

Труды XXX научной конференции по радиофизике

**СЕКЦИЯ
«СТОХАСТИЧЕСКИЕ МУЛЬТИСТАБИЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ»**

Сопредседатели – Б. Спаньоло (Италия), А.А. Дубков, секретарь – Е.Ю. Линник.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

ИССЛЕДОВАНИЕ РОСТА ФИЛАМЕНТА В ПЛЕНКЕ СТАБИЛИЗИРОВАННОГО ИТТРИЕМ ДИОКСИДА ЦИРКОНИЯ МЕТОДОМ КОНТАКТНОЙ СКАНИРУЮЩЕЙ ЕМКОСТНОЙ МИКРОСКОПИИ

Д.О. Филатов¹, Е.Д. Сорочкина², Д.А. Антонов¹, И.Н. Антонов¹,
И.А. Казанцева¹

¹

²

Ранее в работе [1] были продемонстрированы возможности метода контактной сканирующей емкостной микроскопии (КСЕМ) [2] для *in situ* отслеживания процесса роста проводящих нитей (филаментов) Ni в пленке стабилизированного иттрием диоксида циркония (СДЦ) $\text{ZrO}_2(\text{Y})/\text{Ni}$ (виртуальном мемристоре типа “проводящий мостик”, *англ.* Conductive Bridge). При приложении напряжения V между зондом и проводящей подложкой Si с Ni подслоем, наблюдалось увеличение емкости между зондом и образцом C , что было объяснено дрейфом ионов Ni к оконечности зонда и формированием растущего Ni филамента в пленке СДЦ.

В работе [3] метод КСЕМ был применен для исследования образования и роста так называемых вакансионных филаментов (состоящих из кислородных вакансий, мигрирующих в пленке СДЦ под действием приложенного между зондом и подслоем Pt электрического напряжения V , рис. 1). При циклическом переключении пилообразным напряжением, наблюдалось циклическое увеличение и уменьшение C , связанное с удлинением и укорочением филамента за счет диффузии и дрейфа кислородных вакансий под действием электрического поля между острием зонда и подслоем Pt. Для интерпретации экспериментальных результатов, в [2] применялась математическая модель мемристора, основанная на теории мемристора, управляемого. Для интерпретации результатов эксперимента, в работе [3] использовалась одномерная ток [4]. Было получено качественное согласие между расчетной зависимостью $C(V)$ и измеренной экспериментально. Однако развитая в работе [3] модель, как и исходная теория [4], учитывает лишь дрейф вакансий кислорода и не учитывает их диффузию.

В настоящей работе экспериментальные данные по исследованию роста вакансионных филаментов в пленках СДЦ/Pt методом КСЕМ интерпретируются на основе стохастической модели мемристора [5], которая учитывает как дрейф, так и диффузию вакансий кислорода.

Экспериментальные исследования выполнялись на атомно-силовом микроскопе (АСМ) «Солвер Про» производства компании «НТ-МДП» (Россия) с приставкой для КСЕМ AU030. Использовались специализированные АСМ зонды для КСЕМ с Pt покрытием. Измерялись циклические $C(V)$ характеристики при линейной развертке напряжения со скоростью $A = 20$ В/с.

Было обнаружено увеличение емкости контакта АСМ зонда с поверхностью пленки СДЦ/Pt при линейной развертке напряжения от 0 В до 5 В, связанное с прорастанием филамента через всю толщу пленки СДЦ (электроформовкой, рис. 2). Линейное уменьшение C при обратной развертке V связано с диффузионной емкостью филамента [6] C_p , пропорциональной току инжекции электронов в филамент I_p :

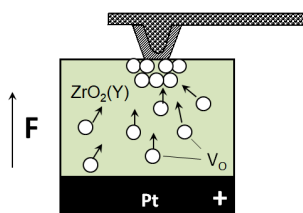


Рис. 1

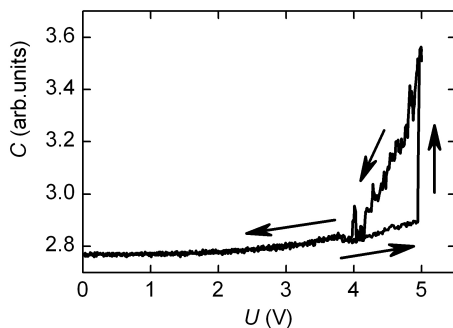


Рис. 2

$$C_p = \frac{dQ}{dt} = \frac{e}{k_B T} I_p, \quad (1)$$

где Q – инжектированный заряд, t – время, e – элементарный заряд, k_B – постоянная Больцмана, T – температура.

Модель [5] основана на описании случайного перескока заряженных точечных структурных дефектов (в данном случае ионов O^{2-}) на соседние вакансии внутри кристаллической решетки СДЦ, которые можно описать также в терминах движения вакансий кислорода. Этот случайный перескок является элементарным событием процесса дрейфа/диффузии, приводящим к образованию и разрушению вакансионных филаментов. Как и в моделях [3] и [4], функциональный диэлектрик мемристора предполагается разделенным на два слоя: проводящий и непроводящий. Координата границы раздела между ними y предполагается случайной величиной и для нее записывается уравнение Фоккера-Планка:

$$\frac{\partial P(y, t)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial y} \left[P(y, t) \frac{\partial U_{eff}(y, V)}{\partial y} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[D_{eff} \frac{\partial P(y, t)}{\partial y} \right] \quad (2)$$

с эффективным потенциалом

$$U_{eff}(y, V) = -v_{eff}(V)y \quad (3)$$

и эффективными коэффициентами дрейфа и диффузии:

$$v_{eff}(V) = \frac{2\ell}{\tau_{kr}} \sinh(\alpha(V)), \quad (4)$$

$$D_{eff}(V) = \frac{\ell^2}{\tau_{kr}} \cosh(\alpha(V)). \quad (5)$$

Здесь $P(y, t)$ – функция плотности вероятности для y в области между электродами $y \in [0, L]$, $L = 10$ нм – толщина слоя СДЦ,

$$\tau_{kr} = \tau_0 \exp \beta, \quad (6)$$

– время Крамерса, $\beta = E_a/k_B T$, E_a – энергия активации диффузии ионов кислорода, $\alpha(V) = BV/k_B T$, $B = q\ell/2L$ – параметр, определяющий снижение E_a при приложении напряжения V , q – заряд иона, ℓ – расстояние между узлами ионов кислорода в кристаллической структуре диэлектрика, τ_0 – подгоночный параметр, который может быть определен из эксперимента.

