

УДК 004.942,538.915

ФОРМИРОВАНИЕ УЧАСТКА ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЙ ПРОВОДИМОСТИ НА ВОЛЬТ-АМПЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИКАХ РЕЗОНАНСНО-ТУННЕЛЬНЫХ СТРУКТУР

© 2022 г. Е. В. Куимов^{а, *}, Н. А. Ветрова^{а, **}

^аМосковский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана,
Москва, 105005 Россия

*e-mail: ekjmo@mail.ru

**e-mail: vetrova@bmstu.ru

Поступила в редакцию 22.04.2021 г.

После доработки 25.06.2021 г.

Принята к публикации 30.06.2021 г.

Участок отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП) на вольт-амперных характеристиках (ВАХ) резонансно-туннельных структур (РТС) представляет интерес как рабочий участок высокочастотных генераторов сигналов. Однако на сегодняшний день оценка плотности тока на этом участке для практических расчетов имеет ряд трудностей. Феноменологический характер широко применяемых моделей не позволяет анализировать и корректировать методики расчета, исходя из физических соображений. Высокие требования к вычислительным ресурсам не позволяют решать возникающие в процессе проектирования задачи синтеза конструкторских параметров для обеспечения необходимого уровня эксплуатационных параметров устройств на РТС. В данной работе представлена компактная модель токопереноса, которая позволяет с высокой точностью прогнозировать не только начальный участок ВАХ РТС, но и участок ОДП, а также в силу своей “простоты” и физической прозрачности получать за приемлемое для инженерных приложений время ВАХ РТС с относительной погрешностью порядка 1%.

Ключевые слова: резонансно-туннельные структуры, отрицательная дифференциальная проводимость, метастабильные состояния, гистерезис, терагерцовый диапазон, осцилляторы.

DOI: 10.31857/S1028096021120086

ВВЕДЕНИЕ

На сегодняшний день одним из наиболее перспективных объектов нанoeлектроники являются резонансно-туннельные структуры (РТС), интерес к которым обусловлен возможностью проектирования топологии гетероструктуры с заданной вольт-амперной характеристикой (ВАХ). В частности, РТС рассматриваются как нелинейный элемент нового поколения генераторов сигналов терагерцового диапазона [1–8]. Рабочая точка таких устройств расположена на участке отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП), что обуславливает интерес к изучению процессов, формирующих участок ОДП, а также моделированию данного участка.

Теоретические и экспериментальные исследования физических процессов на участке ОДП представлены в ряде работ [9–14], где указывается на два проявляющихся на этом участке, связанных друг с другом феномена: “плато” – резкое падение абсолютного значения дифференциальной проводимости, которое проявляется как

“зигзаг” на ВАХ, и гистерезис – зависимость положения пиковых и долинных токов и напряжений от знака изменения напряжения. Так как считается, что эти особенности участка ОДП на ВАХ РТС имеют общую природу, они часто обсуждаются под одним термином “бистабильность”.

Хотя динамика протекания тока на участке ОДП формируется несколькими одновременно протекающими процессами, в конечном итоге формирование бистабильности сводится к особенностям насыщения и истощения зарядом квантовой ямы РТД, обусловленным межэлектронным взаимодействием, и рассеянием электронов из метастабильных состояний в истоке и прилегающем к нему спейсере в метастабильные состояния в квантовой яме [9–12]. Данные процессы естественным образом описываются с помощью такого параметра, как время релаксации, с помощью которого и предлагается строить модель формирования участка ОДП [15, 16].

