

PACS numbers: 64.60.ah, 72.20.Dp, 72.80.Tm, 73.40.Gk, 73.40.Rw, 73.50.Fq, 81.05.Zh

Отрицательное дифференциальное сопротивление N -типа в вольт-амперных характеристиках металлических гетероструктур

В. В. Шамаев, Е. С. Житлухина^{*,**}

*Донецкий национальный технический университет,
пл. Шибанкова, 2,
85300 Покровск, Украина*

**Донецкий национальный университет имени Василя Стуса,
ул. 600-летия, 21,
21021 Винница, Украина*

***Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина НАН Украины,
просп. Науки, 46,
03028 Киев, Украина*

Предложен физический механизм, ответственный за возникновение участка отрицательного дифференциального сопротивления N -типа в вольт-амперных характеристиках металлических гетероструктур с туннельным барьером, образованным полупроводниковой прослойкой с внедрёнными в неё примесными центрами. Развита в работе теория основана на предположении о наличии в потенциальном барьере локализованных двухуровневых структур, которые определяют величину тока, протекающего через соответствующий транспортный канал. Проанализировано влияние параметров задачи на туннельный ток.

Corresponding author: Olena Sergiyivna Zhitluchina
E-mail: elena_zhitluchina@ukr.net

*Donetsk National Technical University,
2 Shybankov Sqr., UA-85300 Pokrovs'k, Ukraine*

**Vasyl' Stus Donetsk National University,
21 600-richchya Str., UA-021021 Vinnytsia, Ukraine*

***Donetsk Institute for Physics and Engineering Named after O. O. Galkin,
46 Nauky Ave., UA-03028 Kyiv, Ukraine*

Citation: V. V. Shamaev and O. S. Zhitluchina, Negative N -Type Differential Resistance in Current–Voltage Characteristics of Metal Heterostructures, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **40**, No. 6: 729–737 (2018) (in Russian), DOI: 10.15407/mfint.40.06.0729.

Ключевые слова: отрицательное дифференциальное сопротивление, негатрон, двухуровневые центры, туннельный ток.

Запропоновано фізичний механізм, що відповідає за виникнення ділянки негативного диференційного опору N -типу у вольт-амперних характеристиках металевих гетероструктур з тунельним бар'єром, утвореним напівпровідниковим прошарком із втіленими у нього домішковими центрами. Розвинута в роботі теорія заснована на припущенні про наявність у потенціальному бар'єрі локалізованих дворівневих структур, які визначають величину струму, що протікає через відповідний транспортний канал. Проаналізовано вплив параметрів задачі на тунельний струм.

Ключові слова: негативний диференційний опір, негатрон, дворівневі центри, тунельний струм.

Physical mechanism is proposed and responsible for the appearance of a negative N -type differential resistance region in current–voltage characteristics of metal heterostructures with a tunnel barrier formed by a semiconductor interlayer with embedded impurity centres. The theory developed in this work is based on the assumption of the presence of localized two-level structures in the potential barrier, which determine the magnitude of the current flowing through the corresponding transport channel. An effect of the problem parameters on the tunnel current is analysed.

Key words: negative differential resistance, negatron, two-level centres, tunnel current.

(Получено 28 марта 2018 г.; окончат. вариант — 8 мая 2018 г.)

1. ВВЕДЕНИЕ

Под отрицательным дифференциальным сопротивлением в некоторой области напряжений обычно понимают необычное поведение некоторых нелинейных элементов электрических цепей, которое заключается в уменьшении протекающего тока I с ростом падения напряжения V [1]. Эта неустойчивость часто приводит к разбиению образца на участки сильного и слабого тока и в результате к характеристикам N -типа [1]. С радиотехнической точки зрения такие элементы, называемые негатронами, являются активными, позволяя преобразовывать энергию источника питания в незатухающие колебания, и могут использоваться в схемах переключения. В общем, отрицательное внутреннее сопротивление $G(V) = dI(V)/dV$ является функцией амплитуды напряжения V и его частоты.

