

УДК 538.9

К ТЕОРИИ ПЕРЕНОСА ТОКА В МЕХАНИЧЕСКИ УПРАВЛЯЕМЫХ ОБРЫВНЫХ ПЕРЕХОДАХ

Ф.В. ГАСПАРЯН

Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

e-mail: fgaspar@ysu.am

(Поступила в редакцию 7 декабря 2016 г.)

Исследованы механизмы протекания тока на переходе металл–молекула–металл. Получено и проанализировано теоретическое выражение для порогового напряжения при переходе от механизма прямого туннелирования к механизму туннелирования Фоулера–Нордгейма. Показано, что пороговое напряжение зависит от работы выхода металла электродов и от величины обрыва (сдвига) между электродами. С ростом сдвига пороговое напряжение резко возрастает. Дифференциальное сопротивление при слабых и высоких режимах напряжения растет с увеличением сдвига и в режиме туннелирования Фоулера–Нордгейма дифференциальное сопротивление возрастает с уменьшением напряжения. Показано, что для часто используемых в качестве электродов металлов (Ag, Au, Pt) пороговое напряжение линейно зависит от работы выхода металлов.

1. Введение

Область применения молекулярных переходов охватывает молекулярные проволоки, двухэлектродные переключатели и диоды, трехэлектродные транзистороподобные и гибридные приборы, которые используют различные сигналы (световые, магнитные, химические и механические) для управления транспортом электронов в молекулах [1]. Первое сообщение о построении электронного устройства, использующего переходы одиночной органической молекулы, было сделано в 1974 году [2]. Электрические свойства переходов с одиночными молекулами могут быть исследованы путем регулирования расстояния между двумя металлическими электродами с помощью механически управляемых обрывных переходов (mechanically controllable break junction – MCBJ) [3–8], сканирующего туннельного микроскопа [9] или атомно-силового микроскопа [10]. Перенос заряда через молекулярный переход управляется путем смешивания дискретных орбиталей в молекуле и плотности состояний в металле. Молекулярные орбитальные состояния уширяются и смещаются в широкой области плотности состояний в металле [11–17].

Как показано в работе [18], размеры металлических контактов сильно влияют на вольт–амперную характеристики (ВАХ) молекулярного перехода. Исследования показали, что ВАХ имеет как линейный (омический), так и нелинейный (квадратичный или экспоненциальный) характер [3, 8]. Линейная (режим слабых напряжений) и нелинейная (режим высоких напряжений) области ВАХ для случая молекулы ТЗ (трийодтиронин – фармацевтический препарат, гормон) получены и детально исследованы в работе [8]. С использованием формулы Ландауера вычислены симметричные и асимметричные ВАХ молекулярных переходов из ВДТ-молекулы (1.4 бензол-дитиолейт) при различных режимах работы. С использованием функциональной теории скорректированной плотности собственной энергии (density functional theory – DFT) и приближения когерентного рассеяния объяснены результаты измерения ВАХ четырех пиредин–Au и амин–Au подобных молекулярных переходов [19]. В условиях отсутствия резонансной инжекции получено аналитическое выражение ВАХ для модели сильной связи перехода молекула–металл [20].

В работе [21] приведены результаты вычислений асимметричных ВАХ для сопряженного олигомера диблок дифенил-бипирамидина с двумя тиоловыми конечными группами, зажатого между поверхностями электродов из Au (111). Метод расчета основан на DFT и самосогласованно определяет электронную структуру молекулы, соединенной с золотыми электродами, имеющими различные электрохимические потенциалы. ВАХ переходов из бензолдиамина обычно проявляют зазоры проводимости ~ 0.9 В при 300 и 77 К [4]. Ток увеличивается довольно стабильно с уменьшением размера зазора. Зависимость I/V^2 от $1/V$ не показывает обычного уменьшения, что характерно для режима туннелирования Фоулера–Нордгейма. Следует отметить, что эти зависимости согласуются с моделью Симмонса для туннелирования. Измерения ВАХ переходов металл–молекула–металл, образованных из π -сопряженных тиолов, проявляют точку перегиба на зависимости $\ln(I/V^2)$ от $1/V$ в соответствии с изменением механизма токопрохождения от прямого туннелирования к полевой эмиссии. Напряжение перехода линейно уменьшалось со смещением энергии между уровнем Ферми золота и высшей заселенной молекулярной орбиталью НОМО (Highest Occupied Molecular Orbital). На двух границах раздела металл–молекула величина асимметричного напряжения снижается, что объясняется зависимостью напряжения перехода от полярности смещения [22].

