08

Оксид галлия как материал силовой электроники

© И.В. Щемеров,[1] А.Я. Поляков,[1] В.И. Николаев,[2] Е.Б. Якимов,[1,3] А.А. Васильев,[1]
Л.А. Алексанян,[1] А.В. Черных,[1] С.В. Черных[1]

[1]Национальный исследовательский технологический университет „МИСИС“,
119049 Москва, Россия
[2]Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия
[3]Институт проблем технологии микроэлектроники,
142432 Черноголовка,
Московская обл., Россия
e-mail: schemerov.iv@misis.ru

Поступило в Редакцию 1 января 2026 г.
В окончательной редакции 30 января 2026 г.
Принято к публикации 9 февраля 2026 г.

Приведено описание основных электрических и электрофизических параметров оксида галлия, которые характеризуют его как материал силовой электроники четвертого поколения. Относительно высокий уровень подвижности носителей заряда, огромные пробивные напряжения (более 8 MV/cm) и относительная простота изготовления делают этот материал одним из наиболее перспективных полупроводников ближайших десятилетий. Одновременно с тем массовому внедрению оксида галлия мешают две важнейшие проблемы: невысокая теплопроводность и сложности с получением проводимости *p*-типа. Будет дан обзор основных приемов, используемых для изготовления силовых выпрямительных диодов на основе оксида галлия, показаны возможности его применения, реализованные как в России, так и за рубежом, а также описаны возможные пути к решению основных проблем его использования: создание гетероструктур и ионный перенос.

Ключевые слова: оксид галлия, диод Шоттки, силовая электроника, пробивное напряжение.

DOI: 10.61011/JTF.2026.08.63353.1-26

Введение

Оксид галлия (Ga_2O_3) — широкозонный полупроводник, ширина запрещенной зоны составляет 4.4–5.2 eV для различных полиморфов (табл. 1). Из-за большой ширины запрещенной зоны оксид галлия долгое время рассматривался не как материал электроники, а в первую очередь как материал для защитных покрытий, стойкий к химическим, фрикционным и радиационным воздействиям, а также как основа для газочувствительных сенсоров. Только в начале XXI века, когда технологический прогресс позволил работать с ультраширокозонными материалами (более 3 eV), ученые заинтересовались его электрофизическими свойствами. С тех пор интерес к оксиду галлия непрерывно растет. На сегодняшний день в базе Scopus имеется более 5000 научных публикаций на тему Ga_2O_3, и каждые шесть лет число ежегодно публикуемых статей удваивается. Это неудивительно, так как Ga_2O_3 обладает действительно уникальными характеристиками.

В настоящее время подробно описано четыре полиморфа оксида галлия (т.е. фаз, отличающихся кристаллической структурой). Их наименования частично наследуются от схожих полиморфов Al_2O_3 (табл. 1, рис. 1):

— α-Ga_2O_3 со структурой корунда обладает наибольшей шириной запрещенной зоны среди всех полиморфов (5,2 eV);

— β-Ga_2O_3 с моноклинной структурой, единственный из всех термодинамически стабильный полиморф, остальные переходят в него при нагреве или под давлением;

— γ-Ga_2O_3 с кубической структурой типа дефектной шпинели, который по сообщениям обладает наилучшей радиационной стойкостью [1];

— κ-Ga_2O_3— орторомбический полиморф, для которого характерна кристаллизация в виде вращательных нанодоменов с разворотом на 120°, вследствие чего его долгое время относили к материалам с гексагональной структурой и называли ε-Ga_2O_3 [2]; интерес к этой модификации связан с существованием очень высокой спонтанной электрической поляризации и пьезоэлектрической поляризации [3,4], что может послужить основой для производства структур с поляризационным легированием.

Запрещенная зона в Ga_2O_3 „почти прямая“. Так, в термодинамически стабильном β-полиморфе дно зоны проводимости совпадает с локальным максимумом потолка валентной зоны в направлении Г, но глобальный максимум валентной зоны в направлении M находится чуть выше, из-за чего прямые переходы имеют чуть

Таблица 1. Основные параметры различных полиморфов оксида галлия

Тип полиморфа	Кристаллическая структура	Пространственная группа	Параметр решетки, Å	Ширина запрещенной зоны непрямая (прямая), eV
α-Ga_2O_3	Ромбоэдрическая	R3c	$a,\ b = 4.98-5.06$ $c = 13.4-13.6$	4.9 (5.2)
β-Ga_2O_3	Моноклинная	C2/m	$a = 12.2-12.4$ $b = 3.03-3.08$ $c = 5.8-5.88$ $\beta = 103.7-103.8^\circ$	4.66 (4.69)
γ-Ga_2O_3	Кубическая	Fd3m	$a = 8.24-8.3$	4.4 (5.0)
κ-Ga_2O_3	Орторомбическая	Pna21	$a = 5.06-5.12$ $b = 8.69-8.79$ $c = 9.31-9.4$	4.9 (5.2)

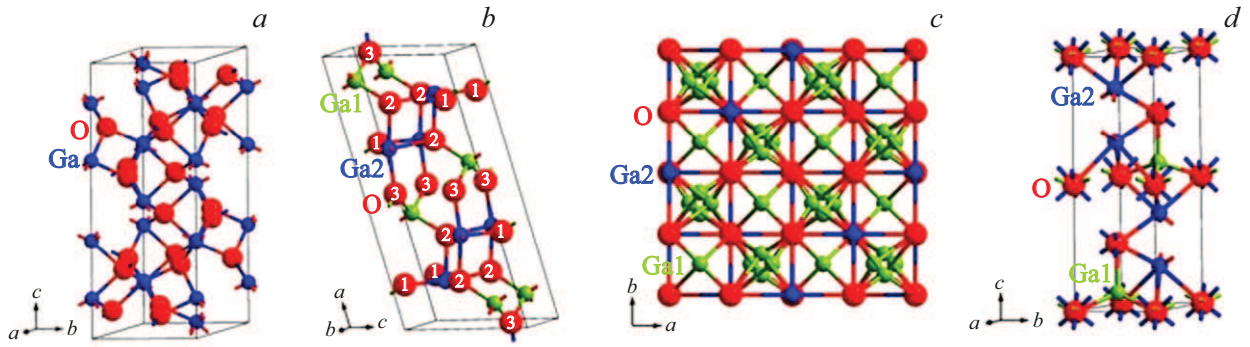

Рис. 1. Кристаллическая решетка основных полиморфов Ga_2O_3: *a* — α-Ga_2O_3, ромбоэдрическая; *b* — β-Ga_2O_3, моноклинная; *c* — γ-Ga_2O_3, кубическая; *d* — κ-Ga_2O_3, орторомбическая [1]

большую энергию чем непрямые (4.69 eV против 4.66 eV соответственно) [5,6].

