

11,13

Динамика развития канала переключения в планарных структурах на основе диоксида ванадия

© М.А. Беляев¹, П.П. Борисков¹, А.А. Величко¹, А.Л. Пергамент¹, В.В. Путролайн¹,
Д.В. Рябоконт^{2,3}, Г.Б. Стефанович¹, В.И. Сысун¹, С.Д. Ханин^{2,3}

¹ Петрозаводский государственный университет,
Петрозаводск, Россия

² Военная академия связи им. маршала СССР С.М. Буденного,
Санкт-Петербург, Россия

³ Российский государственный педагогический университет им. А.И. Герцена,
Санкт-Петербург, Россия

E-mail: biomax89@yandex.ru

Представлены результаты экспериментального исследования и численного моделирования динамики развития канала переключения в планарных структурах на основе диоксида ванадия. Полученные результаты по изменению со временем температуры в канале и протекающего при импульсном нагружении тока и временам перехода из высокоомного состояния в низкоомное и обратно анализируются на предмет определения механизма переключения и прогнозирования функциональных характеристик переключаемых оксидованадиевых структур как перспективных для создания релаксационных генераторов — прототипов нейроосцилляторов. Показано, что переключение связано с фазовым переходом „металл–полупроводник“ в диоксиде ванадия, стимулируемым выделением джоулева тепла.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант № 16 19 00135.

DOI: 10.21883/FTT.2018.03.45542.05D

1. Введение

Электрическое переключение (ЭП) в пленках диоксида ванадия, обнаруженное еще в начале 70-х годов [1], было и остается предметом многочисленных исследований [2–12]. В работах [1–3] высказывалась идея о том, что ЭП в рассматриваемых объектах связан с присущим диоксиду ванадия фазовым переходом „металл–полупроводник“ (ФПМП). Развитию этой идеи, как и других предлагаемых моделей переключения [8–12], может способствовать установление динамики процесса.

Недостаточность знаний о процессах, определяющих процесс переключения, сдерживает достижения практически значимых результатов. В настоящее время эта проблема существенно актуализировалась в связи с интересом, проявляемым к ЭП в диоксиде ванадия как перспективному материалу для создания элементов простейших релаксационных генераторов — прототипов нейроосцилляторов (элементов осцилляторных нейронных сетей) [13,14], а также как модельному объекту исследований в нелинейной и хаотической динамике. Важно отметить, что считавшиеся недостатками свойства пленочных образцов на основе VO₂ (сравнительно низкая температура ФПМП и скачок проводимости, высокий уровень токовых шумов вблизи пороговых напряжений переключения) в указанной области применения в определенном смысле обращаются в их достоинства.

Так, наличие относительно сильного шума в пороговых точках переключения является положительным фактором в связи с важной ролью эффектов коллективной синхронизации и стохастического резонанса в реальных

нейронных сетях [15]. Если говорить о температурном диапазоне работы искусственной нейронной сети на основе VO₂-осцилляторов, то здесь близкое к комнатной температуре значение T_i является достоинством, поскольку она сравнима с диапазоном температур жизнедеятельности большинства биологических объектов. Для создания RC-осциллятора на основе VO₂ переключателя, в принципе, не требуется и высокий скачок проводимости пленок при ФПМП, так как элементы можно создавать в планарных (в виде пленочных мостиков) и сэндвич-конфигурациях с высокой степенью наномасштабируемости методами стандартной литографии.

Принципиально важную роль в функционировании переключателя играет его быстрдействие, определяемое динамикой развития канала переключения. При том, что длительность перехода из высокоомного в низкоомное состояние определялась в ряде работ [5–11], практически отсутствуют данные о длительности обратного перехода диоксида ванадия: из низкоомного в высокоомное состояние после прохождения импульса напряжения. Единственным исключением является, по-видимому, работа [16], в которой представлены результаты исследования эффекта ЭП в структурах на основе NbO₂, где переключение связано с ФПМП, имеющем место в диоксиде ниобия при значительно более высокой по сравнению с VO₂ температуре (1070 К) [17].

Для определения динамики развития канала переключения с очевидностью необходимо численное моделирование протекающих в структуре процессов, включая расчет временной зависимости температуры в канале и сопоставление его результатов с данными натурно-