Модель токопереноса для инженерных приложений должна обладать важным качеством: низ-

кими требованиями к вычислительным ресурсам, т.е. низкой алгоритмической сложностью, так как значительную долю области применения инженерных моделей представляет решение так называемых “обратных” задач, возникающих при проведении конструкторско-технологической оптимизации топологии РТС по критерию надежности устройства на их основе [17–19]. Именно алгоритмическая сложность ab initio-моделей затрудняет их использование в инженерной практике, так как модели такого класса, обеспечивающие расчет с удовлетворительной точностью, включают моделирование одновременного протекания большого числа физических процессов, что увеличивает требования к вычислительным мощностям. Поэтому в инженерной практике в системах автоматического проектирования используются “компактные” модели, которые при должном подходе к их разработке, кроме очевидного преимущества в требованиях к вычислительным ресурсам, обладают преимуществами физической “прозрачности” (возможностью анализа и физической интерпретации получаемых на каждом из этапов расчета ВАХ-параметров модели).

Таким образом, в данной работе для описания формирования участка ОДП на ВАХ РТС предлагается использовать “компактную” модель токопереноса в РТС с включением в качестве параметров времен релаксации процессов насыщения и истощения квантовой ямы и процессов рассеяния электронов.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Рассмотрим стационарную модель токопереноса в РТС. Плотность тока в зависимости от напряжения в гетероструктурах описывается с помощью широко известной формулы [20]:

$$J(V) = J_0 \int_{E_s}^{\infty} T(E, V) D(E, V) dE, \quad (1)$$

где $J_0 = 2m^*q_e kT / 4\pi^2 \hbar^3$ – коэффициент пропорциональности, E – поперечная компонента полной энергии электрона, V – внешнее напряжение, E_s – положение дна зоны проводимости в истоке, $T(E, V)$ – коэффициент туннельной прозрачности, $D(E, V) = \ln[(1 + \exp((E_F - E)/kT)) / (1 + \exp((E_F - q_e V - E)/kT))]$ – функция снабжения, E_F – уровень Ферми, q_e – элементарный заряд, kT – тепловая энергия (постоянная Больцмана, умноженная на абсолютную температуру), m^* – эффективная масса электронов в резервуарах.

В РТС коэффициент туннельной прозрачности вследствие интерференции электронов в квантовой яме имеет резонансы в точках, соответствующих энергии метастабильных состояний кванто-

вой ямы, которые описываются кривой Лоренца. Плотность тока в РТС обусловлена током электронов через метастабильные состояния. Учитывая этот факт, формулу (1) для РТС можно свести к следующему выражению [21]:

$$J(V) = J_0 \frac{\pi}{2} \sum_{n=1}^N \Gamma_n D(\varepsilon_n(V), V), \quad (2)$$

где $\varepsilon_n(V)$ – энергия n -ого метастабильного состояния квантовой ямы, Γ_n – полуширина n -ого метастабильного состояния квантовой ямы, N – количество метастабильных состояний в квантовой яме.

Так как энергия метастабильного состояния имеет смысл полной энергии электрона в этом состоянии, она обусловлена кинетической энергией электрона и потенциальной энергией взаимодействий электрона с кристаллической решеткой, внешним полем и межэлектронным взаимодействием, причем первые два слагаемых не зависят от напряжения. Таким образом, энергия метастабильного состояния представляется в виде:

$$\varepsilon_n(V) = \varepsilon_{0n} + U_p(V), \quad (3)$$

где ε_{0n} – энергия метастабильного состояния при нулевом напряжении (без учета энергии взаимодействия электронов), $U_p(V)$ – поправка, обусловленная внешним напряжением и межэлектронным взаимодействием.

Функция $U_p(V)$ определяется численным расчетом концентрации электронов с последующим решением уравнения Пуассона, для чего применяется процедура самосогласования. В этой работе для построения компактной модели токопереноса была введена следующая аппроксимация (рис. 1):

$$U_p(V) \approx U_0 - U_1 \left(\ln \left(1 + e^{\frac{V-V_0}{V_1}} \right) - \ln \left(1 + e^{\frac{V_0}{V_1}} \right) \right) - q_e \frac{V}{\beta}. \quad (4)$$