За счет большой ширины запрещенной зоны оксид галлия имеет высокую радиационную стойкость [1], а также внушительное значение пробивного напряжения, превышающее 8 MV/cm [7], что намного превышает таковое у SiC (2 MV/cm) и тем более — у монокристаллического кремния (300 kV/cm). По этому параметру он превышает большинство других материалов, за исключением алмаза (10 MV/cm). Благодаря этому в последние годы он считается возможной основой для силовой электроники четвертого поколения (имеется в виду, что кремний — первое поколение, арсенид галлия — второе, карбид кремния и нитриды третьей группы — третье). Моделирование показывает, что простейшие цилиндрические вертикальные диоды Шоттки Au/β-Ga_2O_3 с толщиной 250 μm и уровнем легирования $3 \cdot 10^{16}\,cm^{-3}$ позволяют получить пробивное напряжение, превышающее 2500 V [8]. Конечно, в эксперименте такие значения для такого типа структур не достигались, однако уже в 2017 г. были продемонстрированы вертикальные диоды без полевой платы, которые имели пробивное напряжение 1600 V при прямом токе порядка 30 mA [9], а в 2018 было показано, что использование полевой платы позволяет получить на диодах площадью 1 mm^2 пробивное напряжение 650 V при прямом токе 1 A [10]. Структуры на основе карбида кремния могут обеспечивать схожие значения пробивного напряжения только за счет некоторых ухищрений, вроде добавления защитных колец, вариационного легирования (Variation of Lateral Doping, VLD), травления мезы или технологии расширения области перехода (Junction Termination Extension, JTE) [11]. Использование аналогичных приемов в диодах на основе оксида галлия позволило изготовить структуры с пробивными напряжениями, превышающими 7000 V при последовательном сопротивлении порядка 100 Ω [12]. Таким образом, перспективы использования оксида галлия в силовой электронике очень широки.

Важным преимуществом оксида галлия перед прочими широкозонными материалами является большое количество технологий роста. Оксид галлия может быть выращен из расплава, методами Бриджмена, Чохральского или Степанова. Это выгодно отличает его от GaN, SiC, в которых объемные кристаллы получаются либо выращиванием из паровой фазы (GaN), либо испарением в вакууме. Отработано большое количество методов

Таблица 2. Электрофизические параметры оксида галлия и других полупроводников, используемых в силовой электронике

Материал	Si	GaAs	GaN	4H-SiC	Алмаз	Ga_2O_3
Ширина запрещенной зоны E_g, eV	1.12	1.43	3.4	3.25	5.5	4.85
Относительная диэлектрическая проницаемость ε	11.8	12.9	9	9.7	10	8
Подвижность электронов μ_n, $cm^2/(V{\cdot}s)$	1450	8000	1250	1000	2000	300
Теоретический предел электрического поля пробоя E_c, MV/cm	0.3	0.4	3.3	2.5	10	8
BFOM ($\varepsilon \cdot \mu_n \cdot E_c^3$), приведенный к значению для Si	1	14.3	875	328	24660	3214
Коэффициент теплопроводности λ, W/(m·K)	150	50	230	490	2000	10–27

эпитаксиального нанесения: магнетронное напыление, молекулярно-лучевая эпитаксия (MBE), MOC-гидридная эпитаксия (MOCVD), хлорид-гидридная фазовая эпитаксия (HVPE), осаждение из тумана (Mist-CVD). В настоящее время промышленно изготавливаются слитки объемного β-Ga_2O_3 с диаметром до 4 дюймов (сообщалось и об изготовлении 6-дюймовых кристаллов), а также пленки с высоким уровнем кристаллического совершенства (плотность дислокаций менее $10^3\,cm^{-2}$). Уровень легирования может быть настроен в пределах от 10^{16} до $10^{19}\,cm^{-3}$, при этом проводимость пленок Ga_2O_3 может быть оптимизирована уже после изготовления путем обработки в водородной плазме или отжига за счет того, что мелкими донорами в оксиде галлия являются комплексы водорода с вакансиями галлия [13].

Монокристаллический Ga_2O_3 обладает относительно высокой подвижностью электронов ($100-300\,cm^2/(V{\cdot}s)$ при комнатной температуре), скорость насыщения для электронов составляет порядка 10^7 cm/s. За счет большой ширины запрещенной зоны можно ожидать, что уровень потерь в униполярных устройствах на основе Ga_2O_3 будет на порядки ниже чем в традиционных материалах вроде кремния или SiC (показатель качества BFOM, Baliga's figure of merit, для Ga_2O_3 превышает 3000, в то время как для Si и 4*H*-SiC он составляет 1 и 314 соответственно).

В табл. 2 приведены основные электрофизические параметры оксида галлия по сравнению с другими полупроводниками, используемыми в силовой электронике. Вместе с тем композиции на основе оксида галлия имеют три существенных недостатка, которые серьезно ограничивают их применимость в современной электронике.

Во-первых, на данный момент в оксиде галлия нет эффективного и технологически отработанного метода получения *p*-типа проводимости, пригодного для создания биполярных устройств при комнатной температуре. Акцепторные уровни для большинства известных примесей и центров расположены достаточно глубоко в запрещенной зоне и имеют тенденцию к образованию комплексов с собственными точечными дефектами донорного типа и примесными донорами. Наблюдается очень сильный самозахват дырок [14], что еще больше осложняет ситуацию и оказывает существенное влияние на фоточувствительность приборов на основе Ga_2O_3 [15]. Проводятся исследования по внедрению акцепторных примесей (в частности, Zn, Mg, N, P), но пока что при комнатной температуре электрически-активных примесей не получено [16]. Это приводит к невозможности использования привычных биполярных устройств. Кроме того, такая ситуация не позволяет использовать такие классические схемы увеличения пробивного напряжения как создание защитных колец противоположной полярности. В настоящее время ведутся исследования, направленные на создание композиций из оксида галлия и материалов, которые имеют естественный *p*-тип проводимости, такими материалами являются, например, оксид никеля NiO, Cr_2O_3, Cu_2O, оксид платины PtO_x. Гетероструктуры с использованием таких материалов позволяют добиться внушительных пробивных напряжений [12,17–19], такие композиции будут рассмотрены в третьей части данного обзора.

Во-вторых, оксид галлия имеет очень низкую теплопроводность, $10-27\,W/(m{\cdot}K)$ с большой анизотропией [20,21], что на порядок ниже, чем у GaN, Si и SiC (250, 150 и $370\,W/(m{\cdot}K)$ соответственно). Это резко ограничивает использование материала только низкоточными применениями, при которых саморазогрев будет незначителен. Чтобы улучшить теплоотвод и иметь возможность пропускать через прибор большие токи, используются теплоотводящие подложки. В настоящее время проводятся исследования сразу в двух направлениях. Это эпитаксиальный рост пленок оксида галлия на подложках другого материала, обладающего большим коэффициентом теплопроводности (в первую очередь используется SiC), либо отщепление тонких слоев и перенос их на подложки с высокой теплопроводностью (Si, SiC, алмаз [22,23]).

В-третьих, цена производства оксида галлия в настоящее время крайне высока. Так, стоимость подложек (пластин) диаметром 4 дюйма может превышать 3000 \$. Дело в том, что температура плавления оксида галлия составляет 1870 °C, поэтому рост кристалла из расплава требует использования очень тугоплавких материалов.

Важной составляющей цены подложек являются иридиевые тигли, которые сложно заменить чем-то из-за их тугоплавкости, химической инертности и механической прочности. Проводятся исследования, которые направлены на замену иридия другими материалами, а также на выращивание из так называемого холодного тигля (oxide crystal growth from cold crucible, OCCC) [24,25], однако за пределы лабораторий эти исследования пока не вышли. Основная сложность состоит в том, что рост оксида галлия предпочтительно производить при избытке кислорода, особенно если речь идет про слитки большого диаметра. При недостатке кислорода в кристалле будет образовываться большое количество вакансий кислорода. Однако в насыщенной кислородом среде начинается окисление материала тигля, которое усугубляется высокими температурами, при которых происходит рост.

