Влияние сплошного гетеослоя NiO на токи утечки в диодах с барьером Шоттки на основе β-Ga_2O_3

© Н.Н. Яковлев[1], Б.О. Кушнарев[1], А.В. Алмаев[2], А.В. Цымбалов[1], В.В. Копьев[1], Д.А. Алмаев[1]

[1] Центр исследований и разработок „Перспективные технологии в микроэлектронике“ Национального исследовательского Томского государственного университета, 634050 Томск, Россия
[2] Кафедра полупроводниковой электроники (радиофизический факультет) Национального исследовательского Томского государственного университета, 634050 Томск, Россия

E-mail: nik_mr_x@mail.ru

Поступила в Редакцию 23 мая 2026 г.
В окончательной редакции 4 августа 2026 г.
Принята к публикации 11 августа 2026 г.

Исследовано влияние сплошного гетеослоя NiO на токи утечки и электрофизические характеристики диодов с барьером Шоттки на основе β-Ga_2O_3. Пленка NiO была сформирована методом высокочастотного магнетронного напыления и является поликристаллической с размером кристаллитов ~ 31.6 нм. Полученные диоды Шоттки продемонстрировали высокие значения коэффициента выпрямления, $5.44 \cdot 10^7$, а также напряжение пробоя 171 В, что соответствует напряженности электрического поля 3.55 МВ/см. Применение гетеослоя NiO позволило снизить плотность обратного тока утечки на 2–3 порядка за счет формирования гетеробарьера и частичного подавления краевого эффекта. Комплексный анализ обратной ветви вольт-амперной характеристики выявил последовательную смену механизмов токов утечки с термополевой эмиссии при $|U| \leq 45$ В до токов, ограниченных пространственным зарядом при $|U| > 115$ В.

Ключевые слова: оксид галлия, диод с барьером Шоттки, токи утечки, силовая электроника.

DOI: 10.61011/FTP.2026.04.63698.9913

1. Введение

Оксид галлия (β-Ga_2O_3) относится к сверхширокозонным полупроводникам и активно исследуется как один из наиболее перспективных материалов для силовой электроники следующего поколения [1–5]. Наибольший интерес представляет разработка диодов с барьером Шоттки (ДБШ) на основе β-Ga_2O_3, которые являются ключевыми компонентами систем преобразования энергии для электромобилей, систем кондиционирования и распределения электроэнергии [6–15]. Благодаря широкой запрещенной зоне ($E_g \approx 4.8$–4.9 эВ), большой напряженности электрического поля пробоя ($E_b \approx 8.2$ МВ/см) и высокому значению добротности Балига (BFOM) β-Ga_2O_3 существенно превосходит SiC и GaN как материал для силовой электроники [9–13]. Возможность выращивания большинством доступных методов объемного роста (методы Чохральского, зонной плавки и т.д.) является преимуществом, позволяющим получать пластины большого диаметра (4–6 дюймов), что обеспечивает высокое структурное качество и низкую стоимость производства по сравнению с SiC и GaN [14,15].

Однако на сегодняшний день в ДБШ на основе β-Ga_2O_3 наблюдаются значительные проблемы: высокая плотность обратного тока утечки, преждевременный пробой по краю структуры из-за локализации электрического поля (краевой эффект), что препятствует достижению теоретически возможного значения пробивного напряжения (3–8 кВ) [1,16].

Одним из наиболее перспективных подходов для повышения напряжения пробоя является использование гетероперехода в силу отсутствия Ga_2O_3 p-типа проводимости. В качестве полупроводников для изготовления гетеропереходов с β-Ga_2O_3 чаще всего используют: NiO, Cu_2O, GaN, SnO [17–20]. Среди них NiO обладает рядом преимуществ: широкой запрещенной зоной (3.6–4.0 эВ), высокой структурной совместимостью (рассогласование решеток NiO (111) и β-Ga_2O_3 ($\bar{2}01$) всего 0.46 %) [17–20], легко формирует p–n-подобный гетеропереход с Ga_2O_3 и позволяет эффективно снижать пиковое поле на краю анода [17]. Ключевым преимуществом является возможность осаждения слоев NiO методом магнетронного напыления. Этот метод обеспечивает хорошую воспроизводимость, контроль стехиометрии (за счет соотношения Ar/O_2) и низкую стоимость [21].

