

СТРОЕНИЕ И СВОЙСТВА НАНОРАЗМЕРНЫХ И МЕЗОСКОПИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ

PACS numbers: 61.72.Hh, 73.40.Ns, 74.72.-h, 74.78.Fk, 81.40.Rs, 84.32.Ff, 85.25.Hv

Мемристорные эффекты в твёрдотельных гетероструктурах

Э. М. Руденко, М. А. Белоголовский, И. В. Коротащ,
Д. Ю. Полоцкий, А. А. Краковный, Е. С. Житлухина*

*Институт металлофизики им. Г. В. Курдюмова НАН Украины,
бульв. Акад. Вернадского, 36,
03680, ГСП, Киев-142, Украина*

**Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина НАН Украины,
просп. Науки, 46,
03680, ГСП, Киев-28, Украина*

Обсуждается физическая природа гистерезисных транспортных характеристик двух твёрдотельных структур. Для гетероконтактов металлического инжектора со сложным оксидом переходных металлов показано, что двузначные вольт-амперные зависимости возникают вследствие миграции кислородных вакансий под действием внешнего электрического поля, в то время как мемристорное поведение наноструктурированных углеродных плёнок обусловлено наличием ловушек для носителей тока. В последнем случае обнаружено, что после нескольких периодов изменения тока, пропускаемого через углеродную плёнку, в ней формируется состояние с экстремально высокой проводимостью. Найденная экспериментально асимметрия вольт-амперных характеристик углеродных плёнок открывает возможность использования их в качестве элемента интегрированной мемристорной схемы, способного устранить паразитную связь между соседними коммутационными узлами.

Corresponding author: Mykhaylo Oleksandrovych Bilogolovs'kyu
E-mail: belogolovskii@ukr.net

*G. V. Kurdyumov Institute for Metal Physics, N.A.S. of Ukraine,
36 Academician Vernadsky Blvd., UA-03680 Kyiv-142, Ukraine
*Donetsk Institute for Physics and Engineering Named After O. O. Galkin, N.A.S. of
Ukraine, 46 Nauky Ave., 03680 Kyiv-28, Ukraine*

E. M. Rudenko, M. O. Bilogolovs'kyu, I. V. Korotash, D. Yu. Polots'kyu,
A. O. Krakovnyy, and O. S. Zhytlukhina, Memristancy Effects in Solid-State
Heterostructures, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **38**, No. 8: 995–1008 (2016)
(in Russian), DOI: 10.15407/mfint.38.08.0995.

Ключевые слова: мемристор, вольт-амперные характеристики, гистерезис, кислородные вакансии, наноструктурированные углеродные плёнки.

Обговорюється фізична природа гістерезних транспортних характеристик двох твердотільних структур. Для гетероконтактів металевого інжектора зі складним оксидом перехідних металів показано, що двозначні вольт-амперні залежності виникають внаслідок міграції Оксигенових вакансій під дією зовнішнього електричного поля, в той час як мемристорну поведінку наноструктурованих вуглецевих плівок зумовлено наявністю пасток для носіїв струму. В останньому випадку виявлено, що після декількох періодів зміни струму, що пропускається через вуглецеву плівку, в ній формується стан з екстремально високою провідністю. Виявлена експериментально асиметрія вольт-амперних характеристик для вуглецевих плівок відкриває можливість використання їх в якості елемента інтегрованої мемристорної схеми, здатного усунути паразитний зв'язок між сусідніми комутаційними вузлами.

Ключові слова: мемристор, вольт-амперні характеристики, гістереза, Оксигенові вакансії, наноструктуровані вуглецеві плівки.

Physical nature of hysteretic transport characteristics of two solid-state structures is discussed. For heterocontacts formed by a metal counter electrode with a complex transition-metal oxide, it is shown that two-valued current–voltage dependences appear due to the migration of the O vacancies under the influence of an external electric field whereas a memristancy-like behaviour of nanostructured carbon films is due to the presence of current-carrier traps. As found in the latter case, an extremely high conductivity state of carbon film is formed after several periods of the alternating current flowing through it. The experimentally discovered asymmetry of the current–voltage characteristics for carbon films opens up a possibility of their application as a base element of an integrated memristor circuit able to eliminate a parasitic link between the adjacent switching nodes.

Key words: memristor, current–voltage characteristics, hysteresis, oxygen vacancies, nanostructured carbon films.

(Получено 23 июня 2016 г.)

1. ВВЕДЕНИЕ

Дальнейший прогресс в области микро- и нанoeлектроники связан с созданием принципиально новых элементов энергонезависимой памяти с существенно меньшими размерами и пониженным энергопотреблением. На сегодняшний день существует несколько конкурирующих физических принципов, на которых может быть основана работа таких устройств. Наиболее простым и эффективным решением, на наш взгляд, является резистивная память с произвольным доступом (англ.: Resistive Random Access Memory—RRAM), основанная на использовании так называемых мемристор-

ных систем (англ.: memory + resistor = memristor) [1].