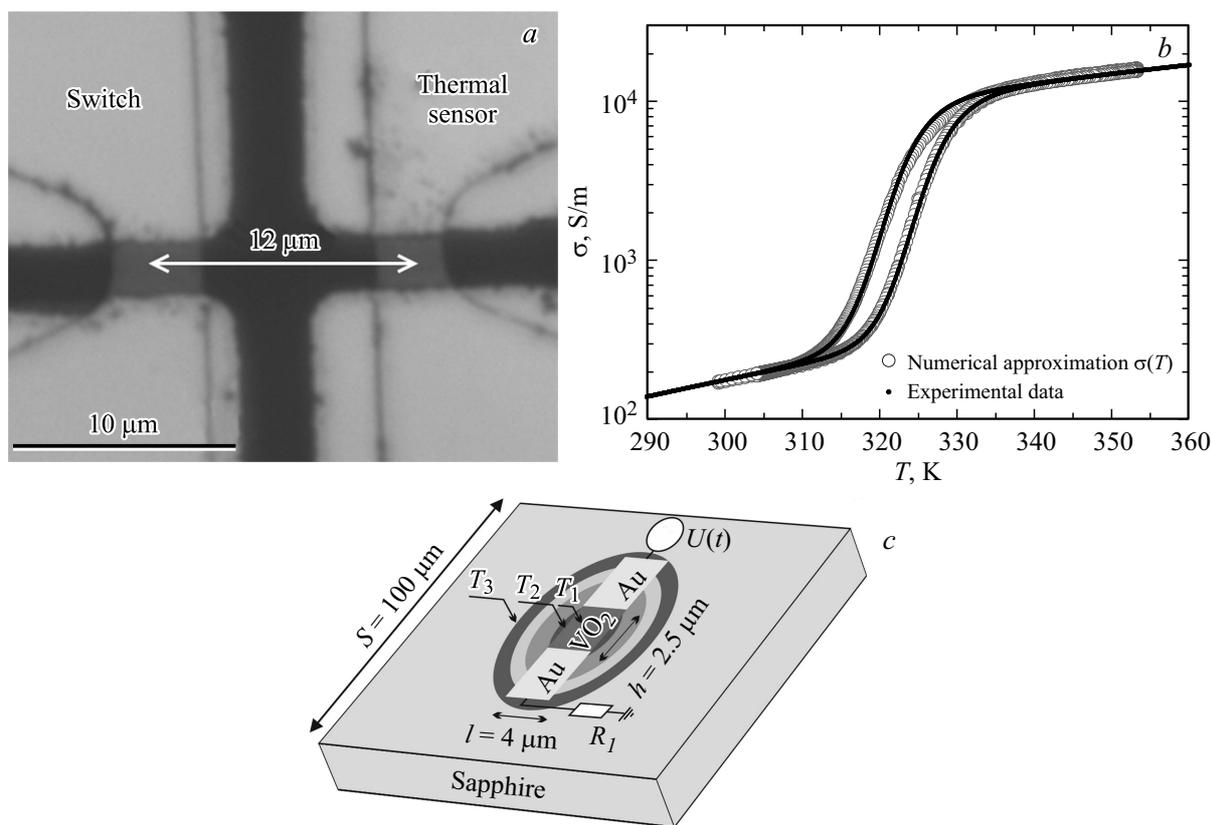


Рис. 1. Фотография планарных VO_2 структур (а), экспериментальная и расчетная температурные зависимости удельной проводимости пленки оксида ванадия (б), область, используемая для расчета, и электрическая схема (с).

го эксперимента на предмет установления механизма переключения и прогнозирования быстродействия (допустимых частот функционирования) переключательных устройств. Решение этих вопросов составляет содержание настоящей работы.

2. Методика эксперимента и численного моделирования

Пленки оксида ванадия получались методом DC магнетронного распыления по методике, описанной в [13]. В качестве диэлектрической подложки использовался *R*-cut сапфир. Толщина полученных тонких пленок оксида ванадия составила $d \sim 250$ nm. Для формирования структур проводились два этапа литографии, с использованием лазерного литографа $\mu\text{PG-101}$. На первом этапе формировались участки оксидной пленки ванадия, методом травления в 4N HNO_3 через маску резиста. На втором этапе, методом lift-off-литографии, формировались двухслойные V–Au контакты к переключателям, толщина слоев V и Au в которых составляли 20 nm и 40 nm соответственно. Конфигурация оксидных структур позволяла оценивать изменение температуры $\Delta T(t)$ подложки на соответствующем расстоянии от переключателя, при этом ЭП происходило только на одной структуре,

другая выступала как резистивный датчик температуры. Ширина l и зазор h межэлектродного промежутка переключателей (рис. 1, с) составляли $\sim 3\text{--}4$ μm и 2.5 μm соответственно. Полученные парные, электрически изолированные планарные микроструктуры, на расстоянии 12 μm , с формой контактов показаны на рис. 1, а. После литографии производился отжиг структур на воздухе при температуре 380°C в течение 10 min.

Рентгеноструктурный анализ пленки показал, что отжиг сопровождается частичным окислением и кристаллизацией пленки оксида ванадия, с образованием V_2O_5 , V_2O_3 и, преимущественно, VO_2 фаз. Это также подтверждается температурной зависимостью проводимости пленки (рис. 1, б), измеренной четырехзондовым методом, на которой наблюдается скачок проводимости $\sim 10^2$, при температуре перехода $T_i \sim 320$ K. Значение T_i , как видно, меньше присущей монокристаллам диоксида ванадия (340 K), что характерно для пленочных образцов.

Электрическая схема, используемая для измерений показана на рис. 1, с. Резистор R_i служит для ограничения тока разрядки переключателя, и в зависимости от условий эксперимента и моделирования его величина варьировала в диапазоне 50–250 Ω . В качестве источника напряжения и прибора для измерения малых токов использовался двухканальный источник-измеритель

Keuthley 2636A. Исследования динамики переключения проводились при помощи цифрового четырехканального осциллографа Picoscope 5442B, максимальная частота дискретизации которого составляла 125 МГц в 14-битном режиме.

В качестве базовых при моделировании электрических и тепловых процессов в планарных микроструктурах выступали уравнения теплопроводности и непрерывности тока, которые в декартовых координатах имеют вид

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial t}(cT) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) \\ \quad + \sigma \left[\left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \varphi}{\partial y} \right)^2 \right], \\ \operatorname{div}(j) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\sigma \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\sigma \frac{\partial \varphi}{\partial y} \right) = 0, \end{cases} \quad (1)$$

где c — теплоемкость, λ — коэффициент теплопроводности, σ — удельная электрическая проводимость, T — температура, j — плотность тока и φ — потенциал. В (1) ввиду малой толщины пленки VO_2 ($d = 250 \text{ nm}$) по сравнению с длиной канала ($h = 2.5 \text{ }\mu\text{m}$) распределение потенциала по толщине пленки считалось однородным, то есть $\partial U/\partial z = 0$.

Зависимость проводимости от температуры описывалась следующей непрерывной функцией:

$$\sigma(T) = \left(\frac{A_1 - A_2}{1 + \exp(\alpha_1(T - T_{cr}))} + A_2 \right) \times \exp\left(-\frac{1}{T} \left(\frac{B_1 - B_2}{1 + \exp(\alpha_2(T - T_{cr}))} + B_2 \right) \right), \quad (2)$$

где $A_1 = 1.70 \cdot 10^5 \text{ S/m}$, $A_2 = 1.53 \cdot 10^6 \text{ S/m}$, $B_1 = 2060 \text{ K}^{-1}$, $B_2 = 1622 \text{ K}^{-1}$, $\alpha_1 = 0.5 \text{ K}^{-1}$, $\alpha_2 = 0.3 \text{ K}^{-1}$, $T_{cr1} = 326 \text{ K}$, $T_{cr2} = 322 \text{ K}$. Функция (2) хорошо соответствует прямой ветви экспериментальной зависимости проводимости пленок диоксида ванадия при $T_{cr} = T_{cr1}$, и обратную ветвь при $T_{cr} = T_{cr2}$ с шириной петли гистерезиса $\sim 4 \text{ K}$ (см. рис. 1, b).

Формула (2) получена в предположении, что температурная зависимость проводимости вблизи фазового перехода может быть представлена как

$$\sigma(T) = \Delta V(T)\sigma_1(T) + (1 - \Delta V(T))\sigma_2(T), \quad (3)$$

где проводимости $\sigma_1(T)$ и $\sigma_2(T)$ — проводимость полупроводниковой и металлической фаз соответственно,

$$\Delta V(T) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{T - T_{cr}}{\Delta T}\right)} \quad (4)$$

— сигмоидная функция Больцмана, а ΔT имела смысл эффективной ширины гистерезиса, связанной с ФПМП кристаллитов VO_2 , составляющих пленку [18,19].