В литературе ранее продемонстрированы высоковольтные ДБШ на β-Ga_2O_3 с гетеослоем NiO, полученным магнетронным напылением [1,16,22,23]. Так, в работах показано достижение пробивного напряжения $U_b \geq 3$ кВ при использовании многослойных градиентных слоев NiO, а также значительное снижение ёмкости и улучшение динамических характеристик [1,22].

Настоящая работа посвящена разработке и исследованию вертикальных диодов с барьером Шоттки на основе

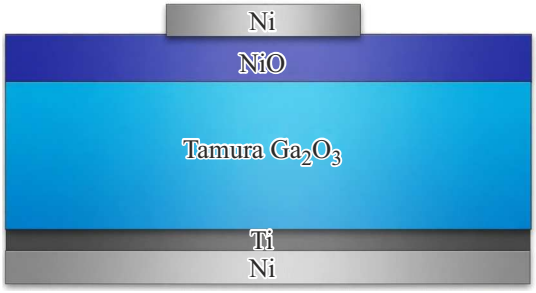


Рис. 1. Схематическое изображение ДБШ на основе β-Ga_2O_3 со слоем NiO.

β-Ga_2O_3 с гетеослоем NiO, сформированным методом магнетронного напыления. Основное внимание уделено влиянию сплошного гетеослоя NiO на механизмы обратного тока утечки и электрические характеристики ДБШ.

2. Методика

В качестве подложки при изготовлении ДБШ были использованы коммерческие непреднамеренно легированные подложки β-Ga_2O_3 с ориентацией $(\bar{2}01)$ (Тамура корп., Япония). Толщина подложек составляла 650 мкм, а концентрация примеси $N_d \sim 10^{17}$ см$^{-3}$.

На поверхности подложек формировался сплошной слой NiO толщиной ~ 200 нм при помощи магнетронного распыления из металлической Ni-мишени в Ar/O_2-плазме на установке Edwards A-500 (UK). Концентрация кислорода в газовой смеси поддерживалась 56.0 ± 0.5 %. После напыления слоя производился отжиг структур в течение 60 мин и температуре 800 °C в атмосфере воздуха.

После этого на поверхности β-Ga_2O_3 при помощи вакуумного термического напыления были нанесены сплошные слои Ti толщиной 20 нм и Ni толщиной 100 нм при давлении $\sim 10^{-4}$ Па. После напыления слоев Ti/Ni структура была подвергнута быстрому термическому отжигу при температуре 400 °C в вакууме в течение 1 мин. На поверхности NiO формировался Ni-анод диаметром 1 нм и толщиной 100 нм через теневую маску (рис. 1).

Для определения фазового состава структуры NiO/β-Ga_2O_3 использовался метод рентгеновской дифракции (РДА). Измерения методом РДА проводились на дифрактометре X'PERT PRO с излучением CuK_α при напряжении 40 кВ и силе тока 30 мА, в гониометрическом режиме $(\theta - 2\theta)$. Измерения проводились со стороны подложки β-Ga_2O_3 и со стороны слоя NiO.

Измерение спектров оптического пропускания в диапазоне длин волн λ от 250 до 570 нм проводилось при помощи спектрометра Ocean Optics с разрешением 1 нм. В качестве источника излучения выступала дейтериевая лампа D-2000 Micropack.

Вольт-амперные (ВАХ) и вольт-фарадные (ВФХ) характеристики были измерены с помощью источника-измерителя Keithley 2636A и RLC-метра Agilent E4980A соответственно. Измерения электрофизических характеристик проводились в темновых условиях в измерительной камере Nextron MPS-CHH, оснащенной микрозондами прижимного типа.

3. Исследование структурных свойств

РДА спектр структуры NiO/β-Ga_2O_3 представлен на рис. 2. Обнаруженные высокоинтенсивные пики β-Ga_2O_3 ассоциируются с отражениями от плоскостей $(\bar{2}01)$, $(\bar{4}02)$, $(\bar{6}03)$ и $(\bar{8}04)$ β-Ga_2O_3 (ICSD#83645). Пики при $2\theta = 37.4$ и $79.5°$ соответствуют отражениям от плоскостей (111) и (222) для NiO (JCPDS No. 47-1049). Стоит отметить, что ориентация (111) является доминирующей, при росте на β-Ga_2O_3 других пиков NiO не наблюдалось [17–19]. Ширина пика NiO (111) (FWHM $= 0.27°$), где (FWHM — полная ширина пика на половине его максимальной высоты), пленка является поликристаллической и высокотекстурированной (большинство кристаллитов ориентировано плоскостью (111) параллельно подложке β-Ga_2O_3. Размер кристаллитов составляет ~ 31.6 нм.

