

4. *Nasedkin A., Rybjanets A., Kushkuley L., Eshel Y., Tasker R.* Different approaches to finite element modelling of effective moduli of porous piezoceramics with 3-3 (3-0) connectivity. Proc. 2005 IEEE Ultrason. Symp., Rotterdam, Sept. 18 -21, 2005. – P. 1648-1651.
5. *Белоконь А.В., Наседкин А.В.* Моделирование пьезоизлучателей ультразвуковых волн с использованием программного комплекса ANSYS // Известия ТРТУ. – 1998. – № 4 (10). – С. 147-150.

Домашенкина Татьяна Викторовна

Федеральное государственное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Южный федеральный университет».

E-mail: d-toma-v@yandex.ru.

344090, г. Ростов-на-Дону, пр. Стачки, 200/1.

Тел.: 89508458883.

Наседкин Андрей Викторович

E-mail: nasedkin@math.sfedu.ru.

344090, г. Ростов-на-Дону, ул. Мильчакова, 8а.

Тел.: 88632975282.

Рыбьянец Андрей Николаевич

E-mail: arybyanets@gmail.com.

344090, г. Ростов-на-Дону, пр. Стачки, 194.

Тел.: 88632932910.

Domachenkina Tatyana Victorovna

Southern Federal University.

E-mail: d-toma-v@yandex.ru.

200/1, Stachki street, Rostov on Don, 344090, Russia.

Phone: +79508458883.

Nasedkin Andrey Victorovich

E-mail: nasedkin@math.sfedu.ru.

8a, Miltchakova street, Rostov on Don, 344090, Russia.

Phone: +78632975282.

Rybyanets Andrey Nikolaevich

E-mail: arybyanets@gmail.com.

194, Stachki street, Rostov on Don, 344090, Russia.

Phone: +78632932910.

УДК 621.3.045.21

С.Н. Иващенко

**МОДЕЛИРОВАНИЕ РЕЗОНАНСНО-ТУННЕЛЬНОГО ЭФФЕКТА
В НАНОСТРУКТУРАХ**

Рассмотрен один из основных физических эффектов, используемых в нанoeлектронике, – резонансное туннелирование. Проведено математическое моделирование резонансного туннелирования в полупроводниковых наноструктурах.

Разработанная модель позволяет вычислять коэффициенты прохождения через двухбарьерную структуру и отражения от неё носителей заряда в зависимости от их энергии.

Резонансно-туннельный эффект; двухбарьерные структуры; наноструктуры.

S.N. Ivashenko

MODELING OF RESONANCE TUNNEL EFFECT IN NANOSTRUCTURE

The mathematics model of resonance tunnel effect is considered. The penetration coefficient across two barrier structure was calculated.

Resonance tunnel effect; two barrier structure; nanostructure.

Для генерации незатухающих колебаний можно использовать диоды, вольт-амперная характеристика (ВАХ) которых содержит падающий участок (рис. 1). На участке ВС дифференциальное сопротивление $dI/dU \sim dR/dU$ имеет отрицательное значение. Известно также, что в параллельном LC контуре могут возникнуть колебания тока: конденсатор С разряжается через катушку индуктивности. При этом энергия электрического поля в конденсаторе переходит в энергию электромагнитного поля катушки. Затем происходит обратный процесс. Но эти колебания затухают, поскольку начальная энергия конденсатора постепенно затрачивается на омические потери в проводе катушки. Включение такого диода в цепь параллельного LC-контра обеспечивает компенсацию омических потерь в контуре, поскольку отрицательное дифференциальное сопротивление складывается с положительным сопротивлением потерь. При этом задаётся такой начальный ток смещения $I_{см}$ через диод, чтобы рабочая точка оказалась на падающем участке. Такие генераторы на диодах Гана используются в современной микроэлектронике.

Падающий участок есть и на ВАХ диодов Есаки. Эти диоды давно известны в микроэлектронике, но не нашли заметного применения в технике.

В нанозлектронике созданы резонансно-туннельные диоды (РТД), которые имеют гораздо более высокую предельную рабочую частоту до $f_{пр} \sim 1$ ТГц по сравнению с $f_{пр} \sim 30$ ГГц у диодов Гана. РТД обладают и другими преимуществами.

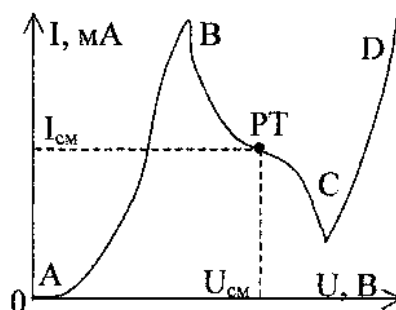


Рис. 1. ВАХ диода с падающим участком ВС

Если специальными мерами обеспечить режим малых колебаний в генераторе, то частота колебаний будет зависеть от крутизны падающего участка около рабочей точки РТД. У РТД крутизна плавно изменяется в пределах падающего участка (рис. 1). Поэтому можно модулировать частоту генератора путем модуляции тока смещения $I_{см}$ или напряжения смещения $U_{см}$. Схема модулятора на РТД отличается простотой, глубина модуляции $\Delta f/f$ достигает 20 %.

