04,08

Механизм транспорта заряда в бесформовочном мемристоре на основе MgO

© А.А. Гисматулин[1], Д.В. Горшков[2], Е.Ю. Герасимов[3], В.А. Гриценко[1,4]

[1] Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,
Новосибирск, Россия
[2] АО „Катод“,
Новосибирск, Россия
[3] Институт катализа им. Г.К. Борескова СО РАН,
Новосибирск, Россия
[4] Новосибирский государственный технический университет,
Новосибирск, Россия

E-mail: aagismatulin@isp.nsc.ru

Поступила в Редакцию 26 января 2026 г.
В окончательной редакции 27 января 2026 г.
Принята к публикации 30 января 2026 г.

Определен механизм транспорта заряда в высокоомном и низкоомном состояниях бесформовочного мемристора на основе MgO. Мемристор на основе MgO продемонстрировал окно памяти около трех порядков разницы по сопротивлению в высокоомном и низкоомном состояниях. Установлено, что механизм транспорта заряда в мемристоре на основе MgO в высокоомном и низкоомном состояниях описывается моделью тока, ограниченного пространственным зарядом. Определены концентрация ловушек в мемристоре на основе MgO в высокоомном ($N_t = 1.7 \cdot 10^{18}\,\mathrm{cm}^{-3}$) и низкоомном состояниях ($N_t = 0.8 \cdot 10^{18}\,\mathrm{cm}^{-3}$).

Ключевые слова: бесформовочный мемристор, ток с ограниченным пространственным зарядом, перенос заряда.

DOI: 10.61011/FTT.2026.01.62582.9021-25

Тонкие пленки оксида магния (MgO) интенсивно изучаются для применения в различных электронных устройствах [1,2]. MgO также используется в преобразователях солнечной энергии благодаря его высокому КПД [3]. Тонкий слой MgO так же используется в магниторезистивной оперативной памяти с передачей спинового момента (STT-MRAM) [4,5]. MgO также можно использовать в качестве активной среды для мемристора [6–9]. Мемристоры в качестве замены флэш-памяти обладают рядом преимуществ: высокое быстродействие (~ 100 ps), низкое энергопотребление (10 fJ), большое количество циклов стирания/записи (до 10^{12} циклов), простая архитектуру ячеек памяти, низкая стоимость, возможность хранения информации в течение 10 лет при 85 °C, совместимость с кремниевой технологией. По сравнению с другими металлическими диэлектриками, такими как TiO_2, Ta_2O_5, HfO_2, ZrO_2, MgO имеет ряд преимуществ: большую запрещенную зону (7.3–7.8 eV) [10,11], высокую термическую стабильность и высокое значение поле пробоя диэлектрика. (12 MV/cm) [11]. Преимуществом мемристоров на основе MgO заключается в низких напряжениях переключения [12]. Так же мемристоры на основе MgO используются в биоразлагаемой нейроморфной электронике [12–15].

Но не смотря на широкое применение слоев MgO в различных приборах, механизм транспорта заряда не был однозначно определен. В этой работе мы сосредоточились на исследовании мемристора на основе MgO и определении механизма транспорта заряда в высокоомном (high resistive state, HRS) и низкоомном (low resistive state, LRS) состояниях этого мемристора.

Рост слоя MgO проводился с помощью электронно-лучевого распыления из гранул MgO диаметром 1–2 mm, чистотой 99.99 % (производства Oxapa GmbH, Германия). Напыление происходило на кремниевую подложку p-типа сопротивлением 10 Ω · cm. Остаточное давление в камере при распылении MgO было не более 10^{-3} Pa. Скорость роста MgO составляла 0.1 nm/s, толщина MgO — 14 nm. Для создания структуры металл–диэлектрик–полупроводник (МДП) алюминиевые контакты были нанесены на MgO через теневую маску методом термического напыления. Нижний алюминиевый контакт также был получен термическим напылением на всю площадь кремниевой подложки. Вольт-амперные характеристики (ВАХ) МДП измерялись с помощью электрометра Keithley 2400, скорость развертки по напряжению составляла 0.9 V/s. Температурные измерения в диапазоне температур 300 до 350 K проводились в температурной ячейке LTS420E, управляемой контроллером Linkam T95 (Linkam Scientific Instruments, Великобритания). Морфология образцов анализировалась методом сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) на микроскопе Hitachi Regulus SU 8230 FE-SEM (Hitachi High Technologies, Япония) с EDX-спектрометром AztecLive (Oxford Instruments, Англия). Микроскоп работал в режиме вторичных электронов при ускоряющем напряжении 10 kV.