Последние представляют собой твёрдотельные структуры, вольт-амперные характеристики $I(V)$ которых демонстрируют гистерезисное поведение [2, 3]. В этом случае при фиксированном напряжении V возможны два резистивных состояния — с малым (ON) и большим (OFF) сопротивлением. Переход из одного состояния в другое обычно называют эффектом резистивного переключения. Если он происходит при одной и той же полярности V , то его именуют униполярным, а в случае разной полярности — биполярным. Простейшая реализация мемристора — это двухэлектродный элемент, который представляет собой резистор с памятью, способный изменять свою проводимость в зависимости от предыдущей истории. Наличие всего лишь двух электродов, в отличие от наиболее часто используемых в электронике трёхэлектродных активных устройств, позволяет существенно упростить проектирование электронных цепей. В настоящее время разработана детальная технология создания мемристоров на основе трёхслойных структур металл–бинарный оксид переходного металла–металл, которые предлагаются в качестве основы для создания нового типа памяти. Существуют, однако, и другие перспективные направления развития данной области электроники, в частности, гетероконтакты металлического инжектора со сложным оксидом переходных металлов [3] и массивы углеродных нанотрубок [4].

В данной работе мы обсуждаем природу изменения резистивных свойств активной среды в этих двух системах с биполярными резистивными переключениями и приводим новые экспериментальные данные, свидетельствующие об асимметрии вольт-амперных характеристик разупорядоченных углеродных плёнок.

2. БИПОЛЯРНЫЕ РЕЗИСТИВНЫЕ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ В КОНТАКТАХ НА ОСНОВЕ КУПРАТОВ

Сложные оксиды переходных металлов представляют собой класс материалов, свойства которых при сравнительно небольших изменениях состава или кристаллической структуры могут меняться в очень широких пределах: от диэлектрических до полупроводниковых и металлических. Интерес к механизму и кинетике физических процессов, происходящих на (и вблизи) поверхности сложных оксидов переходных металлов с перовскитоподобной структурой, в частности, нестехиометрических соединений класса ABO_3 и их производных, обусловлен их уникальными физическими свойствами, такими как высокотемпературная сверхпроводимость, колоссальное магнетосопротивление и смешанная электрон-ионная проводимость [5]. Наличие в структуре этих материалов переходного элемента, легко меняющего степень окисления при гетеровалент-

ном допировании, обеспечивает возможность создания высокой концентрации дефектов в анионной подрешётке (кислородных вакансий или междоузельных атомов кислорода). Поэтому для сложных оксидов характерна сравнительно высокая кислород-ионная подвижность.

Особенностью этих материалов является то обстоятельство, что при изменении содержания кислорода в них меняется валентное состояние атомов, поставляющих электроны в подсистему носителей тока. В частности, в иттрий-бариевом купрате $YBa_2Cu_3O_{7-c}$ (YBCO) в случае дефицита кислорода ($c > 0$) валентность ионов меди уменьшается от +2 до +1, что приводит к изменению концентрации носителей тока. Помимо этого, вместе с уменьшением содержания кислорода от O_7 до O_6 увеличиваются размеры элементарной ячейки вдоль оси c [6]. Результатом воздействия этих двух факторов является нелинейный рост удельного сопротивления ρ соединения $YBa_2Cu_3O_{7-c}$ с увеличением относительного числа кислородных вакансий c . К настоящему времени получено уже большее число данных, которые свидетельствуют о существенном влиянии динамики кислородных вакансий в сложных оксидах переходных металлов на их электрические свойства (см. работу [7] и ссылки в ней). В данном разделе мы анализируем взаимосвязь между дефектностью кислородной подрешётки и транспортными характеристиками гетероконтактов на основе обсуждаемых материалов (на примере YBCO) и приводим дополнительные аргументы в пользу механизма воздействия электрических полей на их проводимость, в котором первичным является взаимодействие внешнего поля с кислородной подсистемой [8].

Эксперимент [9] показывает, что даже в отсутствие внешнего электрического поля внутри YBCO существует градиент электрического потенциала. В типичных металлах глубина такого слоя была бы ничтожно малой из-за экранирования поля подвижными электронами. Однако, в металлооксидных соединениях это не так, поскольку внутреннее электрическое поле приводит к перемещению внутри них заряженных дефектов, из которых наиболее подвижными являются кислородные вакансии [10]. Данный эффект, связанный с наличием в материале двух потоков: дрейфового (прямое воздействие электрического поля на дефект) и диффузионного (наличие градиента концентрации вакансий), обычно называют электромиграцией. Что касается первого, то следует заметить, что внутри идеального проводника действующее электрическое поле, вообще говоря, равно нулю в результате экранирования подвижными носителями заряда. Однако, как было отмечено Ландауэром [11], это требование не выполняется в окрестности кристаллических дефектов, что, собственно, и приводит к конечному сопротивлению образца.