Основным производителем пластин монокристаллического β-Ga_2O_3 и эпитаксиальных пленок промышленного качества является японская компания „Novel Crystals Technology“ (корпорация „Tamura“, Сайтама, Япония), на их подложках получены большинство рекордов как по прямому току, так и по обратному напряжению. Также производством монокристаллического оксида галлия в менее крупных объемах занимаются в США („Kyma technologies“, производство пластин до 4 дюймов и слоев HVPE и MOCVD). Компания Flosfia (Япония) производит пленки α-Ga_2O_3 методами mist-CVD. Ростом кристаллов занимаются также в Германии (Институт неорганической химии и кристаллографии, Лейпциг). В России массовое промышленное производство отсутствует, однако есть несколько научных групп, которые занимаются производством оксида галлия в лабораторных масштабах, в том числе на продажу. Это коллективы ФТИ им. Иоффе, Санкт-Петербург (производство объемных кристаллов β-Ga_2O_3, эпитаксиальных пленок α-, β- и κ-полиморфов), ИТМО (Санкт-Петербург), ННГУ им. Лобачевского, Нижний Новгород (напыление аморфных и наноструктурированных пленок β-Ga_2O_3), ТГУ, Томск (изготовление пленок путем магнетронного напыления).

Данный обзор будет иметь следующую структуру.

Первая часть будет посвящена приборам на основе β-Ga_2O_3. Как термодинамически стабильный и наиболее отработанный к настоящему моменту полиморф, β-Ga_2O_3 исследуется большинством научных групп и наиболее высокие показатели как по уровню прямых токов, так и по уровню обратных напряжений достигнуты именно на нем. Там же будут обсуждаться проблемы композиций на основе β-Ga_2O_3: рассогласование при росте на несобственных подложках, сложности с получением p-типа проводимости, низкая теплопроводность, и так далее.

Вторая часть будет посвящена другим полиморфам, в первую очередь α-Ga_2O_3. Несмотря на то, что он является метастабильным, и несмотря на в среднем менее высокое кристаллическое качество получаемого материала, он изучается как материал для высоковольтных применений. Причиной тому, во-первых, его более широкая запрещенная зона и более высокая симметрия, во-вторых, возможность эпитаксиального роста на высококачественных и сравнительно недорогих сапфировых подложках при использовании экономичных методов выращивания (HVPE, mist-CVD), а в-третьих, возможность управления шириной запрещенной зоны за счет составления композиций с Al_2O_3, Cr_2O_3, In_2O_3. Также некоторый интерес вызывают структуры на основе κ-Ga_2O_3, однако работа в этом направлении только начинается.

Третья часть будет посвящена гетероструктурам с Ga_2O_3. Основная польза от использования гетеропереходов это создание биполярной проводимости и уменьшение тока утечки за счет увеличения высоты потенциального барьера.

Наконец, четвертая часть будет посвящена методам переноса тонких пленок Ga_2O_3 на проводящие и непроводящие основания. Основной причиной использования таких технически сложных методов является потребность в увеличении теплоотдачи и повышения мощности приборов.

1. Выпрямительные диоды на β-Ga_2O_3

Термодинамически стабильный β-полиморф оксида галлия имеет моноклинную кристаллическую решетку (рис. 1 и табл. 1). Длина элементарной ячейки почти вчетверо превышает ее толщину, поэтому кристалл может быть достаточно просто расщеплен вдоль плоскости (100) и с некоторыми сложностями — вдоль плоскости (001). Этим пользуются для изготовления планарных и квази-двумерных устройств на отщепленных пленках. Основные методики роста объемного β-Ga_2O_3 — это метод Чохральского, оптическая зонная плавка, метод Бриджмена и метод Степанова (Edge defined Film-fed Growth, EFG). Из них последний является наиболее выгодным с точки зрения затрат на производство, потому что позволяет сразу выращивать пластины заданной ориентации.

Теоретически предсказанная величина электрического поля, при котором происходит пробой в слое β-Ga_2O_3, составляет 8–9 MV/cm. Эта величина на порядки превосходит таковую для кремния, т. е. можно ожидать, что даже простейшие структуры с диодом Шоттки будут показывать высокие уровни пробивного напряжения. Математическое моделирование это подтверждает: для цилиндрического диода Шоттки Au/β-Ga_2O_3 с диаметром 2.5 mm, толщиной 250 μm и без дополнительных ограничителей поля или полевых плат, пробой может наступить при напряжении 2513 V, что почти вдвое превышает напряжение для диодов из GaN и втрое — для диодов из SiC той же геометрии [8]. На практике такие значения получены еще не были, однако уже достигнутые значения в более чем тысячу вольт для такой

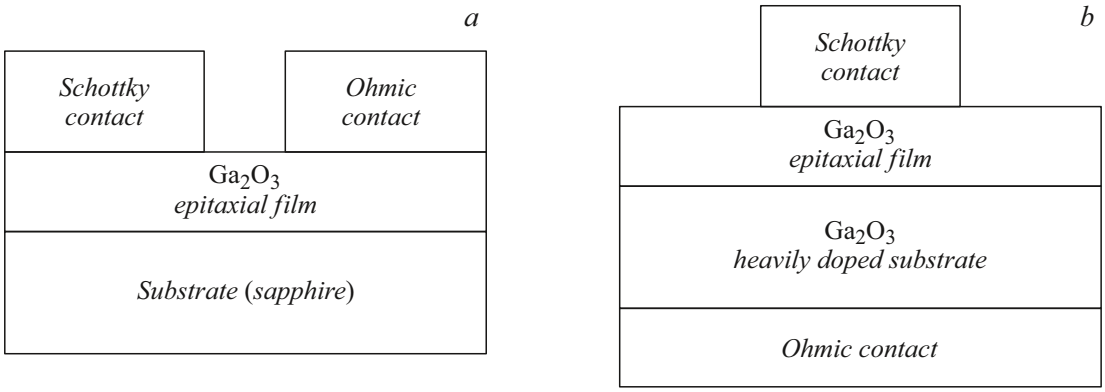

Рис. 2. Схемы диодов Шоттки на основе β-Ga_2O_3: *a* — планарный диод на диэлектрической подложке, *b* — вертикальный диод.

простейшей конфигурации позволяют с уверенностью говорить о β-Ga_2O_3 как о перспективном материале силовой электроники.

Для создания контактов Шоттки могут быть использованы Ni, Ir, Pt, Pd, Ag, Cu, Co, Cr [26,27]. Интересно, что контакт графен/Ga_2O_3 является гетеропереходом второго типа, а контакт графит/Ga_2O_3 — контактом Шоттки [27,28]. В большинстве случаев высота потенциального барьера к β-Ga_2O_3 составляет $0.9-1.5$ eV [27]. Наиболее часто используемым материалом для контактов Шоттки является никель. Технология нанесения никеля электронным лучом хорошо отработана. Высота потенциального барьера Ni/β-Ga_2O_3 в разных работах оценивается от 1.1 до 1.4 eV в зависимости от качества нанесения. Было показано, что включение промежуточных слоев HfO_2 позволяет менять высоту потенциального барьера в пределах от 0.54 до 1.33 eV [29].

