

04,06

## Высокочастотные вольт-фарадные характеристики структур металл— $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3$ —термический окисел—кремний

© М.С. Афанасьев<sup>1</sup>, Д.А. Белорусов<sup>1</sup>, Е.И. Гольдман<sup>1</sup>, Г.В. Чучева<sup>1,¶</sup>,  
А.В. Семченко<sup>2</sup>, В.А. Пилипенко<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Фрязинский филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Фрязино, Россия

<sup>2</sup> Учреждение образования „Гомельский государственный университет им. Франциска Скорины“, Гомель, Беларусь

<sup>3</sup> Государственный центр „Белмикрoанализ“ ОАО „Интеграл“, Минск, Беларусь

¶ E-mail: gvc@fireras.su

Поступила в Редакцию 12 января 2026 г.

В окончательной редакции 12 января 2026 г.

Принята к публикации 12 января 2026 г.

Сформированы структуры с пленками сегнетоэлектрика состава  $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3$  и толщиной 300 nm, осаждением на кремниевые подложки с тонким термическим окислом на поверхности. Подтвержден факт снижения концентрации электронных ловушек в переходном слое между кремнием и диэлектриком при использовании пластин Si, покрытых термическим окислом. Проведены измерения высокочастотных вольт-фарадных характеристик созданных структур и показано, что у объектов на подложках кремния с пленкой термического окисла на поверхности, в отличие от пластин с естественным окислением, канал неосновных свободных носителей заряда под полевым электродом в полупроводнике открывается, что создает перспективу успешного применения подобных структур в производстве, например, ячеек памяти FeRAM.

**Ключевые слова:** структуры металл—окисел—кремний, металл—сегнетоэлектрик—окисел—кремний, оборванные связи кремния, поверхностный канал неосновных носителей заряда в кремнии.

DOI: 10.61011/FTT.2026.03.62936.8993

### 1. Введение

История изучения сегнетоэлектриков продолжается с середины XX в., и сейчас их электрофизические свойства уже широко используются во многих электронных устройствах [1–3]. В ближайшей перспективе электроника будет оперировать с осажденными на кремниевые подложки интегральными структурами, изолирующие слои которых выполнены из различных материалов типа high-k-диэлектриков и сегнетоэлектриков. Но на пути широкого применения новых изоляторов, особенно в ячейках энергонезависимой памяти FeRAM, где принцип считывания информации основан на измерении проводимости канала неосновных носителей заряда под затвором у обедненной поверхности полупроводника, встают проблемы стыкования кристаллических решеток диэлектрика и кремния. Из-за существенного несоответствия кристаллических структур наносимого изолятора и полупроводника между ними образуется так называемый переходный (буферный) слой [2], насыщенный оборванными связями кремния и отчасти металлов из осаждаемых материалов, в целом играющими роль электронных ловушек (ЭЛ). Хотя, как правило, этот переходный слой гораздо тоньше изолирующего промежутка, перезарядка ЭЛ в нем при изменении приложенного напряжения

существенно сказывается на потенциальном рельефе и препятствует развитию эффекта поля [4–6], в т.ч. открытию канала неосновных носителей заряда.

Резкое снижение концентрации ЭЛ на контакте кремния с сегнетоэлектриком со значений  $10^{13}$ – $10^{14}$  cm<sup>2</sup>, типичных для состояния поверхности Si естественный (native) окисел [7] — это необходимое условие для масштабного развития нанoeлектронных устройств с новыми изолирующими слоями. В планарной кремниевой технологии данное условие выполняется за счет применения в качестве диэлектриков, созданных при термическом окислении подложки слоев SiO<sub>2</sub>. Фактически окисел помимо изоляции затвора выполняет и роль буферного слоя, отделяющего кремний от диэлектрического зазора. Как показывают эксперименты [8], высококачественные пленки окисла кремния толщиной в несколько nm позволяют снизить концентрацию оборванных связей вплоть до  $6.6 \cdot 10^{10}$  cm<sup>−2</sup>, чего вполне достаточно для открытия канала неосновных носителей заряда на поверхности Si при изменении полевого напряжения на структуре с сегнетоэлектрическим изолятором.