В формуле (4) первое слагаемое U_0 – энергия межэлектронного взаимодействия при нулевом напряжении. Во втором слагаемом U_1, V_1 – энергия и напряжение насыщения, определяющие энергию межэлектронного взаимодействия при напряжениях значительно, отличающихся от нуля, когда метастабильные состояния квантовой ямы полностью заполнены электронами. V_1 является кусочно-постоянной функцией, которая претерпевает разрыв при пиковом напряжении. При этом пиковое напряжение достигается при условии

$$\varepsilon_1(V) = E_s + \delta E, \quad (5)$$

где E_s – дно зоны проводимости, δE – энергия, необходимая для ухода метастабильного состояния в запрещенную зону.

Последнее слагаемое в формуле (4) описывает потенциальную энергию взаимодействия электрона с внешним полем, коэффициент β равен отношению координаты центра квантовой ямы к длине структуры.

На рис. 1 показаны расчетный коэффициент туннельной прозрачности модельной РТС и энергии резонансных уровней, полученные с помощью аппроксимации (3). Как видно из рисунка, подобная аппроксимация удовлетворительно описывает положение резонансного уровня на заданной области напряжений. Таким образом, в рамках данной модели, плотность тока, а, следовательно, и бистабильность ВАХ определяются влиянием процессов насыщения и истощения заряда в квантовой яме РТС и процессов рассеяния электронов в квантовую яму из спейсерных и истоковых метастабильных состояний в метастабильные состояния в квантовой яме.

Как отмечалось выше, бистабильность ВАХ РТС является проявлением двух процессов: насыщения и истощения заряда в квантовой яме РТС и рассеяния зарядов в квантовую яму из метастабильных состояний в истоковом спейсере, которые формируются в квантовой яме, образованной истоковым барьером и уровнем дна зоны проводимости в спейсере [11]. Совокупное течение этих процессов характеризуется общим временем релаксации τ :

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_w} + \frac{1}{\tau_e}, \quad (6)$$

где τ_w – время релаксации насыщения/истощения заряда в квантовой яме, τ_e – время рассеяния электронов из метастабильных состояний в спейсере в квантовую яму.

Наличие конечного времени релаксации τ приводит к отставанию по фазе колебаний концентрации электронов в квантовой яме РТС от колебаний внешнего напряжения. Естественно предположить, что степени заполненности метастабильных состояний в квантовой яме можно однозначно поставить в соответствие значение потенциальной энергии U_p . Следовательно, колебания U_p , также будут отставать по фазе от внешнего поля (что можно трактовать как наличие у РТС реактивного сопротивления), что приводит к различным значениям энергии $E_s + \delta E$ и, соответственно, пикового напряжения при повышающемся и понижающемся напряжениях. Тогда пиковое напряжение при понижающемся и повышающемся напряжениях можно представить в виде:

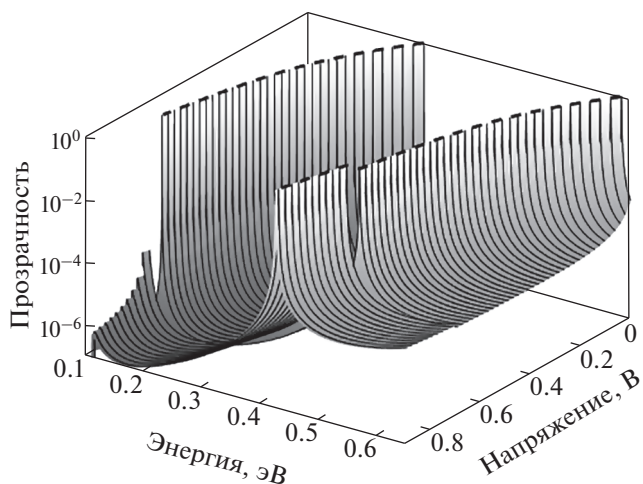


Рис. 1. Коэффициент туннельной прозрачности в зависимости от энергии и напряжения, рассчитанный с учетом межэлектронного взаимодействия. Пунктирными линиями показаны рассчитанные по аппроксимации (3) энергии метастабильных состояний.

$$V_{p\pm} = V_p \pm \tau \frac{d}{dt} V(t_p), \quad (7)$$

где $V_{p\pm}$ – пиковое напряжение при повышающемся (понижающемся) внешнем напряжении, V_p – стационарное пиковое напряжение, $V(t)$ – внешнее напряжение, $V(t_p) = V_p$.