Если оценивать высоту потенциального барьера в контакте Ti/β-Ga_2O_3 исходя из сродства к электрону для ненамеренно легированного β-Ga_2O_3 $(4.00 \pm 0.05\,\text{eV})$ и работы выхода электронов из Ti (4.33 eV), можно было бы ожидать, что Ti также будет создавать контакт Шоттки с невысоким барьером. Однако практика показывает, что Ti создает омический контакт высокого качества. Исследования показали, что это связано со взаимодиффузией атомов Ga и Ti с образованием Ti_2O_3 и сложных тройных соединений, понижающих высоту потенциального барьера [27]. Сейчас это — наиболее часто используемый материал для омического контакта, как правило, вместе с ним наносится слой Au для предотвращения оксидации. В некоторых работах обсуждается использование металлов с невысоким значением работы выхода электрона, например Ta или Hf, для создания омических контактов, однако развитие технологии в этом направлении ограничено ценой и доступностью таких материалов. Интересно, что омический контакт с Ga_2O_3 создает ITO [30]. Это может оказаться важным не только потому, что ITO, как и Ga_2O_3, прозрачен в оптическом диапазоне длин волн, но и потому что этот оксид более устойчив к высоким температурам нежели комбинация Ti/Au.

Подробный обзор материалов, используемых для создания омических и выпрямляющих контактов к Ga_2O_3, включающий способы постобработки и обсуждение их температурной стабильности, можно найти в [31].

1.1. Выпрямительные диоды со структурой диода Шоттки

Оксид галлия позволяет получить значительные пробивные напряжения уже в простейшей конфигурации, когда на пленку Ga_2O_3 наносятся контакт Шоттки и омический контакт, при этом не добавляется никаких ограничителей поля или полевых плат. Такие диоды могут быть построены по двум схемам: планарной (рис. 2, *a*), когда пленка Ga_2O_3 выращивается на диэлектрической подложке, и вертикальной, когда подложка является частью базовой области диода (используется легированный Ga_2O_3). Практически всегда вертикальная конфигурация подразумевает эпитаксию слаболегированного дрейфового слоя на поверхности сильнолегированной подложки (рис. 2, *b*).

Схемы с планарными диодами, как правило, позволяют достичь больших пробивных напряжений, но из-за высокого последовательного сопротивления они не очень популярны. Так, например, в [32] авторы показали выпрямительные диоды с пробивным напряжением, превышающим 1000 V. В качестве подложки был использован сапфир с кристаллографическим направлением (0001), на него была нанесена пленка MOCVD β-Ga_2O_3 толщиной 210 nm. В процессе роста легирование не производилось, но в последующих экспериментах пленка была долегирована путем ионной имплантации Si (дозы $10^{14}-10^{15}\,\text{cm}^{-2}$, энергия 30 keV). Диод Шоттки имел диаметр 100 μm Ni/Au (толщина 20/150 nm). Вокруг него кольцом был нанесен омический контакт Ti/Au/Ti/Al (толщина 20/100/20/610 nm), внутренний диаметр кольца 360 μm, внешний 480 μm. Нелегированный диод имел прямой ток на уровне десятков nA/cm^2,

последовательное сопротивление $27\,\mathrm{M\Omega\cdot cm^2}$, при высоких обратных напряжениях ток утечки был на уровне $10\,\mu\mathrm{A/cm^2}$ и пробивное напряжение составляло 1030 V. После ионного легирования кремнием последовательное сопротивление упало до $5.5\,\Omega\cdot\mathrm{cm^2}$ (порядка $20\,\mathrm{k\Omega}$ для данной структуры), прямой ток вырос до $250\,\mathrm{mA/cm^2}$, но вырос и ток утечки, до нескольких $\mathrm{mA/cm^2}$, а пробивное напряжение упало до 550 V.

Использование таких планарных структур в коммутации не всегда оправдано из-за высокого последовательного сопротивления, что связано с небольшой толщиной проводящего слоя, а также невысокой подвижностью из-за большого количества ростовых дефектов. Однако достаточно популярны конструкции планарных полевых транзисторов, где затвор отделен от материала пленкой Al_2O_3, SiN_x или HfO_2. Такие транзисторы позволяют коммутировать схемы с пробивным напряжением, превышающим 10 kV [33].

Более популярны схемы вертикальных диодов, так как в них последовательное сопротивление может быть существенно ниже. Рост пленок на собственной подложке происходит с существенно меньшим количеством ростовых дефектов, и в современных HVPE- пленках достигнуты плотности дислокаций менее $10^3\,\mathrm{cm^{-2}}$. Кроме того, толщина слаболегированного дрейфового слоя может быть невелика, а толстую подложку можно легировать очень сильно, чтобы ее омическое сопротивление оказалось очень низким. Последовательное сопротивление таких структур может составлять единицы $\mathrm{m\Omega\cdot cm^2}$ и зачастую определяется качеством контактов (омического и Шоттки). Так, например, в [34] описан вертикальный диод Шоттки с пробивным напряжением более 300 V. В качестве подложки используется легированный оловом ($3\cdot10^{18}\,\mathrm{cm^{-3}}$) EFG β-Ga_2O_3 толщиной $600\,\mu\mathrm{m}$. На поверхности подложки выращена пленка HVPE β-Ga_2O_3, легированного кремнием ($2\cdot10^{16}\,\mathrm{cm^{-3}}$), толщиной $10\,\mu\mathrm{m}$. На поверхность пленки нанесены контакты Шоттки диаметром $200\,\mu\mathrm{m}$ (Ni/Au 50/350 nm), задняя поверхность подложки полностью покрыта омическим контактом (Ti/Au 40/80 nm). Напряжение включения в такой схеме составляло 0.8 V, последовательное сопротивление $10\,\mathrm{m\Omega\cdot cm^2}$ ($10\,\Omega$ в такой конфигурации) и ток утечки не превышал $1\,\mathrm{nA/cm^2}$. При приложении обратного смещения 330 V в диоде резко увеличился обратный ток, что можно интерпретировать как пробой, однако дальнейшие исследования показали, что структура сохранила свои выпрямляющие свойства и последовательное сопротивление осталось прежним, хотя ток утечки вырос до сотен $\mu\mathrm{A/cm^2}$. Такой „мягкий пробой“ сопровождался образованием значительного количества дефектов, методами токовой релаксационной спектроскопии глубоких уровней (current deep level transient spectroscopy, CDLTS) было показано, что это в первую очередь комплексы вакансии галлия/вакансия кислорода. Такие центры в большом количестве образовывались вблизи края контакта.

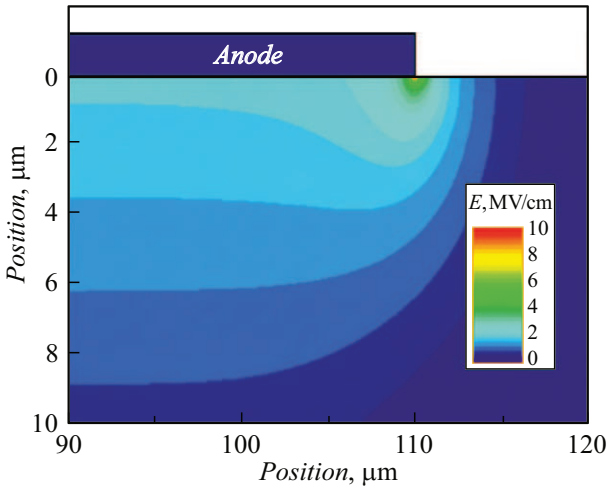

Рис. 3. Распределение электрического поля под контактом Шоттки.

При анализе пробивного напряжения в структурах без полевой платы и прочих методов ограничения поля важно понимать, что пробивное напряжение и ток утечки связаны главным образом с областью вблизи края контакта Шоттки, так как именно в этой части структуры концентрируется значительное электрическое поле (рис. 3).