Открытие Бёске сегнетоэлектричества в элементах на основе легированного оксида гафния (HfO<sub>2</sub>), опубликованное с соавторами [9] в 2011 г., положило начало созданию и исследованиям транзисторных структур с

изолирующими слоями  $\text{HfO}_2$ ,  $\text{Hf}_{0.5}\text{Zr}_{0.5}\text{O}_2$  [10]. Как правило, сегнетоэлектрические пленки  $\text{HfO}_2$ ,  $\text{Hf}_{0.5}\text{Zr}_{0.5}\text{O}_2$  наносятся на кремниевые подложки с тонкими поверхностными слоями термического окисла с толщинами от 0.4 до нескольких нм [11]. Объекты с легированными сегнетоэлектрическими туннельными переходами на основе  $\text{HfO}_2$  и тонких слоев  $\text{SiO}_2$  обладают многочисленными преимуществами, включая высокую скорость работы, исключительную масштабируемость, совместимость с технологией комплементарных структур металл–окисел–полупроводник (КМОП) и простую архитектуру устройства [12]. Поэтому в настоящий момент структуры с изолирующими слоями  $\text{HfO}_2$ ,  $\text{Hf}_{0.5}\text{Zr}_{0.5}\text{O}_2$  являются наиболее перспективными для замены кремниевых ячеек энергонезависимой памяти FeRAM. Однако материалы на основе  $\text{HfO}_2$ ,  $\text{Hf}_{0.5}\text{Zr}_{0.5}\text{O}_2$  кратно (до 20 раз) уступают составам  $\text{Ba}_x\text{Sr}_{1-x}\text{TiO}_3$  (BST) по величине эффективной диэлектрической проницаемости. Эта разница должна при прочих равных условиях (в т. ч. по полемому напряжению) обеспечивать существенное преимущество транзисторов на базе BST по значениям концентрации свободных неосновных носителей заряда в канале. Настоящая работа посвящена созданию и исследованию структуры Ni–BST–тонкий– $\text{SiO}_2$ –Si и выяснению их возможностей конкурировать с объектами на изолирующих слоях  $\text{Hf}_{0.5}\text{Zr}_{0.5}\text{O}_2$  в ячейках памяти FeRAM.

## 2. Объекты и методы экспериментальных исследований

С целью образования в создаваемых структурах электронного (более подвижного по сравнению с дырочным) поверхностного канала неосновных носителей заряда были использованы подложки из пластин (100) кремния р-типа с толщиной  $705 \mu\text{m}$ . На них в заводских условиях пироженным способом ( $900\text{--}950^\circ\text{C}$ ) были сформированы термические окислы толщиной 3.1 и 7.7 нм. Для исследований на этих подложках были приготовлены структуры типа металл–окисел–полупроводник (МОП) и металл–сегнетоэлектрик–окисел–полупроводник (МСОП). На пленки изоляторов через теньевую маску методом электронно-лучевого испарения наносились никелевые электроды площадью  $S \cong 2.7 \cdot 10^{-4} \text{cm}^2$  и толщиной 100 нм. Слои BST толщиной 300 нм и составом  $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3$  осаждались на кремниевые подложки с окислами методом высокочастотного распыления поликристаллической мишени в атмосфере кислорода при  $630^\circ\text{C}$ . Более детально конструкции установок и методики осаждения слоев описаны в работах [13,14].

Свойства структур МСОП изучались на базе анализа экспериментальных высокочастотных вольтфарадных характеристик (ВФХ) объектов, сформированных на кремниевых подложках с поверхностными слоями термического окисла обоих типов. Измерения вы-

сокочастотного импеданса объектов проводились при комнатной температуре на частотах 0.5 и 1 МГц со скоростью  $\beta = 25 \text{mV/s}$  изменения полевого напряжения  $V_g$  с применением прецизионного измерителя LCR Agilent E4980A. Амплитуда тестового сигнала составляла 25 мВ. Подробное описание экспериментальной установки приведено в работе [15].