Круг физических устройств, реализующих данное явление, чрезвычайно широк — от газоразрядной лампы и туннельного диода до электронно-дырочного перехода в вырожденных полупроводниках в сильных электрических полях (эффект Ганна) и ламповых генераторах электромагнитных колебаний с положительной обратной

связью. В работах [2, 3] авторы продемонстрировали возможность создания негатрона на основе трёхслойных тонкоплёночных гетероструктур, которые образованы двумя металлическими обкладками, разделёнными слоем кремния с внедрёнными в него наноразмерными гранулами вольфрама. При температурах от 4 до 8 К и в интервале напряжений от -800 до 800 мВ были измерены вольт-амперные характеристики таких переходов с локальными максимумами тока. Положения этих особенностей, симметричных относительно нуля напряжений, менялись от образца к образцу в пределах 40 – 300 мВ. С ростом температуры они размывались и полностью пропадали при температуре выше температуры сверхпроводящего перехода металлических электродов. Авторы статьи [2] объяснили природу наблюдаемых сингулярностей спецификой электронного квантового туннелирования через локализованные в полупроводниковом барьере примесные состояния.

В данной работе мы предлагаем теоретическое описание данного эффекта, основанное на предположении [2] о наличии в потенциальном барьере локализованных двухуровневых структур, которые определяют величину тока, протекающего через соответствующий транспортный канал. В соответствии с нашим предположением в основном электронном состоянии такие структуры имеют очень маленькое сопротивление, а в возбуждённом состоянии их сопротивление становится уже значительным. В следующем подразделе мы приводим теорию этого явления, которая базируется на описании эффекта резонансного туннелирования через полупроводник с внедрёнными в него примесными центрами [4] и модели двухуровневой системы с вырожденным возбуждённым состоянием Хальбриттера и др. [5]. Результаты численных расчётов дифференциальной проводимости трёхслойных образцов в широком диапазоне напряжений обсуждаются в третьем подразделе статьи и подытоживаются в разделе «Выводы».

2. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Как показано в работе [6], распределение вероятностей туннельного прохождения заряженных частиц через неоднородную среду $\rho(D)$ представляет собой бимодальную функцию с двумя максимумами при $D = 0$ и $D = 1$. Наличие «открытых» каналов с $D \leq 1$ в случае изолирующей пластины с металлическими наногранулами обусловлено присутствием особых квантовых траекторий, которые объединяют локализованные состояния с близкими энергетическими уровнями, расположенные примерно на одних и тех же расстояниях друг от друга. При движении вдоль таких траекторий имеет место взаимное увеличение результирующей амплитуды когерентных электронных волн при их наложении друг на друга (конструктив-

ная интерференция), в результате чего вероятность туннелирования увеличивается с ростом электронной энергии вплоть до значений порядка единицы. На практике этот эффект проявляется в виде максимума функции $G(V)$ при $V = V_{\text{res}}$ шириной ΔV , которая определяется разбросом энергетических уровней и расстояний между наноразмерными гранулами:

$$G_0(V) = \frac{e^2}{h} \frac{\Delta V^2}{(V - V_{\text{res}})^2 + \Delta V^2}, \quad (1)$$

где e — элементарный заряд, h — постоянная Планка. При выводе формулы (1) мы пренебрегли температурным размытием спектра дифференциальной проводимости, поскольку температура экспериментов [2] $T < 10$ К была пренебрежимо малой по сравнению с характерной величиной $V_{\text{res}} > 40$ мВ.

При $V = V_{\text{th}}$, где V_{th} — критическое значение напряжения срыва, на кривых работы [2] наблюдалось резкое падение проводимости от положительных значений, как это следует из формулы (1), к отрицательным величинам производной $G(V) = dI(V)/dV$. Объяснить этот эффект можно с помощью гипотезы о наличии двухуровневой системы в «открытом» транспортном канале с $D \leq 1$. Физическая природа подобных объектов, которые наблюдаются во многих твердотельных структурах, остаётся загадкой (см., например, [6]). Математически ясно, что они представляют собой две подобные конфигурации с потенциальным барьером между ними, преодолевая который система переходит с одного уровня на другой. Гибридизация этих состояний приводит к расщеплению двух вырожденных состояний на величину V_{th} .