По результатам сканирующей электронной микроскопии (рис. 1) установлено, что пленка оксида магния равномерно распределена по поверхности кремниевой пластины. Структура пленки в основном состоит из зерен оксида магния размером 20–50 nm. Кроме того, морфологическое исследование показало наличие небольшого количества островков карбоната магния размером менее 100 μm, наблюдаемых на изображениях в виде круглых темных частиц. Эти частицы могли образоваться при переносе образца на воздухе для проведения экспериментов по электронной микроскопии. По данным метода энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии (EDX) (см. вставку на рис. 1) наблюдаются только Mg, O, Si и C.

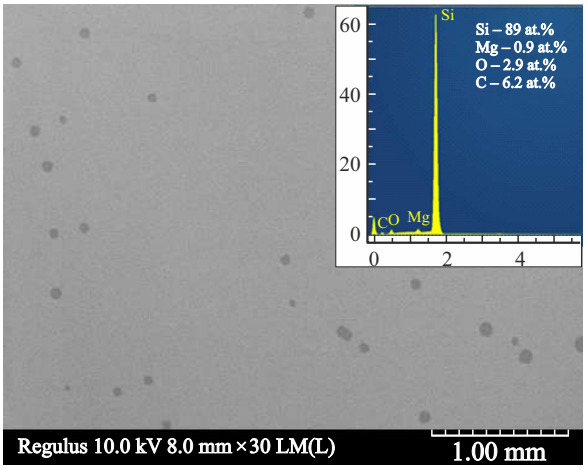


Рис. 1. СЭМ-изображение поверхности MgO и данные энергодисперсионного рентгеновского анализа (вставка).

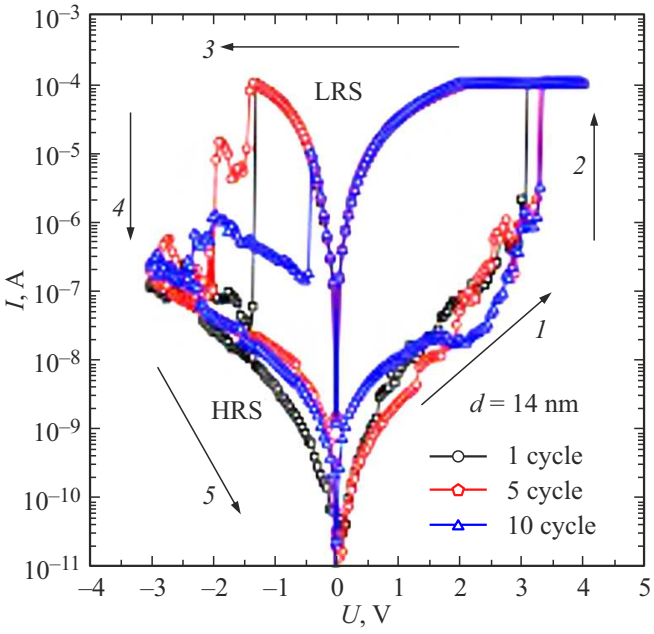


Рис. 2. ВАХ мемристора на основе MgO первого, пятого и десятого цикла переключений. Цифры *1–5* показывают последовательность развертки напряжения.

На рис. 2 представлены вольт-амперные характеристики мемристора на основе MgO. Развертка напряжения происходила от 0 до 4 V с ограничением тока в 0.1 mA. Цифры *1–5* на рис. 2 показывают последовательность развертки полного цикла переключения сопротивлений мемристора. Отношение HRS к LRS при −0.5 В составляет около 3 порядков.

Для определения механизма транспорта заряда были получены температурные зависимости тока в HRS и LRS. В обоих состояниях наблюдается слабая температурная зависимость тока при низких напряжениях, а при высоких напряжениях зависимость тока от температуры исчезает.

Ток в диэлектрике с ловушками определяется следующим выражением:

$$I = eN^{2/3} PS, \tag{1}$$

где e — заряд электрона, N — концентрация ловушек. P — вероятность ионизации ловушки, S — площадь, участвующая в транспорте заряда.