В теории электромиграции действующую на дефект силу записывают в виде $\mathbf{F} = q^* \mathbf{E}$, где \mathbf{E} — напряжённость электрического поля, q^* — эффективный заряд дефекта, который заведомо меньше (часто существенно меньше) произведения его номинальной валентности на элементарный электрический заряд и, вообще говоря, является подгоночным параметром теории. Далее мы ограничимся одномерным приближением. Под действием силы $F(x)$ возникает дрейфовый поток вакансий $J_{\text{drift}}(x) = c(x)v_E(x)$, где дрейфовая скорость $v_E(x) = \mu F(x)$ связана с $\mu = D/(k_B T)$ — подвижностью вакансий, D — соответствующим коэффициентом диффузии (использовано соотношение Эйнштейна) и T — температурой окружающей среды. Кроме этого, существует ещё и диффузионный поток, пропорциональный градиенту концентрации вакансий $J_{\text{diff}}(x) = -D(dc(x)/dx)$. Отсутствие суммарного тока в стационарном состоянии определяет начальное состояние кислородной подсистемы (рис. 1).

Далее приповерхностным распределением кислородных вакансий можно управлять, пропуская через плёнку купрата переменный ток с достаточно большим периодом или прикладывая соответствующее переменное напряжение. Действительно, изменение во времени локальной напряжённости электрического поля нарушит установившийся в равновесии баланс диффузионного и дрейфового потоков кислородных вакансий, в результате чего пространственное распределение вакансий будет периодически меняться во времени в соответствии с изменением вынуждающей силы. Особен-

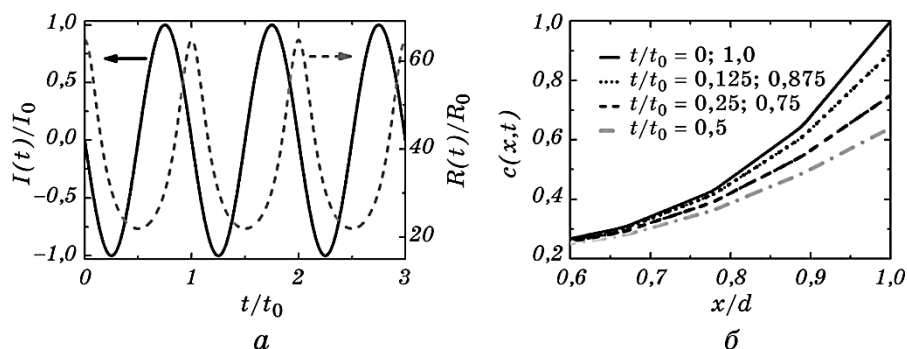


Рис. 1. Изменение во времени переменного тока, пропускаемого через контакт металла с плёнкой YBCO, и полного сопротивления $R(t)$ данной структуры (а), а также пространственная зависимость концентрации вакансий $c(x, t)$ (б); параметры $\beta = 0,02$, $\tilde{d} = 0,7d$.

Fig. 1. Temporal changes of both the alternating current $I(t)$ across the contact of a metal with a YBCO film and the total resistance $R(t)$ of the structure (a), as well as the spatial dependence of the vacancy concentration $c(x, t)$ (b); the parameters $\beta = 0.02$, $\tilde{d} = 0.7d$.

ность данного процесса заключается в том, что его частота будет отличаться от частоты пропускаемого через плёнку тока (или приложенного напряжения), поскольку из-за зависимости сопротивления купрата от концентрации кислородных вакансий $c(x)$ под действием внешнего фактора будет периодически меняться ещё и сопротивление самой плёнки. В результате в отклике системы на её периодическое возмущение появятся слагаемые с частотами, кратными исходной, а измеряемая вольт-амперная характеристика может иметь двузначный характер подобно фигурам Лиссажу, которые возникают при одновременном движении точки в двух взаимно перпендикулярных направлениях с разными частотами. Такие кривые, приведённые на рис. 2, как уже отмечалось выше, являются основным признаком мемристоров.