Моделирование осуществлялось для трехмерной кубической области ($100 \times 100 \times 100 \text{ }\mu\text{m}$) (рис. 1, c). На нижней и боковых границах расчетной области температура принималась равной $T_0 = 300 \text{ K}$. На верхней грани, где находится пленка VO_2 , поперечный градиент температуры принимался равным нулю, что отвечает отсутствию теплоотвода. В начальный момент температура всей структуры принималась равной $T = T_0$. На электроды подавалась разность потенциалов от источника $U(t)$ через ограничительное сопротивление R_i (см. рис. 1, c). Поведение электронных свойств структуры изучалось при подаче на нее пилообразного и импульсного напряжения. Теплота, выделяющаяся при ФПМП, и эффект Пельтье на границе Au –электрод– VO_2 не учитывались в силу их малости по сравнению с фигурирующей в переключении тепловой энергией.

Для численного моделирования использовался метод конечных разностей на неравномерной сетке с шагом, увеличивающимся с удалением от межэлектродного зазора по геометрической прогрессии $h_i = h \cdot (1.01)^i$ (i — номер узла сетки) ввиду быстрого уменьшения градиентов температуры и потенциала. Для дискретизации производных с нелинейными коэффициентами использовался консервативный интегро-интерполяционный метод [20] с усреднением теплопроводности и проводимости между узлами сетки в виде $\lambda_{i+0.5} = \sqrt{\lambda_i \lambda_{i+1}}$ и $\sigma_{i+0.5} = \sqrt{\sigma_i \sigma_{i+1}}$. Численное интегрирование системы (1) по времени с шагом Δt производилось с помощью метода, ранее использованного в [21], аналогичного методу Зейделя [22]. Значения параметров диоксида ванадия и сапфира были взяты из [23,24].

3. Результаты и обсуждение

Начнем с рассмотрения поведения свойств изучаемой структуры при приложении к ней пилообразного напряжения. На рис. 2, a показаны экспериментальная и расчетная вольт-амперные характеристики микроструктуры, при значении ограничительного токового резистора $R_i = 250 \text{ }\Omega$ и скорости изменения напряжения $\sim 6 \text{ kV/s}$ (см. график $U(t)$ рис. 2, b). Видно, что результаты расчета и эксперимента практически совпадают, что свидетельствует о правомерности предлагаемой модели.

На рис. 2, b приведены временные зависимости тока $I(t)$, температуры в центре $T_1(t)$ и на краю $T_2(t)$ области канала переключателя ($R_i = 250 \text{ }\Omega$), при заданном линейно нарастающем напряжении $U(t)$. Положение контрольных точек (T_1 , T_2) показано на рис. 1, c. На графиках наблюдаются резкие скачки силы тока (до $I \sim 10^{-2} \text{ A}$) и температуры ($T_1 \sim 450 \text{ K}$) при достижении напряжением значения $U = V_{th}$, причем, что особенно интересно, начало роста тока соответствует моменту достижения температуры ФПМП $T_1 = T_i \sim 320 \text{ K}$. Далее, с увеличением U ток и температура продолжают расти, максимальная температура и ее изменение относительно T_0 при напряжении $U = 6 \text{ V}$ составили $T_{1\text{max}} = 510 \text{ K}$ ($\Delta T_1 = 210 \text{ K}$) и $T_{2\text{max}} = 480 \text{ K}$

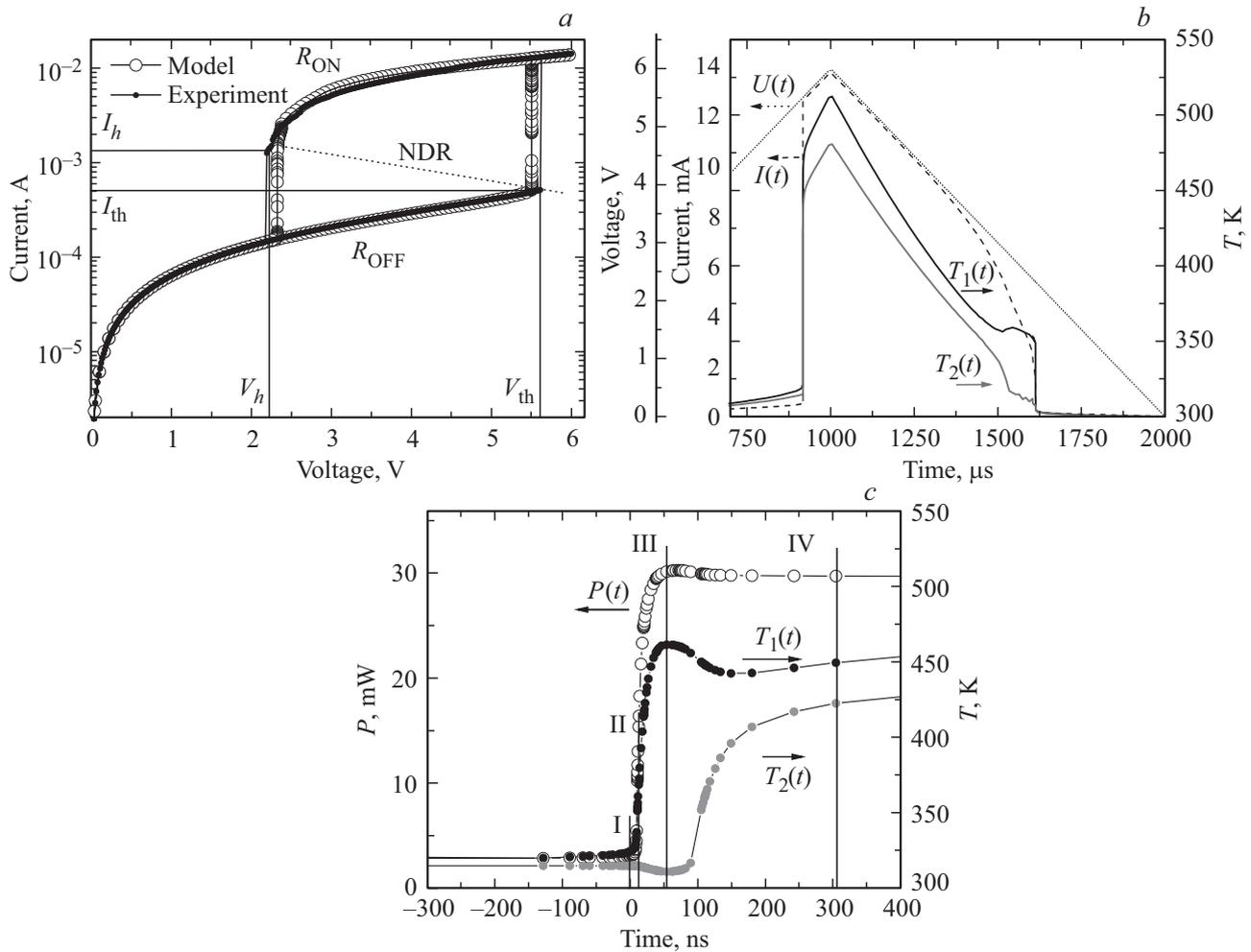


Рис. 2. *a)* Экспериментальная и расчетная вольт-амперные характеристики структуры при электрическом переключении, *b)* зависимости напряжения, тока и температуры в центре канала T_1 и на краю канала T_2 от времени, *c)* детальный вид зависимостей температур T_1 , T_2 и мощности P от времени при переходе структуры из высокоомного в низкоомное состояние, метками (I, II, III, IV) обозначены моменты времени, отвечающие фиксации распределений температуры и плотности тока, представленных на рис. 3.