Эффект Френкеля состоит в понижении энергии ионизации кулоновской ловушки в электрическом поле [16,17]. Вероятность ионизации ловушки по эффекту Френкеля задается выражением [16,17]:

$$P = \nu \exp\left(-\frac{W - \left(\frac{e^3}{\pi\varepsilon_\infty\varepsilon_0}\right)^{1/2}}{kT}\sqrt{U/d}\right), \tag{2}$$

где $n = W/h$ — частотный фактор, W — энергия ловушки в нулевом поле, h — постоянная Планка, $e_\infty = n^2 = (1.68)^2 = 2.82$ — высокочастотная диэлектрическая проницаемость, e_0 — диэлектрическая постоянная, n — показатель преломления, U — напряжение, d — толщина диэлектрика, k — постоянная Больцмана, T — температура.

В модели Хилла–Адачи (Х–А) перекрывающихся кулоновских ловушек вероятность ионизации ловушки описывается выражением [18,19]:

$$P = 2\nu \exp\left(-\frac{W - \frac{e^2}{\pi\varepsilon_\infty\varepsilon_0}}{kT}\right)\sinh\left(\frac{e\frac{U}{d}a}{2kT}\right), \tag{3}$$

где a — среднее расстояние между ловушками.

Согласно модели Макрама-Эбейда и Ланну (МЭ–Л), транспорт заряда в диэлектрике описывается ионизацией многофононной изолированной ловушки. Вероятность ионизации ловушки в модели МЭ–Л [20]:

$$P = \sum \exp\left(\frac{nW_{ph}}{2kT} - \frac{W_{opt} - W_t}{W_{ph}}\coth\frac{nW_{ph}}{2kT}\right) \times I_n\left(\frac{W_{opt} - W_t}{W_{ph}\sinh(W_{ph}/2kT)}\right)P_i(W_t + nW_{pt}), \tag{4}$$

$$P_i = \frac{e(U/d)}{2\sqrt{2m^*(W_t + nW_{ph})}}\exp\left(-\frac{4}{3}\frac{\sqrt{2m^*}}{\hbar e(U/d)}(W_t + nW_{ph})^{3/2}\right), \tag{5}$$

где W_t — термическая энергия ловушки, W_{opt} — оптическая энергия ловушки W_{ph} — энергия фонона, m^* —

Варьируемые параметры моделирования для разных моделей

Состояние	Эффект Френкеля	Х–А	МЭ–Л	Н–Г
HRS	$N = 0.35\,\mathrm{cm}^{-3}$ $W = 0.2\,\mathrm{eV}$ $\nu = 4.8 \cdot 10^{13}\,\mathrm{s}^{-1}$ $\varepsilon_0 = 20$	$N = 2 \cdot 10^{20}\,\mathrm{cm}^{-3}$ $W = 0.3\,\mathrm{eV}$ $\nu = 0.95\,\mathrm{s}^{-1}$ $\varepsilon_0 = 20$	$N = 20\,\mathrm{cm}^{-3}$ $m^* = 0.5m_e$ $W_t = 0.15\,\mathrm{eV}$ $W_{opt} = 0.3\,\mathrm{eV}$	$N = 2 \cdot 10^{20}\,\mathrm{cm}^{-3}$ $m^* = 9.6m_e$ $W_t = 0.3\,\mathrm{eV}$ $W_{opt} = 0.6\,\mathrm{eV}$
LRS	$N = 20\,\mathrm{cm}^{-3}$ $W = 0.13\,\mathrm{eV}$ $\nu = 3.1 \cdot 10^{13}\,\mathrm{s}^{-1}$ $\varepsilon_0 = 19$	$N = 6 \cdot 10^{19}\,\mathrm{cm}^{-3}$ $W = 0.2\,\mathrm{eV}$ $\nu = 90\,\mathrm{s}^{-1}$ $\varepsilon_0 = 20$	$N = 5 \cdot 10^{4}\,\mathrm{cm}^{-3}$ $m^* = 0.5m_e$ $W_t = 0.11\,\mathrm{eV}$ $W_{opt} = 0.22\,\mathrm{eV}$ $W_{ph} = 0.06\,\mathrm{eV}$	$N = 6 \cdot 10^{19}\,\mathrm{cm}^{-3}$ $m^* = 4.5m_e$ $W_t = 0.2\,\mathrm{eV}$ $W_{opt} = 0.4\,\mathrm{eV}$

эффективная масса электрона, I_n — функция Бесселя, $\hbar$ — приведенная постоянная Планка.