Базовым уравнением, которое определяет динамику подсистемы кислородных вакансий, является уравнение непрерывности

$$\frac{\partial c(x, t)}{\partial t} + \frac{\partial J_{\text{dif}}(x, t)}{\partial x} + \frac{\partial J_{\text{drift}}(x, t)}{\partial x} = 0. \quad (1)$$

При достаточно больших напряжениях $V \gg k_B T / q^*$ диффузионный вклад в суммарный ток мал, и им можно пренебречь. Тогда из (1) мы получим следующее дифференциальное уравнение в частных производных для концентрации вакансий $c(x, t)$

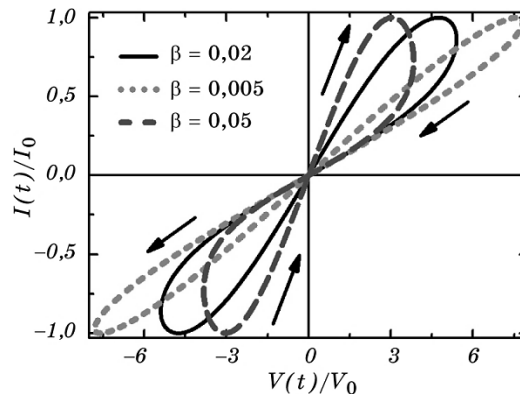


Рис. 2. Расчётные вольт-амперные характеристики контакта металла с плёнкой YBCO для трёх значений параметра β . Направление изменения $I(t)$ указано стрелками, знак напряжения V соответствует знаку электрического потенциала, приложенного к купрату; $V_0 = I_0 \rho_0 d$, $\tilde{d} = 0,7d$.

Fig. 2. Calculated current–voltage characteristics of the contact metal–YBCO-film for three values of the β parameter. Direction of the $I(t)$ changes is indicated by arrows; the sign of the voltage V corresponds to the sign of the electric potential applied to the cuprate; $V_0 = I_0 \rho_0 d$, $\tilde{d} = 0.7d$.

$$\frac{\partial c(x, t)}{\partial t} + \frac{Dq^*}{k_B T} \frac{\partial (c(x, t)E(x, t))}{\partial x} = 0. \quad (2)$$

Далее мы полагаем, что имеем дело с источником переменного тока $I(t)$ и $E(x, t) = \rho(x, t)I(t)$, где $\rho(x, t)$ — локальное сопротивление образца в пересчёте на единицу длины, которое определяется локальной концентрацией кислородных вакансий $c(x, t)$. Для определённости будем рассматривать мемристорные эффекты в плёнке иттрий-бариевого купрата YBCO толщиной d , плоскость которой перпендикулярна оси c , и сравнивать наши результаты с данными экспериментов [12–14]. В таких образцах ранее [15] была найдена эмпирическая зависимость $\rho(c)$, которую мы представим в виде

$$\rho(x, t) = \rho_0 \exp[c(x, t) / \bar{c}]; \quad (3)$$

здесь параметр $\bar{c} \cong 0,2$, а ρ_0 — удельное электросопротивление оксида в идеальном состоянии без дефектов.

Возникающая таким образом нелинейная зависимость локальной напряжённости электрического поля, действующей на вакансии, от их концентрации в данной точке и приводит к появлению двузначной вольт-амперной кривой. Для численных расчётов введём безразмерную величину $\beta = q^* D t_0 \rho_0 I_0 / (d k_B T)$, где I_0 и t_0 — амплитуда и период переменного тока, который пропускается через контакт металла с купратом. Все длины далее будут измеряться в единицах d , характерные времена — в единицах t_0 , удельные сопротивления — в единицах ρ_0 , а токи — в единицах I_0 (соответствующие переменные будем отображать штрихованными величинами). Учитывая это, получим следующее уравнение с единственным подгоночным параметром β и граничным условием $c(x=0, t) = 0,2$, которое следует из условий экспериментов [12–14]:

$$\frac{\partial c(x', t')}{\partial t'} + \beta \frac{\partial}{\partial x'} (c(x', t') \rho'(x', t')) I(t') = 0. \quad (4)$$

Разделим условно купратную плёнку, одна поверхность которой находится на изолирующей подложке, а другая — в контакте с металлическим электродом, на две части: $0 < x < \tilde{d}$ и $\tilde{d} < x < d$. Сопротивление той области плёнки, которая прилегает к подложке, будем считать постоянным и равным $R_0 = \int_0^{\tilde{d}} \rho_0 \exp(0,2 / \bar{c}) dx$, в то время как сопротивление другой части образца меняется со временем в соответствии с формулой (3). Тогда общее сопротивление будет равным $R(t) = R_0 + \int_{\tilde{d}}^d \rho(x, t) dx$. На рисунке 1 показаны изменения во времени тока $I(t)$, полного сопротивления контакта $R(t)$, а

также пространственная зависимость концентрации вакансий $c(x, t)$ в некоторые фиксированные моменты времени.

На рисунке 2 изображены расчётные вольт-амперные характеристики контакта плёнки YBCO с металлическим электродом, где напряжение на контакте определяется соотношением $V(t) = I(t)R(t)$. Наши теоретические результаты хорошо согласуются с соответствующими экспериментальными данными, полученными в работе [14].