($\Delta T_2 = 180$ K). Максимальная температура на периферии меньше температуры в центре канала, что связано с радиальным распределением теплового потока в сапфировой подложке от, условно, точечного источника. Последнее утверждение верно в предположении, что токовый шнур образуется в центре канала.

Моделирование переключения с использованием меньшего по значению ограничительного резистора ($R_i = 50 \Omega$) показало, что температура $T_{1\max}$ может достигать 850 K. Этот факт означает, что за микросекундные времена разрядки конденсатора в осцилляторах [4] пленка VO_2 при таких температурах может модифицироваться — на воздухе происходит окисление (рост R_{OFF}), а в вакууме восстановление (снижение R_{OFF}), подобно эффектам электронно-лучевой модификации, наблюдаемым в работе [25]. По нашему мнению, модификация, индуцированная повышенной температурой канала переключения, является одним из основных факторов нестабильности переключающих

структур и невысокого срока службы. Также стоит отметить, что в ходе переключения при резких нагревах межэлектродного промежутка из-за наличия разницы в коэффициентах линейного расширения материалов и локальности нагрева, в данной области могут возникать термоиндуцированные механические напряжения. При недостаточной адгезии эти напряжения могут вызывать отслаивания как металлических контактов от пленки VO_2 , так и самой пленки от подложки.

При более детальном анализе возрастания температуры, при образовании токового канала, видны особенности ее поведения (рис. 2, *c*). Видно, что возрастание температуры (и тока) происходит очень резко, за времена $\tau_f \sim 20\text{--}30$ ns, при этом фронт температуры имеет максимум, образующийся на временах ~ 60 ns с высотой пика $\delta T_1 \sim 20$ K. Образование последнего обусловлено, по-видимому, пиковым возрастанием мощности $P(t)$, выделяемой в канале, связанным с перераспределением напряжения между токовым резистором и переключе-

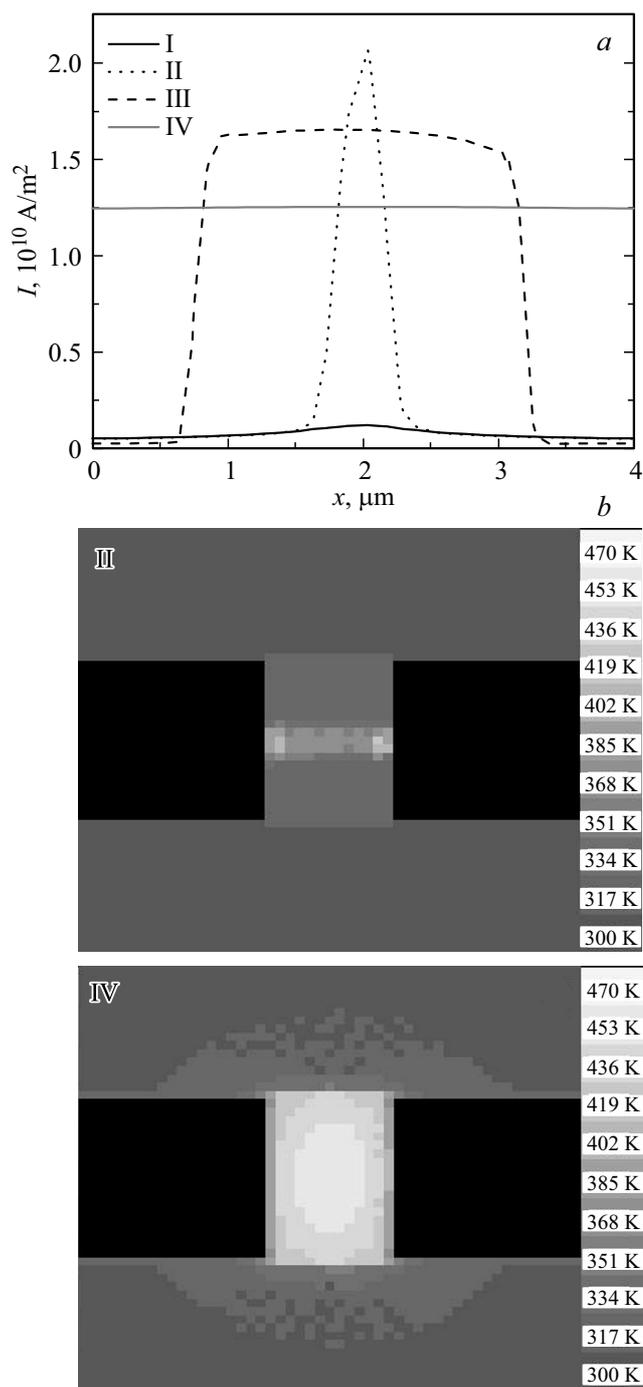


Рис. 3. а) Распределение плотностей тока в различные моменты времени, указанные на рис. 2, с, б) расчетные распределения температуры в моменты (II) и (IV).

чателем, что заметно увеличивает плотность тока в этот момент. Минимум на зависимости $T_2(t)$ связан с перераспределением плотности тока по сечению.

На рис. 3 в виде расчетных распределений температуры и плотности тока показано формирование канала переключения в изучаемой структуре. Видно, что в начальный период (I) перед образованием токового шнура,

распределение плотности тока имеет слабый максимум, а температура достигает температуры ФПМП. Далее происходит шнурование тока (II), с образованием проводящего канала шириной $\sim 500 \text{ nm}$. Затем токовый канал начинает расширяться (III), при этом температура в центре достигает максимального значения (рис. 2, с) и минимальна на периферии, где существенно понижена плотность тока. Далее происходит монотонный рост температуры в канале, что приводит к переходу вещества в межэлектродном пространстве в металлическое состояние.