Вероятность ионизации ловушки в модели фонон-облегченного туннелирования между соседними ловушками Насырова–Гриценко (Н–Г) дается выражением [21]:

$$P = \frac{2\sqrt{\pi}\hbar W_t}{m^* a^2 \sqrt{2kT(W_{opt} - W_t)}} \exp\left(-\frac{W_{opt} - W_t}{kT}\right) \times \exp\left(-\frac{2a\sqrt{2m^* W_t}}{\hbar}\right) \sinh\left(\frac{eUa}{2kTd}\right). \quad (6)$$

Слабую зависимость тока от температуры в слабых полях, и отсутствие температурной зависимости в сильных полях не описывается эффектом Френкеля [16,17], моделью ионизации перекрывающихся кулоновских ловушек Хилла–Адачи [18,19], моделью многофононной ионизации изолированной ловушки Макрама-Эбейда и Ланну [20], моделью фонон-облегченного туннелирования между ловушками Насырова–Гриценко [21] (см. таблицу).

Такая температурная зависимость может быть описана в рамках модели тока, ограниченного пространственным зарядом (ТОПЗ) [22]. ВАХ в HRS и LRS можно разделить на 3 участка: омический, квадратичный и показательный. Полное выражение тока для такого случая описывается выражением [22–24]:

$$I = Se\,\mu n_f \frac{U}{d} + S\frac{9}{8}\mu\varepsilon\varepsilon_0\theta\frac{U^2}{d^3} + SN_e\,\mu e^{1-l}\left(\frac{\varepsilon l}{N_c(l+1)}\right)^l \left(\frac{2l+1}{l+1}\right)^{l+1} \frac{U^{l+1}}{d^{2l+1}}, \quad (7)$$

где

$$n_f = \frac{2N_d}{1 + \sqrt{1 + \frac{4gN_d}{N_c}\exp\left(\frac{E_a}{kT}\right)}},$$

$$\theta = \frac{N_c}{N_t}\exp\left(-\frac{W_t}{kt}\right), \quad N_c = 2\left(\frac{2\pi m^* kT}{h^2}\right)^{3/2},$$

где μ — подвижность электронов, n_f — концентрация свободных электронов в диэлектрике, ε — статическая диэлектрическая проницаемость, θ — степень заполнения ловушек, N_d — концентрация донороподобных дефектов, g — коэффициент вырождения, N_c — эффективная плотность состояний, E_a — энергия активации донороподобных дефектов, N_t — концентрация ловушек, $l = T_t/T$, T_t — температурный параметр, характеризующий экспоненциальное распределение ловушек, W_t — энергия ионизации ловушки.

Как видно из формулы (7), модель ТОПЗ содержит большое количество свободно подгоночных параметров. Мемристор на основе MgO является бесформовочным. Следовательно проводимость в HRS мемристора осуществляется по всей площади контакта радиусом $200\,\mu$m, как мы это сделали в другой нашей работе [25]. Исходя из того, что мемристор бесформовочный, мы делаем еще одно предположение, что в HRS нет проводящего канала и проводимость идет через весь слой MgO. В этом случае принимаем статическую диэлектрическую проницаемость равной 9.8, как у обычного диэлектрика MgO. Эффективная масса не менялась во время расчетов и была принята 0.5.

С учетом этих предположений моделирование экспериментальных ВАХ в HRS с использованием модели ТОПЗ дает следующие параметры: концентрация донороподобных дефектов $N_d = 1.5 \cdot 10^{21}\,\mathrm{cm}^{-3}$, энергия активации $E_a = 0.1\,\mathrm{eV}$ и подвижность $\mu = 8.7 \cdot 10^{-11}\,\mathrm{cm}^2/(\mathrm{V}\cdot\mathrm{s})$ (рис. 3, *a*). Температурная зависимость тока на квадратичном участке отсутствует. Следовательно, параметр степени заполнения ловушек θ равен 1 и определить концентрацию ловушек из квадратичного участка невозможно. Концентрация ловушек определяется из третьего участка экспериментальной кривой. Степень этой части равна $U^{3.6}$. Из моделирования третьего участка концентрация ловушек равна $N_t = 1.7 \cdot 10^{18}\,\mathrm{cm}^{-3}$.