Результаты экспериментального анализа переноса заряда через свободные от серы фотохромные молекулярные переходы приведены в работе [23]. Проводимость отдельных молекул, контактирующих с золотыми электродами, и

ВАХ этих переходов измерялись при комнатной температуре и в жидкой среде методом МСВЛ.

Значение порогового напряжения при переходе механизмов токопрохождения зависит как от смещения между электродами, так и типа функционализированных молекул и металлических электродов. Все эти факторы определяют вид и поведение ВАХ.

В настоящей работе приводятся результаты теоретического расчета порогового напряжения при переходе механизмов переноса тока от прямого туннелирования к режиму туннелирования Фаулера–Нордгейма. Численные оценки проведены для случая молекулярного перехода золото–BDT-молекула ($C_6H_6S_2$ –1.4 бензол–дитиолейт)–золото.

2. Расчет переходного порогового напряжения

На рис.1 показаны схематическое представление BDT-молекулы и исследуемая структура.

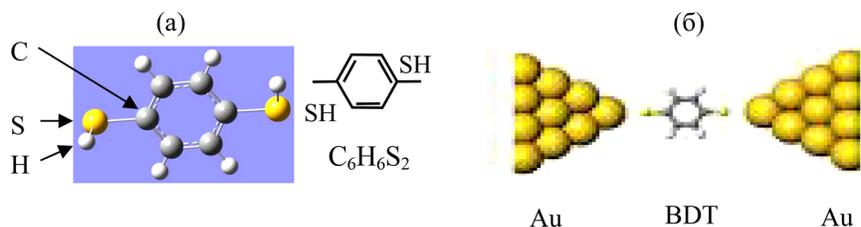


Рис.1. (а) Схематическое изображение BDT-молекулы и (б) исследуемый переход Au–BDT-молекула–Au.

На рис.2 представлены энергетические зонные диаграммы перехода Au–BDT-молекула–Au при различных значениях приложенного внешнего напряжения. В общем случае, при наличии приложенного напряжения через переход металл–молекула–металл протекают термоионные и туннельные токи. Туннельные токи будут двух типов: прямой туннельный ток при низких напряжениях, когда $V < \Phi/e$ и так называемый туннельный ток Фаулера–Нордгейма при $eV \gg \Phi$, где V – приложенное напряжение, Φ – работа выхода электронов из металла электрода. Рассматриваемые случаи показаны на рис.2, где схематически изображены также надбарьерый термоионный и туннельный токи при приложении внешнего напряжения (отрицательная полярность приложена к правому электроду).

В рамках теории термоионной эмиссии предполагается, что электроны с

энергией больше, чем высота барьера E_g , будут преодолевать барьер при условии, что они движутся к барьеру. Фактическая форма барьера обычно игнорируется. Плотность тока термоэмиссии J_{therm} может быть выражена в виде [24]:

$$J_{\text{therm}} = \frac{4\pi emk^2 T^2}{h^3} \times \exp\left(-\frac{e\Phi}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right]. \quad (1)$$

Здесь h – постоянная Планка, k – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура и m – масса свободного электрона.