Во время линейного снижения напряжения в определенный момент ($1400\text{--}1600 \mu\text{s}$, рис. 2, б) ток начинает быстро снижаться до значения I_h , когда наблюдается обратное переключение VO_2 в полупроводниковое состояние. Падение температуры в центре $T_1(t)$ на данном отрезке наоборот замедляется (рис. 2, б) и в диапазоне $1500\text{--}1600 \mu\text{s}$ демонстрирует локальный максимум. Этот эффект может быть связан с происходящим вновь образованием канала металлической фазы VO_2 . Пониженное значение температуры на периферии VO_2 пленки T_2 приводит к более раннему переходу этой области в полупроводниковое состояние (при $\sim 1500 \mu\text{s}$), после чего температура T_2 поддерживается на некотором уровне за счет выделяемого тепла в центре канала, до момента полного выключения переключателя.

Далее рассмотрим динамику развития канала переключения в планарных VO_2 структурах в импульсном режиме. Здесь мы применили оригинальный подход, основанный на использовании комбинированного внешнего сигнала. Последний представлял собой суперпозицию постоянного смещения V_0 и прямоугольного импульса длительностью варьируемой в интервале $5 \text{ ns}\text{--}1 \text{ ms}$. Суммарное напряжение V_p составляло $5.6\text{--}7 \text{ V}$ (см. рис. 4, 5). Применение комбинированного сигнала позволяет регистрировать изменение тока и соответственно проводимости после прохождения импульса.

На рис. 4 показаны экспериментальные осциллограммы тока и напряжения при подаче комбинированного импульса на структуру. Как видно, в импульсном режиме выявляются временные параметры процесса развития канала переключения: время включения τ_{on} и время выключения τ_{off} . Последнее определяется как протяженность токового „хвоста“, наблюдаемого после прохождения импульса. Наблюдаемое τ_{on} может быть представлено как сумма двух составляющих ($\tau_{on} = \tau_{del} + \tau_f$), где τ_{del} и τ_f времена, необходимые для достижения переключения и нарастания фронта токового импульса при переключении соответственно.

На рис. 5, а показаны экспериментальные осциллограммы тока в моменты включения и выключения переключателя, в зависимости от амплитуды импульса напряжения V_p . На рис. 5, б приведены зависимости τ_{on} и τ_{off} от V_p . Обращает на себя внимание наличие линейной зависимости $\tau_{off}(V_p)$. Другие факты, нуждающиеся в объяснении, состоят в росте τ_{off} с увеличением V_0 (рис. 6, а) и выходе τ_{off} на насыщение с возрастанием длительности импульса (рис. 6, б).

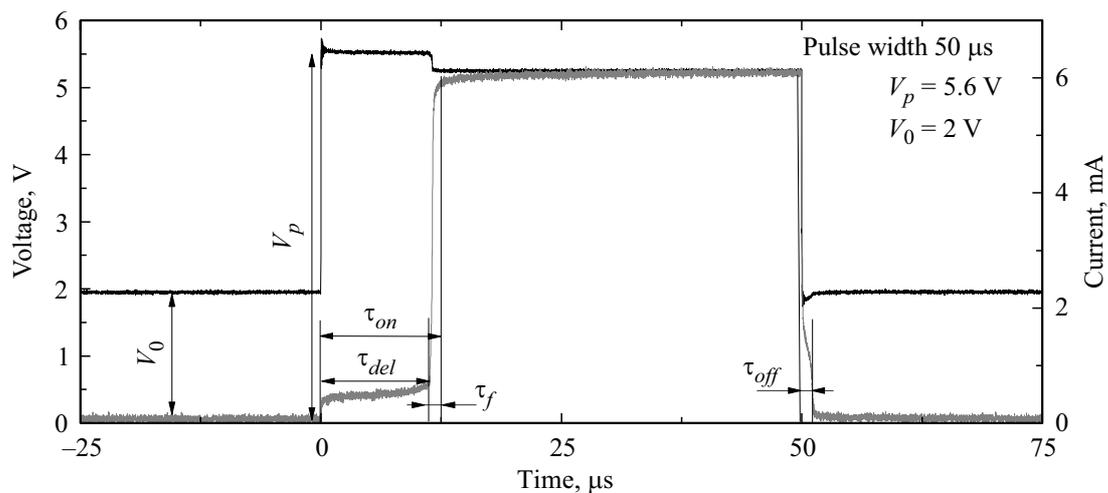


Рис. 4. Экспериментальные осциллограммы тока и напряжения при подаче комбинированного сигнала на планарную переключающую структуру.

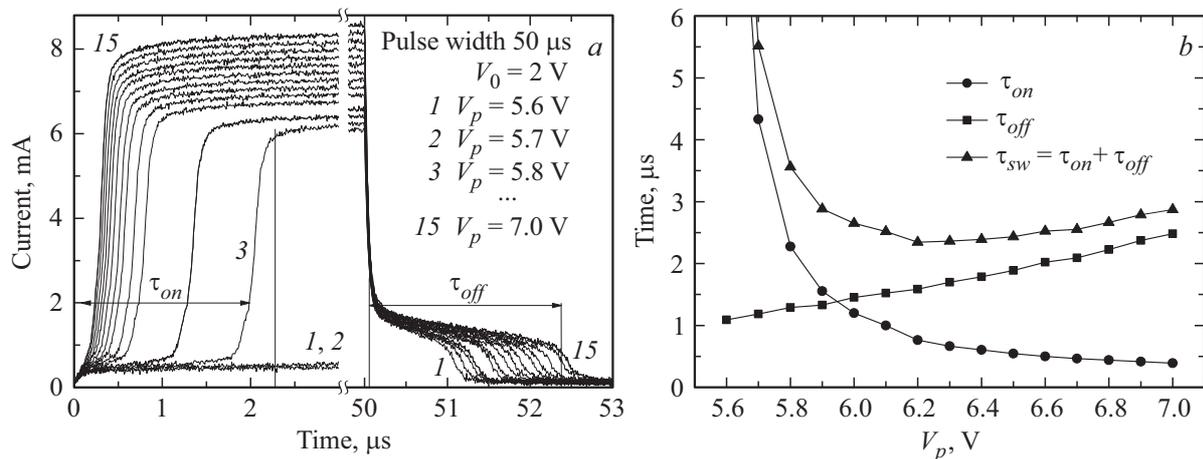


Рис. 5. Временные осциллограммы тока (а) и зависимости времен включения τ_{on} и выключения τ_{off} от суммарного напряжения (опорное напряжение $V_0 = 2$ В) (б).