Уравнение (2) соответствует уравнению Ланжевена [6]:

$$\frac{\partial y}{\partial t} = -\frac{\partial U_{eff}(y, V)}{\partial y} + \xi(t), \quad (7)$$

где $\xi(t)$ – белый гауссовский шум с $\langle \xi(t) \rangle = 0$, $\langle \xi(t) \rangle \langle \xi(t + \tau) \rangle = 2D_{eff} \delta(\tau)$, $\delta(\tau)$ – дельта-функция Дирака.

Подставим (3) и (4) в (7), получаем:

$$\frac{dy}{dt} = \frac{2\ell}{\tau_{kr}} \sinh \frac{BV}{k_B T} + \xi(t). \quad (8)$$

В эксперименте $V(t) = A t \alpha$. После интегрирования получим:

$$y(t) = \frac{2\ell k_B T}{\tau_{kr} B A} \cosh \frac{B A t}{k_B T} + C, \quad (9)$$

для начальных условий $y = 0$ при $t = 0$ константа интегрирования

$$C = -\frac{2\ell k_B T}{\tau_{kr} B A}. \quad (10)$$

На рис. 3 представлена расчетная зависимость $y(t)$, а на рис. 4 – расчетная зависимость емкости зонд-образец $C(V)$ в приближении плоского конденсатора

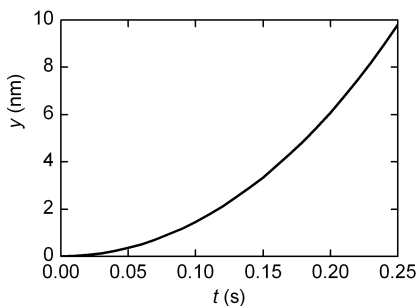


Рис. 3

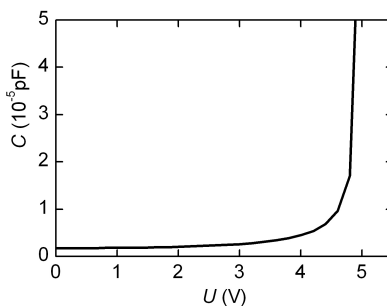


Рис. 4

$$C = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 S}{L - y}, \quad (11)$$

где $\varepsilon = 25$ – диэлектрическая проницаемость материала изолятора (СДЦ), ε_0 – диэлектрическая постоянная, $S = 100 \text{ нм}^2$ – эффективная площадь поперечного сечения филамента. Для $\ell = 0,26 \text{ нм}$, $E_a = 0.55 \text{ эВ}$ [7, 8], наилучшее согласие между расчетной и экспериментальной кривыми $C(V)$ было достигнуто для $\tau_0 = 10^{-10} \text{ с}$. Критерием наилучшего соответствия был выбран момент времени, при котором $C(t) \rightarrow \infty$, соответствующий прорастанию филамента сквозь всю толщу пленки СДЦ и замыканию АСМ зонда и проводящего подслоя Pt. Для данной структуры (рис. 2) это время составило $t \approx 0.25 \text{ с}$. Заметим, что расчетная величина емкости виртуального мемристора $C_p(0) = 1.738 \times 10^{-6} \text{ пФ}$, что выше порога обнаружения используемого оборудования.

Результаты настоящей работы показывают, что стохастическая модель мемристора [5], использованная в настоящей работе при исследовании роста вакансионных филаментов, адекватно отражает свойства вероятностных процессов дрейфа и диффузии кислородных вакансий в процессе роста филаментов и позволяет более точно описать микроскопических процессы, происходящие в функциональном диэлектрике при электроформовке и резистивном переключении. Также была продемонстрирована возможность определения параметров стохастической модели по экспериментальным результатам, полученным методом КЕСМ.

Настоящая работа выполнена в рамках государственного задания № FSWR-2025-0006. Экспериментальные исследования выполнены с использованием оборудования Центра коллективного пользования Научно-образовательного центра “Физика твердотельных наноструктур” и Учебного дизайн-центра электроники Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского.

- [1] Ryabova M.A., Antonov D.A., Kruglov A.V., Antonov I.N., Filatov D.O. and Gorshkov O.N. // J. Phys.: Conference Series. 2021. Vol. 2086. P. 012205.
- [2] Williams C.C., Hough W.P. Rishton S.A. // Appl. Phys. Lett. 1989. Vol. 55. P. 203.
- [3] Филатов Д.О., Сорочкина Е.Д., Антонов И.Н., Горшков О.Н. // Физика твердого тела. 2025. Том 67. Вып. 8. С. 1385.
- [4] Strukov D.B., Snider G.S., Stewart D.R., Williams R.S. // Nature Materials. 2008. Vol. 80. P. 53.
- [5] Agudov N.V., Dubkov A.A., Safonov A.V., Krichigin A.V., Kharcheva A.A., Guseinov D.V., Koryazhkina M.N., Novikov A.S., Shishmakova V.A., Antonov I.N., Carollo A., Spagnolo B. // Chaos, Solitons & Fractals. 2021. Vol. 150. P. 111131.
- [6] Risken H. The Fokker-Planck equation. Methods of solution and applications / –Berlin-Heidelberg: Springer Verlag, 1996.
- [7] Tikhov S.V., Gorshkov O.N., Antonov I.N., Koryazhkina M.N., Morozov A.V., Filatov D.O. // Advances in Condensed Mater Physics. 2018. P. 202849.1
- [8] Yakimov A.V., Filatov D.O., Gorshkov O.N., Antonov D.A., Liskin D.A., Antonov I.N., Belyakov A.V., Klyuev A.V., Carollo A., Spagnolo B. // Applied Physics Letters. Vol. 114. P. 253506.