Таким образом, генераторы на базе нанозлектронного диода РТД обладают более высокими предельной частотой и другими преимуществами по сравнению с генераторами на традиционных полупроводниковых приборах.

Это одно из многих возможных применений РТД, что делает изучение их свойств актуальной научной задачей.

Как показали теоретические и экспериментальные исследования [1], в зависимости от толщины и химического состава слоев ВАХ РТД может иметь различную форму.

Начальный участок ВАХ РТД можно использовать для смешивания радиосигналов. Падающий участок – для генерации гармонического сигнала малой амплитуды, для частотной модуляции.

Таким образом, РТД являются перспективными приборами нанoeлектроники, а исследование их свойств – актуальная научная задача.

В данной работе рассмотрены результаты математического моделирования резонансного туннелирования в полупроводниковых наноструктурах.

Разработанная модель позволяет вычислять коэффициенты прохождения через двухбарьерную структуру и отражения от неё носителей заряда в зависимости от их энергии.

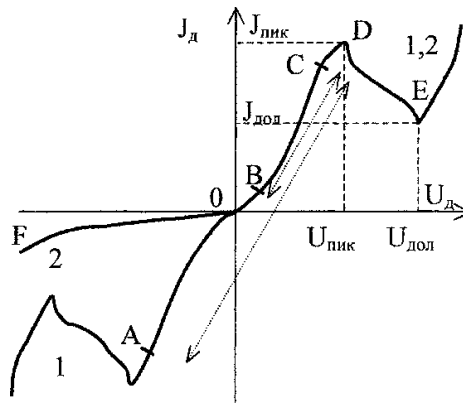


Рис. 2. Два типа ВАХ РТД: 1 – симметричная и 2 – несимметричная относительно начала координат

Физическая модель. Пусть двухбарьерная структура расположена на расстояниях от 0 до L , тогда волновая функция описывается уравнением Шредингера [2]:

$$\psi'' + \frac{2m}{\hbar^2}(E - U(x))\psi = 0. \quad (1)$$

Здесь m – эффективная масса электрона, которая считается одинаковой во всей рассматриваемой области. Решением уравнения во внешних областях будут функции вида

$$\begin{aligned} x \leq 0 \quad \psi &= e^{ikx} + re^{-ikx}, \\ x \geq L \quad \psi &= te^{ik(x-L)}, \end{aligned} \quad (2)$$

где r и t – амплитуды отражения и прохождения соответственно.

Коэффициенты отражения R и прохождения T равны:

$$R = |r|^2, \quad T = |t|^2. \quad (3)$$

Граничные условия получим из функций (2):

$$\psi(0) = 1 + r \quad \psi(L) = t, \quad (4)$$

$$\psi'(0) = ik(1 - r) \quad \psi'(L) = ikt.$$

Выражая r и t через $\psi(0)$ и $\psi(L)$, граничные условия можно записать как

$$\psi'(0) + ik\psi(0) = 2ik, \quad (5)$$

$$\psi'(L) - ik\psi(L) = 0.$$

Вместе с уравнением (1) условия (5) определяют задачу во внутренней области от 0 до L . Решая эту задачу и найдя $\psi(x)$, мы можем найти коэффициенты отражения и прохождения:

$$T = |t|^2 = |\psi(L)|^2, \quad R = |r|^2 = |\psi(0) - 1|^2. \quad (6)$$

Математическая модель. Примем полную длину структуры L за единицу, тогда уравнение Шредингера примет вид

$$\psi'' + (\mathcal{E} - V(x))\psi = 0, \quad (7)$$

где энергия \mathcal{E} и потенциал $V(x)$ отсчитываются в единицах $\hbar^2 / 2mL^2$.

Разобьем участок от 0 до L на N областей $L = Na$. Тогда, если $L=1$, то $a=1/N$.

Для произвольной точки внутри области уравнение (7) можно записать в дискретном виде

$$\psi_{n+1} + \psi_{n-1} + \mathcal{E}_n \psi_n = 0, \quad (8)$$

$$\mathcal{E}_n = -2 + a^2(\mathcal{E} - V_n). \quad (9)$$

Для первого граничного условия (5) сделаем замену производной волновой функции на ее дискретный аналог $\psi'(0) \approx (\psi_1 - \psi_{-1}) / 2a$. Тогда граничное условие и уравнение Шредингера при $x=n=0$ имеют вид

$$\psi_1 - \psi_{-1} + 2ika\psi_0 = 4ika, \quad (10)$$

$$\psi_1 - \psi_{-1} + \mathcal{E}_0\psi_0 = 0.$$

Складывая уравнения (10) и разделив на 2, получим первое граничное условие:

$$\psi_1 + \left(\frac{\mathcal{E}_0}{2} + ika \right) \psi_0 = 2ika. \quad (11)$$

Для второго граничного условия аналогично найдем:

$$\psi_{N+1} - \psi_{N-1} - 2ika\psi_N = 0, \quad (12)$$

$$\psi_{N+1} - \psi_{N-1} + \mathcal{E}_N\psi_N = 0.$$

Откуда получим второе граничное условие в виде

$$\psi_{N-1} + \left(\frac{\varepsilon_N}{2} + ika \right) \psi_N = 0. \quad (13)$$

Таким образом, задача состоит в решении системы уравнений (8), (11), (13).