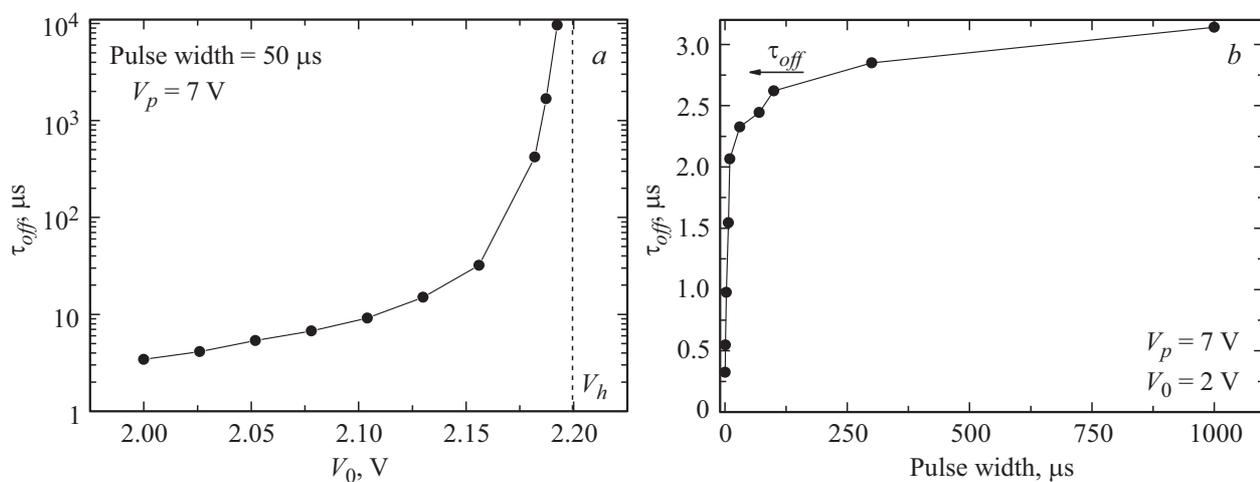


Рис. 6. а) Экспериментальная зависимость времени выключения τ_{off} от величины постоянного смещения V_0 , пунктирной линией отмечено значение напряжения, при котором происходит переход структуры из низкоомного в высокоомное состояние V_h , б) зависимость времени выключения τ_{off} от длительности импульса.

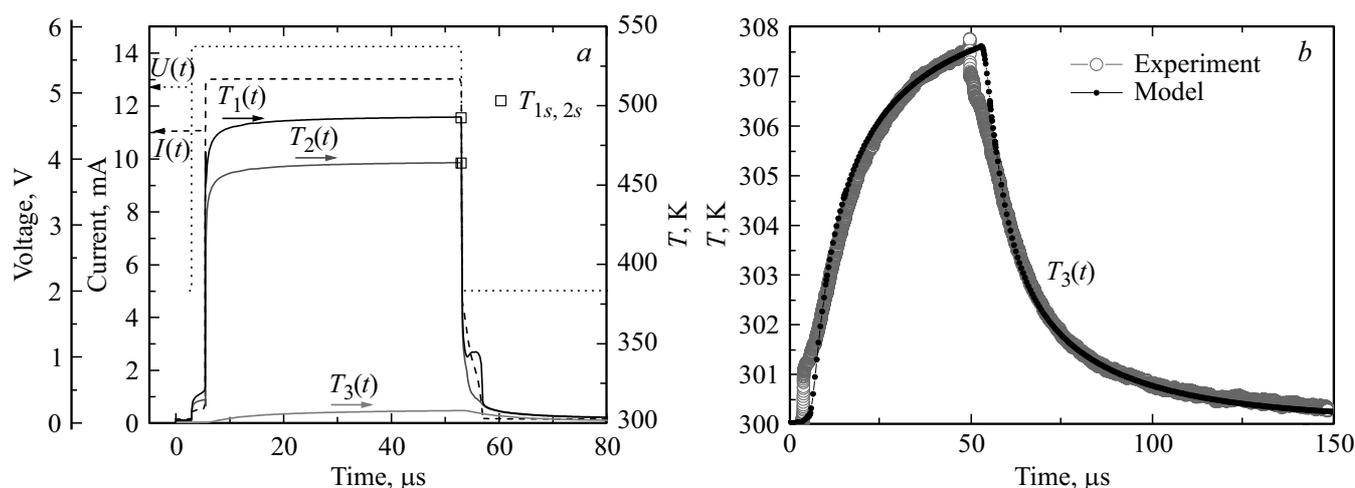


Рис. 7. *a*) Расчетные зависимости температуры в центре канала T_1 , на краю канала T_2 и на расстоянии $12\mu\text{m}$ от него T_3 от времени (меткой указаны температуры насыщения перед выключением), *b*) экспериментальная и расчетные временные зависимости T_3 в импульсном режиме.

Время включения τ_{on} обнаруживает спад с ростом V_p , причем τ_f изменяется не значительно, тогда как зависимость $\tau_{del}(V_p)$ имеет экспоненциальный характер и асимптотой является $V_p = V_{th}$.

Сумма времен включения и выключения определяет минимальную длительность переключения τ_{sw} из неметаллического состояния в металлическое и обратно $\tau_{sw} = \tau_{on} + \tau_{off}$. Эта величина имеет физический смысл минимального эффективного времени полного цикла переключения (OFF–ON–OFF), и определяет предельное время и частоту функционирования переключателя. Следует отметить интересный факт, что τ_{sw} имеет минимум при определенном значении амплитуды V_p (рис. 5, *b*), разделяя условно области влияния процесса включения (нагрева) и выключения (остывания) VO_2 канала на величину τ_{sw} .

На рис. 7, *a* приведены расчетные временные зависимости напряжения, тока и температур ($T_1(t)$, $T_2(t)$) в импульсном режиме. Поведение выявляемых здесь τ_{on} и τ_{off} в зависимости от параметров комбинированного сигнала соответствует определенному экспериментально, что является еще одним указанием в пользу адекватности результатов численного моделирования.

Анализируя форму температурных зависимостей $T_1(t)$, $T_2(t)$ можно заметить сильный скачок температуры в момент включения структуры. При этом, в отличие от пилообразного импульса, рассмотренного выше, температура стремится к насыщению $T_{1s} = 493\text{ K}$ и $T_{2s} = 464\text{ K}$. На переднем и заднем фронтах зависимости $T_1(t)$, как и в случае пилообразного сигнала $U(t)$, наблюдаются локальные максимумы температуры (длительностью $\sim 60\text{ ns}$ и высотой пика $\delta T_1 \sim 20\text{ K}$), связанные с повышенной плотностью тока и выделяемой мощностью в момент образования и схлопывания канала металлической фазы VO_2 . Важно отметить, что вид распределения

температуры и форма канала при импульсном нагружении аналогичны представленным на рис. 3.