## 3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Анализ результатов измерений ВФХ МСОП-объектов требует знания концентрации акцепторов в приповерхностной зоне полупроводниковой подложки  $N_a$ . Из данных о термическом окислении кремния известно [16], что из-за развития в условиях высоких температур диффузионных эффектов значение  $N_a$  на поверхности пластины Si в разы отличается от концентрации этих примесей в глубине массива подложки. Поэтому определять величину  $N_a$  необходимо по результатам измерений ВФХ МОП-структур. Эти графики представлены на рис. 1 и 2. Для достаточно тонких окислов результаты измерений емкости объектов зависят от сопротивления растекания тока по подложке.

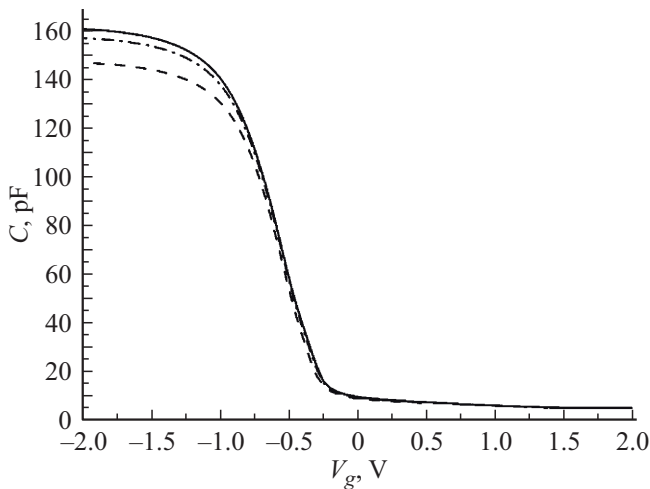
Емкость  $\bar{C}$  структуры затвор–окисел–приповерхностный заряженный слой кремния определяется по так называемому „двухчастотному методу“ [17,18] через значения ВФХ МОП-конденсатора  $C_1$  и  $C_2$ , измеренные при двух циклических частотах  $\omega_1$  и  $\omega_2$  и одном и том же полевым напряжении  $V_g$ :

$$\bar{C} = \frac{C_1 C_2 (\omega_2^2 - \omega_1^2)}{C_2 \omega_2^2 - C_1 \omega_1^2}. \quad (1)$$

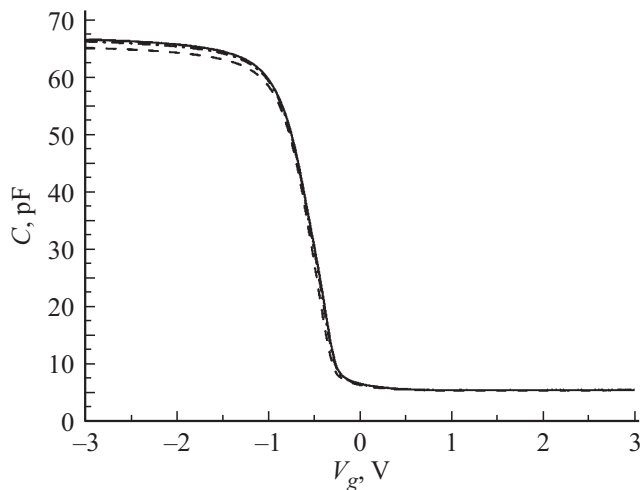
Рассчитанные по выражению (1) графики функции  $\bar{C}(V_g)$ , приведенные на рис. 1 и 2, отражают несоответствие с указанными изготовителем значениями толщин слоев окисла на подложках: если за величины емкостей  $C_i$  пленок  $\text{SiO}_2$  приближенно принять максимумы функций  $\bar{C}(V_g)$ , то пересчитанные параметры составят 5.8 и 9.2 нм.