АНАЛИЗ ПОВЕДЕНИЯ ПАРАМЕТРА ФОРМЫ СПЕКТРА ТОКОВОГО ФЛИККЕРНОГО ШУМА МЕМРИСТОРА НА РАЗЛИЧНЫХ УЧАСТКАХ ЕГО ВОЛЬТАМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ

А.Н. Головкова, М.О. Марычев, Д.О. Филатов, А.И. Белов, М.Н. Коряжкина, М.Е. Шенина, А.Н. Михайлов, О.Н. Горшков, А.В. Ключев, А.В. Якимов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Исследованы мемристивные структуры на основе стабилизированного диоксида циркония: $\text{Ti}(10 \text{ нм})/\text{Pt}(40 \text{ нм})/\text{ZrO}_2(12\%\text{Y}, 10 \text{ нм})/\text{Ta}(40 \text{ нм})/\text{Pt}(40 \text{ нм})$ и $\text{Ti}(10 \text{ нм})/\text{Pt}(40 \text{ нм})/\text{ZrO}_2(12\%\text{Y}, 20 \text{ нм})/\text{Ta}(40 \text{ нм})/\text{Au}(40 \text{ нм})$.

Ранее нами была оценена эффективная шумовая температура мемристоров такого типа в их рабочем режиме. Для этого в расчетах характеристик наблюдаемого в эксперименте шума электрического тока через мемристор использовалась модель только теплового шума. Исходя из полученной численной оценки эффективной шумовой температуры ($\sim 10^9 \text{ K}$), можно предположить наличие преобладающей фликкерной составляющей шума, на фоне которой тепловым шумом можно полностью пренебречь.

Цель работы – разработка методики анализа характеристик фликкерной составляющей шума электрического тока мемристора, позволяющей наблюдать динамику их изменения на различных участках его вольтамперной характеристики (ВАХ).

На участок цепи, включающий последовательно соединённые мемристор и резистор 100 Ом , подавалось пилообразное напряжение, изменяющееся от $-1,35 \text{ В}$ до $+1,1 \text{ В}$ с периодами $0,01 \text{ с}$ и $0,02 \text{ с}$. Измерялось падение напряжения на этом резисторе с шагом по времени 10^{-6} с и $0,5 \times 10^{-6} \text{ с}$ для указанных периодов, соответственно, по которому вычислялся ток через мемристор.

ВАХ мемристора представляется набором относительно небольших последовательных временных фрагментов из 400 отсчетов по времени каждый. Число таких фрагментов для одного периода ВАХ составляло 25 и 100 для периодов $0,01 \text{ с}$ и $0,02 \text{ с}$, соответственно. Для токового сигнала каждого фрагмента с помощью быстрого преобразования Фурье (БПФ) вычисляется зависимость спектральной плотности мощности шума (СПМ) от частоты анализа f . Она аппроксимируется функцией вида $1/f^\gamma$, где γ – параметр формы спектра [1] – [5]. Учитывая количество периодов (петель) ВАХ, используемых для расчетов (обычно 1024), вычисляем массивы из приблизительно $0,25 \times 10^5$ и $1,02 \times 10^5$ значений параметра формы спектра (ПФС) для периодов $0,01 \text{ с}$ и $0,02 \text{ с}$, соответственно. Таким образом, мы получаем возможность с достаточной детализацией следить за динамикой изменения ПФС фликкерного шума электрического тока мемристора на различных участках его ВАХ.

На рис. 1 в двойном логарифмическом масштабе приведена характерная для фликкерного шума частотная зависимость СПМ шума электрического тока одного из исследованных мемристоров для некоторого небольшого фрагмента его ВАХ (красная кривая). Аппроксимируя её линейной функцией (синяя линия), получаем оценку соответствующего значения параметра формы спектра (также показана на рис. 1).

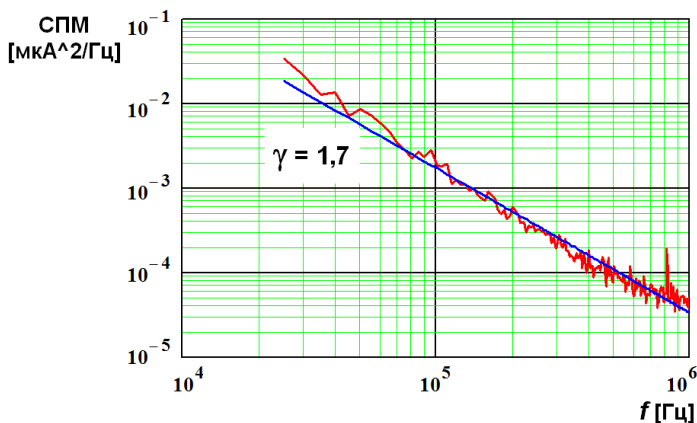


Рис. 1

На рис. 2 и 3 приведены трёхмерные визуализации массивов значений ПФС фликкерного шума электрического тока исследованных мемристоров, где вдоль вертикальных осей, перпендикулярных плоскостям, в которых отображены их ВАХ (показаны синим), напротив небольших фрагментов ВАХ отложены соответствующие им значения γ . Динамика изменения значения ПФС на различных участках ВАХ для образца $\text{Ti}(10 \text{ нм})/\text{Pt}(40 \text{ нм})/\text{ZrO}_2(12\%\text{Y}, 20 \text{ нм})/\text{Ta}(40 \text{ нм})/\text{Au}(40 \text{ нм})$ приведена на рис. 2. На рис. 3 представлены аналогичные результаты для образца $\text{Ti}(10 \text{ нм})/\text{Pt}(40 \text{ нм})/\text{ZrO}_2(12\%\text{Y}, 10 \text{ нм})/\text{Ta}(40 \text{ нм})/\text{Pt}(40 \text{ нм})$.