Спектры пропускания структур NiO/β-Ga_2O_3 показаны на рис. 3. Значения коэффициента пропускания для структур NiO/β-Ga_2O_3 в интервале $\lambda = 400-560$ нм превышают 70 %. В диапазоне коротких длин волн наблюдается резкое снижение коэффициента пропускания, которое обусловлено межзонным поглощением. Анализ края поглощения структур показал, что оптическая ширина запрещенной зоны E_g^{op} составляет 3.7 ± 0.1 эВ (см. вставку к рис. 3), что соответствует NiO [18,19].

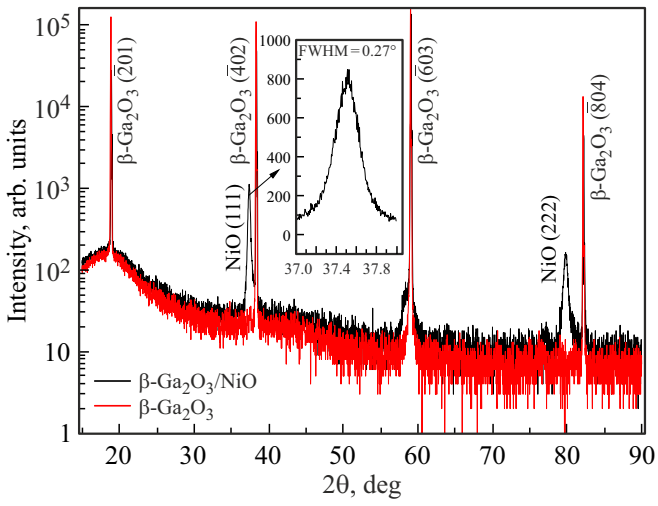


Рис. 2. РДА спектры структуры NiO/β-Ga_2O_3, полученные со стороны подложки β-Ga_2O_3 (красный цвет) и со стороны слоя NiO (черный цвет).

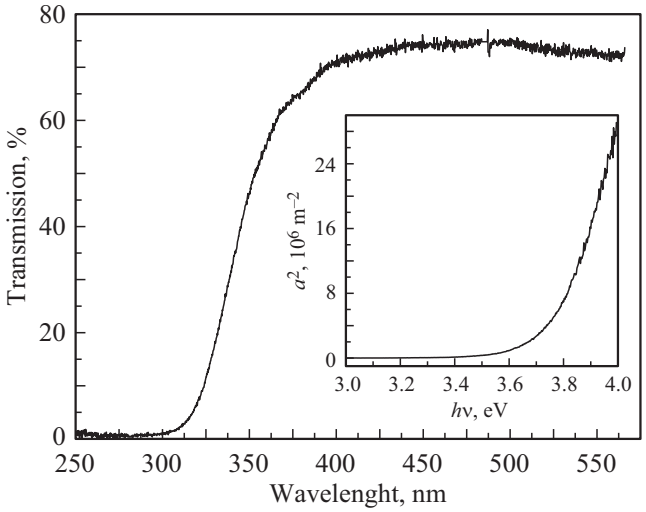


Рис. 3. Спектр оптического пропускания структуры NiO/β-Ga_2O_3.

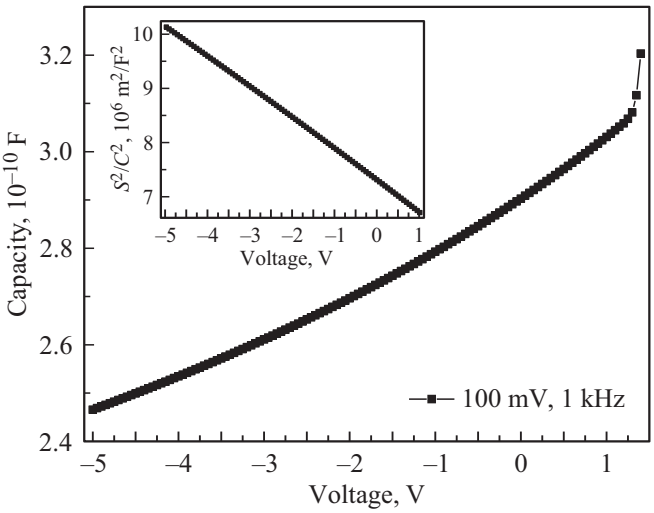


Рис. 4. Вольт-фарадная характеристика ДБШ на основе NiO/β-Ga_2O_3. На вставке — зависимости S^2/C^2 от напряжения.