Насыщение и истощение заряда в квантовой яме не происходит мгновенно из-за инертности электронов и характеризуется временем релаксации τ_w , которое обратно пропорционально ширине заселенного метастабильного состояния в яме. Так как концентрация электронов в квантовой яме РТС обусловлена в основном электронами в метастабильном состоянии с минимальной энергией в разрешенной зоне, то время релаксации τ_w оценим как

$$\tau_w = \frac{\hbar}{2\Gamma_1}. \quad (8)$$

Спейсерные метастабильные состояния лежат ниже дна зоны проводимости в истоке, поэтому в отсутствие процессов рассеяния они не заселены электронами. Попасть на эти метастабильные состояния электроны могут либо путем туннелирования из примесных состояний истока, либо рассеянием с высших уровней энергии в истоковом спейсере. Эти процессы вносят свой вклад в τ_e , помимо непосредственно перехода электронов из метастабильных состояний спейсера в метастабильные состояния в квантовой яме, то есть оценка τ_e требует анализа всех представленных процессов, что является довольно трудной зада-

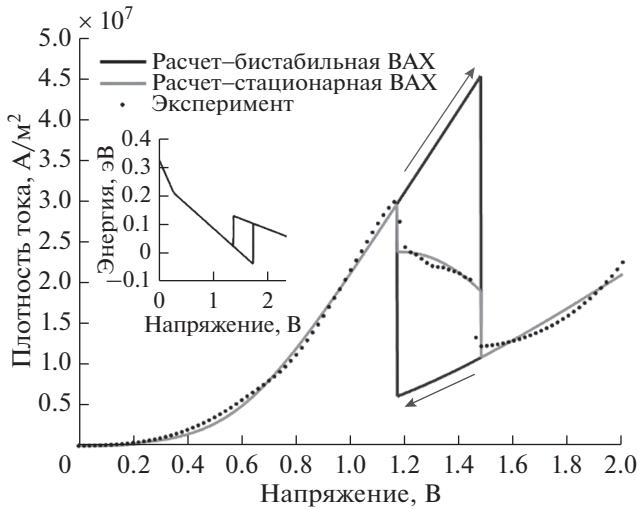


Рис. 2. Результаты расчета в сравнении с экспериментом. На врезке показана энергия низшего метастабильного состояния в зависимости от напряжения.

чей, поэтому τ_e будем определять на основе данных эксперимента.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Для определения τ_e были проведены расчеты тестового резонансно-туннельного диода с известной ВАХ. Материал барьеров – AlAs, материал спейсеров и ямы – GaAs, ширина ямы составляла 4.9 нм, ширина барьеров – 2.9 нм, ширина спейсеров – 6.3 нм, концентрация донорных примесей в приконтактных областях составляла $4 \times 10^{24} \text{ м}^{-3}/4 \times 10^{24} \text{ м}^{-3}/4 \times 10^{24} \text{ м}^{-3}$ (градиентное легирование). Результаты расчетов по представленной модели показаны на рис. 2.

Для представленной структуры время релаксации насыщения/истощения заряда в квантовой яме равно 74 фс, а время релаксации из метастабильных состояний спейсера почти в два раза меньше – 40 фс при частоте осцилляций 1 ТГц, из чего делаем вывод, что определяющим процессом в формировании гистерезиса, а, следовательно, и участка ОДП для представленной структуры является процессы насыщения/истощения заряда в квантовой яме.