Таким образом, получены следующие результаты:

- 1) Предложена методика мониторингирования изменения параметра формы спектра фликкерного шума электрического тока мемристора, базирующаяся на разделении ВАХ мемристора на множество небольших фрагментов. Для каждого из таких фрагментов вычисляется частотная зависимость спектральной плотности мощности шума тока и соответствующее значение параметра формы спектра.
- 2) На участках ВАХ, соответствующих низкоомному и высокоомному состояниям исследованных мемристоров, параметр формы спектра шума тока демонстрирует относительно стабильное значение около 1,5. На участках ВАХ, соответствующих переключениям между этими состояниями, наблюдаются всплески этого параметра в диапазоне $\approx 1\text{--}2,5$.

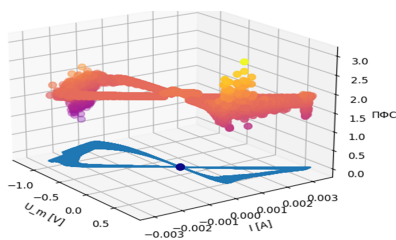


Рис. 2

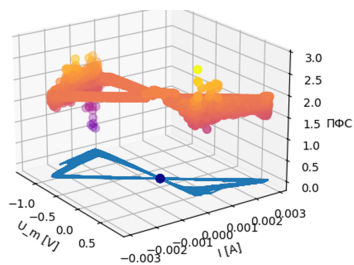


Рис. 3

Работа выполнена при реализации научно-исследовательской и образовательной политики университета в области физики и радиофизики в рамках реализации программы стратегического академического лидерства “Приоритет-2030”.

- [1] Якимов А.В. Введение в физику шумов. Учебное пособие. 2-е издание, переработанное и дополненное. – Нижний Новгород: Нижегородский госуниверситет, 2022. 103 с.
<https://e-lib.unn.ru/MegaPro/UserEntry?Action=FindDocs&ids=796924&idb=0>.
- [2] Yakimov A.V., Filatov D.O., Gorshkov O.N., Antonov D.A., Liskin D.A., Antonov I.N., Belyakov A.V., Klyuev A.V., Carollo A., Spagnolo B. // Appl. Phys. Lett. 2019. Vol. 114. P. 253506. <https://doi.org/10.1063/1.5098066>.
- [3] Yakimov A.V., Filatov D.O., Gorshkov O.N., Klyuev A.V., Shtraub N.I., Kochergin V.S., Spagnolo B. // Chaos, Solitons and Fractals. 2021. Vol. 148 P. 111014. <https://doi.org/10.1016/j.chaos.2021.111014>.
- [4] Kochergin V.S., Yakimov A.V., Klyuev A.V., Filatov D.O., Gorshkov O.N., Antonov D.A., Mikhaylov A.N., Sunyaikin D.V., Shtraub N.I., Vasileiadis N., Dimitrakis P., Spagnolo B. // Japanese Journal of Applied Physics. 2022. Vol. 61. SM1013. <https://doi.org/10.35848/1347-4065/ac7bf6>.
- [5] Yakimov A.V., Klyuev A.V., Filatov D.O., Gorshkov O.N., Antonov D.A., Mikhaylov A.N., Kochergin V.S. // Fluctuation and Noise Letters. 2024. Vol. 23, no. 1. P. 2450014. <https://doi.org/10.1142/S0219477524500147>.

ВЛИЯНИЕ ДЛИТЕЛЬНОСТИ И АМПЛИТУДЫ ИМПУЛЬСОВ ПОТЕНЦИАЦИИ И ДЕПРЕССИИ НА РЕЗИСТИВНОЕ СОСТОЯНИЕ МЕМРИСТИВНОГО УСТРОЙСТВА НА ОСНОВЕ $ZrO_2(Y)$

В.А. Хабибулова¹⁾, М.Н. Коряжкина^{1,2)}, Д.О. Филатов¹⁾, А.И. Белов¹⁾,
И.Н. Антонов¹⁾, Ю.Ю. Агарков²⁾, А.Н. Михайлов¹⁾

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ООО «Поликетон»

В последнее время мемристоры рассматриваются как перспективная основа для аппаратной реализации нейроморфных устройств [1]. Действительно, неотъемлемой особенностью мемристоров является способность постепенно изменять свое резистивное состояние, тем самым имитируя механизмы взаимодействия биологических клеток – синаптическую пластичность (способности синапсов изменять свою силу в ответ на активность нейронов) [2]. К настоящему времени в мемристорах экспериментально продемонстрировано наличие таких ключевых биологических принципов обучения, как кратковременная и долговременная пластичность, а также пластичность, зависящая от времени прихода импульсов [3].

Практическое использование мемристоров в нейроморфных устройствах ограничено проблемами воспроизводимости параметров изменения резистивного состояния как от устройства к устройству, так и от цикла к циклу, а также недостаточной стойкостью этих состояний к деградации при частых переключениях и стабильностью удержания состояний.