4. Исследование электрофизических характеристик ДБШ

На рис. 4 представлены вольт-фарадные характеристики диодов Шоттки, полученные при амплитуде переменного сигнала 100 мВ и его частоте 1 кГц. На основе анализа ВФХ в координатах S^2/C^2 от U была определена эффективная концентрация $N_d - N_a = 2.3 \cdot 10^{17}$ см$^{-3}$ в подложке оксида галлия по формуле

$$N_d - N_a = \frac{2}{e\varepsilon_r\varepsilon_0 B}, \qquad (1)$$

где e — заряд электрона; $\varepsilon_r = 10$ — диэлектрическая проницаемость для β-Ga_2O_3; B — наклон обратной ветви ВФХ в координатах S^2/C^2 от U (см. вставку к рис. 4). Значение контактной разности потенциалов U_k определялось путем линейной экстраполяции зависимости S^2/C^2 от приложенного напряжения до пересечения с осью абсцисс и составило 1.29 В.

Экспериментальные зависимости плотности тока от прилагаемого напряжения диодов Шоттки при комнатной температуре представлены на рис. 5. Измерения ВАХ проводились в диапазоне напряжений от -10 до 5 В. Коэффициент выпрямления ДБШ при ± 2 В составил $5.44 \cdot 10^7$.

На основе полученных данных был проведен анализ ВАХ диодов для расчета коэффициента идеальности n, плотности тока насыщения J_s и высоты потенциального барьера Φ_b. Согласно диодной теории выпрямления, при термоэлектронном приближении прямая ветвь ВАХ описывается следующим выражением [24,25]:

$$J = J_s\left(\exp\left[\frac{eU}{nkT}\right] - 1\right), \qquad (2)$$

где k — постоянная Больцмана; T — абсолютная температура полупроводника. Коэффициент идеальности составил $n = 1.61$ и был определен из анализа линейного участка прямой ветви ВАХ при помощи выражения

$$\ln\frac{J}{J_s} = \frac{eU}{nkT}. \qquad (3)$$

Экстраполяция $\ln(J/J_s)$ в точку $U = 0$ позволила установить значение $J_s = 1.29 \cdot 10^{-14}$ А/см^2 на основе выражения [23,24]:

$$J_s = A^* T^2 \exp\left(-\frac{e\Phi_b}{nkT}\right), \qquad (4)$$

где A^* — постоянная Ричардсона. Из экспериментальных данных $A^* = 33.65$ А/(см$^{-2} \cdot$ K^{-2}) при эффективной массе электронов $m_n^* = 0.28 m_0$, m_0 — масса электрона в

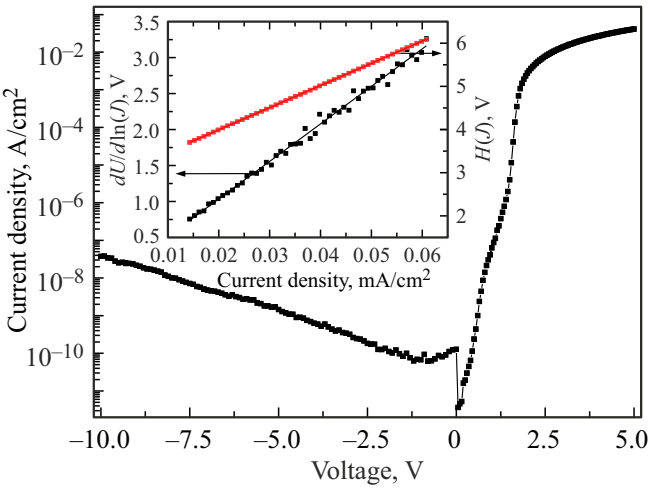


Рис. 5. Вольт-амперная характеристика ДБШ на основе NiO/β-Ga_2O_3. На вставке — графики метода Ченга: $dU/d\ln(J)$ и $H(J)$ в зависимости от J.