На рис. 3 видно, что из-за краевых эффектов напряженность поля вблизи края контакта может на порядок превышать напряженность в центре контакта. За счет этого, во-первых, увеличивается локальная плотность тока, увеличивается вероятность туннелирования свободных носителей заряда. Во-вторых, при достижении критического значения поля в этой области произойдет ударная ионизация с пробоем и сильным нагревом, деструктивная, если ничем не ограничить протекающий ток. В [34,35] показано, что ток утечки и пробивное напряжение зависят от периметра контакта Шоттки, т.е. утечка и пробой происходят главным образом по краю контакта. Методы ограничения поля известны и хорошо отработаны за время развития SiC и GaN силовой электроники. Это

— полевые платы;

— охранные кольца;

— наклонные меза-структуры;

— канавки с МОП-структурами;

— пассивация поверхности;

— градиентное легирование;

— использование гетероструктур с высоколегированными слоями.

Для использования в β-Ga_2O_3 электронике эти методы тоже могут быть использованы, хотя в некоторых случаях — после существенной доработки.

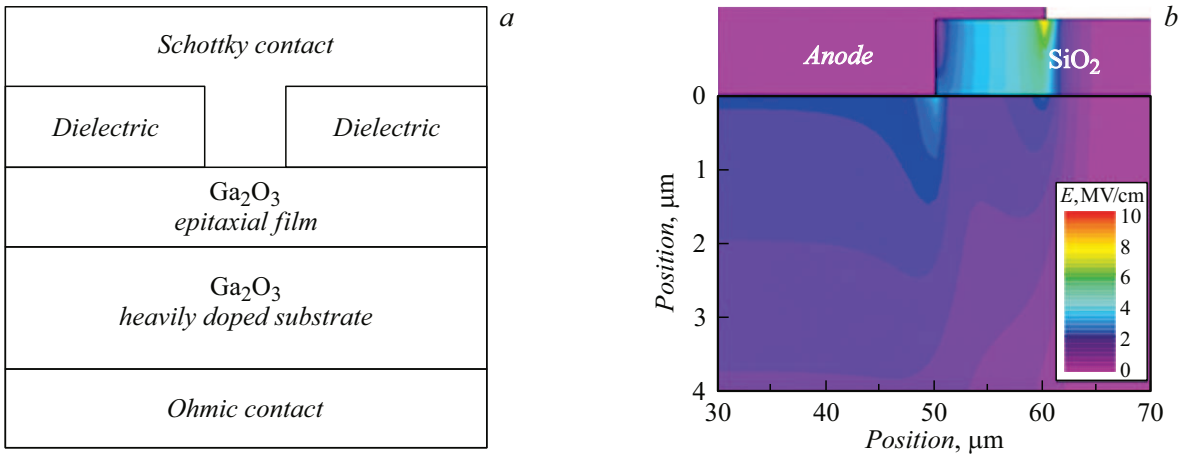

Рис. 4. Диод Шоттки с полевой платой: *a* — структура диода, *b* — распределение электрического поля в диоде с полевой платой.

1.2. Выпрямительные диоды с полевой платой

Использование полевой платы — наиболее простой способ сгладить краевые эффекты в напряженности электрического поля вблизи края контакта. Пример использования полевой платы приведен на рис. 4.

Для производства полевой платы можно использовать классические диэлектрики (SiO_2, SiNx), технология которых отрабатывалась десятилетиями, так что выращенные слои обладают высоким совершенством [36–38]. Плазмохимическое осаждение из паровой фазы (Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition, PECVD) позволяет напылять пленки большой толщины (от 100 nm до нескольких микрон) при относительно невысокой температуре (200 °C–400 °C), что может быть очень важно при работе с метастабильными полиморфами Ga_2O_3. Измерения показывают, что использование полевой платы позволяет увеличить пробивное напряжение до двух раз, с 673 до 1340 V при последовательном сопротивлении 4.5–5 mΩ · cm^2 [38]. Еще больше можно увеличить пробивное напряжение, если изменить геометрию диэлектрика, сделав его не плоским, а наклонным, увеличивая расстояние между контактом и полупроводником ближе к краю контакта [39,40]. В таком случае область, где концентрируется электрическое поле, окажется закрыта большим слоем диэлектрика. Например, в [41] сравниваются три диода: диод с плоской полевой платой (I), диод с полевой платой, имеющей одну ступеньку (II) и диод с полевой платой, имеющий две ступеньки (III), полевая плата была выполнена из SiO_2, нанесенного методом PECVD. В диоде (III) самая глубокая из ступенек была „погружена“ в объем полупроводника: в диоде протравили кольцо глубиной 1.5 μm и заполнили его SiO_2. Ступеньки в полевой плате сгладили электрическое поле у краев контакта и повысили пробивное напряжение с 980 до 1530/1660 V. Правда, ценой увеличения последовательного сопротивления с 4.7 до 7.0/7.9 mΩ · cm^2 (с 15 до 22/25 Ω в данной конфигурации).

В качестве диэлектрика для полевой платы можно использовать high-k-диэлектрики, которые позволяют добиться похожего уровня подавления критического поля при меньшей толщине диэлектрика. В табл. 3 приведены величины относительной диэлектрической проницаемости для часто используемых диэлектриков.

Оксид алюминия представляется сейчас наиболее перспективным материалом среди всех диэлектриков для Ga_2O_3. Плотность поверхностных состояний на границе интерфейса Al_2O_3/Ga_2O_3 после отжига в азоте может опускаться до 10^{11} cm^{-2}·eV^{-1} [42], что на порядок меньше, чем для большинства других материалов или методов нанесения. Для роста оксида алюминия часто используется метод атомно-слоевого осаждения (atomic-layer deposition, ALD) или электронно-лучевого распыления (electron-beam evaporation, EBE), которые позволяют получить высококачественные слои небольшой толщины с меньшим количеством включений и более гладкой поверхностью нежели PECVD. Использование достаточно тонких слоев Al_2O_3 (100–300 nm) позволяет существенно сгладить критическое поле, возникающее у края контакта, и увеличить пробивное напряжение [43–46]. В [44] показано, что добавление слоя 100 nm аморфного EBE Al_2O_3 позволяет увеличить пробивное напряжение в диодах с 572 до 1276 V. Конечно, при уменьшении толщины диэлектрика растет ток утечки. Пленки, нанесенные методом ALD, как правило, получаются более плотными и потому ток утечки на них ниже [47] и может достигать 10^{-7} A/cm^2 при напряжении 1000 V [48].

В 2021 г. вышел достаточно подробный обзор [49], в котором в том числе приведены данные о плотности поверхностных состояний на границе интерфейса Ga_2O_3-диэлектрик для разных материалов, в первую очередь SiO_2 и Al_2O_3. В обзоре отсутствуют данные о некоторых актуальных на сегодня материалах, так как тема приборов на оксиде галлия сейчас активно развивается: с момента выхода упомянутого обзора и к

Таблица 3. Относительная диэлектрическая проницаемость материалов

Диэлектрик	SiO_2	SiN_x	Al_2O_3	ZrO_2	HfO_2	$BaTiO_3$
Относительная электрическая проницаемость, ε	3.9	6–9	8–10	25–30	20–25	250–1500

моменту написания настоящей работы было выпущено порядка 2000 (!) публикаций с упоминанием Ga_2O_3. Тем не менее он интересен тем, что не только приводит литературные данные, но также предлагает способы уменьшения плотности поверхностных состояний и обсуждает причины их появления.