Найденное из сравнения с измеренными кривыми значение параметра $\beta = 0.02$ позволяет оценить величину коэффициента диффузии D . Используя экспериментальные данные, находим, что $e\rho_0 dI_0 / (k_B T) \approx 10^2$, откуда следует, что $D \sim 10^{-17}$ см²/с. Это значение неплохо согласуется с оценками коэффициента диффузии кислородных вакансий $D \sim 10^{-17} - 10^{-18}$ см²/с для плёнок YBCO в работе [9]. Заметим, что диффузия кислородных ионов в тонких монокристаллических плёнках сложных оксидов переходных металлов является существенной и при довольно низких температурах и происходит, в основном, в направлении, перпендикулярном поверхности образца [16].

3. БИПОЛЯРНЫЕ РЕЗИСТИВНЫЕ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ В НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ УГЛЕРОДНЫХ ПЛЁНКАХ

Несмотря на существенный прогресс в области мемристорных устройств, остаётся ещё ряд нерешённых вопросов на пути их практического внедрения. Одна из таких проблем — паразитная связь между соседними коммутационными узлами в интегрированной мемристорной цепи [17]. Для её устранения предложены, в частности, схемы, основанные на использовании дополнительного (к каждому мемристорному) транзистора [18]. Однако такое решение приводит к заметному увеличению размеров коммутационных узлов. Поэтому желательно найти такие переключающие устройства, вольт-амперные характеристики которых были бы резко асимметричными по отношению к поданному напряжению. Ниже мы приводим предварительные результаты, полученные авторами данной статьи для наноструктурированных плёнок углерода и их теоретическую интерпретацию.

Нами были разработаны технологические основы ионно-плазменного низкотемпературного формирования пространственно ориентированных углеродных наноструктур на подложках монокристаллического кремния [19] с использованием гибридного геликонно-дугового ионно-плазменного реактора [20, 21]. Этот процесс включает в себя нанесение переходных слоёв (например, TiN), формирование нанокластеров металла-катализатора (Fe, Ni и др.) и, собственно, синтез наноструктурированных углеродных плёнок.

Процесс низкотемпературного формирования наноструктур металла-катализатора [22] заключался в непосредственном выращивании нанокластеров Fe на структурированной поверхности переходного слоя TiN, который получался распылением Ti в атмосфере N₂. Магнитоактивированный вакуумно-дуговой источник создавал поток ионов металлов (Ti, Fe) [20]. Финишная очистка кремниевых пластин перед нанесением необходимых слоёв, активация реактивных газов, выращивание углеродных наноструктур в режиме плазменноактивированного CVD (PECVD) и плазмохимическое удаление аморфного углерода с обрабатываемой поверхности осуществлялись с использованием геликонного источника газообразной плазмы [19, 20]. Реакционная камера вакуумно-технологической установки откачивалась до давления $\cong 10^{-3}$ Па, а давление рабочих газов (Ar, O₂, N₂, пары C₂H₄Cl₂) на различных стадиях технологического цикла составляло 1–3 Па.

Отличительная особенность разработанного метода формирования нанокластеров путём их непосредственного выращивания заключалась в сочетании процессов распыления интенсивным потоком инертного газа и самораспыления плёнки ионами металла при плотности ионных потоков до 20 мА/см² с преимущественным переносом массы заряженной компонентой материала плёнки в неоднородном электрическом поле структурированной поверхности. Рентгеноструктурный анализ плёнок TiN и TiN + Fe показал, что уже при толщине от двух до пяти нанометров интенсивность пика, связанного с TiN, резко уменьшается, и отчётливо проявляется пик, обусловленный присутствием Fe, т.е. железо полностью покрывало подслой TiN.

Для разложения углеродосодержащего газа и формирования углеродных наноструктур использовался метод PECVD. Отличительная особенность процесса — применение в качестве источника плазмы высокоэффективного геликонного разряда, концентрация плазмы в котором при рабочем давлении порядка 1 Па может достигать 10^{12} см⁻³. Рабочей средой была смесь плазмообразующего газа Ar с добавкой C₂H₄Cl₂. На последней стадии процесса слой аморфного углерода удалялся плазмой геликонного источника Ar с добавкой O₂.

Микрофотографии, полученные с помощью растрового электронного микроскопа [19], показали, что в отработанных технологических режимах формируются нитевидные углеродные наноструктуры с характерным диаметром от единиц до десятка нанометров и длиной более 1 мкм. Толщина слоя углеродных наноструктур на кремниевой подложке составляла 1–1,5 мкм. Их вольт-амперные характеристики измерялись в режиме источника пилообразного тока четырёхзондовым методом в диапазоне температур 10–80°C. При этом из стандартной кремниевой подложки толщи-

ной 0,45 мм с синтезированными углеродными наноструктурами вырезались прямоугольные образцы размером 8×20 мм, которые размещались в специальном многоконтактном приспособлении с подводом токовых и потенциальных контактов. Использовались прижимные штырьковые контакты с нанесённым индием, что позволяло обеспечить стабильный электрический контакт со слоями углеродных наноструктур. Расстояние между токовыми контактами составляло примерно 0,5 мм.