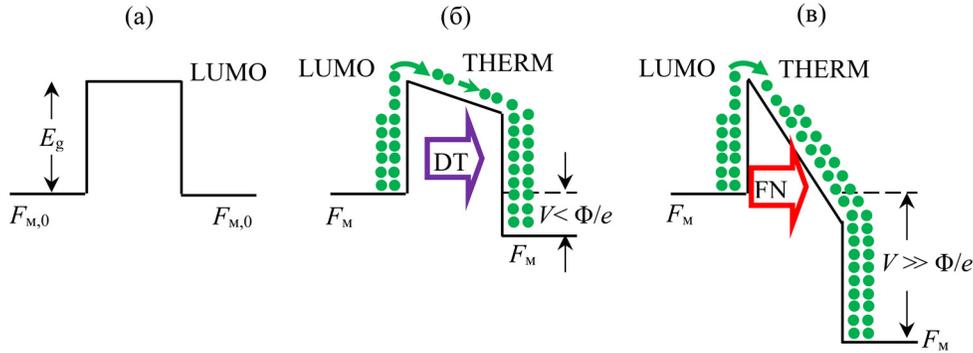


Рис.2. Энергетическая зонная диаграмма перехода Au–BDT-молекула–Au: (а) в случае отсутствия приложенного напряжения ($V = 0$), (б) приложено слабое напряжение ($V < \Phi/e$) и (в) приложено высокое напряжение ($V \gg \Phi/e$). $F_{M,0}$ – равновесный и F_M – неравновесный уровни Ферми металлического слоя электродов, DT – прямое туннелирование, LUMO (Low Unoccupied Molecular Orbital) – слабо-заселенная молекулярная орбиталь, THERM – термоионный, FN – туннелирование Фоулера–Нордгейма, точками показаны электроны проводимости.

Для системы металл–диэлектрик–металл хорошо известна формула Симонса для туннельного тока [25]. Поскольку молекулы имеют гораздо более высокое сопротивление, чем металл, можно легко использовать формулу Симонса для нашего случая. Предполагая, что поправочный коэффициент в формуле Симонса $\beta = 1$ [25], для плотности полного туннельного тока J имеем:

$$J = \frac{e}{4\pi^2 \hbar d^2} \left\{ \Phi \exp\left(-\frac{2d\sqrt{2m\Phi}}{\hbar}\right) - (\Phi + eV) \exp\left[-\frac{2d\sqrt{2m\Phi(\Phi + eV)}}{\hbar}\right] \right\}, \quad (2)$$

где d – ширина барьера (в рассматриваемом нами случае это щель или сдвиг между металлическими электродами).

При слабых напряжениях, когда

$$eV \ll \Phi,$$

выражение (2) упрощается и описывает ток прямого туннелирования J_{DT} :

$$J_{\text{DT}} = \frac{e^2 V \sqrt{2m\Phi}}{4\pi^2 \hbar^2 d} \times \exp\left(-\frac{2d\sqrt{2m\Phi}}{\hbar}\right). \quad (3)$$

При высоких напряжениях в режиме полевой эмиссии, когда

$$eV > \Phi, \quad (4)$$

выражение (2) переходит в формулу Фоулера–Нордгейма

$$J_{\text{FN}} = \frac{e^3 V^2}{8\pi^2 \hbar d^2 \Phi} \left\{ \exp\left(-\frac{2d\Phi\sqrt{2m\Phi}}{eV\hbar}\right) - \left(1 + \frac{2eV}{\Phi}\right) \exp\left[-\frac{2d\Phi\sqrt{2m\Phi}}{eV\hbar} \sqrt{1 + \frac{2eV}{\Phi}}\right] \right\}. \quad (5)$$

Здесь J_{FN} – плотность тока туннелирования Фоулера–Нордгейма. Так как высота энергетического барьера перехода Au–BDT составляет около 5 эВ [26–28] и одновременно ширина барьера очень мала (размер молекулы BDT ~ 0.68 нм), то термоионный ток очень мал по сравнению с туннельными токами. Поэтому в последующих расчетах пренебрегается влиянием термоионного тока. Длина молекулы BDT рассчитана с использованием данных работы [29]. Длина связи углерод–углерод $d_{\text{C-C}} = 0.1395$ нм и длина связи углерод–сера $d_{\text{C-S}} = 0.1855$ нм. Тогда длина молекулы BDT будет равна (см. рис.1а): $2 \times d_{\text{C-S}} + d_{\text{C-C}} + \sqrt{2d_{\text{C-C}}} \approx 0.68$ нм.