Ведутся исследования, посвященные диэлектрикам с большим значением диэлектрической проницаемости, HfO_2 [47,50,51], ZrO_2 [52–54] и $BaTiO_3$ [55–58]. У HfO_2 и ZrO_2 значение ε в разы превышает таковое для оксида кремния или алюминия, так что сглаживание эффекта краевого усиления электрического поля должно быть более выраженным. HfO_2 — перспективный материал, который тоже может быть нанесен методом ALD, т.е. в перспективе дать высокие пробивные напряжения, низкий ток утечки и низкую плотность поверхностных состояний. Однако полученные на сегодня результаты [47] не показывают большого выигрыша по параметрам по сравнению с Al_2O_3, равно как и диоды с полевой платой на основе ZrO_2. Во многом дело в невысоком качестве границы интерфейса, что приводит к повышенному току утечки.

Наиболее интересным среди high-k-диэлектриков видится $BaTiO_3$, так как его диэлектрическая проницаемость может составлять несколько сотен (в зависимости от способа нанесения). За счет этого даже небольшие толщины могли бы хорошо защищать край контакта. Эксперименты показывают, что использование $BaTiO_3$ в качестве диэлектрика под полевой платой действительно повышают пробивное напряжение диодов Шоттки до 2.1 kV [55], при этом коэффициент идеальности в таких приборах может быть близок к единице даже при температурах порядка 150 °C [59]. Ширина запрещенной зоны $BaTiO_3$ (3.2 eV) ниже чем для Ga_2O_3, но при их контакте образуется гетеропереход 2 типа, т.е. возникает барьер для электронов и ток утечки оказывается небольшим, хоть и намного выше, чем для Al_2O_3. Главная проблема композиций с $BaTiO_3$ на сегодняшний день — это невозможность нанесения субмикронных слоев высокого качества. Пленки, полученные магнетронным распылением, имеют характерные толщины порядка единиц μm и больше.

1.3. Выпрямительные диоды с охранными кольцами

В классических полупроводниках (кремний, германий) технология охранных колец (guard rings) получила очень большое распространение. Это одна из самых распространенных и исторически ранних техник уменьшения влияния краевых эффектов (edge termination structure, ETS, в западной литературе общий термин ETS часто используется именно для описания структуры охранных колец). Представляет собой одно или несколько концентрических колец инверсного легирования (например, p-область в n-слое), окружающих основной переход. Кольца создают последовательность $p-n$-переходов с более низким напряжением пробоя, чем основной переход. Они „отодвигают“ силовые линии электрического поля от края основного перехода, заставляя его постепенно расширяться, снижая величину напряженности.

Так как в оксиде галлия на данный момент нет эффективного и технологически отработанного метода получения p-типа проводимости, пригодного для создания биполярных устройств при комнатной температуре, то создание блокирующего $p-n$-перехода вокруг охранных колец невозможно, и в лучшем случае можно создать область повышенного сопротивления у края контакта. Это тем не менее позволяет немного сгладить пиковую напряженность электрического поля и существенно подавить ток утечки. В первую очередь именно уменьшение токов утечки является главной целью создания охранных колец. Пример использования охранного кольца приведен на рис. 5.

Первые эксперименты показали [60], что облучение ионами аргона через маску фоторезиста позволяет создать область с большим количеством дефектов и высоким сопротивлением. Это увеличило пробивное напряжение с 209 до 550 V. Большой недостаток этой технологии состоит в том, что в облученной области создается большое количество глубоких центров, работающих как ловушки для свободных носителей заряда, из-за этого скорость переключения уменьшается, растет нагрев и в общем наблюдается значительная деградация. Чем больше массы ионов, тем сильнее деградирует структура.

Несмотря на сложности с созданием p-типа проводимости в оксиде галлия, тем не менее можно использовать легирование акцепторными примесями для компенсации проводимости в небольшом слое. В [61] авторы предложили увеличивать сопротивление за счет внедрения магния, который является глубоким акцептором и не создает дырочную проводимость, но эффективно компенсирует донорную примесь. Авторы фотолитографией отметили кольца анода, в область вокруг имплантировали ионы магния до глубины 800 nm и уровня $3 \cdot 10^{19}$, потом нанесли контакт Шоттки. Отжиг не проводили, чтобы обеспечить наибольшее электрическое

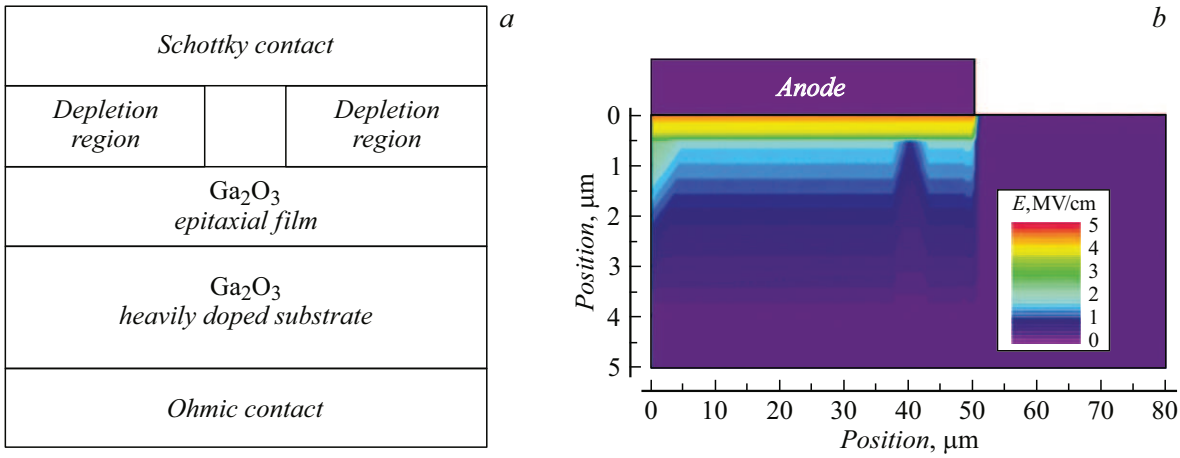

Рис. 5. Диод Шоттки с охранным кольцом: *a* — структура диода, *b* — распределение электрического поля в диоде с охранным кольцом.

сопротивление нарушенной области. Благодаря этому диод имел пробивное напряжение 1550 V (аналогичный без имплантации имел 500 V). Сопротивление во включенном состоянии составляло порядка $5.1\,\mathrm{m\Omega\cdot cm^2}$, что сравнимо с необлученными диодами того же диаметра ($90\,\mu$m).

Имплантация азота (глубокий акцептор) еще меньше повреждает структуру пленки. В [44] авторы показали, что имплантация небольшого кольца шириной $10\,\mu$m на глубину порядка 500 nm под краем контакта позволяет увеличить пробивное напряжение почти вдвое (с 572 до 920 V), при этом ток утечки уменьшается более чем в 700 раз (с $4.1\cdot10^{-4}$ до $5.2\cdot10^{-7}\,\mathrm{A/cm^2}$). Эта статья интересна также тем, что в ней авторы исследовали десять партий образцов, отличающихся размерами полевой платы, размерами области имплантации, а также их комбинациями. В итоге было показано, что добавление имплантированной азотом области под полевой платой увеличивает пробивное напряжение с 1276 до 1610 V. Правда, при этом возрастает последовательное сопротивление: с 4.20 до $6.31\,\Omega\cdot\mathrm{cm^2}$ (150 и $220\,\Omega$ в такой конфигурации соответственно). Рост последовательного сопротивления связан как с уменьшением полезной площади контакта, так и с увеличением концентрации глубоких центров и уменьшением концентрации электрически-активных доноров после облучения.