Как было показано в работе [5], для того, чтобы описать вольт-амперную кривую с отрицательным дифференциальным сопротивлением, подобную тем, которые были получены в работе [2], приведённую выше модель двухуровневой системы надо дополнить ещё одной степенью свободы. Согласно [5] следует предположить, что основное (0) состояние двухуровневой системы не вырождено, в то время как возбуждённое (1) состояние с большей энергией состоит из $N > 1$ энергетически эквивалентных состояний. Кроме того, будем считать, что в основном состоянии дифференциальная проводимость $G(V) \approx G_0(V)$, а в возбуждённом — $G(V) \approx G_1 = \text{const}$, т.е. полный ток через обсуждаемый транспортный канал $I(V) = I_0(V)n_0(V) + I_1(V)n_1(V)$, где $n_0(V)$ и $n_1(V)$ — соответствующие числа заполнения, $n_0(V) + n_1(V) = 1$, $n_0(V) = 1$ для $eV < V_{\text{th}}$, $I_1(V) = G_1V$.

Таким образом, имеем:

$$\begin{aligned} G(V) &= dI(V)/dV = \\ &= G_0(V) + (G_1 - G_0(V))n_1(V) + (G_1V - I_0(V))dn_1(V)/dV. \end{aligned} \quad (2)$$

Принцип детального равновесия, который заключается в равенстве прямого и обратного переходов между дискретными состояниями системы, позволяет определить числа заполнения $n_{0(1)}(V)$. Для $N > 1$ эквивалентных возбуждённых состояний зависимость от напряжения величины $n_1(V)$ имеет вид [5]

$$n_1(V) = \frac{N(e|V| - V_{th})}{N(e|V| - V_{th}) + (e|V| + 3V_{th})} \theta(e|V| - V_{th}). \quad (3)$$

Здесь $\theta(x)$ — функция Хевисайда. Используя формулы (1)–(3), мы можем рассчитать зависимость дифференциальной проводимости обсуждаемой гетероструктуры от напряжения при пяти значениях параметров V_{res} , V_{th} , ΔV , G_1 и N . Далее мы приводим результаты численных расчётов для различных значений подгоночных параметров и детально анализируем влияние того или иного параметра на форму измеряемой зависимости $G(V)$.

3. ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЁТЫ И ИХ АНАЛИЗ

В данном подразделе мы приводим результаты численного моделирования вольт-амперных $I(V)$ характеристик трёхслойных гетероструктур металл–допированный полупроводник–металл с двухуровневыми центрами внутри разупорядоченного полупроводникового барьера. При этом мы будем фиксировать четыре из пяти свободных параметров и описывать тенденцию изменения $I(V)$ кривых при варьировании пятого параметра.

Прежде всего, обсудим, как изменение соотношения между V_{res} и V_{th} влияет на кривую $G(V)$. Наличие дополнительных каналов существенно лишь в том случае, когда проводимость контакта достаточно резко меняется с напряжением V . Таким образом, максимальный эффект будет достигаться при $V_{res} \approx V_{th}/2$. С дальнейшим ростом V_{res} резкое уменьшение проводимости при $V = V_{th}$ становится менее заметным и полностью исчезает при $V_{res} > V_{th}/2$ (рис. 1).

Рисунок 2 иллюстрирует существенную зависимость скачка дифференциальной проводимости от степени вырождения возбуждённого состояния (параметр N). Как было предсказано в работе [5], вплоть до $N = 10$ величина отрицательного участка в дифференциальной проводимости $G(V)$ пренебрежимо мала. Далее она растёт с увеличением параметра N и при $N > 20$ становится уже существенной для практических приложений. Обратим внимание на существенную роль размытия резонансного пика (параметр ΔV). В случае очень узкого пика эффект отрицательной дифференциальной проводимости пропадает (рис. 3) и для его наблюдения важен значительный разброс как энергетических уровней в наноразмерных гранулах, образующих перколяционные траектории, так и рассто-

яний между ними, а именно, выполнение условия $\Delta V \leq V_{\text{res}}$.

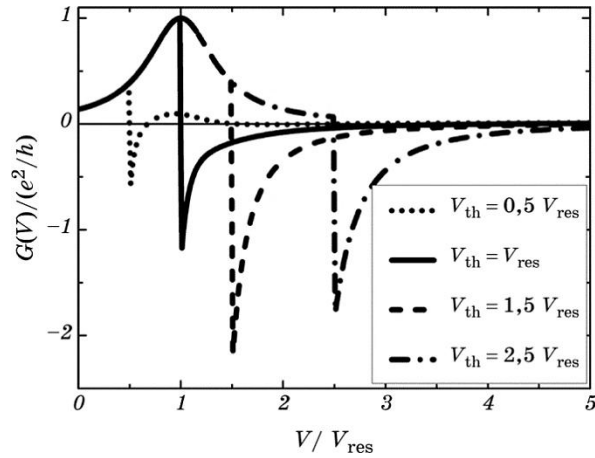


Рис. 1. Зависимости дифференциальной проводимости негатрона от приложенного напряжения V для $\Delta V = 0,4V_{\text{res}}$, $G_1 = 0,015(e^2/h)$, $N = 20$ и четырёх значений напряжения срыва V_{th} , указанных на рисунке.