На рис. 6, *b* сопоставлены расчетная и экспериментальная временные зависимости температуры $T_3(t)$ (рис. 1, *c*). Как уже указывалось в разделе „Методика эксперимента“, для экспериментального измерения $T_3(t)$ на соответствующей дистанции от центра ($12\mu\text{m}$) размещалась такая же структура (рис. 1, *a*), которая служила температурным датчиком. Как видно из рисунка, расчетная и экспериментальная временные зависимости $T_3(t)$ хорошо совпадают, что является еще одним подтверждением адекватности численной модели. Формы всех трех временных зависимостей $T_1(t)$, $T_2(t)$ и $T_3(t)$ существенно отличаются, что и понятно, т.к. они соответствуют разным расстояниям до центра канала, при этом на $T_2(t)$ и $T_3(t)$ нет локальных максимумов, соответствующих образованию и схлопыванию канала, а $T_3(t)$ не выходит на насыщение за время действия импульса, так как для нагрева широкой области подложки нужны импульсы гораздо большей длительности. Максимальное значение T_3 не превышает 308 K , то есть перегрев относительно подложки не выше 8 K , что может влиять на соседние микроструктуры и являться причиной возникновения эффекта термосвязи между переключателями и осцилляторами на их основе, который описан нами в работе [26].

Возвращаясь к факту наличия насыщения τ_{off} с ростом длительности импульса, отметим, что он может быть объяснен насыщением T_1 в течение действия импульса (очевидно, что τ_{off} пропорционально T_{1s}). При коротких импульсах зависимость τ_{off} от длительности импульса также соответствует зависимости $T_1(t)$.

Причина увеличения τ_{off} с ростом V_0 становится понятной если проанализировать расчетные временные зависимости тока и температуры при опорном напряжении, отвечающем большим значениям τ_{off} (например,

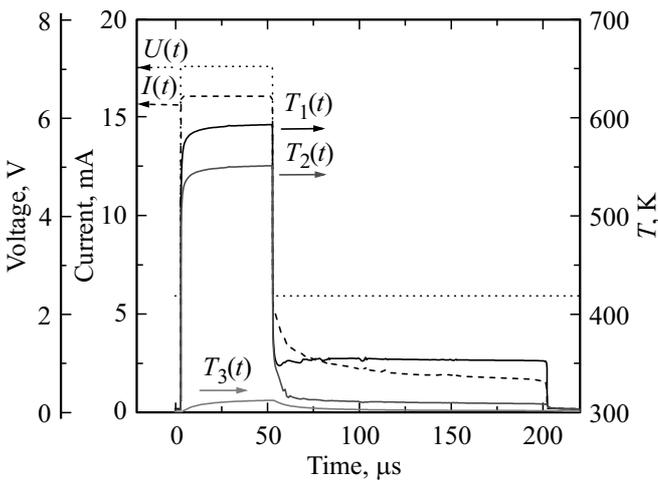


Рис. 8. Расчетные зависимости температуры в центре канала T_1 , на краю канала T_2 и на расстоянии $12 \mu\text{m}$ от него T_3 от времени при $V_0 = 2.3 \text{ V}$.

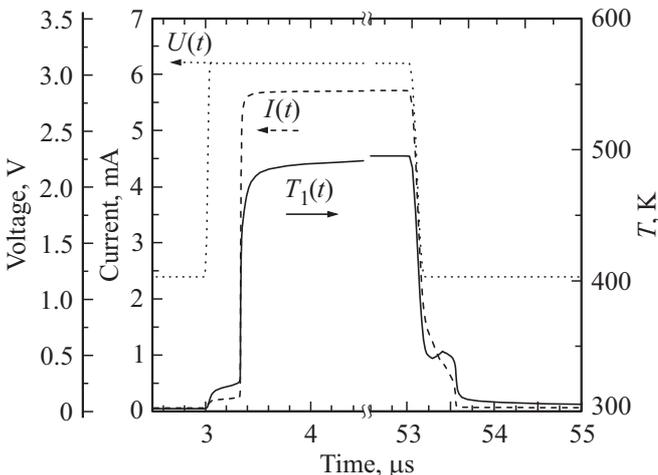


Рис. 9. Расчетные зависимости тока и температуры в центре канала T_1 для переключательной структуры с активной областью размерами $1.2 \times 0.8 \mu\text{m}$.

как это сделано в работе при $V_0 = 2.3 \text{ V}$ и соответственно $\tau_{off} \sim 150 \mu\text{s}$ — рис. 8). По зависимости $T_1(t)$ видно, что в данном случае образуется квазистабильный токовый канал, с примерно постоянной по времени температурой $T_1 \sim 350 \text{ K}$, который поддерживается током за счет повышенного значения V_0 . Таким образом, V_0 влияет на время остывания структуры и при приближении $V_0 \rightarrow V_h$ (расчетное $V_h = 2.35 \text{ V}$, экспериментальное $V_h = 2.2 \text{ V}$), токовый канал (металлической фазы) становится устойчивым и может поддерживаться неограниченно долгое время. По распределению температуры области остывания можно увидеть, что канал имеет вид шнура с формой подробно изображенной на рис. 3, а. В отношении зависимостей $T_2(t)$ и $T_3(t)$ отметим, что они практически не меняются при вариации V_0 , т.к. ширина токового канала значительно

меньше ширины электродов и выделяемая мощность незначительна. Также не меняется значение температуры насыщения T_{1s} , которая зависит от V_p и длительности импульса.

Таким образом, время остывания канала можно условно разбить на две составляющие, базисную и дополнительную $\tau_{off} = \tau_{off1} + \tau_{off2}$. Базисная составляющая τ_{off1} обусловлена остыванием канала до температур близких к температуре перехода VO_2 из неметаллического в металлическое состояние $\sim 350 \text{ K}$. Эта составляющая присутствует всегда и определяется температурой T_{1s} . При данной конфигурации переключателя τ_{off1} не превышает единиц микросекунд ($1-3 \mu\text{s}$), что определяет минимальный предел τ_{off} . В свою очередь дополнительная составляющая τ_{off2} присутствует только при наличии высокой постоянной составляющей V_0 , и может меняться в очень широких пределах (рис. 6).

При величинах напряжения смещения в диапазоне от V_h до V_{th} структуру можно перевести во включенное состояние, сохраняющееся длительное время, и обратно импульсом обратной полярности, реализовав тем самым эффект резистивного переключения с памятью.