Алгоритм решения. Трехдиагональную систему уравнений (8) будем решать модифицированным методом прогонки [3]. Пусть $\psi_{n+1} = R_n \psi_n$, R_n – множитель, зависящий от n . Из уравнения (8) найдем $R_n \psi_n + \varepsilon_n \psi_n = -\psi_{n-1}$, т.е.

$$\psi_n = -\frac{\psi_{n-1}}{R_n + \varepsilon_n}.$$

Но, по определению множителя R_n :

$$\psi_n = R_{n-1} \psi_{n-1}, \quad (14)$$

отсюда:

$$R_{n-1} = -\frac{1}{\varepsilon_n + R_n}. \quad (15)$$

Из граничного условия (13) имеем:

$$\psi_{N+1} + \left(\frac{\varepsilon_N}{2} + ika \right) R_{N-1} \psi_{N-1} = 0,$$

откуда получаем:

$$R_{N-1} = \frac{1}{\frac{\varepsilon_N}{2} + ika}. \quad (16)$$

Формулы (15) и (16) позволяют вычислить множители R_n от R_{N-1} до R_0 .

Из граничного условия (11) $(R_0 + (\frac{\varepsilon_0}{2} + ika))\psi_0 = 2ika$, т.е:

$$\psi_0 = \frac{2ika}{R_0 + (\frac{\varepsilon_0}{2} + ika)}. \quad (17)$$

Формулы (17) и (14) позволяют затем найти все значения волновой функции.

Амплитуды отражения и прохождения: $r = \psi_0 - 1$, $t = \psi_N$. Коэффициенты прохождения и отражения можно найти следующим образом:

$$T = |t|^2, R = |\psi_0 - 1|^2.$$

Из приведенного ниже графика (рис. 3) видно, что коэффициент прохождения носителя заряда через двухбарьерную наноструктуру возрастает, когда значение энергии носителя заряда совпадает с квантованными значениями энергии в этой структуре. Этими значениями можно управлять, создавая структуры с различной геометрией (толщиной слоев полупроводниковых материалов).

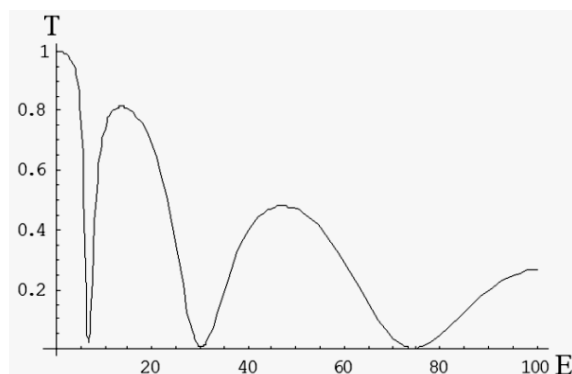


Рис. 3. Зависимость коэффициента прохождения от энергии

Перспективным направлением является разработка приборов с третьим – управляющим шириной барьера электродом, т.е. резонансно-туннельным транзистором.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *Brown E.R., Somer T.C., Goodhue W.D., Parker W.D.* Millimeter Band Oscillations Based on Resonant Tunneling in Double Barrier Diode at Room Temperature // *Appl. Phys. Lett.* 1987. – V. 50. – № 2. – P. 83-95.
2. *Демиховский В.Я., Вугальтер Г.А.* Физика квантовых низкоразмерных структур. – М.: Логос, 2000.
3. *Ц. На.* Вычислительные методы решения прикладных граничных задач. – М.: Мир, 1982.

Ивашенко Сергей Николаевич

Технологический институт Федерального государственного образовательного учреждения высшего профессионального образования «Южный федеральный университет» в г. Таганроге.

E-mail: taurus6129@yandex.ru.

347928, Таганрог, пер. Некрасовский, 44.

Тел.: +79515032853; 8863371940.

Ivashenko Sergey Nikolaevitch

Taganrog Institute of Technology – Federal State-Owned Educational Establishment of Higher Vocational Education “Southern Federal University”.

E-mail: taurus6129@yandex.ru.

44, Nekrasovskiy, Taganrog, 347928, Russia.

Phone: +79515032853, +7863371940.

УДК 537.87

И.Э. Гамолина

ПОСТАНОВКА ПРЯМОЙ ЗАДАЧИ РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ С НЕПЛОСКИМ ВОЛНОВЫМ ФРОНТОМ НА ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Сформулирована граничная задача рассеяния электромагнитной волны с цилиндрическим волновым фронтом на бесконечной цилиндрической поверхности. Приведены уравнения в интегральной и дифференциальной форме.

Уравнения Максвелла; электромагнитная волна; прямая задача рассеяния.