1.4. Выпрямительные диоды с меза-структурами

Для диодов на основе монокристаллического кремния формирование меза-структур является одним из немногих способов достичь высоких пробивных напряжений при относительно невысоком последовательном сопротивлении в прямом включении. За счет полевых плат, охранных колец и создания каскадных меза-структур изготавливаются кремниевые диоды с пробивным напряжением 1000 V. Это надежная и отработанная методика.

Технология создания меза-структуры кардинально решает проблему концентрации электрического поля вблизи края контакта. В меза-структуре было получено рекордное значение напряженности электрического поля в эпитаксиальном слое под контактом Шоттки: 4.1 MV/cm [62]. Удаление полупроводника от края контакта приводит к уменьшению градиента электрического поля, так что пик напряженности поля перемещается от края анода в боковые стенки мезы. Чтобы сгладить концентрирующееся в этой области поле, на стенки мезы наносится пассивирующий диэлектрик (SiO_2, SiNx, HfO_2, $BaTiO_3$). Дополнительная функция этого диэлектрика — пассивация повреждений от плазмы, которые увеличивают сопротивление во включенном состоянии, ток утечки и концентрацию глубоких центров.

Создать гладкую морфологию боковых стенок без повреждения плазмой с помощью самовыравнивающегося сухого травления (self-aligned dry etching) — сложная задача. Морфологию травления и повреждения плазмой необходимо контролировать в процессе травления, хотя часть повреждений можно устранить во время постобработки.

При создании мезы в Ga_2O_3 часто используются технологии реактивно-ионного травления (reactive-ion etching, RIE) [63,64] и индуктивно-связанной плазмы (inductively coupled plasma, ICP) [62,65–68]. При травлении методом ICP морфология боковых стенок и дна мезы, а также степень повреждения плазмой зависят от расхода газа (как правило, на основе хлора), мощности плазмы и давления в камере. Некоторые исследования посвящены возможности химического травления Ga_2O_3 (например, в HCl при повышенной температуре [69] или в комбинации $NaOH + H_3PO_4$ [70]), однако из-за высокой химической стойкости этого материала стабильность и эффективность химического травления невысока.

Меза-структура серьезно ограничивает эффективную площадь контакта. Несмотря на явные преимущества в

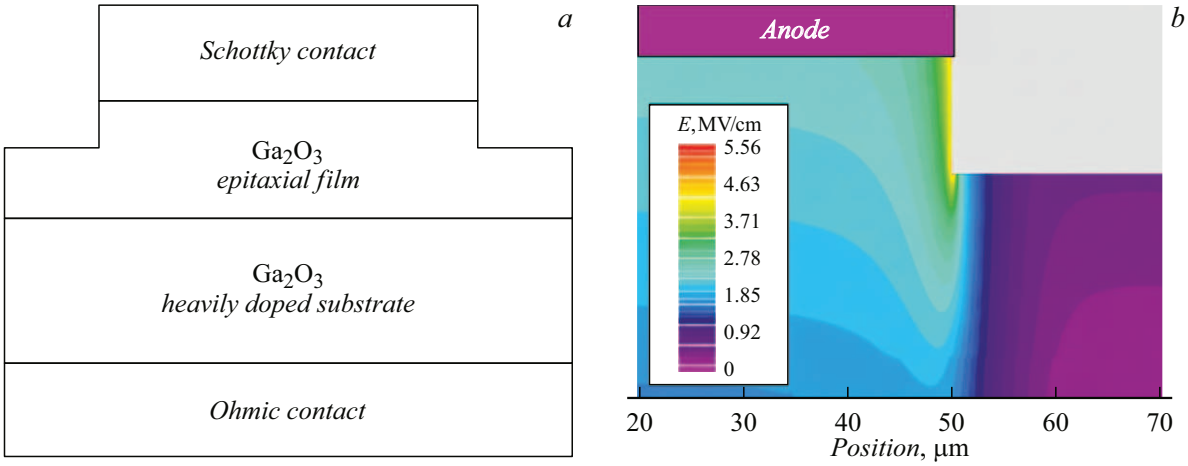

Рис. 6. Диод Шоттки с меза-структурой: *a* — структура диода, *b* — распределение электрического поля в диоде с мезой.

виде увеличенного пробивного напряжения, последовательное сопротивление диодов с меза-структурой, как правило, существенно выше, чем у диодов без обработки травлением. Пример использования меза-структуры приведен на рис. 6.

В случае протравливания мезы важно не только отношение периметра контакта к его площади, но и высота мезы. Так, в [18] авторы вырастили HVPE-пленку, нанесли сверху контакт из PtO_x, а потом протравили мезу глубиной 0.3/0.6/0.9/1.2 μm. Меза уменьшила латеральное распределение поля, за счет чего пробивное напряжение выросло, но уменьшился прямой ток, увеличилось сопротивление в открытом состоянии. Без мезы пробивное напряжение составило 1120 V при последовательном сопротивлении 5.15 $m\Omega \cdot cm^2$ (65 Ω в такой конфигурации), с мезой, протравленной до глубины 0.3/0.6/0.9/1.2 μm, пробивное напряжение составило 1644/2128/2350/2738 V, но сопротивление выросло до 6.07/6.27/7.27/7.33 $\Omega \cdot cm^2$ (77, 80, 92, 93 Ω). В такой структуре можно пассивировать стенки мезы, чтобы уменьшить обратный ток, пробивное напряжение при этом не страдает.

Конечно, при комбинации разных технологий (полевой платы, ионной имплантации охранных колец, меза-структуры) результаты получаются еще лучше, чем при использовании каждой из технологий по отдельности. Например, в [71] была показана технология, позволяющая создать в меза-структуре нависающую полевую плату. Для этого в процессе изготовления на поверхности пленки β-Ga_2O_3 методом PECVD были нанесены кольца SiN_x (150 nm) и по внешнему их краю проводилось ICP-травление. Режим травления был подобран так, чтобы травление диэлектрика для полевой платы и оксида галлия происходило примерно с одной скоростью, но при этом для Ga_2O_3 имело место изотропное травление, т. е. материал немного подтравливался и под слоем диэлектрика. Нависающий краешек полевой платы позволил немного сгладить поле (с 11 до 7 MV/cm) и увеличил пробивное напряжение с 1.18 до 3.45 kV, последовательное сопротивление получилось относительно высоким: 3.9 $m\Omega \cdot cm^2$ (15 Ω в такой конфигурации).

1.5. Выпрямительные диоды с расширением области перехода

Технология расширения области перехода (junction termination extention, JTE) в классических полупроводниковых устройствах предполагает плавное изменение концентрации легирования на краю (краевой области) $p-n$-перехода для управления электрическим полем в этой критической области и предотвращения пробоя. В структурах с JTE область пространственного заряда искусственно расширяется в боковом направлении для снижения напряженности поля. В широкозонных материалах этот прием часто используется для увеличения величины пробивного напряжения и как правило позволяет получить пробивные напряжения выше, чем у устройств с полевой платой [72].