Пороговое напряжение перехода V_{th} от линейной ВАХ (3) к квадратичной зависимости (5) определим из условия равенства дифференциальных сопротивлений для обеих областей ВАХ при условии $V \equiv V_{\text{th}}$:

$$(R_{\text{dif}})_{\text{DT}} = (R_{\text{dif}})_{\text{FN}}. \quad (6)$$

Из формулы (3) имеем

$$(R_{\text{dif}})_{\text{DT}} = \frac{1}{A} \times \frac{\partial V}{\partial J_{\text{DT}}} = \frac{4\pi^2 \hbar d^2}{e^2 \gamma} \times \exp(2\gamma), \quad (7)$$

где

$$\gamma \equiv \frac{d\sqrt{2m\Phi}}{\hbar}.$$

Из формулы (5) следует:

$$(R_{\text{dif}})_{\text{FN}} = (G_{\text{dif}})_{\text{FN}}^{-1} = \left(A \times \frac{\partial J_{\text{FN}}}{\partial V} \right)^{-1},$$

$$(R_{\text{dif}})_{\text{FN}} = \frac{4\pi\hbar d^2}{Ae^2\nu} \left\{ \left[1 + \frac{\gamma}{\nu} + \gamma(1+2\nu) \left(1 - \frac{\sqrt{(1+2\nu)}}{\nu} \right) \right] \times \exp\left(-\frac{2\gamma}{\nu}\right) - (1+3\nu) \times \exp\left(-\frac{2\gamma}{\nu} \times \sqrt{(1+2\nu)}\right) \right\}^{-1}. \quad (8)$$

Здесь A – площадь поперечного сечения щели и $\nu \equiv eV/\Phi$.

Из условия (6) получаем квадратичное уравнение для $\nu_{\text{th}} = eV_{\text{th}}/\Phi$:

$$2\gamma^2(5\gamma-1)\nu_{\text{th}}^2 - [2\gamma^2 + 10\gamma - \gamma \exp(-2\gamma) - 1]\nu_{\text{th}} - 2\gamma(\gamma-1) = 0. \quad (9)$$

Принимая

$$\left(\frac{2\gamma}{\nu_{\text{th}}}\right)^2 < \infty, \quad (2\nu_{\text{th}})^2 < 1, \quad (10)$$

получим

$$\exp\left(-\frac{2\gamma}{\nu_{\text{th}}}\right) \approx 1 - \frac{\gamma}{\nu_{\text{th}}}, \quad (1+2\nu_{\text{th}})^{1/2} \approx 1 + \nu_{\text{th}}.$$

Первое условие в (10) является обычным, а применимость второго условия будет обсуждаться далее.

Решением уравнения (9) является:

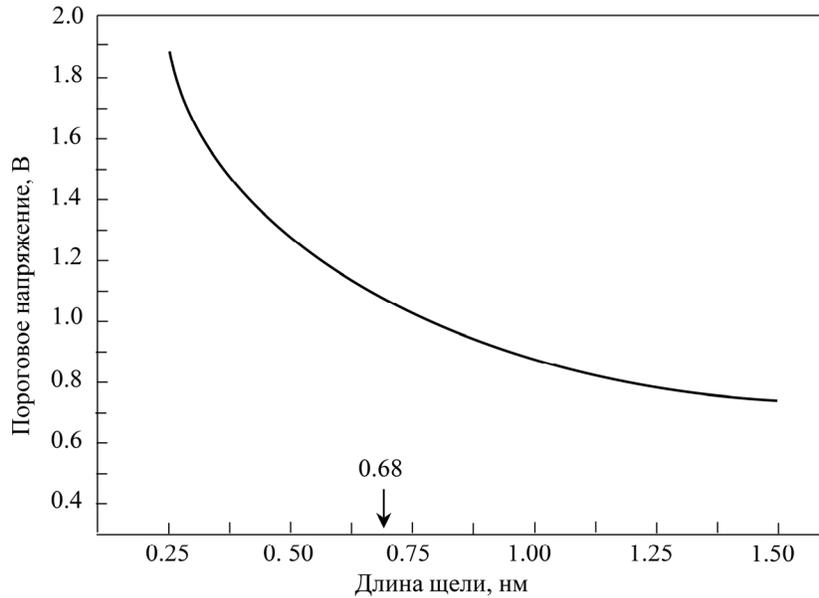


Рис.3. Зависимость порогового напряжения V_{th} от размера щели между электродами.