Проводящий канал в LRS, как мы полагаем, образуется за счет дефицита кислорода и состоит из MgO_x ($x < 1$). Размер и состав проводящего канала MgO_x в LRS неизвестны. Для расчета в LRS мы принимаем статическую диэлектрическую проницаемость равной 12, а эффективный размер проводящего канала принимаем в виде цилиндра радиусом 10 nm. При таких

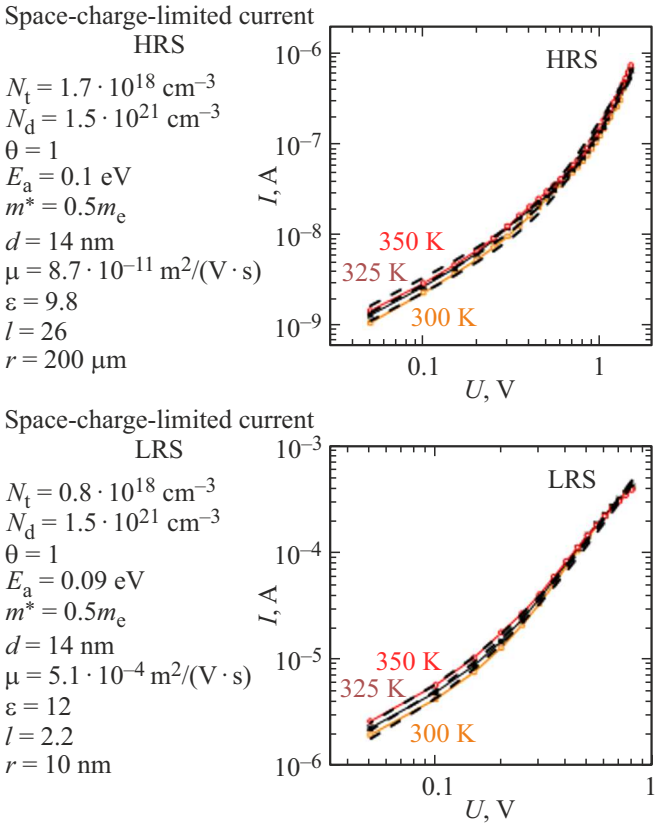


Рис. 3. ВАХ мемристора на основе MgO при разных температурах и теоретические кривые модели ТОПЗ для HRS (*a*) и LRS (*b*) мемристора. Параметры ТОПЗ моделирования представлены на рисунках.

значениях статической диэлектрической проницаемости и эффективного размера проводящего канал в LRS при моделировании в рамках модели ТОПЗ получаются следующие параметры: концентрация донороподобных дефектов $N_d = 1.5 \cdot 10^{21}\,\text{cm}^{-3}$, энергия активации $E_a = 0.09\,\text{eV}$, подвижность $\mu = 5.1 \cdot 10^{-4}\,\text{cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$ и концентрация ловушек $N_t = 0.8 \cdot 10^{18}\,\text{cm}^{-3}$ (рис. 3, *b*).

И HRS, и LRS демонстрируют слабую температурную зависимость тока, но ток все еще увеличивается с ростом температуры, что указывает на то, что природа проводимости в мемристоре на основе MgO ближе к полупроводниковой или диэлектрической природе, чем к металлической.

Таким образом в работе была получена мемристорная структура с активным MgO слоем. Мемристор на основе MgO не требует процедуры формовки и обладает окном памяти около трех порядков. Смоделированы температурные зависимости тока в низкоомном и высокоомном состояниях. Механизм транспорта заряда в мемриторе на основе MgO описывается моделью тока, ограниченного пространственным зарядом. Определены концентрация ловушек в высокоомном ($N_t = 1.7 \cdot 10^{18}\,\text{cm}^{-3}$) и низкоомном состояниях ($N_t = 0.8 \cdot 10^{18}\,\text{cm}^{-3}$) мемристора на основе MgO.

Финансирование работы

Исследование выполнено за счет средств государственного задания Института физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук № FWGW-2025-0010.

Благодарности

Авторы благодарны за возможность провести электрофизические и эллипсометрические измерения на оборудовании ЦКП ВТАН в отделе АТИЦ НГУ.

Конфликт интересов

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Список литературы

[1] J. Li, W. Hu, Q. Wei, S. Wu, S. Hua, J. Zhang. J. Electron. Mater. **46**, 1466–1475 (2017).

[2] A. O'Mahony, C.A. Craven, M.J. Minot, M.A. Popecki, J.M. Renaud, D.C. Bennis, J.L. Bond, M.E. Stochaj, M.R. Foley, B.W. Adams, A.U. Mane. J. Vacuum Sci. Techn. A **34**, 01A128 (2016).

[3] Y. Wan, C. Samundsett, J. Bullock, M. Hettick, T. Allen, D. Yan, J. Peng, Y. Wu, J. Cui, A. Javey, A. Cuevas. Adv. Energy Mater. **7**, 1601863 (2017).