Fig. 1. Dependences of the negatron's differential conductance on the applied voltage V for $\Delta V = 0.4V_{\text{res}}$, $G_1 = 0.015(e^2/h)$, $N = 20$, and four values of a threshold voltage V_{th} indicated in the figure.

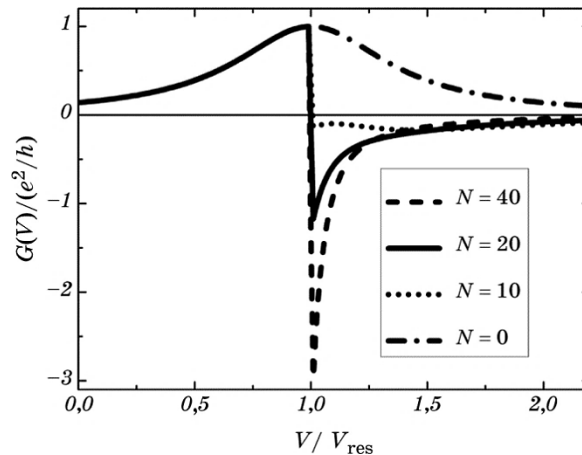


Рис. 2. Зависимости дифференциальной проводимости негатрона от приложенного напряжения V для фиксированных значений отношений $\Delta V/V_{\text{res}} = 0,4$, $V_{\text{th}}/V_{\text{res}} = 1$, $G_1/(e^2/h) = 0,015$ и четырёх величин параметра N .

Fig. 2. Dependences of the negatron's differential conductance on the applied voltage V for fixed values of the ratios $\Delta V/V_{\text{res}} = 0.4$, $V_{\text{th}}/V_{\text{res}} = 1$, $G_1/(e^2/h) = 0.015$, and four magnitudes of the parameter N .

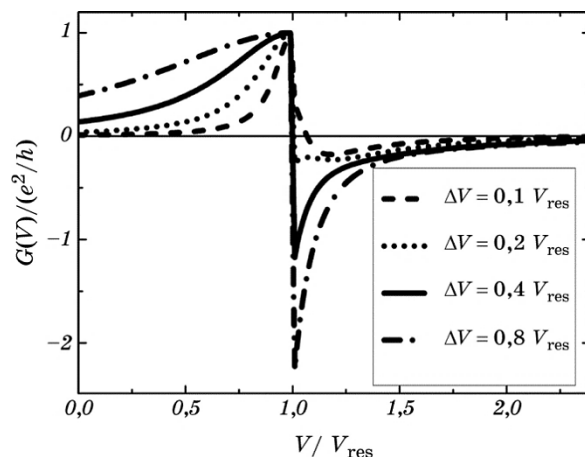


Рис. 3. Зависимости дифференциальной проводимости негatronа от приложенного напряжения V при фиксированных параметрах $V_{\text{th}} = V_{\text{res}}$, $G_1 = 0,015/(e^2/h)$, $N = 20$ и четырёх значениях параметра ΔV , который описывает уширение резонансного уровня.

Fig. 3. Dependences of the negatron's differential conductance on the applied voltage V at fixed parameters $V_{\text{th}} = V_{\text{res}}$, $G_1 = 0.015/(e^2/h)$, $N = 20$, and four values of the parameter ΔV which characterizes the broadening of a resonance level.

Заметим, что наряду со скачками дифференциальной проводимости, описанными выше, реализация отрицательных значений $G(V)$ возможна и в структурах с эффектом резистивных переключений, обусловленным движением кислородных вакансий в наноразмерной оксидной прослойке между двумя металлическими электродами [7, 8].