При положительных значениях тока I и напряжения V в исходной вольт-амперной характеристике наблюдались эффекты неустойчивости, которые приводили к переключению системы под действием токовой инжекции из высоко- в низкоомное состояние (от $1,3 \cdot 10^{-2}$ до $3 \cdot 10^{-4}$ Ом). При изменении полярности тока инжекции резко менялся вид кривой $I(V)$ и, соответственно, значения сопротивления в высоко- и низкоомном состояниях, см. типичный пример на рис. 3.

Заметим, что согласно первопринципным расчётам [23] отклонения кривых $I(V)$ от линейности для упорядоченных двумерных уг-

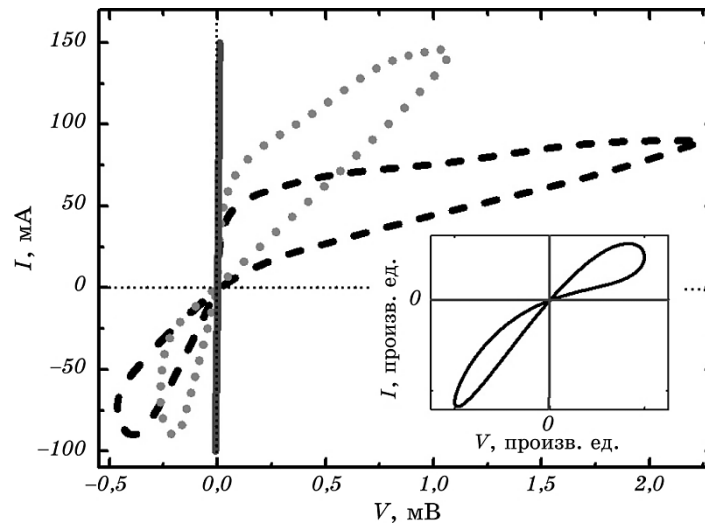


Рис. 3. Измеренные вольт-амперные характеристики наноструктурированной углеродной плёнки сразу же после изготовления (штриховая линия) и через несколько периодов изменения пропускаемого через неё тока (вначале точечная, а затем сплошная почти вертикальная линия). На вставке показан результат теоретического моделирования.

Fig. 3. Measured current–voltage characteristics of nanostructured carbon film immediately after fabrication of it (dashed line) and after several periods of the current passing through it (at first, the dotted line, and then, the nearly vertical solid line). Result of theoretical simulations is shown on the insert.

леродных структур, находящихся между двумя металлическими электродами, не являются существенными, вследствие чего гистерезисные характеристики углеродных плёнок симметричны относительно замены полярности V [24]. В то же время резкая зависимость от знака напряжения может наблюдаться в некоторых наноструктурированных углеродных плёнках [25]. По-видимому, этот эффект связан с наличием в них ловушек, которые заполняются и опустошаются при разных направлениях электрического поля. Это означает, что сопротивление образца будет осциллировать во времени с тем же периодом, что и пропускаемый через него ток (подобно рассмотренному выше случаю контактов на основе сложных оксидов). Помимо линейного слагаемого аналитическая зависимость тока от напряжения в данном случае содержит ещё и квадратичный вклад, который и определяет асимметрию вольт-амперной характеристики. Тогда в динамическом пределе мы получим резко асимметричную гистерезисную кривую $I(V)$ (см. вставку на рис. 3), которая качественно описывает наш экспериментальный результат для исходного состояния.

После нескольких периодов изменения тока, пропускаемого через наноструктурированную углеродную плёнку, в ней формировалось состояние с экстремально высокой проводимостью (менее 10^{-5} Ом) при комнатной температуре 17°C [26], см. рис. 3.

4. ВЫВОДЫ

Проанализирована физическая природа двузначных вольт-амперных характеристик двух систем: контакта металла с купратом $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-c}$ и наноструктурированной углеродной плёнки, электрические характеристики которых демонстрируют биполярные резистивные переключения. Показано, что в первом случае мемристорное поведение гетероструктуры металл-купрат возникает вследствие миграции кислородных вакансий под действием внешнего электрического поля, а во втором случае связано с наличием в углеродных плёнках ловушек для носителей тока. Обнаруженная экспериментально асимметрия вольт-амперных кривых для углеродных плёнок открывает возможность их использования в качестве элемента интегрированной мемристорной схемы, который позволит устранить паразитную связь между соседними коммутационными узлами.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. L. O. Chua, *IEEE Trans. Circuit Theory*, **18**, No. 5: 507 (1971).
2. R. Waser and M. Aono, *Nat. Mater.*, **6**, No. 11: 833 (2007).