$$V_{th} = \frac{\Phi}{e} \times \frac{2\gamma^2 + 10\gamma - \gamma \exp(-2\gamma) - 1}{4\gamma^2(5\gamma - 1)} \times \left\{ 1 + \sqrt{1 + \frac{16\gamma^3(\gamma - 1)(5\gamma - 1)}{[2\gamma^2 + 10\gamma - \gamma \exp(-2\gamma) - 1]^2}} \right\}. \quad (11)$$

Для численных оценок в случае золотых электродов использовано значение $\Phi = 5.45$ эВ. Для свежесажденной при 50°C пленки золота $\Phi = 5.30$ эВ, после спекания при 200°C оно возрастает до 5.38 эВ. Для пленки золота, осажденной при более высокой температуре, $\Phi = 5.45$ эВ [26]. Известны также следующие значения для Φ : 4.83 ± 0.02 эВ [27] и 5.47 эВ [28].

На рис.3 приведена зависимость порогового напряжения от размера щели между электродами. Значения порогового напряжения уменьшаются с увеличением размера щели. Это означает, что с увеличением размера щели переход от линейной к квадратичной ВАХ начинается при более низких напряжениях. Чем шире барьер, тем труднее прямое туннелирование, и для сохранения непрерывности тока процесс туннелирования Фоулера–Нордгейма начинается при более низких пороговых напряжениях. Отметим, что переход от прямого туннелирования к туннелированию Фоулера–Нордгейма в переходе наночастица–олигомерная молекула фенилен этинилен–наночастица наблюдался при ~ 1.5 В [30]. Это

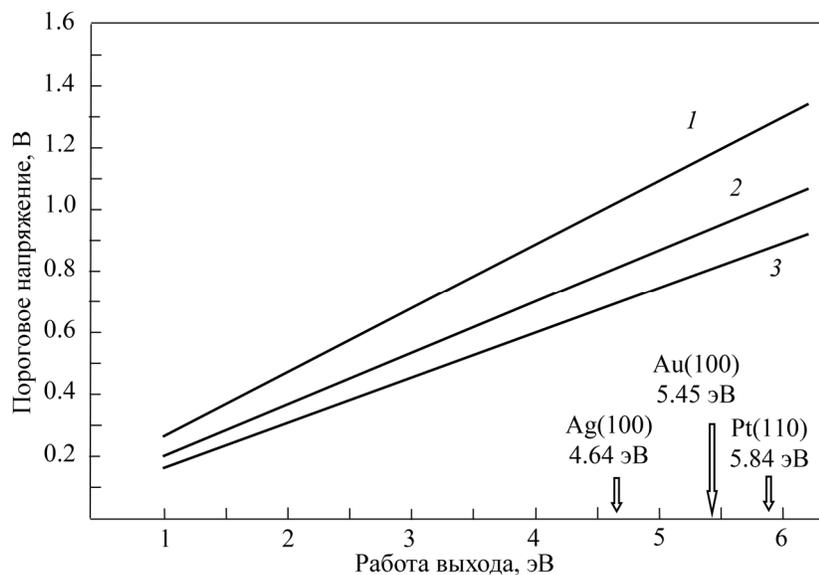


Рис.4. Зависимость порогового напряжения от работы выхода электронов из металлов при различных значениях размера щели между электродами: 1 – 0.46 нм, 2 – 0.69 нм и 3 – 0.92 нм. Стрелками отмечены работа выхода электронов для Ag, Au и Pt [31].

значение приблизительно равно величине V_{th} , полученной в наших расчетах. На одномолекулярном BDT канале $d \approx 0.68$ нм и $V_{th} \approx 1.1$ В.

На рис.4 представлены зависимости порогового напряжения от работы выхода электронов из металла при различных значениях размера щели между электродами. Пороговое напряжение линейно зависит от работы выхода металлов электродов Ag, Au и Pt. Напряжение перехода также линейно зависит от смещения между энергиями уровня Ферми в Au и высшей заселенной молекулярной орбитали [22].