Несмотря на вышеуказанные ограничения, мемристоры на основе $ZrO_2(Y)$ способны выдерживать более 10^9 переключений резистивного состояния и сохранять заданные уровни проводимости на протяжении более чем 10^4 с [4, 5], обеспечивая необходимую надежность для нейроморфных приложений. Кроме того, на этих устройствах была продемонстрирована долговременная пластичность, что подчёркивает их потенциал для аппаратной реализации нейронных сетей [5].

В то же время в литературе отсутствуют систематические исследования кратковременной пластичности и пластичности, зависящей от времени прихода импульсов, в мемристорах на основе $ZrO_2(Y)$, что затрудняет оценку их синаптического поведения в полном объёме. Однако первоочередной задачей является экспериментальное определение диапазонов длительностей и амплитуд импульсов потенциации и депрессии, что и было реализовано в данной работе для мемристивного устройства на основе стека $Ta/ZrO_2(Y)/Pt$.

Информацию о технологии изготовления мемристивного устройства и схему экспериментальной установки можно найти в [6]. Исследования были выполнены при помощи зондовой станции Everbeing EB-6 и многофункционального устройства ввода-вывода National Instruments USB-6361. Знак напряжения на устройстве соответствовал потенциалу верхнего Ta электрода относительно потенциала нижнего Pt электрода. При этом процесс RESET (переключение из состояния с низким сопротивлением (CHC) в состояние с высоким сопротивлением (CBC)) осуществлялся приложением отрицательного напряжения, а процесс SET (переключение из CBC в CHC) – приложением положительного напряжения. В работе длительность импульсов потенциации и депрессии варьировалась от 5 до 1000 мкс; амплитуда импульсов потенциации – от +0,6 до

+0,9 В; амплитуда импульсов депрессии – от -0,8 до -1,1 В. Для определения резистивного состояния устройства до и после импульса потенциации/депрессии прикладывался импульс чтения длительностью 50 мкс и амплитудой +0,2 В. Для накопления статистики после приложения импульсов потенциации/депрессии устройство переключали в СВС/СНС путем приложения импульсов длительностью 20 мкс и амплитудой -1,2 В / +0,9 В, соответственно. Анализ проводился по 500 повторениям эксперимента при одних и тех же параметрах импульсов.

Исследуемое устройство демонстрировало удовлетворительную работоспособность, о чем свидетельствуют его вольтамперные характеристики (рис. 1) и результаты исследования выносливости к многократному резистивному переключению (рис. 2). В совокупности эти характеристики свидетельствуют о приемлемой надёжности полученных в работе результатов исследования влияния длительности и амплитуды импульсов потенциации и депрессии на резистивное состояние мемристора.

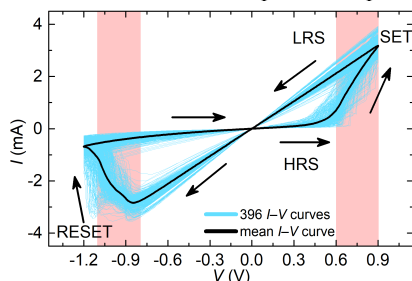


Рис. 1

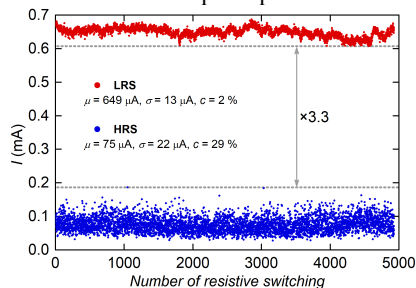


Рис. 2

На рис. 3 – 5 представлены зависимости тока в резистивном состоянии, полученные до (оранжевым) и после (фиолетовым) приложения импульса потенциации длительностью 5 мкс и амплитудой: +0,6, +0,7 и +0,8 В, соответственно; а на рис. 6 – 8 показаны аналогичные зависимости, полученные при условии приложения импульсов амплитудой +0,7 В и длительностью: 50, 100 и 500 мкс, соответственно.

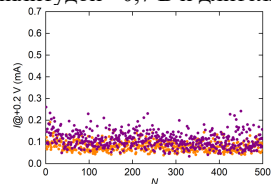


Рис. 3

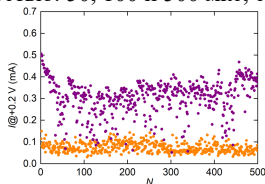


Рис. 4

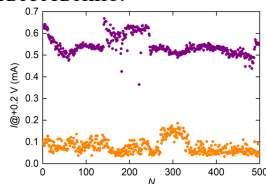


Рис. 5

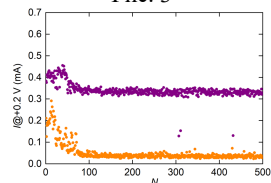


Рис. 6

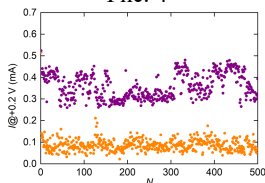


Рис. 7

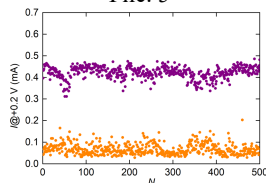


Рис. 8

Обнаружено, что изменение амплитуды импульсов потенциации существенно влияет на резистивное состояние мемристора, чем длительность этих импульсов. В частности, наблюдается более значительное увеличение протекающего через мемристор тока при чтении. Например, после приложения импульсов потенциации длительностью 5 мкс и амплитудой +0,6, +0,7 и +0,8 В величина протекающего тока составляла $0,11 \pm 0,04$ мА, $0,31 \pm 0,08$ мА и $0,54 \pm 0,04$ мА (в качестве ошибки бралось стандартное отклонение), соответственно. В то же время, увеличение длительности импульсов амплитудой +0,7 В до 50, 100 и 500 мкс привело к увеличению тока до $0,34 \pm 0,03$ мА, $0,36 \pm 0,06$ мА и $0,42 \pm 0,03$ мА (в качестве ошибки бралось стандартное отклонение), соответственно. Таким образом, увеличение амплитуды на 0,2 В привело к увеличению тока в ~4,9 раз, в то время как увеличение длительности импульсов в 100 раз привело к увеличению тока всего в ~1,4 раза.