4. ВЫВОДЫ

Предложена теоретическая модель, которая позволяет объяснить возникновение эффекта отрицательной дифференциальной проводимости в сложных гетероструктурах с проводящими электродами, разделёнными изолирующей прослойкой с наноразмерными металлическими гранулами (см. эксперименты [2, 3, 10]). Согласно нашей модели в такой прослойке имеют место квантово-перколяционные траектории с зависящей от поданного напряжения вероятностью электронного перехода из одной обкладки в другую. Если ток по таким траекториям мал, тогда двухуровневые центры, находящиеся на пути электронного транспорта остаются в основном состоянии. При достаточно большой плотности тока такой центр может перейти в возбуждённое вырожденное состояние, радикально

меня проводимость резонансного транспортного канала.

Проанализирована роль различных параметров задачи на величину скачка из состояния с положительной величиной $G(V)$ в состояние с $G(V) < 0$. Полученные теоретические результаты могут быть использованы для проектирования новых негатронов — приборов с отрицательной дифференциальной проводимостью. При этом их электроды могут находиться в сверхпроводящем состоянии, что позволяет расширить функциональность данных гетероструктур в низкочастотной области [8].

Что касается экспериментальной реализации обсуждаемого эффекта, то, по нашему мнению, наиболее перспективными объектами такого рода могут быть двухбарьерные джозефсоновские гетероструктуры, реализованные, в частности, в работе [11]. При этом в качестве сверхпроводниковых обкладок следует использовать соединения с переходными металлами, которые обладают хорошей поверхностью и достаточно высокими температурами сверхпроводящего перехода, например, NbN [12] или MoRe [13, 14].

Авторы признательны М. А. Белоголовскому за ценные замечания и советы.

Данная работа выполнена в рамках программы фундаментальных исследований Министерства образования и науки Украины (проект № 0117U002360).

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА—REFERENCES

1. R. E. Simpson, *Introductory Electronics for Scientists and Engineers* (Boston, USA: Allyn & Bacon: 1974).
2. V. E. Shaternik, A. P. Shapovalov, A. V. Suvorov, N. A. Skoryk, and M. A. Belogolovskii, *Low Temp. Phys.*, **42**, No. 5:426 (2016).
3. V. E. Shaternik, A. P. Shapovalov, T. A. Prikhna, O. Y. Suvorov, M. A. Skorik, V. I. Bondarchuk, and V. E. Moshchil, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **27**, No. 4: 1800507 (2017).
4. M. Belogolovskii, *Appl. Surf. Sci.*, **312**, No. 1: 17 (2014).
5. A. Halbritter, P. Makk, Sz. Csonka, and G. Mihály, *Phys. Rev. B*, **77**, No. 7:075402 (2008).
6. K. Agarwal, I. Martin, M. D. Lukin, and E. Demler, *Phys. Rev. B*, **87**, No. 14:144201 (2013).
7. M. Belogolovskii, *Cent. Eur. J. Phys.*, **7**, No. 2: 304 (2009).
8. M. Truchly, T. Plecenik, E. Zhitlukhina, M. Belogolovskii, M. Dvoranova, P. Kus, and A. Plecenik, *J. Appl. Phys.*, **120**, No. 18: 185302 (2016).
9. M. I. Tsindlekht, V. M. Genkin, G. I. Leviev, I. Felner, O. Yuli, I. Asulin, O. Millo, M. A. Belogolovskii, and N. Y. Shitsevalova, *Phys. Rev. B*, **78**, No. 2: 024522 (2008).
10. A. Shapovalov, V. Shaternik, O. Suvorov, E. Zhitlukhina, and M. Belogolovskii, *Appl. Nanosci.*, **8**, Iss. 5: 1025 (2018).
11. V. Shaternik, M. Belogolovskii, A. Plecenik, Š. Beňačka, M. Grajcar, and

- E. Rudenko, *Physica C*, **350**, Nos. 3–4: 187 (2001).
12. V. M. Pan, V. P. Gorishnyak, E. M. Rudenko, V. E. Shaternik, M. V. Belous, S. A. Koziychuk, and F. I. Korzhinsky, *Cryogenics*, **23**, No. 5: 258 (1983).
 13. V. Lacquaniti, C. Cassiago, N. De Leo, M. Fretto, A. Sosso, P. Febvre, V. Shaternik, A. Shapovalov, O. Suvorov, M. Belogolovskii, and P. Seidel, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **26**, No. 3: 1100505 (2016).
 14. V. Shaternik, A. Shapovalov, M. Belogolovskii, O. Suvorov, S. Döring, S. Schmidt, and P. Seidel, *Mater. Res. Express*, **1**, No. 2: 026001 (2014).