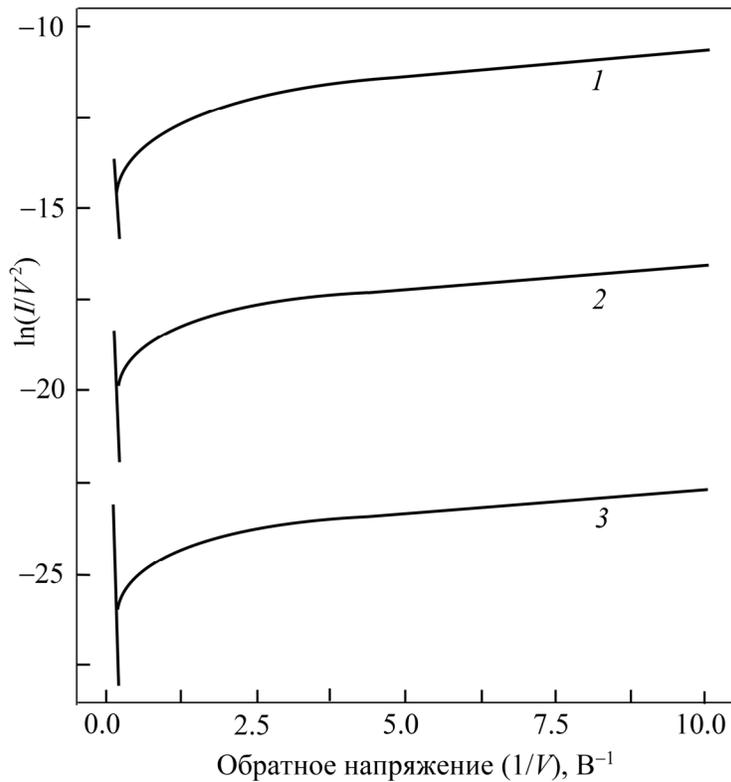


Рис.5. Зависимость $\ln(I/V^2)$ от обратного напряжения при различных значениях размера щели между электродами: 1 – 0.46 нм, 2 – 0.69 нм и 3 – 0.92 нм.

На рис.5 представлена зависимость $\ln(I/V^2)$ от обратного напряжения при нескольких значениях размера щели 0.46, 0.69 и 0.92 нм (ток возрастает с уменьшением величины щели). Заметим, что значение полного туннельного тока I равно сумме прямого туннельного тока и тока туннелирования Фоулера–Нордгейма. Из уравнений (3) и (5) для I имеем

$$I = A(J_{\text{DT}} + J_{\text{FN}}) = \frac{Ae^2V\sqrt{2m\Phi}}{4\pi^2\hbar^2d} \times \exp\left(-\frac{2d\sqrt{2m\Phi}}{\hbar}\right) + \frac{Ae^3V^2}{8\pi^2\hbar d^2\Phi} \quad (12)$$

$$\times \left\{ \exp\left(-\frac{2d\Phi\sqrt{2m\Phi}}{eV\hbar}\right) - \left(1 + \frac{2eV}{\Phi}\right) \exp\left[-\frac{2d\Phi\sqrt{2m\Phi}}{eV\hbar} \sqrt{1 + \frac{2eV}{\Phi}}\right] \right\}.$$

Полученная нами теоретическая кривая зависимости $\ln(I/V^2)$ для случая перехода Au–BDT-молекула–Au (рис.5) качественно соответствует экспериментальной кривой, представленной в работе [30].

Как следует из уравнения (5), ВАХ несимметричные. При низких напряжениях они имеют линейный характер как на прямых, так и на обратных ветвях ВАХ. С увеличением напряжения рост туннельного тока Фоулера–Нордгейма усиливается и они приобретают асимметричный характер. Такое поведение характерно для большой группы молекулярных переходов [3,8,18, 21–23].