На рис. 9 – 11 представлены зависимости тока в резистивном состоянии, полученные до (зеленым) и после (голубым) приложения импульса депрессии длительностью 5 мкс и амплитудой: -0,8, -0,9 и -1,0 В, соответственно; а на рис. 12 – 14 показаны аналогичные зависимости, полученные при условии приложения импульсов амплитудой -0,9 В и длительностью: 10, 50 и 500 мкс, соответственно.

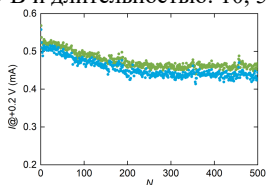


Рис. 9

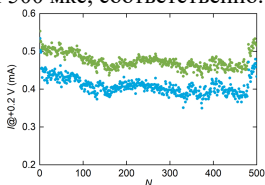


Рис. 10

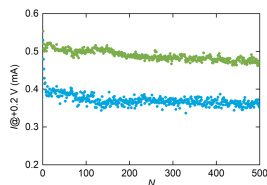


Рис. 11

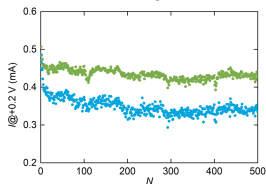


Рис. 12

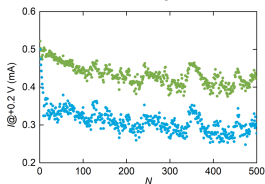


Рис. 13

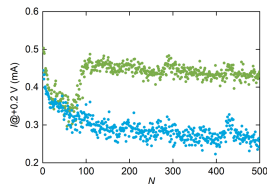


Рис. 14

Как и в случае импульсов потенциации, амплитуда оказывает более существенное влияние на изменение резистивного состояния. Например, при изменении амплитуды импульсов депрессии на 0,2 В (от -0,8 до -1,0 В) с фиксированной длительностью 5 мкс протекающий ток уменьшается в ~1,2 раза (от $0,45 \pm 0,02$ мА до $0,37 \pm 0,02$ мА, соответственно; в качестве ошибки бралось стандартное отклонение). В то же время, при изменении длительности импульсов на 2 порядка величины (от 5 до 500 мкс) с фиксированной амплитудой -0,9 В ток уменьшается всего в ~1,4 раза (от $0,41 \pm 0,02$ мА до $0,29 \pm 0,03$ мА, соответственно; в качестве ошибки бралось стандартное отклонение).

В данной работе было установлено, что амплитуда импульса потенциации/депрессии существенно влияет на резистивное состояние мемристорного устройства, чем его длительность. Установлено, что при амплитудах импульсов потенциации +0,8 и +0,9 В СНС достигается даже при коротких импульсах; в то же время при амплитуде +0,6 В

стабильного изменения резистивного состояния не наблюдается во всем диапазоне длительностей. В случае импульсов депрессии обнаружено, что при амплитудах $-1,0$ и $-1,1$ В СВС достигается даже при коротких импульсах, а при амплитуде $-0,8$ В резистивные состояния до и после приложения импульса практически не различаются при коротких длительностях. Таким образом, амплитуды импульсов, при которых наиболее вероятно наблюдение таких эффектов, как кратковременная пластичность и пластичность, зависящая от времени прихода импульса, в широком диапазоне длительностей составляют $+0,7$ В для импульсов потенциации и $-0,9$ В для импульсов депрессии, поскольку в этих случаях наблюдаются стабильные изменения резистивного состояния. Причем ток, протекающий через мемристор в этих резистивных состояниях, отличается по величине от тока, протекающего через мемристор в СНС или СВС.

Исследование выполнено в рамках научной программы Национального центра физики и математики, направление № 9 «Искусственный интеллект и большие данные в технических, промышленных, природных и социальных системах». Мемристивные устройства изготовлены в Лаборатории мемристорной наноэлектроники ННГУ им. Н.И. Лобачевского (гос. задание № FSWR-2025-0006).

Исследования выполнены с использованием оборудования Центра коллективного пользования Научно-образовательного центра “Физика твердотельных наноструктур” и Учебного дизайн-центра электроники ННГУ им. Н.И. Лобачевского.

- [1] Shooshtari M., Serrano-Gotarredona T., Linares-Barranco B. // *Advanced Intelligent Systems*. 2026. Vol. 8. P. e202500806. <https://doi.org/10.1002/aisy.202500806>
- [2] Ho V.M., Lee J.-A., Martin K.C. // *Science*. 2011. Vol. 334. P. 623. <https://doi.org/10.1126/science.1209236>
- [3] Wang S., Song L., Chen W. et al. // *Advanced Electronic Materials*. 2023. Vol. 9. P. 2200877. <https://doi.org/10.1002/aelm.202200877>
- [4] Vankaev A.S., Soltanovich O.A., Klyukina E.V. et al. // *Russian Microelectronics*. 2025. Vol. 54. P. 848. <https://doi.org/10.1134/S106373972560181X>
- [5] Mikhaylov A.N., Shchanikov S.A., Koryazhkina M.N. et al. // *IEEE Access*. 2026. [In press]
- [6] Koryazhkina M.N., Filatov D.O., Shishmakova V.A. et al. // *Chaos, Solitons & Fractals*. 2022. Vol. 162. P. 112459. <https://doi.org/10.1016/j.chaos.2022.112459>