В заключении проанализируем, какие изменения происходят при уменьшении геометрических размеров переключателя. На рис. 9 показаны расчетные зависимости $I(t)$ и $T_1(t)$, для структуры с размерами $1.2 \times 0.8 \mu\text{m}$, и соответственно площадью на порядок меньшей по отношению к ранее рассмотренной. Толщина пленки и T_{1s} оставались прежними. Как показали полученные результаты, с уменьшением площади переключателя время выключения τ_{off} уменьшается практически на порядок и составляет $\tau_{off} \sim 600 \text{ ns}$. Аналогично уменьшается и время включения τ_{on} . Таким образом, с уменьшением размеров переключателя развитие электрического переключения ускоряется.

4. Заключение

В результате проведенных экспериментальных исследований и численного моделирования динамики развития канала переключения в планарных структурах на основе диоксида ванадия установлены закономерности поведения времен перехода из высокоомного в низкоомное состояние и обратно в зависимости от амплитуды и длительности импульса и величины опорного напряжения. Полученные данные в совокупности с результатами расчета и измерений температуры в канале переключения свидетельствуют об определяющей роли в процессе переключения фазового перехода „металл–полупроводник“ в диоксиде ванадия, стимулированного джоулевым разогревом. Показано, что характерная для пленочных структур деградация в процессе многократных переключений может быть существенно снижена посредством ограничения тока.

Полученные результаты дают основание для прогнозирования допустимых частот функционирования переключательных устройств и их оптимизации в плане быстродействия. В частности, показано, что быстродействие может быть существенно повышено при уменьшении геометрических размеров активной области переключателя. Для дальнейших исследований представляет интерес влияние на процесс переключения эффектов сильного поля.

Список литературы

- [1] А.А. Бугаев, Б.П. Захарченя, Ф.А. Чудновский. Фазовый переход полупроводник–металл и его применение. Наука, Л. (1979). 183 с.
- [2] Б.П. Захарченя, В.П. Малиненко, Г.Б. Стефанович, М.Ю. Терман, Ф.А. Чудновский. Письма в ЖТФ **11**, 2, 108 (1985).
- [3] F.A. Chudnovskii, L.L. Odynets, A.L. Pergament, G.B. Stefanovich. *J. Solid State Chem.* **122**, 95 (1996).
- [4] A. Pergament, G. Stefanovich, V. Malinenko, A. Velichko. *Adv. Condens. Matter Phys.* **2015**, 26 (2015).
- [5] D. Li, A.A. Sharma, D.K. Gala, N. Shukla, H. Paik, S. Datta, D.G. Schlom, J.A. Bain, M. Skowronski. *ACS Appl. Mater. Interfaces* **8**, 20, 12908 (2016). DOI: 10.1021/acsmi.6b03501
- [6] G.M. Liao, S. Chen, L.L. Fan, Y.L. Chen, X.Q. Wang, H. Ren, Z.M. Zhang, C.W. Zou. *AIP Advances* **6**, 045014 (2016).
- [7] I.P. Radu, B. Govoreanu, S. Mertens, X. Shi, M. Cantoro, M. Schaekers, M. Jurczak, S. De Gendt, A. Stesmans, J.A. Kittl, M. Heyns, K. Martens. *Nanotechnology* **26**, 165202 (2015).
- [8] J.K. Higgins, B.K. Temple, J.E. Lewis. *J. Non-Cryst. Solids* **23**, 87 (1977).
- [9] A.B. Pevtsov, A.V. Medvedev, D.A. Kurdyukov, N.D. Il'inskaya, V.G. Golubev, V.G. Karpov. *Phys. Rev. B* **85**, 024110 (2012).
- [10] G. Gopalakrishnan, D. Ruzmetov, S. Ramanathan. *J. Mater. Sci.* **44**, 5345 (2009).
- [11] B.-G. Chae, H.-T. Kim, D.-H. Youn, K.-Y. Kang. *Physica B Condens. Matter* **369**, 76 (2005).
- [12] E. Janod, J. Tranchant, B. Corraze, M. Querré, P. Stolar, M. Rozenberg, T. Cren, Dimitri Roditchev, V. Ta Phuoc, M.-P. Besland, L. Cario. *Adv. Funct. Mater.* **25**, 6287 (2015).
- [13] A. Velichko, M. Belyaev, V. Putrolaynen, A. Pergament, V. Perminov. *Int. J. Modern Phys.* **31**, 1650261 (2017).
- [14] D. Vodnicarevic, N. Locatelli, F. Abreu Araujo, J. Grollier, D. Querlioz. *Sci. Rep.* (2017). DOI: 10.1038/srep44772.
- [15] Г.Н. Борисюк, Р.М. Борисюк, Я.Б. Казанович, Г.Р. Иваницкий. *УФН* **172**, 1189 (2002).
- [16] G.C. Vezzoli. *J. Appl. Phys.* **50**, 6390 (1979).
- [17] Y. Zhou, S. Ramanathan. *Critical Rev. Solid State Mater. Sci.* **38**, 286 (2013).
- [18] P. Uhd Jepsen, B.M. Fischer, A. Thoman, H. Helm, J.Y. Suh, René Lopez, R.F. Haglund, jr. *Phys. Rev. B* **74**, 205103 (2006).
- [19] И.А. Хахаев, Ф.А. Чудновский, Е.Б. Шадрин. *ФТТ* **36**, 1643 (1994).
- [20] Н.М. Беляев, А.А. Рядно. Методы теории теплопроводности. Высш. шк., М. (1982). Ч. I. 327 с.
- [21] В.И. Сысун, И.В. Сысун, П.П. Борисков. *ЖТФ* **45**, 23 (2016).
- [22] В.К. Саульев. Интегрирование уравнений параболического типа методом сеток. Изд-во физ.-мат. лит. М. (1960). 324 с.
- [23] E.R. Dobrovinskaya, L.A. Lytvynov, V. Pishchik. *Sapphire: Material, Manufacturing, Applications. Springer Science & Business Media* (2009). 480 p.
- [24] E. Freeman, A. Kar, N. Shukla, R. Misra, R. Engel-Herbert, D. Schlom, V. Gopalan, K. Rabe, S. Datta. 70th Device Research Conference. University Park, USA (2012). 243 p.
- [25] M.A. Belyaev, V.V. Putrolaynen, A.A. Velichko, G.B. Stefanovich, A.L. Pergament. *Jpn. J. Appl. Phys.* **53**, 111102 (2014).
- [26] A.A. Velichko, M.A. Belyaev, V.V. Putrolaynen, V.V. Perminov, A.L. Pergament. *Solid State Electronics* (2017). In Press.