По экспериментальным зависимостям  $\bar{C}(V_g)$  в духе работы [19] определены значения емкостей в состоянии плоских зон  $C_{fb}$  для подложек кремния с каждым из окислов. Вычислялась величина  $p_{sq}$  — суммарная концентрация на единицу площади полевого контакта встроенного заряда, заряда пограничных состояний и неосновных носителей заряда (электронов) на границе раздела кремний–окисел в соответствии с классическими соотношениями [20].

$$p_{sq} = -\frac{k_B T C_i}{q^2 S} \left[ \left( \frac{q V_g + E_g - E_F}{k_B T} - v_s \right) - \frac{C_{fb} \sqrt{2}}{C_i} \text{sign } v_s \sqrt{\exp(-v_s) + v_s - 1} \right], \quad (2)$$



**Рис. 1.** Высокочастотные ВФХ структур Ni–Si–SiO<sub>2</sub> с окислом толщиной 5.8 nm. Кривые: сплошная —  $\bar{C}(V_g)$ , пунктирная — 1 MHz, штрих-пунктирная — 0.5 MHz.



**Рис. 2.** Высокочастотные ВФХ структур Ni–Si–SiO<sub>2</sub> с окислом толщиной 9.2 nm. Кривые: сплошная —  $\bar{C}(V_g)$ , пунктирная — 1 MHz, штрих-пунктирная — 0.5 MHz.

$$\frac{1}{\bar{C}(V_g)} = \frac{1}{C_i} + \frac{1}{C_s},$$

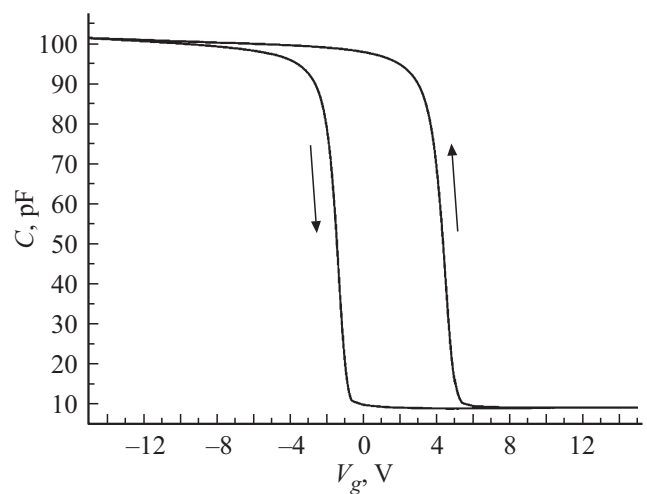
$$C_{fb} = S \sqrt{\frac{4\pi\epsilon_0\kappa_s q^2 N_a}{k_B T}}, \quad (3)$$

$$C_s = \frac{C_{fb} |1 - \exp(-v_s)|}{\sqrt{2(\exp(-v_s) + v_s - 1)}}. \quad (4)$$

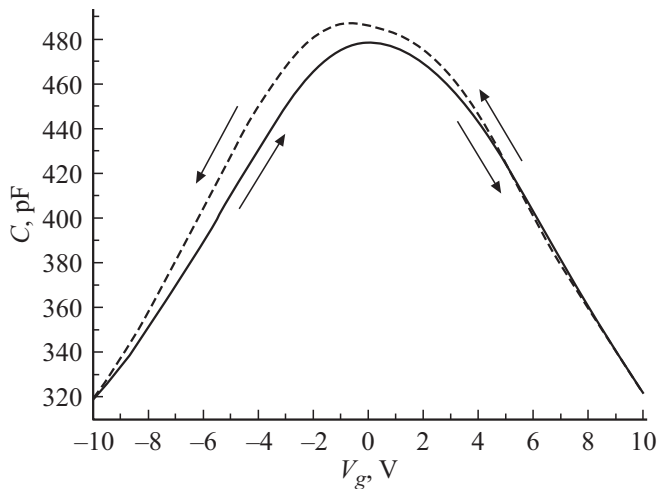
Здесь  $q$  — элементарный заряд,  $T$  — абсолютная температура,  $k_B$  — константа Больцмана,  $S$  — площадь полевого электрода,  $E_g$  — ширина запрещенной зоны в кремнии,  $E_F = T \cdot \ln \frac{N_v}{N_a}$  — энергия Ферми в кремнии,  $N_v$  — эффективная плотность состояний в валентной зоне полупроводника,  $v_s = \frac{qV_s}{k_B T}$  — безразмерный изгиб зон в полупроводнике ( $v_s > 0$  при обед-