MODELING SQUARE ARTIFICIAL SPIN ICE WITH WANG TILES

A.V. Klyuev, A.V. Yakimov

National Research Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod

This paper presents a theoretical study of square artificial spin ice relationship to the Wang domino model. Spin ices are characterized by the permanence of the system in one of many local minima after removing the external impact, i.e., they are the kind of multistable systems. Wang tiles are the simple tiling model. Each tile is a square with colored edges, and two tiles can be placed next to each other if and only if the color of their neighboring edges are the same. These seemingly simple local matching rules may however create extremely complex global behaviors, for example, they can be used to encode any Turing machine. The strong links between Wang tiles and compatibility theory made them a well-studied model over the years. The most natural computational model to relate to Wang tilings may be cellular automata. Cellular automaton is an abstract computing model reminiscent of artificial spin ice. This strong connection led to many undecidability results being proved by reductions to tiling-related decision problems. Wang tiles seem to provide a convenient tool to simulate spin ice systems. Set of spin configurations can be one-to-one associated with a set of Wang tiles. The analogy between square artificial spin ice and Wang tiles may be convenient for study configurations, including periodic, closed strings, which is important in the development of possible new computing and storage devices based on artificial spin ices.

Artificial spin ices are metamaterials in the sense that they are engineered systems that exhibit a variety of properties, such as collective dynamics, that are not inherently present in their building blocks [1]. The smallest building blocks in artificial spin ices are single-domain magnets with submicrometer dimensions (nanomagnets), which are arranged in specific designs and are coupled by their dipolar magnetic fields. The nanomagnets are arranged in such a way that their moments (often called macrospins) are frustrated, which means that not all interactions between the nanomagnets can be satisfied simultaneously. The mesoscopic size of the nanomagnets makes it possible to directly observe the moment configurations with magnetic microscopy techniques.

Lithographically fabricated single-domain ferromagnetic islands can be arranged such that the magnetic dipolar interactions create a two-dimensional analogue to spin ice. The magnetic moments can be directly imaged, allowing to study the local accommodation of frustration and emergence of ice-rules.

Artificial spin ices were originally developed [2] to mimic the behavior of spins in their crystal counterparts, such as the rare-earth titanate pyrochlores [3], which have spins positioned on the corners of tetrahedra.

Correspondingly, in the first studies, the nanomagnets were placed on the sites of the square or kagome lattice.

The simplest configuration obeying the ice rules is square spin ice.

Fig. 1 shows a 2D square artificial spin ice model.

Square artificial spin ice consists of horizontal and vertical nanomagnets arranged in a "square" pattern, i.e., frustrated arrays consisting of two-dimensional square lattices of elongated permalloy islands (shown schematically in Fig. 1).

The intrinsic frustration on this lattice can be best seen by considering a vertex at which four islands meet. Nearest neighbor islands on such a vertex are perpendicular to each other,

while the second nearest neighbor islands are collinear and directly across the vertex from each other (see Fig. 1). The lowest energy vertex configurations have two of the moments pointing in toward the center of the vertex, and two pointing out. This energetics are analogous to the two in, two-out ice rules for the atomic moments on a tetrahedron in spin ice. For the vertex as a whole, there are six distinct topologies for the configurations of the four moments obeying ice rules. Nevertheless, no configuration can minimize all of the dipole–dipole interactions, and thus the system is frustrated.

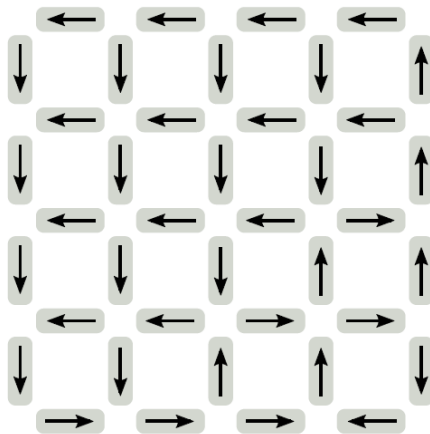


Fig. 1

At the same time, 2D systems are easier to study using such universal numerical methods as Monte Carlo algorithms [4]. One of them is a cluster algorithm for an equivalent three-color model, which is particularly useful for simulations of critical ice models [4].

In agreement with the three-color model, the configurations of an ice model on a square lattice can be mapped onto the configurations of a lattice of squares colored using three different colors, with the restriction that no two nearest neighbor squares have the same color [4]. Each configuration of the three-color model corresponds to a unique correct configuration of square ice.

Here another (domino) model is considered in which the unit tile includes a vertex, where each arrow colored in each own color. The set of possible tiles, which obeying ice rule, is equivalent to the set of Wang tiles.

An analogy can be drawn between the square artificial spin ice and the domino problem [5].

In 2D square artificial spin ice, it is possible to separate flatness of the 2D square artificial spin ice on the tiles, see Fig. 2a. The total number of tiles is determined by the arrangement of arrows that arrive and depart from a lattice point (vertex). The tiles are not placed randomly but must follow the domino rules [5].

An analogy can be drawn between such tiles and Wang tiles (domino), see Fig. 2b.

Now, the analogy between Wang domino [6] and artificial spin ice can be discussed. It is possible to associate spin configurations with corresponding Wang tiles, see Fig. 2c. Each spin direction is assigned a color. Obviously, only two colors are used for the top and bottom

of the square, and only two colors for the right and left sides of the square. Then a set of spin configurations can be one-to-one associated with a set of Wang tiles [5].