[4] F. Schleicher, U. Halisdemir, D. Lacour, M. Gallart, S. Boukari, G. Schmerber, V. Davesne, P. Panissod, D. Halley, H. Majjad, Y. Henry, B. Leconte, A. Boulard, D. Spor, N. Beyer, C. Kieber, E. Sternitzky, O. Cregut, M. Ziegler, F. Montaigne, E. Beaurepaire, P. Gilliot, M. Hehn, M. Bowen. Nat. Commun. **5**, 4547 (2014).

[5] S. Jung, H. Lee, S. Myung, H. Kim, S.K. Yoon, S.-W. Kwon, Y. Ju, M. Kim, W. Yi, S. Han, B. Kwon, B. Seo, K. Lee, G.-H. Koh, K. Lee, Y. Song, C. Choi, D. Ham, S.J. Kim. Nature **601**, 211–216 (2022).

[6] S.C.W. Chow, P.A. Dananjaya, J.M. Ang, D.J.J. Loy, J.R. Thong, S.W. Hoo, E.H. Toh, W.S. Lew. Appl. Surf. Sci. **608**, 55233, (2023). DOI: 10.1016/j.apsusc.2022.155233

[7] J.M. Teixeira, J. Ventura, R. Fermento, J.P. Araujo, J.B. Sousa, P. Wisniowski, P.P. Freitas. J. Phys. D: Appl. Phys. **42**, 105407 (2009).

[8] L.M. Guerra, C. Dias, J. Pereira, H. Lv, S. Cardoso, P.P. Freitas, J. Ventura. J. Nanosci. Nanotechnol. **17**, 564–567 (2017).

[9] W. Lu, W. Chen, Y. Li, R. Jha. IEEE J. Emerging Sel. Top. Circuits Syst. **6**, 163–170 (2016).

[10] L. Yan, C.M. Lopez, R.P. Shrestha, E.A. Irene, A.A. Suvorova, M. Saunders. Appl. Phys. Lett. **88**, 142901, (2006). DOI: 10.1063/1.2191419

[11] A. Posadas, F.J. Walker, C.H. Ahn, T.L. Goodrich, Z. Cai, K.S. Ziemer. Appl. Phys. Lett. **92**, 233511 (2008). DOI: 10.1063/1.2944865

[12] J. Guo, S. Ren, L. Wu, X. Kang, W. Chen, X. Zhao. Appl. Surf. Sci. **434**, 1074–1078 (2018). DOI: 10.1016/j.apsusc.2017.11.026

[13] S.L. Fang, W.H. Liu, X. Li, X.L. Wang, L.i. Geng, M.S. Wu, X.D. Huang, C.Y. Han. Appl. Phys. Lett. **115**, 244102 (2019).

[14] B. Dang, Q. Wu, J. Sun, M. Zhao, S. Wang, F. Song, M. Yang, X. Ma, H. Wang, Y. Hao. IEEE Electron Device Lett. **40**, 1265 (2019).
[15] Y. Cao, S. Wang, J. Lv, F. Li, Q. Liang, M. Yang, X. Ma, H. Wang, Y. Hao. IEEE Trans. Electron Devices **69**, 3118, (2022).
[16] Я.И. Френкель. ЖЭТФ **8**, 1292–1301 (1938).
[17] J. Frenkel. Phys. Rev. B **54**, 647 (1938).
[18] R.M. Hill. Philosophical Magazine **23**, 59–86 (1971).
[19] H. Adachi, Y. Shibata, S. Ono. J. Phys. D: Appl. Phys. **4**, 988–994 (1971).
[20] S.S. Makram-Ebeid, M. Lannoo. Phys. Rev. B **25**, 6406 (1982).
[21] K.A. Nasyrov, V.A. Gritsenko. J. Appl. Phys. **109**, 093705 (2011).
[22] M.A. Lampert, P. Mark. Current injection in solids. Academic Press, N.-Y. (1970). 351 p.
[23] V.A. Voronkovskii, V.S. Allev, A.K. Gerasimova, D.R. Islamov, Mater, Res, Express **6**, *7*, 076411 (2019).
[24] A.A. Gismatulin, G.N. Kamaev, V.N. Kruchinin, V.A. Gritsenko, O.M. Orlov, A. Chin. Sci. Rep. **11**, 2417 (2021). DOI: 10.1038/s41598-021-82159-7
[25] A.A. Gismatulin, O.M. Orlov, V.A. Gritsenko, G.Ya. Krasnikov. Chaos Solitons Fract. **142**, 110458 (2021). DOI: 10.1016/j.chaos.2020.110458

Редактор А.Н. Смирнов