Электрические характеристики диодов Шоттки на основе структуры NiO/β-Ga_2O_3

Параметры ДБШ	Значение	Метод/примечание
Коэффициент идеальности n	1.61/1.58	ТЕ-модель/метод Ченга
Высота барьера Φ_b, эВ	1.63/1.62	ТЕ-модель/метод Ченга
Плотность тока насыщения J_s, А/см^2	$1.29 \cdot 10^{-14}$	ТЕ-модель
Коэффициент выпрямления при ± 2 В	$5.44 \cdot 10^7$	ВАХ
Напряжение пробоя U_b, В	171	ВАХ
Поле пробоя ε_b, МВ/см	3.55	–
Сопротивление растекания R_s, кОм	1.22	Метод Ченга
Контактная разность потенциалов U_k, В	1.29	ВФХ
Эффективная концентрация $N_d - N_a$, см$^{-3}$	$2.3 \cdot 10^{17}$	ВФХ

вакууме [1,2,6]. На основе выражения (4) была рассчитана высота потенциального барьера $\Phi_b = 1.63$ эВ:

$$\Phi_b = \ln\left(\frac{A^* T^2}{J_s}\right)\left(\frac{nkT}{e}\right). \quad (5)$$

Анализ ВАХ был дополнительно проведен при помощи метода Ченга [24,26]. Для ДБШ справедливы следующие соотношения:

$$U = JR_sS + n\Phi_b + \frac{nkT}{e}\ln\left(\frac{J}{A^* T^2}\right), \quad (6)$$

$$H(J) = U - \frac{nkT}{e}\ln\left(\frac{J}{A^* T^2}\right), \quad (7)$$

где R_s — сопротивление растекания; S — площадь анода; H — функция, зависящая от J. Дифференцирование выражения (7) по J дает следующий результат:

$$\frac{dU}{d\ln(J)} = JR_sS + \frac{nkT}{e}. \quad (8)$$

Из анализа зависимости $dU/d\ln(J)$ от J (см. вставку к рис. 5, черная кривая) были определены $R_s = 1.22$ кОм и $n = 1.58$. На основе выражений (7) и (8) следует, что

$$H(J) = JR_sS + n\Phi_b. \quad (9)$$

Зависимость $H(J)$ (см. вставку к рис. 5, красная кривая) позволяет установить $\Phi_b = 1.62$ эВ с использованием полученных ранее R_s и n. Стоит отметить, что n и Φ_b, полученные при помощи поперечно-электрической (ТЕ) модели и метода Ченга отличаются незначительно.

Для полученных диодов Шоттки на основе оксида галлия исследовались ВАХ в широком диапазоне обратных напряжений с целью установления напряжения пробоя. Пробивное напряжение диодов со слоем NiO составило $U_b = 171$ В. Для сравнения, у диодов, изготовленных ранее без слоя NiO, это значение равнялось 131 В (рис. 6) [7]. Ширина области пространственного заряда (ОПЗ) была оценена на основе величины пробивного напряжения, эффективной концентрации примеси, определенной из вольт-фарадных характеристик (ВФХ), и

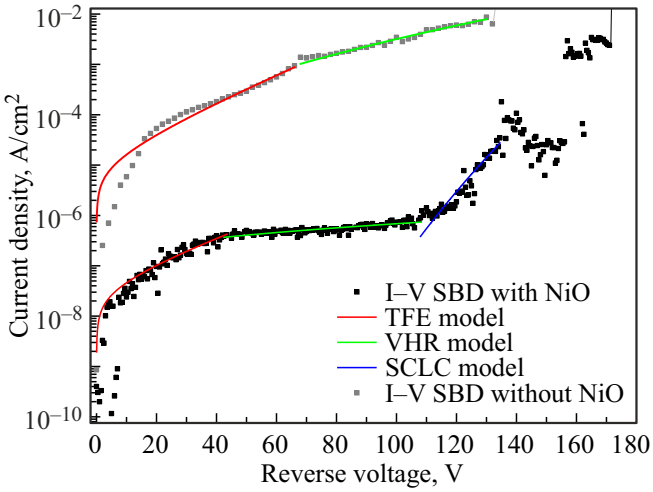


Рис. 6. Обратные ВАХ диодов на основе NiO/β-Ga_2O_3 (черная кривая) и β-Ga_2O_3 (серая кривая).