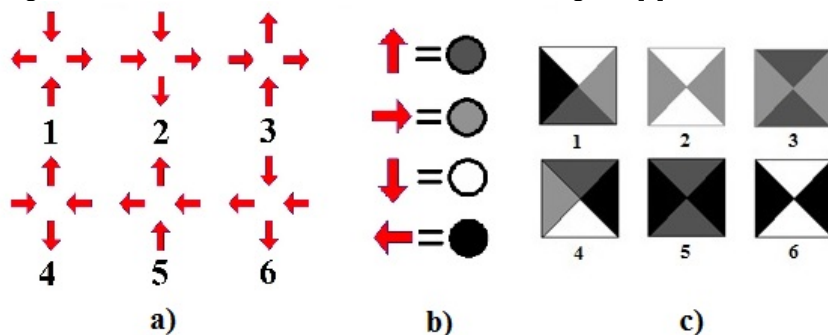


Fig. 2

It is possible to consider a domino model in which the relevant unit (tile) is not a vertex, but rather a plaquette (a square with spins lying on its sides), but this is not always convenient for describing spin configurations that are discussed later here.

The domino problem requires arranging these tiles into a block in which the color scheme is the same on the top and bottom, and left and right sides. These tiles can only be placed next to each other if the adjacent sides have matching colors. This arrangement is called a tiling or domino.

The planar domain covered with copies of tiles from set is called tiling and when there are no missing pieces (i.e. holes) and all the touching edges of tiles are corresponding to each other, the tiling is valid. The process of laying down tile after tile to create the tiling is in row-column order. In other words, the desired number of tiles is placed side by side horizontally from left to right followed by next row of tiles below the previous one. This inevitably leads to situation that tile will be placed in corner where its top edge will have to correspond to the bottom edge of tile above and its left edge will have to correspond to the right edge of the tile on the left. This is corner position (see Fig. 3).

To ensure the final tiling is not only valid, but also stochastic, a specific tiling algorithm must be used.

For example, this algorithm may defines simple rule, that for each corner position if it has at least two valid candidate tiles (Fig. 3) from which single tile must be randomly selected and placed in the corner position. The random selection from two candidates can sometimes lead to occurrence of groups of same tiles in tiling. The above described algorithm can be improved to prevent this grouping, by allowing to repeat the random selection, if the current selection would lead to identical neighboring tiles [5].

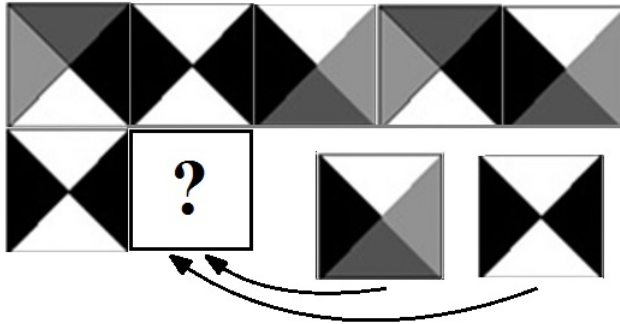


Fig. 3

Thus, one can apply the Wang tiles model to simulate and study 2D square artificial spin ice configurations.

The reformulation in terms of domino may be convenient for studying configurations, including periodic, closed strings, which is important in the development of new computing and storage devices based on spin ices.

Spin ice systems considered may have defects, related with violations of ice rules [7]–[11]. These defects are the famous emergent magnetic monopoles [7], [8]. Such monopoles can be represented in terms of Wang tiles [5] and analyze by stochastic methods.

Additionally, it can be noticed that such stochastic methods for investigations of hypothetical magnetic monopoles in space are also applicable, as recently shown [12].

- [1] Skjærvø S.H., Marrows C.H., Stamps R.L., Heyderman L.J. // *Nature Reviews Physics*. 2019. Vol. 2. P. 13.
- [2] Wang R.F., Nisoli C., Freitas R.S., Li J., McConville W., Cooley B.J., Lund M.S., Samarth N., Leighton C., Crespi V.H., Schiffer P. // *Nature*. 2006. Vol. 439. P. 303.
- [3] Harris M.J., Bramwell S.T., McMorrow D.F., Zeiske T., Godfrey K.W. // *Phys. Rev. Lett.* 1997. Vol. 79. Is. 13. P. 2554.
- [4] Barkema G.T., Newman M.E.J. // *Phys. Rev. E*. 1998. Vol. 57. Is. 1. P. 1155.
- [5] Klyuev A.V. // *J. Stat. Mech.: Theory Exp.* 2025. P. 093104.
- [6] Wang H. // *Scientific American*. 1965. Vol. 213, no. 5. P. 98.
- [7] Рыжкин И.А. // *ЖЭТФ*. 2005. Т. 128, вып. 3. С. 559.
- [8] Castelnovo C., Moessner R., Sondhi S.L. // *Nature*. 2008. Vol. 451, no. 1. P. 42.
- [9] Klyuev A.V., Ryzhkin M.I., Yakimov A.V. // *Fluct. Noise Lett.* 2017. Vol. 16, no. 4. Article ID 1750035, 8 pages.
- [10] Dusad R., Kirschner F.K.K., Hoke J.C., Roberts B., Eyal A., Flicker F., Luke G.M., Blundell S.J., Davis J.C.S. // *Nature*. 2019. Vol. 571, no. 7764. P. 234.
- [11] Klyuev A.V., Ryzhkin M.I., Yakimov A.V., Spagnolo B. // *J. Stat. Mech.: Theory Exp.* 2019. P. 094005.
- [12] Klyuev A.V. // *Phys. Rev. D*. 2024. Vol. 110, no. 2. P. 023011.

Секция «Стохастические мультстабильные системы»

Заседание секции проводилось 20 мая 2026 г.
Сопредседатели – Б. Спаньоло (Италия), А.А. Дубков, секретарь – Е.Ю. Линник.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.