Если есть гистерезисная ВАХ, то естественным образом можно сделать предположение о существовании двух состояний, в которых находится РТС, и о некотором связанном с гистерезисом метастабильном состоянии [22], которое проявляется как “зигзаг” на участке ОДП. В таком случае стационарную ВАХ (полученную при замерах на постоянном токе) можно представить как смесь плотностей тока при возрастающих и убывающих напряжениях, а формирование участка ОДП можно представить по следующей формуле:

вающих напряжениях, а формирование участка ОДП можно представить по следующей формуле:

$$J = J_{dV>0} - \alpha(J_{dV>0} - J_{dV<0}), \quad (9)$$

где $J_{dV>0}$ – ВАХ при возрастающем напряжении, $J_{dV<0}$ – ВАХ при убывающем напряжении, α – безразмерный коэффициент, описывающий смещение ВАХ, пропорционален напряжению.

С помощью данного выражения была получена стационарная ВАХ (рис. 2). Из графиков видно, что представленная модель позволяет получать результаты, хорошо согласующиеся с экспериментальными данными, рассчитанное относительное отклонение на начальном участке и участке ОДП составляет в среднем 1%.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлена компактная модель токопереноса в РТС, позволяющая получать хорошо согласующиеся с экспериментом ВАХ как на начальном участке, так и на участке ОДП. Показано, как представленная модель может быть использована для анализа процессов переноса и рассеивания электронов. Проведена оценка времени релаксации процесса рассеивания электронов в квантовую яму РТС из метастабильных состояний спейсера и времени релаксации процессов насыщения и истощения заряда в квантовой яме. Разработанная модель предъявляет низкие требования к вычислительным ресурсам, при этом сохраняет точность моделей на основе интегрально-дифференциальных уравнений токопереноса, что делает ее перспективной для интеграции в системы автоматического проектирования и решения задачи синтеза конструкторских параметров РТС для обеспечения необходимого уровня эксплуатационных параметров устройств на их основе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Saadih H., Jubadi W.M., Ahmad M., Jabbar M.H. // J. Physics: Conf. Series. 2018. V. 1049. P. 012069. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1049/1/012069>
2. Wang J., Al-Khalidi A., Alharbi K., Ofiare A., Zhou H., Wasige E., Figueiredo J. // 46th European Microwave Conference (EuMC). 2016. <https://doi.org/10.1109/eumc.2016.7824348>
3. Maekawa T., Kanaya H., Suzuki S., Asada M. // Appl. Phys. Express. 2016. V. 9. P. 024101. <https://doi.org/10.7567/APEX.9.024101>
4. Baba R., Stevens B.J., Mukai T., Hogg R.A. // IEEE J. Quantum Electronics. 2018. V. 54. № 2. P. 1. <https://doi.org/10.1109/JQE.2018.2797960>
5. Izumi R., Sato T., Suzuki S., Asada M. // AIP Advances. 2019. V. 9. P. 085020. <https://doi.org/10.1063/1.5114963>
6. Ogino K., Suzuki S., Asada M. // 42nd International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz

- Waves (IRMMW-THz). 2017. P. 1–2.
<https://doi.org/10.1109/IRMMW-THz.2017.8066879>
7. Ikeda Y., Kitagawa S., Okada K., Suzuki S., Asada M. // IEICE Electronics Express. 2015. V. 12. № 3. P. 1.
<https://doi.org/10.1587/elex.12.20141161>
 8. Feiginov M. // Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves. 2019. V. 40. P. 365.
<https://doi.org/10.1007/s10762-019-00573-5>
 9. Rasulova G.K., Pentin I.V., Vakhtomin Y.B., Smirnov K.V., Khabibullin R.A., Klimov E.A., Klochkov A.N., Goltsman G.N. // J. Appl. Phys. 2020. V. 128. P. 224303.
<https://doi.org/10.1063/5.0022052>
 10. Zhao P., Cui H.L., Woolard D.L., Jensen K.L., Buot F.A. // International J. Modern Physics. B. 2000. V. 14. № 4. C. 414.
<https://doi.org/10.1142/S021797920000039X>
 11. Biegel B.A. // Proceedings of SPIE. 1998. V. 3277. P. 159.
<https://doi.org/10.1117/12.306152>
 12. Jensen K.L., Buot F.A. // Phys. Rev. Lett. 1991. V. 66. № 8. P. 1078.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.66.1078>
 13. Andreev M., Choi J.W., Koo J., Kim H., Jung S., Kim K.H., Park J.H. // Nanoscale Horizons. 2020. V. 5. № 10. P. 1378.
<https://doi.org/10.1039/D0NH00163E>
 14. Zhang W.D., Growden T.A., Storm D.F., Meyer D.J., Berger P.R., Brown E.R. // IEEE Transactions on Electron Devices. 2019. V. 67. № 1. P. 1.
<https://doi.org/10.1109/TED.2019.2955360>
 15. Asada M., Suzuki S. // J. Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves. 2016. V. 37 № 12. P. 1185.
<https://doi.org/10.1007/s10762-016-0321-6>
 16. Kanaya H., Maekawa T., Suzuki S., Asasa M. // JJAP. 2015. V. 54. P. 094103.
<https://doi.org/10.7567/JJAP.54.094103>
 17. Vetrova N.A., Kuimov E.V., Meshkov S.A., Shashurin V.D. // RENSIT. 2019. V. 11. № 2. P. 299.
<https://doi.org/10.17725/rensit.2019.11.299>
 18. Shashurin V.D., Vetrova N.A., Pchelintsev K.P., Kuimov E.V., Meshkov S.A. // AIP Conference Proceedings. 2019. V. 2171 P. 150004.
<https://doi.org/10.1063/1.5133302>
 19. Shashurin V.D., Vetrova N.A., Kuimov E.V. // J. Physics: Conference Series. 2020. V. 1571. P. 012008.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/1571/1/012008>
 20. Moskaliuk V.A., Timofeev V.I., Fediai A.V. Ultra-high-speed Electronic Devices. Saarbrücken: LAP Lambert, 2014. 232 p.
 21. Buccafurri E. Analytical Modeling of Silicon Based Resonant Tunneling Diode for RF Oscillator Application. PhD thesis, Institut national des sciences appliquées, Lyon, France. 2010.
 22. Hruby L., Dogra N., Landini M., Donner T., Esslinger T. // Proceedings of the National Academy of Sciences. 2018. V. 115. № 13. P. 3279.
<https://doi.org/10.1073/pnas.1720415115>

Forming of a Segment of Negative Differential Conductivity on Current–Voltage Characteristic of Resonant-Tunnel Structures

E. V. Kuimov^{1, *} and N. A. Vetrova^{1, **}

¹Bauman Moscow State Technical University, Moscow, 105005 Russia

*e-mail: ekjmo@mail.ru

**e-mail: vetrova@bmstu.ru

The section of negative differential conductivity (NDC) on the current-voltage characteristics (CVC) of resonant tunneling structures (RTS) is of interest as a working section of high-frequency signal generators. However, today the assessment of the current density in this section for practical calculations has a number of difficulties. The phenomenological nature of the widely used models does not allow analyzing and adjusting the calculation methods based on physical considerations. High requirements for computational resources do not allow solving the problems of synthesizing design parameters arising in the design process to ensure the required level of operational parameters of devices on RTS. In this work, a compact model of current transfer is presented, which makes it possible to predict with high accuracy not only the initial section of RTS CVC, but also the region of the NDC, and also, due to its “simplicity” and physical transparency, to obtain the CVC of the RTS with a relative error of 1%.

Keywords: resonant-tunneling structures, negative differential conductivity (NDC), metastable states, hysteresis, terahertz range, oscillators.