следующего выражения:

$$d_{\text{scr}} = \sqrt{\frac{2\varepsilon_r\varepsilon_0(U_k + U)}{eN_d}}, \quad (10)$$

где d_{scr} — ширина ОПЗ, U_k — контактная разность потенциалов. Ширина ОПЗ при напряжении пробоя составила ~ 940 нм, а критическая напряженность электрического поля ε_b — 3.55 МВ/см, что достаточно близко к теоретическому пределу (8.2 МВ/см) для β-Ga_2O_3. В таблице представлены основные электрические характеристики ДБШ на основе NiO/β-Ga_2O_3.

На рис. 6 представлены обратные вольт-амперные характеристики ДБШ на основе NiO/β-Ga_2O_3 (черная кривая) и β-Ga_2O_3 (серая кривая) [7]. ВАХ содержат несколько характерных участков, соответствующих различным механизмам протекания токов утечки.

Для ДБШ на основе NiO/β-Ga_2O_3 в области относительно низких обратных напряжений ($|U| \leq -45$ В) доминирующим механизмом является термополевая эмиссия (thermionic field emission, TFE). Этот механизм хорошо описывает экспериментальные данные, поскольку

учитывает как термоэлектронную эмиссию над потенциальным барьером, так и туннелирование носителей заряда через барьер под действием электрического поля. Плотность тока утечки в рамках модели TFE выражается следующим выражением:

$$J_{\text{tee}} = \frac{A^* T e h \varepsilon}{2k\pi}\sqrt{\frac{\pi}{2m^* kT}} \times \exp\left(-\frac{e}{kT}\left(\varphi_b - \Delta\varphi_{bl} - \frac{e(h\varepsilon)^2}{24m^*(2\pi kT)^2}\right)\right), \quad (11)$$

где J_{tee} — плотность тока утечки для TFE-модели, h — постоянная планка, $\varepsilon = U/d_{\text{scr}}$ — напряжённость электрического поля, $\Delta]varphi_{bl}$ — понижение барьера за счет эффекта Шоттки, $\text{cr}f(\varepsilon) = e(h\varepsilon)^2/24m^*(2\pi kT)^2$ — туннельный фактор (вероятность туннелирования через треугольный барьер [27,28].

При дальнейшем росте напряжения наблюдается переход к прыжковому транспорту с переменной длиной прыжка по локализованным состояниям (variable range hopping, VRH) по модели Мотта в диапазоне напряжений $-45\,\text{В} \le |U| - 115\,\text{В}$. Такой механизм проводимости характерен для широкозонных полупроводников с высокой плотностью дефектов и интерфейсных состояний на гетерогранице. В рассматриваемом случае для структуры NiO/β-Ga_2O_3 плотность обратного тока утечки описывается следующим выражением:

$$J_{\text{vrh}} = J_0\left(B\,\frac{e\varepsilon a}{2kT}\left(\frac{T_0}{T}\right)^{0.25}\right), \quad (12)$$

где J_{vrh} — плотность тока утечки для VRH-модели, T_0 — характеристическая температура Мотта, a — радиус локализации, B — константа [16]. VHR является основным механизмом тока утечки в данном ДБШ, так как он преобладает в широком интервале напряжений (от -45 до $-115\,\text{В}$).

В области высоких обратных напряжений ($|U| > -115\,\text{В}$) проводимость определяется токами, ограниченными пространственным зарядом (space-charge limited current, SCLC). Экспериментальная зависимость тока от напряжения следует степенному закону $I \sim U^b$ [28]. Показатель степени b возрастает до 6, что обусловлено наличием высокой концентрации ловушек в запрещенной зоне β-Ga_2O_3.

5. Заключение

В работе представлены результаты исследования вертикальных диодов с барьером Шоттки на основе β-Ga_2O_3 со сплошным слоем NiO, сформированным методом магнетронного напыления. Полученные ДБШ продемонстрировали высокие значения коэффициента выпрямления $5.44 \cdot 10^7$ и пробивного напряжение 171 В, что соответствует напряженности электрического поля 3.55 МВ/см.