3. A. Sawa, *Mater. Today*, **11**, No. 6: 28 (2008).
4. E. Bichoutskaia, A. M. Popov, and Yu. E. Lozovik, *Mater. Today*, **11**, No. 6: 38 (2008).
5. J. B. Goodenough, *Rep. Prog. Phys.*, **67**, No. 11: 1915 (2004).
6. R. J. Cava, B. Batlogg, C. H. Chen, E. A. Rietman, S. M. Zahurak, and D. Werder, *Nature*, **329**, No. 6138: 423 (1987).
7. M. A. Belogolovskii, *Cent. Eur. J. Phys.*, **7**, No. 2: 304 (2009).
8. N. Chandrasekhar, O. T. Valls, and A. M. Goldman, *Phys. Rev. Lett.*, **71**, No. 7: 1079 (1993).
9. A. Plecenik, M. Grajcar, P. Seidel, and S. Benacka, *Studies of High Temperature Superconductors* (New York: Nova Science Publ.: 1996), vol. **20**, p. 75.
10. H. J. Zhang, X. P. Zhang, J. P. Shi, H. F. Tian, and Y. G. Zhao, *Appl. Phys. Lett.*, **94**, No. 9: 092111 (2009).
11. R. Landauer, *IBM J. Res. Dev.*, **1**, No. 3: 223 (1957).
12. A. Plecenik, M. Tomasek, T. Plecenik, M. Truchly, J. Noskovic, M. Zahoran, T. Roch, M. Belogolovskii, M. Spankova, S. Chromik, and P. Kus, *Appl. Surf. Sci.*, **256**, No. 18: 5684 (2010).
13. M. Tomasek, T. Plecenik, M. Truchly, J. Noskovic, T. Roch, M. Zahoran, S. Chromik, M. Spankova, P. Kus, and A. Plecenik, *J. Vac. Sci. Technol. B*, **29**, No. 1: 01AD04 (2011).
14. T. Plecenik, M. Tomásek, M. Belogolovskii, M. Truchly, M. Gregor, J. Noskovič, M. Zahoran, T. Roch, I. Boylo, M. Špankova, Š. Chromik, P. Kúš, and A. Plecenik, *J. Appl. Phys.*, **111**, No. 5: 056106 (2012).
15. K. Yamamoto, B. M. Lairson, J. C. Bravman, and T. H. Geballe, *J. Appl. Phys.*, **69**, No. 10: 7189 (1991).
16. S. Inoue, M. Kawai, N. Ichikawa, H. Kageyama, W. Paulus, and Y. Shimakawa, *Nat. Chem.*, **2**, No. 3: 213 (2010).
17. E. Linn, R. Rosezin, C. Kügeler, and R. Waser, *Nat. Mater.*, **9**, No. 5: 403 (2010).
18. H. D. Kim, M. J. Yun, and T. G. Kim, *Appl. Phys. Lett.*, **105**, No. 21: 213510 (2015).
19. И. В. Короташ, В. В. Одинокоев, Г. Я. Павлов, Д. Ю. Полоцкий, Э. М. Руденко, В. Ф. Семенюк, В. А. Сологуб, К. П. Шамрай, *Наноинженерия*, № 4 (10): 3 (2012).
20. В. Ф. Семенюк, Э. М. Руденко, И. В. Короташ, Л. С. Осипов, Д. Ю. Полоцкий, К. П. Шамрай, В. В. Одинокоев, Г. Я. Павлов, В. А. Сологуб, *Металлофиз. новейшие технол.*, **33**, № 2: 223 (2011).
21. И. Короташ, В. Одинокоев, Г. Павлов, Д. Полоцкий, Э. Руденко, В. Семенюк, В. Сологуб, *Наноиндустрия*, № 1: 10 (2011).
22. А. Шпак, Э. Руденко, И. Короташ, В. Семенюк, К. Шамрай, В. Одинокоев, Г. Павлов, В. Сологуб, *Наноиндустрия*, № 4: 12 (2009).
23. T. Matsumoto and S. Saito, *Physica E*, **29**, No. 3: 560 (2005).
24. Y. Chai, Y. Wu, K. Takei, H.-Y. Chen, S. Yu, P. C. H. Chan, A. Javey, and H.-S. P. Wong, *IEEE Trans. Electron. Dev.*, **58**, No. 11: 3933 (2011).
25. M. Hori, Y. Tokuda, and H. Kano, *Diode and Photovoltaic Device Using Carbon Nanostructure*: Patent US 20100212728 A1 (2010).
26. И. В. Короташ, Э. М. Руденко, А. А. Краковный, В. Ф. Семенюк, Л. С. Осипов, Д. Ю. Полоцкий, *IV Международная научная конференция*

«Наноразмерные системы: строение, свойства, технологии—НАНСИС-2013» (19–22 ноября 2013, Киев), с. 333.