3. Заключение

Анализируются механизмы переноса тока на переходе металл–молекула–металл (Au–BDT-молекула–Au) после обрыва электродов. Получено и проанализировано теоретическое выражение для порогового напряжения при переходе тока прямого туннелирования к туннельному току Фоулера–Нордгейма. Показано, что пороговое напряжение зависит только от работы выхода электронов из металла и размера щели между электродами. С увеличением размера щели пороговое напряжение быстро уменьшается. Дифференциальные сопротивления для обоих режимов напряжения (низкого и высокого) возрастают с увеличением щели. В режиме туннелирования Фоулера–Нордгейма дифференциальное сопротивление увеличивается при уменьшении напряжения. Для многих применений необходимо иметь линейные ВАХ, что может быть достигнуто путем манипуляции размером щели и порогового напряжения перехода. Показано также, что для обычно используемых металлов в качестве электродов (Ag, Au и Pt) пороговое напряжение линейно зависит от работы выхода металла.

Исследование выполнено при финансовой поддержке ГКН МОН Армении в рамках научного проекта № 15Т-1С279 и поддержки со стороны Германской службы академических обменов (DAAD) в виде исследовательского гранта.

ЛИТЕРАТУРА

1. N.J. Tao. Nature Nanotechnology, **1**,173 (2006).
2. A. Aviram, M.A. Ratner. Chem. Phys. Lett., **29**, 277 (1974).
3. Y. Kim, T. Pietsch, A. Erbe, W. Belzig, E. Scheer. Nano Lett., **11**, 3734 (2011).

4. **C.A. Martin, D. Ding, H.S. van der Zant, J.M. van Ruitenbeek.** *New J. Phys.*, **10**, 065008 (2008).
5. **M.L. Perrin, C.J. Verzijl, C.A. Martin, A.J. Shaikh, R. Eelkema, J.H. van Esch, J.M. van Ruitenbeek, J.M. Thijssen, H.S. van der Zant, D. Dulic.** *Nat. Nanotechnol.*, **8**, 282 (2013).
6. **C. Schinabeck, R. Härtle, H.B. Weber, M. Thoss.** *Phys. Rev. B*, **90**, 075409 (2014).
7. **D. Xiang, Y. Zhang, F. Pyatkov, A. Offenhäusser, D. Mayer.** *Chem. Commun.*, **47**, 4760 (2011).
8. **C. Kergueris, J.-P. Bourgoin, S. Palacin, D. Esteve, C. Urbina, M. Magoga, C. Joachim.** *Phys. Rev. B*, **59**, 12505 (1999).
9. **J.C. Cuevas, E. Scheer.** *Molecular Electronics. An Introduction to Theory and Experiment.* Singapore, World Scientific Publishing, 2010.
10. **G. Binnig, C.F. Quate, C. Gerber.** *Phys. Rev. Lett.*, **56**, 930 (1986).
11. **A. Nitzan, M.A. Ratner.** *Science*, **300**, 1384 (2003).
12. **X.D. Cui, X. Zarate, J. Tomfohr, O.F. Sankey, A. Primak, A.L. Moore, T.A. Moore, D. Gust, G. Harris, S.M. Lindsay.** *Nanotechnology*, **13**, 5 (2002).
13. **Y. Selzer, A. Salomon, D. Cahen.** *J. Phys. Chem. B*, **106**, 10432 (2002).
14. **S. Datta.** *Nanotechnology*, **15**, S433 (2004).
15. **R. McCreery.** *Chem. Mater.*, **16**, 4477 (2004).
16. **Y. Selzer, L. Cai, M.A. Cabassi, Y. Yao, J.M. Tour, T.S. Mayer, D.L. Allara.** *Nano Lett.*, **5**, 61 (2005).
17. **A. Troisi, M. Ratner.** *Small*, **2**, 172 (2006).
18. **C.-K. Wang, Y. Luo.** *J. Chem. Phys.*, **119**, 4923 (2003).
19. **P. Darancet, J.R. Widawsky, H.J. Choi, L. Venkataraman, J.B. Neaton.** *Nano Lett.*, **12**, 6250 (2012).
20. **V. Mujica, M.A. Ratner.** *Chem. Phys.*, **264**, 365 (2001).
21. **Z.L. Gasyna, G.M. Morales, A. Sanchez, L. Yu.** *Chem. Phys. Lett.*, **417**, 401 (2006).
22. **J.M. Beebe, B-S. Kim, J.W. Gadzuk, C.D. Frisbie, J.G. Kushmerick.** *Phys. Rev. Lett.*, **97**, 026801 (2006).
23. **B.M. Briechle, Y. Kim, P. Ehrenreich, A. Erbe, D. Sysoiev, T. Huhn, U. Groth, E. Scheer.** *Beilstein J. Nanotechnol.*, **3**, 798 (2012).
24. **M.S. Sze.** *The Physics of Semiconductor Devices.* New York, Wiley, 1981.
25. **J.G. Simmons.** *J. Appl. Phys.*, **34**, 793 (1963).
26. **W.M.H. Sachtler, G.J.M. Dorgelo, A.A. Holscher.** *Surf. Sci.*, **5**, 221 (1966).
27. **P.A. Anderson.** *Phys. Rev.*, **115**, 553 (1959).
28. *CRC Handbook of Chemistry and Physics*, 96th Edition, 2015.
29. **K.T. Rafsa, S. Devisree, K. Anand, R. Rusel.** 2016 UKSim AMSS 18th Int. Conf. on Computer Modeling and Simulation, 2016, pp. 87–92.
30. **J.-S. Na, J. Ayres, K.L. Chandra, C. Chu, C.B. Gorman, G.N. Parsons.** *Nanotechnology*, **18**, 035203 (2007).
31. **J. Hölzl, F.K. Schulte.** *Work Function of Metals*, In: *Solid Surface Physics*, G. Höhler, Ed., Berlin, Springer-Verlag, 1979.