нении и  $v_s < 0$  при обогащении),  $V_s$  — разность потенциалов между объемом и поверхностью кремния,  $\text{sign} v_s = \begin{cases} 1, & v_s > 0 \\ -1, & v_s < 0 \end{cases}$ ,  $\epsilon_0$  — электрическая постоянная,  $\kappa_s$  — диэлектрическая проницаемость полупроводника,  $C_s$  — емкость заряженного слоя полупроводника. Спектральная плотность состояний оборванных связей кремния на контакте с окислом имеет по энергии U-образную форму [20]. Поэтому на зависимости  $\bar{C}(V_g)$  должно найтись полевое напряжение, отвечающее попаданию уровня Ферми в точку минимума спектральной плотности состояний оборванных связей. В этой точке  $\frac{dp_{sq}}{dV_g} \approx 0$ . Решая равенство  $\frac{dp_{sq}}{dV_g} \approx 0$  при условии (2) по аналогии с [19], находим искомые значения  $C_{fb} \cong 82$  pF для подложки с окислом толщиной 5.8 nm и  $C_{fb} \cong 97$  pF для контакта Si с толщиной SiO<sub>2</sub> 9.2 nm. В подтверждение сказанного в начале данного раздела по поводу роли диффузионных эффектов в условиях высокотемпературного окисления, полученные вычислением по формуле (3) из найденных цифр значения концентрации акцепторов оказываются в разы больше, чем  $N_a$ , определенные из величины удельного сопротивления подложки. Для подложки с более толстым окислом из-за найденного значения  $C_{fb} \cong 97$  pF оказывается, что  $C_{fb} > C_i$ . Поэтому переход в состояние глубокого обогащения поверхности полупроводника и тем самым выход на плато ВФХ МОП-конденсатора начинается еще в области резкого роста значений емкости структуры при уходе от условий сильного обеднения (см. рис. 2).

На рис. 3 представлена ВФХ МСОП-структур. Оказалось, что графики, относящиеся к образцам, сформированным на подложках с разными типами окислов, практически накладываются друг на друга; поэтому на рис. 3 показана одна общая кривая. Такая картина свиде-



**Рис. 3.** Высокочастотные ВФХ структур Ni–Si–SiO<sub>2</sub>–BST при частоте 1 MHz. Кривые, соответствующие разным толщинам термического окисла, практически слились в единую линию. Стрелочками указано направление изменения напряжения со временем.



**Рис. 4.** ВФХ структуры металл–сегнетоэлектрик–металл при частоте 1 МГц и скорости изменения напряжения  $\beta = 400$  мВ/с. Прямая ветвь — штриховая кривая, обратная — сплошная. Стрелочками указано направление изменения напряжения со временем.

тельствует о том, что для обоих МСОП-конденсаторов роль изолирующего слоя выполняет пленка BST, а окислы образуют буферные слои, практически одинаково проявляющиеся в ВФХ. В работах [4,6] показано, что в условиях  $C_{\text{BST}} \gg C$ , где  $C_{\text{BST}}$  и  $C$  — емкости изолирующего слоя и измеряемой структуры, имеет место приближенное равенство:  $C \approx C_s$ .

На рис. 4 показан график ВФХ структуры металл–BST–металл с тем же самым составом, толщиной изолятора и диаметром полевого электрода, что и у конденсатора с характеристикой на рис. 3, и созданной тем же методом и на той же самой установке. Естественно считать, что зависимость  $C_{\text{BST}}(V_g)$  фактически изображена на рис. 4.