REFERENCES

1. L. O. Chua, *IEEE Trans. Circuit Theory*, **18**, No. 5: 507 (1971).
2. R. Waser and M. Aono, *Nat. Mater.*, **6**, No. 11: 833 (2007).
3. A. Sawa, *Mater. Today*, **11**, No. 6: 28 (2008).
4. E. Bichoutskaia, A. M. Popov, and Yu. E. Lozovik, *Mater. Today*, **11**, No. 6: 38 (2008).
5. J. B. Goodenough, *Rep. Prog. Phys.*, **67**, No. 11: 1915 (2004).
6. R. J. Cava, B. Batlogg, C. H. Chen, E. A. Rietman, S. M. Zahurak, and D. Werder, *Nature*, **329**, No. 6138: 423 (1987).
7. M. A. Belogolovskii, *Cent. Eur. J. Phys.*, **7**, No. 2: 304 (2009).
8. N. Chandrasekhar, O. T. Valls, and A. M. Goldman, *Phys. Rev. Lett.*, **71**, No. 7: 1079 (1993).
9. A. Plecenik, M. Grajcar, P. Seidel, and S. Benacka, *Studies of High Temperature Superconductors* (New York: Nova Science Publ.: 1996), vol. **20**, p. 75.
10. H. J. Zhang, X. P. Zhang, J. P. Shi, H. F. Tian, and Y. G. Zhao, *Appl. Phys. Lett.*, **94**, No. 9: 092111 (2009).
11. R. Landauer, *IBM J. Res. Dev.*, **1**, No. 3: 223 (1957).
12. A. Plecenik, M. Tomasek, T. Plecenik, M. Truchly, J. Noskovic, M. Zahoran, T. Roch, M. Belogolovskii, M. Spankova, S. Chromik, and P. Kus, *Appl. Surf. Sci.*, **256**, No. 18: 5684 (2010).
13. M. Tomasek, T. Plecenik, M. Truchly, J. Noskovic, T. Roch, M. Zahoran, S. Chromik, M. Spankova, P. Kus, and A. Plecenik, *J. Vac. Sci. Technol. B*, **29**, No. 1: 01AD04 (2011).
14. T. Plecenik, M. Tomášek, M. Belogolovskii, M. Truchly, M. Gregor, J. Noskovič, M. Zahoran, T. Roch, I. Boyle, M. Špankova, Š. Chromik, P. Kúš, and A. Plecenik, *J. Appl. Phys.*, **111**, No. 5: 056106 (2012).
15. K. Yamamoto, B. M. Lairson, J. C. Bravman, and T. H. Geballe, *J. Appl. Phys.*, **69**, No. 10: 7189 (1991).
16. S. Inoue, M. Kawai, N. Ichikawa, H. Kageyama, W. Paulus, and Y. Shimakawa, *Nat. Chem.*, **2**, No. 3: 213 (2010).
17. E. Linn, R. Rosezin, C. Kügeler, and R. Waser, *Nat. Mater.*, **9**, No. 5: 403 (2010).
18. H. D. Kim, M. J. Yun, and T. G. Kim, *Appl. Phys. Lett.*, **105**, No. 21: 213510 (2015).
19. I. V. Korotash, V. V. Odinkov, G. Ya. Pavlov, D. Yu. Polotskii, E. M. Rudenko, V. F. Semenyuk, V. A. Sologub, and K. P. Shamrai, *Nanoengineering*, No. 4 (10): 3 (2012) (in Russian).
20. V. F. Semenyuk, E. M. Rudenko, I. V. Korotash, L. S. Osipov, D. Yu. Polotskiy, K. P. Shamray, V. V. Odinkov, G. Ya. Pavlov, and V. A. Sologub, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **33**, No. 2: 223 (2011) (in Russian).
21. I. Korotash, V. Odinkov, G. Pavlov, D. Polotskii, E. Rudenko, V. Semenyuk, and V. Sologub, *Nanoindustry*, No. 1: 10 (2011) (in Russian).

22. A. Shpak, E. Rudenko, I. Korotash, V. Semenyuk, K. Shamrai, V. Odinson, G. Pavlov, and V. Sologub, *Nanoindustry*, No. 4: 12 (2009) (in Russian).
23. T. Matsumoto and S. Saito, *Physica E*, **29**, No. 3: 560 (2005).
24. Y. Chai, Y. Wu, K. Takei, H.-Y. Chen, S. Yu, P. C. H. Chan, A. Javey, and H.-S. P. Wong, *IEEE Trans. Electron. Dev.*, **58**, No. 11: 3933 (2011).
25. M. Hori, Y. Tokuda, and H. Kano, *Diode and Photovoltaic Device Using Carbon Nanostructure*: Patent US 20100212728 A1 (2010).
26. I. V. Korotash, E. M. Rudenko, A. O. Krakovnyy, V. F. Semenyuk, L. S. Osipov, and D. Yu. Polots'ky, *IV International Scientific Conference 'Nanoscaled Systems: Structure, Properties, Technologies—NANSYS-2013' (November 19–22, 2013, Kyiv)*, p. 333 (in Russian).