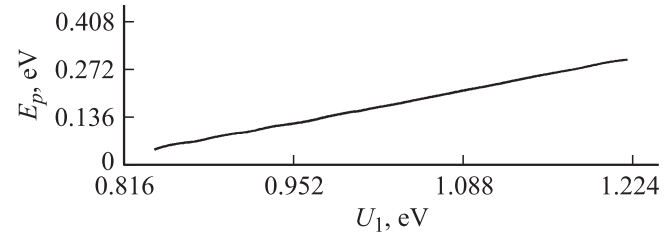


Рис. 3. Зависимость резонансной энергии  $E_p$  от величины  $U_1$ .

Элементы матриц  $\hat{M}_s$  находятся обычным образом, а необходимый для определения коэффициента прозрачности  $D$  элемент матрицы  $\hat{T}$ , а именно  $T_{11}$ , рассчитывается численно.

Проанализируем вкратце результаты расчета коэффициента  $D$ . На рис. 2 приведена зависимость величины  $\lg D$  от энергии электронов  $E$  для следующих значений параметров задачи:

$$eU_1 = 0.85 \text{ эВ}, \quad eU_w = 0.7 \text{ эВ}, \quad x_2 = 35 \text{ \AA},$$

$$x_3 = 70 \text{ \AA}, \quad L = 150 \text{ \AA}.$$

Два наинизших по энергии максимума этой зависимости отвечают резонансным состояниям квантовой ямы (дальнейший осциллирующий ход кривой  $\lg D(E)$  связан, как известно, с надбарьерным отражением электронной волны). Видно, что при взятых типичных и практически подходящих параметрах величина  $D$  достигает больших значений — вполне достаточных для обеспечения эффективного канала для туннельно-резонансного тока. Так, для основного состояния, а образование участка ВАХ с отрицательным дифференциальным сопротивлением чаще всего связывается именно с ним, для выбранных параметров  $D$  практически равно единице.

На рис. 3 приведена зависимость — практически линейная — резонансной энергии  $E_p$  от величины  $U_1$  (значения других параметров те же, что и выше). Обратим внимание и на такой факт. Как показывают расчеты, параметры рассматриваемой структуры несложно подобрать так, чтобы коэффициент прозрачности достигал максимального значения непосредственно перед опусканием резонансного уровня под дно зоны проводимости

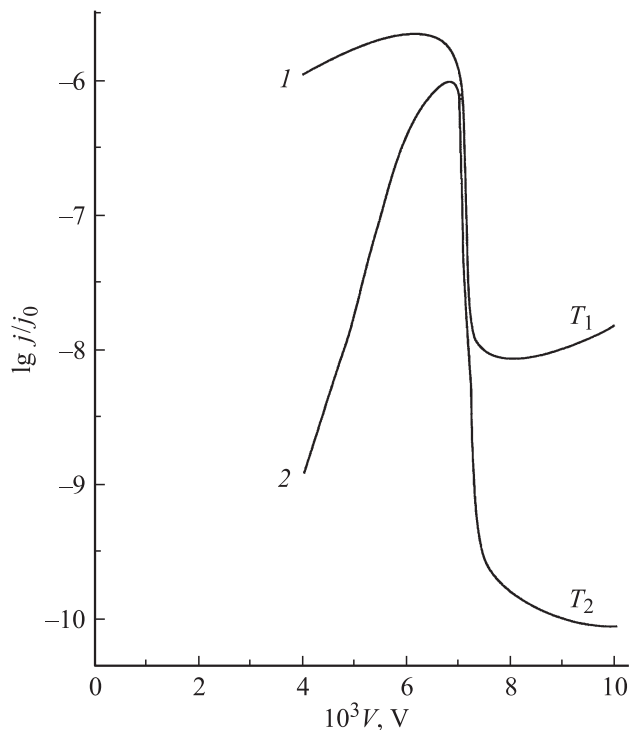


Рис. 4. Фрагмент вольт-амперной характеристики рассматриваемой структуры.

полупроводника ( $E_p \rightarrow 0$ ). Благодаря этому обеспечивается наибольший пиковый ток перед спадом на участках с ОДС.

Что касается важной характеристики, влияющей на величину туннельно-резонансного тока, т. е. полуширины резонансного уровня  $\Gamma$ , то при взятых выше параметрах она равна  $\Gamma \approx 5 \cdot 10^{-4}$  эВ. Очевидно, что значение  $\Gamma$  зависит от многих параметров задачи, но, как показывают расчеты, эта зависимость является слабой (разумеется, в пределах практически приемлемых изменений параметров задачи).