Применение сплошного слоя NiO позволило снизить плотность обратного тока утечки на 2–3 порядка по сравнению с классическими ДБШ за счет формирования гетеробарьера и частичного подавления краевого эффекта.

Комплексный анализ обратной ветви вольт-амперной характеристики при комнатной температуре показал последовательную смену механизмов токов утечки: в области малых напряжений $U \le 45\,\text{В}$ ток утечки определяется термополевой эмиссией; в интервале напряжений $45\,\text{В} < U \le 115\,\text{В}$ проводимость структуры определяется прыжковым транспортом по модели Мотта; при напряжениях $U > 115\,\text{В}$ преобладает проводимость, обусловленная токами, ограниченными пространственным зарядом.

Финансирование работы

Результаты работы были получены в рамках выполнения государственного задания Министерства образования и науки России, проект № FSWM-2025-0021.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] K. Zeng, A. Vaydai, U. Singisetti. IEEE Electron Dev. Lett., **39**, 1385 (2018). DOI: 10.1109/LED.2018.2859049.
[2] M. Orita, H. Ohta, M. Hirano, H. Hosono. Appl. Phys. Lett., **77**, 4166 (2000).
[3] H. He, R. Orland, M.A. Blanco, R. Pandey, E. Amzallag, I. Baraille, M. Rérat. Phys. Rev. B, **74**, 195123 (2006).
[4] Y. Liu, S. Roy, C. Peterson, A. Bhattacharyya, S. Krishnamoorthy. AIP Advances, **15**, 015114 (2025). https://doi.org/10.1063/5.0251069
[5] T. Onuma, S. Saito, K. Sasaki, T. Masui, T. Yamaguchi, T. Honda, M. Higashiwaki. Jpn. J. Appl. Phys., **54**, 112601 (2015).
[6] A. Almaev, N. Yakovlev, A. Tsymbalov, V. Kopyev, P. Butenko, M. Boiko, V. Krymov, B. Kushnarev, S. Shapenkov, M. Sharkov, A. Zarichny. J. Vac. Sci. Technol. A, **42** (8), 042802 (2024). DOI: 10.1116/6.0003618
[7] N.N. Yakovlev, A.V. Almaev, B.O. Kushnarev, M.G. Verkholetov, M.V. Poliakov, M.M. Zinovev. Crystals, **14** (2), 123 (2024). DOI: 10.3390/cryst14020123
[8] V.V. Kopyev, N.N. Yakovlev, A.V. Tsymbalov, D.A. Almaev and P.V. Kosmachev. Micromachines, **17** (1), 100 (2026). https://doi.org/10.3390/mi17010100
[9] J. Wan, H. Wang, C. Zhang, Y. Li, C. Wang, H. Cheng, J. Li, N. Ren, Q. Guo, K. Sheng. Appl. Phys. Lett., **124**, 24 (2024). https://doi.org/10.1063/5.0211183
[10] H. Sheoran, V. Kumar, R. Singh. ACS Appl. Electron. Mater., **4**, 6 (2022). DOI: 10.1021/acsaelm.2c00101
[11] B. Fu, Z. Jia, W. Mu, Y. Yin, J. Zhang, X. Tao. J. Semicond., **40**, 011804 (2019). DOI: 10.1088/1674-4926/40/1/011804
[12] S.E. Bennett. Mater. Sci. Technol., 26, 9 (2010). DOI 10.1179/026708310X12668415533685