В наших условиях неравенство  $C_{\text{BST}} \gg C$  строго выполняется для всех напряжений, кроме области плато при отрицательных  $V_g$  (ср. рис. 3 и 4). Но и там отношение  $C_{\text{BST}}/C > 3$ , что позволяет, хотя бы оценочно, пользоваться равенством  $C \approx C_s$ . Поэтому из графика на рис. 3, приравнивая  $C = C_s$ , можно определить изгибы зон в кремнии, опираясь на зависимость  $C_s(v_s)$ , задаваемую формулой (4). Получается: на плато, связанном с обеднением полупроводника  $v_s \approx 42$  для объекта с  $C_{\text{fb}} \approx 82$  пФ и  $v_s \approx 59$  для образца с  $C_{\text{fb}} \approx 97$  пФ; на плато, относящемся к обогащению кремния  $v_s \approx -0.6$  для объекта с  $C_{\text{fb}} \approx 82$  пФ и  $v_s \approx 0.07$  для образца с  $C_{\text{fb}} \approx 97$  пФ.

#### 4. Заключение

Главный вывод из представленных экспериментальных результатов заключается в том, что в МСОП-структурах с изолирующим слоем BST, сформированным на под-

ложках кремния с пленкой термического окисла на поверхности, в отличие от пластин с естественным окислением, канал неосновных свободных носителей заряда под полевым электродом в полупроводнике открывается. Об этом в области плато ВФХ МСОП-структур, соответствующего обеднению полупроводника, свидетельствуют изгибы зон, фактически равные или немного превышающие ширину запрещенной зоны кремния ( $E_g/T \approx 44$ ). Противоположное плато на ВФХ оказывается практически в состоянии полупроводника flat band, и поэтому не может быть обусловлено накоплением у поверхности кремния основных свободных носителей заряда. Данная область ВФХ связана с пинингом уровня Ферми полупроводника на акцепторной ветви спектральной плотности электронных ловушек в буферном слое на контакте кремний–BST.

Сделаем два замечания. Во-первых, изучение свойств электронных ловушек, снижения их концентрации в переходном слое между Si и BST в результате использования подложек, покрытых термическим окислом — это важная, но отдельная от настоящей работы, тема исследований. Во-вторых, применение пластин кремния с пленкой термического окисла на поверхности привело еще и к изменению формы ВФХ МСОП-структуры: перепад между значениями емкости на верхнем и нижнем плато существенно увеличился по сравнению с объектами на базе Si с естественным окислением и составил 101 к 9 (см. рис. 3).

Настоящая работа подтверждает возможности структур Ni–BST–тонкий SiO<sub>2</sub>–Si конкурировать с объектами на изолирующих слоях Hf<sub>0.5</sub>Zr<sub>0.5</sub>O<sub>2</sub> при производстве различных электронных устройств, включая ячейки памяти FeRAM, но не решает окончательно вопрос оптимального выбора материала диэлектрика. Для решения этой важной практической задачи современной электроники необходимы комплексные исследования возможностей масштабирования и совмещения с КМОП-технологией МСОП-структур с изолирующим слоем BST, сформированным на подложках кремния с пленкой термического окисла. И естественно, в этих работах свою роль должны сыграть технологические исследования, направленные на улучшение качества слоев SiO<sub>2</sub> и пассивацию оборванных связей кремния на контакте Si–SiO<sub>2</sub>. В этой связи следует упомянуть обзор [21], где указывается на перспективы результатов окисления с генерацией пара у поверхности кремниевой пластины (*in situ* steam generation, ISSG) на установке быстрого термического окисления.

#### Финансирование работы

Исследование выполнено в рамках государственного задания ИПЭ им. В.А. Котельникова РАН.

#### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] К.А. Воротилов, В.М. Мухортов, А.С. Сигов. Интегрированные сегнетоэлектрические устройства. Энергоатомиздат, М. (2011). 175 с.
- [2] J.Y. Park, K. Yang, D.H. Lee, S.H. Kim, Y. Lee, P.R.S. Reddy, J.L. Jones, M.H. Park. *J. Appl. Phys.* **128**, 24, 240904 (2020).
- [3] B. Wang, W. Huang, L. Chi, M. Al-Hashimi, T.J. Marks, A. Facchetti. *Chem. Rev.* **118**, 11, 5690 (2018).
- [4] E.I. Goldman, G.V. Chucheva, D.A. Belorусov. *Ceram. Int.* **47**, 15, 21248 (2021).
- [5] Д.А. Белорусов, Е.И. Гольдман, Г.В. Чучева. *ФТТ* **63**, 11, 1887 (2021). [D.A. Belorусov, E.I. Goldman, G.V. Chucheva. *Phys. Solid State* **63**, 13, 2140 (2022).]
- [6] E. Goldman, G. Chucheva, D. Belorусov. *Ceram. Int.* **50**, 6, 9678 (2024).
- [7] Д.А. Белорусов, Е.И. Гольдман, Г.В. Чучева. *ФТТ* **67**, 5, 832 (2025).
- [8] E.I. Goldman, G.V. Chucheva, D.A. Belorусov. *J. Commun. Technol. Electron.* **67**, 1, S115 (2022).
- [9] T.S. Bösccke, J. Müller, D. Bräuhaus, U. Schröder, U. Böttger. *Appl. Phys. Lett.* **99**, 10, 102903 (2011).
- [10] J. Müller, T.S. Bösccke, D. Bräuhaus, U. Schröder, U. Böttger, J. Sundqvist, P. Kücher, T. Mikolajick, L. Frey. *Appl. Phys. Lett.* **99**, 11, 112901 (2011).
- [11] A. Paul, G. Kumar, A. Das, G. Larrieu, S.J. De. *J. Appl. Phys.* **138**, 1, 010701 (2025).
- [12] A. Kumar, T. Ali, D. Lehninger, P. Duhan. *J. Appl. Phys.* **138**, 11, 114503 (2025).
- [13] М.С. Иванов, М.С. Афанасьев. *ФТТ* **51**, 7, 1259 (2009). [M.S. Ivanov, M.S. Afanas'ev. *Phys. Solid State* **51**, 7, 1328 (2009).]
- [14] Д.А. Киселев, М.С. Афанасьев, С.А. Левашов, Г.В. Чучева. *ФТТ* **57**, 6, 1134 (2015). [D.A. Kiselev, M.S. Afanasiev, S.A. Levashov, G.V. Chucheva. *Phys. Solid State* **57**, 6, 1151 (2015).]
- [15] Е.И. Гольдман, А.Г. Ждан, Г.В. Чучева. *ПТЭ* **6**, 110 (1997).
- [16] E.H. Nicollian, I.R. Brews. *MOS (Metal Oxide Semiconductor) Physics and Technology*. John Willey & Sons, N.Y. (1982). 906 p.
- [17] L.F. Lønnum, J.S. Johannessen. *Electron. Lett.* **22**, 9, 456 (1986).
- [18] K.J. Yang, C. Hu. *IEEE Trans. Electron. Dev.* **46**, 7, 1500 (1999).
- [19] Е.И. Гольдман, Н.Ф. Кухарская, С.А. Левашов, Г.В. Чучева. *ФТП* **53**, 1, 46 (2019). [E.I. Goldman, N.F. Kuharskaya, S.A. Levashov, G.V. Chucheva. *Semiconductors* **53**, 1, 42 (2019).]
- [20] S.M. Sze, K.K. Ng. *Physics of Semiconductor Devices*. Wiley Interscience, San Jose, California (2007). 832 p.
- [21] М.В. Черняев, С.А. Горохов, С.И. Патюков, А.А. Резванов. *Электронная техника, Серия 3, Микроэлектроника* **3 (187)**, 31 (2022).

Редактор Е.В. Толстякова