На рис. 4 представлена зависимость плотности тока от внешнего напряжения для приведенных выше значений параметров для двух температур: комнатной (кривая 1) и азотной (кривая 2). При расчете, кроме туннельно-резонансного тока, учитывался ток прямого туннелирования и надбарьерная его составляющая. Как видно, в рассматриваемой структуре действительно наблюдается N-образная резко нелинейная ВАХ с ярко выраженным участком отрицательного дифференциального сопротивления. Один из основных параметров ВАХ с ОДС — ее контрастность (отношение пикового значения тока к долинному) достигает высоких значений, более чем  $10^3$ . Расчеты показывают, что это справедливо для широкого диапазона параметров задачи; в частности, высокие значения контрастности могут реализоваться не только при низких, но и при высоких температурах (рис. 4). Заметим, что значение напряжения отсечки контролируется разными параметрами структуры, такими как  $U_w$ ,  $x_2$  и др. Известно, что такие высокие значения

контрастности получаются при расчетах ВАХ и для ряда других ТРС (в частности, для структуры, рассмотренной в [2,3], они того же порядка, а, например, в [5] расчетная контрастность на порядок выше). Однако значения контрастности, получаемые на практике, более чем на 2 порядка ниже, причем причины такого существенного расхождения до сих пор не вполне ясны. Ответ на то, в какой из структур реализуется лучшее значение контрастности, дает в конечном счете лишь эксперимент.

К плюсам рассматриваемой здесь структуры следует отнести то, что в ней обеспечивается лучшая токовая стабильность вследствие ослабления известной проблемы накопления заряда в аккумулирующих слоях стандартных ТРС (таких слоев меньше). Отметим также, что в данной структуре задействовано меньшее число гетерограниц — их несовершенство обычно ухудшает характеристики туннельно-резонансного тока.

Обратим, наконец, внимание на такое обстоятельство. Для изготовления ТРС выгодно использовать в первую очередь такие полупроводники, как кремний и германий, технология которых очень хорошо разработана. Известно, однако, что их использование наталкивается на определенные трудности. Рассматриваемая в данной работе структура является в этом плане более перспективной, нежели стандартная ТРС. Так, предположим, что резонансный уровень образуется с помощью глубоких примесных состояний, а не потенциальной ямы (такие состояния могут создаваться, например, „примесными плоскостями глубоких уровней“ [6]). В этом случае специфическая конфигурация потенциального барьера данной структуры существенно облегчает подбор оптимальных параметров ТРС на основе Si, Ge по сравнению со стандартной структурой. Это прежде всего касается выбора подходящего значения резонансного уровня  $E_p$ , которое можно достаточно гибко регулировать за счет подбора нужной примеси, а кроме того, вариацией значения электрического поля в обедненном слое и пространственной локализации примеси (величины  $U_0$ ,  $L$ , расстояние от примеси до границы раздела металл-полупроводник). При этом с точки зрения практического применения имеет значение то, что требуемая глубина залегания примесного уровня существенно меньше, чем в случае стандартной ТРС (и соответственно для достижения участка с ОДС нужны меньшие напряжения).

## Список литературы

- [1] R. Tsu, L. Esaki. Appl. Phys. Lett., **22**, 562 (1973).
- [2] А.Н. Король, О.В. Третьяк, Д.И. Шека. ФНТ, **26**, 1145 (2000).
- [3] А.М. Korol, O.V. Tretyak, D.I. Sheka. Phys. Status. Solidi A, **188**, 1169 (2001).
- [4] G. Bastard. Phys. Rev. B, **25**, 7584 (1982).
- [5] C.J. Arsenault, M. Meunier. J. Appl. Phys., **66**, 4305 (1989).
- [6] F. Beltram, F. Capasso. Phys. Rev. B, **38**, 3580 (1988).

Редактор Л.В. Беляков

## Steep non-linear current-voltage characteristic of a structure with a quantum well built in depletion region of Schottky barrier

*A.M. Korol, I.V. Nosenko*

National University for Food Technologies,  
01033 Kiev, Ukraine

**Abstract** A semiconductor heterostructure is considered where the quantum well is created in the depletion region of Schottky barrier. A forward-biased branch of the current-voltage characteristic of the structure is both evaluated and analysed. It is shown that in a wide range of typical values of parameters of the structure one can observe the N-like steep nonlinear current-voltage characteristic with a distinct interval of the negative differential resistance. Its peak-to-valley ratio values is high enough.