ՄԵԽԱՆԻԿՈՐԵՆ ԿԱՐԳԱՎՈՐՎՈՂ ԽԶՎԱԾ ԱՆՑՈՒՄՆԵՐՈՒՄ ՀՈՍԱՆՔԻ
ՏԵՂԱՓՈՒԽՄԱՆ ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ ՄԱՍԻՆ

Ֆ.Վ. ԳԱՍՊԱՐՅԱՆ

Ուսումնասիրված են հոսանքի տեղափոխման մեխանիզմները մետաղ-մոլեկուլ-մետաղ անցումներում: Ստացված և տեսականորեն վերլուծված է ուղիղ թունելավորման մեխանիզմից Ֆոուլեր-Նորդհեյմի թունելավորմանն անցնելու շեմային լարման արտահայտությունը: Ցույց է տրված, որ շեմային լարումը կախված է էլեկտրոդների միջև եղած հեռավորության (շեղման) մեծությունից: Այդ հեռավորության աճից մեծանում է շեմային հոսանքը: Ինչպես թույլ, այնպես էլ բարձր լարման ռեժիմներում դիֆերենցիալ դիմադրությունը աճում է էլեկտրոդների միջև եղած հեռավորության մեծացումից, և Ֆոուլեր-Նորդհեյմի թունելավորման ռեժիմում դիֆերենցիալ դիմադրությունը աճում է կիրառված լարման նվազումից: Ցույց է տրված, որ հաճախ կիրառվող մետաղների (Ag, Au, Pt) համար շեմային լարումը գծայնորեն է կախված մետաղներից էլեկտրոնի ելքի աշխատանքից:

TO THE THEORY OF CURRENT TRANSPORT
IN THE MECHANICALLY CONTROLLABLE BREAK JUNCTIONS

F.V. GASPARYAN

The transport mechanisms for metal-molecule-metal junction after break are analyzed. Theoretical expression for threshold voltage for transmission of direct tunneling current to Fowler-Nordheim tunneling is obtained and analyzed. It is shown that threshold voltage depends on electrode metal work function and displacement. With the increase of displacement threshold voltage quickly decreases. Differential resistances for low and high voltage modes increase with increasing in the displacement, and in the Fowler-Nordheim tunneling mode differential resistance increases when voltage is decreased. It is shown that for the cases commonly used metals as electrodes (Ag, Au, Pt) threshold voltage is linearly dependent on the work function of metals.