[13] S. Kitagawa, H. Miyake, K. Hiramatsu. Jpn. J. Appl. Phys., **1** (53), 05FL03 (2014).
[14] T. Igarashi, Y. Ueda, K. Koshi, R. Sakaguchi, S. Watanabe, S. Yamakoshi, A. Kuramata. Phys. Status Solidi B, **262**, 2400444 (2025).
[15] M. Higashiwaki. IEEE Electron Dev. Mag., **2**, 42–C3 (2024).
[16] M. Xiao, B. Wang, J. Spencer, Y. Qin, M. Porter, Y. Ma, Y. Wang, K. Sasaki, M. Tadjer, Y. Zhang. Appl. Phys. Lett., **122**, 183501 (2023). https://doi.org/10.1063/5.0142229
[17] A.S. Nair, S. Nair, L.R. Thoutam. Materials Today Electron., **57**, 101824 (2025). https://doi.org/10.1016/j.mtelec.2025.101824
[18] M. Labed, J.H. Park, A. Meftah, N. Sengouga, J.Y. Hong, Y.-K. Jung, Y.S. Rim. ACS Appl. Electron. Mater., **3**, 3667 (2021). https://doi.org/10.1021/acsaelm.1c00647
[19] X. Lu, Y. Deng, Y. Pei, Z. Chen, G. Wang. J. Semicond., **44**, 061802 (2023). https://doi.org/10.1088/1674-4926/44/6/061802
[20] Z. Zhang, Q. Song, D. Liu, Y. Yan, H. Chen, C. Mu, D. Chen, Q. Feng, J. Zhang, Y. Zhang, Y. Hao, C. Zhang. Sci. China Mater., **67** (5), 1646 (2024). https://doi.org/10.1007/s40843-023-2801-2
[21] W. Hao, F. Wu, W. Li, G. Xu, X. Xie, K. Zhou, X. Zhou, Q. He, X. Zhao, S. Yang. IEEE Trans. Electron Dev., **70** (4), 2129 (2023). https://doi.org/10.1109/TED.2023.3241885
[22] Y. Liu, S. Roy, C. Peterson, A. Bhattacharyya, S. Krishnamoorthy. AIP Adv., **15**, 015114 (2025). https://doi.org/10.1063/5.0251069
[23] M. Xiao, B. Wang, R. Zhang, Q. Song, J. Spencer, Z. Du, Y. Qin, K. Sasaki, H. Wang, M. Tadjer, Y. Zhang. *35th Int. Symp. on Power Semiconductor Devices and ICs* (ISPSD 2023), 29 May–1 June, 2023, Hong Kong, China. https://doi.org/10.1109/ISPSD57135.2023.10147704
[24] H. Sheoran, V. Kumar, R. Singh. ACS Appl. Electron. Mater., **4**, 2589 (2022). https://doi.org/10.1021/acsaelm.2c00101
[25] Y. Yao, R. Gangireddy, J. Kim, K.K. Das, R.F. Davis, L.M. Porter. J. Vac. Sci. Technol. B, **35**, 03D113 (2017). https://doi.org/10.1116/1.4980042
[26] S.K. Cheung, N.W. Cheung. Appl. Phys. Lett., **49**, 85 (1986). https://doi.org/10.1063/1.97359
[27] X. Xia, M. Xian, P. Carey, C. Fares, F. Ren, M. Tadjer, S.J. Pearton, T.Q. Tu, K. Goto, A. Kuramata. J. Phys. D: Appl. Phys., **54** (30), 305103 (2021). https://doi.org/10.1088/1361-6463/abfe37
[28] B. Wang, M. Xiao, X. Yan, H.Y. Wong, J. Ma, K. Sasaki, H. Wang, Y. Zhang. Appl. Phys. Lett., **115**, 263503 (2019). https://doi.org/10.1063/1.5132818

Редактор Г.А. Оганесян

The effect of a continuous NiO heterolayer on leakage Currents in β-Ga_2O_3-based schottky barrier diodes

N.N. Yakovlev[1], *B.O. Kushnarev*[1], *A.V. Almaev*[2], *A.V. Tsymbalov*[1], *V.V. Kopyev*[1], *D.A. Almaev*[1]

[1] Research and Development Center Advanced Technologies in Microelectronics, National Research Tomsk State University, 634050 Tomsk, Russia
[2] Department of Semiconductor Electronics, Faculty of Radiophysics, National Research Tomsk State University, 634050 Tomsk, Russia

Abstract The influence of a continuous NiO heterolayer on leakage currents and electrophysical characteristics of Schottky barrier diodes based on β-Ga_2O_3 was investigated.

The NiO film was deposited by high-frequency magnetron sputtering and is polycrystalline with a crystallite size of ~ 31.6 nm. The fabricated Schottky diodes exhibited a high rectification ratio of $5.44 \cdot 10^7$ and a breakdown voltage of 171 V, corresponding to an electric field strength of 3.55 MV/cm. The introduction of the NiO heterolayer reduced the reverse leakage current density by 2–3 orders of magnitude due to the formation of a heterojunction barrier and partial suppression of the edge effect. A comprehensive analysis of the reverse I-V characteristics revealed a sequential change in the leakage current mechanisms from thermionic field emission at $|U| \leq 45$ V to space-charge-limited current at $|U| > 115$ V.