Так как при помощи легирования получить дополнительный $p-n$-переход в Ga_2O_3 диодах невозможно, метод несколько модифицируется таким образом, что расширение области пространственного заряда происходит на границе гетероперехода. При создании структуры контакт Шоттки продляется с помощью полупроводника p-типа. Таким образом, за пределами области контакта область обеднения на границе гетероинтерфейса сглаживает эффект концентрации электрического поля вблизи края контакта. Пример строения диода Шоттки с JTE приведен на рис. 7.

Наиболее удобным среди материалов, создающих гетероинтерфейс для структуры JTE в таких диодах, является оксид никеля (p-NiO) [67,73–75]. Это широкозонный полупроводник ($E_g = 3.8$ eV), в котором естественный p-тип проводимости может быть создан собственными точечными дефектами, он может быть нанесен при помощи магнетронного или ионно-лучевого напыления.

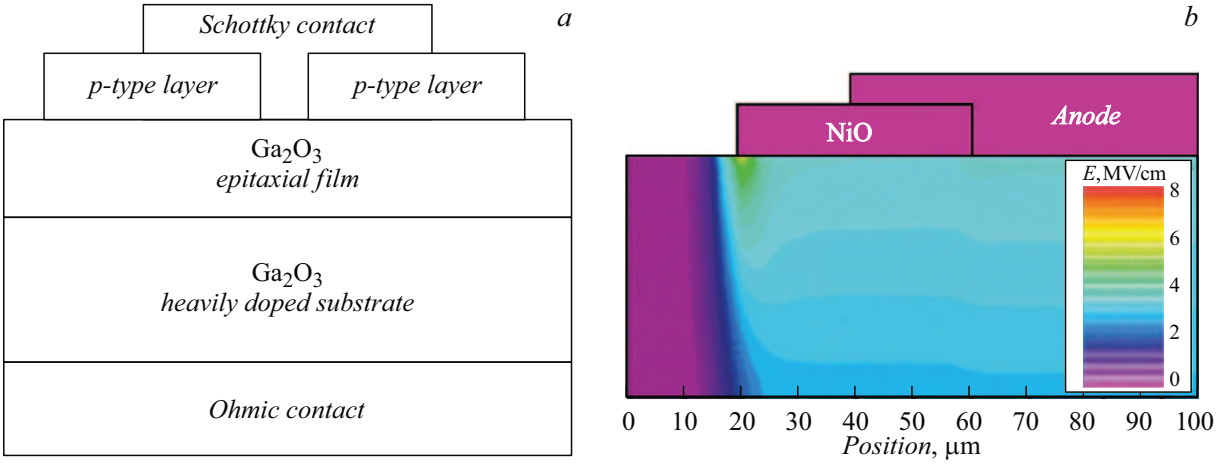

Рис. 7. Диод Шоттки с JTE: *a* — структура диода, *b* — распределение электрического поля в диоде с JTE.

Даже в простой конфигурации, когда однородный слой *p*-NiO толщиной 300 nm добавлен вблизи края контакта (как на рис. 7) и отходит на несколько микрометров от контакта, пробивное напряжение уже увеличивается с 300 до 2100 V [74]. Создание ступенчатых переходов позволяет увеличить расстояние от края контакта до границ гетероперехода и уменьшить величину электрического поля в пленке Ga_2O_3. В таких структурах можно получить напряжение более 2500 V [75].

В [76] было предложено использовать *p*-GaN как материал для JTE, и результаты оказались неплохими: для диода с диаметром 140 μm пробивное напряжение составило 3000 V (против 815 без JTE), последовательное сопротивление во включенном состоянии $5.5\,\mathrm{m\Omega\cdot cm^2}$ (40 Ω в такой конфигурации), ток утечки при -1000 V не превышал 10^{-4} A/cm^2.

Недостатком таких структур является сложность в получении однородных по проводимости слоев *p*-NiO. Недостаточный контроль может привести к появлению локальных неоднородностей электрического поля и снижению эффективности JTE. Кроме того, формирование гетероперехода требует дополнительной постобработки для того, чтобы уменьшить плотность поверхностных состояний на границе гетероинтерфейса.

1.6. Недостатки диодов Шоттки на основе эпитаксиального β-Ga_2O_3

На данный момент использование оксида галлия в силовой электронике сильно ограничено низкой теплопроводностью и сложностью с получением *p*-типа проводимости.

Теплопроводность оксида галлия составляет 10–27 W/(m·K) с большой анизотропией [20,21]. Это на порядок меньше, чем у GaN, Si и SiC (250, 150 и 370 W/(m·K) соответственно). Такие малые значения существенно ограничивают использование оксида галлия в силовых устройствах высокой мощности, работающих при больших прямых токах. Если в мощных диодах можно уменьшить выделяемую мощность за счет уменьшения последовательного сопротивления, то в силовых транзисторах необходимость рассеивать выделяемую мощность возникает независимо от используемых материалов. Таким образом, чем больше тепла можно рассеять с устройства, тем большими токами можно с его помощью манипулировать. Большой разогрев ведет к деградации характеристик, в том числе необратимой, особенно это важно, если разные участки образца разогреваются неоднородно. Большой градиент температуры приводит к возникновению паразитных эффектов (термо-ЭДС, локальное уменьшение подвижности, локальные напряжения кристаллической решетки). В [77] анализируется влияние анизотропии теплопроводности и делается вывод о том, что пластические деформации кристаллической решетки из-за неоднородного теплового расширения могут создавать дефекты на границе между подложкой и эпитаксиальной пленкой.

Хотя за счет большой ширины запрещенной зоны концентрация носителей меняется незначительно, подвижность при увеличении температуры с 23 °C до 112 °C падает с 130 до 75 cm^2/(V·s) [78], т.е. при таких температурах деградирует прямая ветка ВАХ, увеличивается последовательное сопротивление, что приводит к еще большему разогреву. Обратный ток с нагревом меняется очень слабо: в [34] показано, что увеличение температуры с 23 °C до 123 °C обратный ток при напряжении -40 V вырастает с 60 до 120 nA/cm^2, т.е. всего вдвое, а при напряжениях ниже -30 V различие еще меньше.

Локальный нагрев может еще больше усугубить ситуацию. Для силовых диодов при обратном включении характерно возникновение локального нагрева в областях вблизи края контакта, там, где возникает наибольшая концентрация электрического поля и имеют место наибольшие токи утечки. Несмотря на крайне малую

величину таких токов (доли nA), малая площадь канала для утечки и высокая разность потенциалов приводит к очень большому локальному перегреву, который не может быстро рассеяться по остальной пластине. Если разогрев окажется слишком большим, возникнет локальный термический пробой. Но даже и в предпробойных условиях материал начинает деградировать.

Достаточно много статей посвящено деградации выпрямительных диодов со структурой Шоттки на основе β-Ga_2O_3 под высокой электрической нагрузкой. Исследования диодов, через которые пропускали большой прямой ток [77,79], показывают, что в первую очередь существенно вырастает ток утечки, и чем больше времени диод находится под напряжением, тем больше величина утечки. Температурная зависимость тока показывает, что основной механизм этого тока — утечка через глубокие ловушки и понижение высоты потенциального барьера. Основные дефекты, которые к этому приводят — E2* (собственные точечные дефекты) или E2 (атомы железа) [80]. Этот эффект, как правило, необратим, но может быть уменьшен после отжига. В этом плане интересные результаты представлены в статье [79]. Авторы поместили диод Шоттки в просвечивающий электронный микроскоп (transmission electron microscope, TEM) и меняли приложенное напряжение, одновременно с этим подогревая диод снизу. При относительно низких напряжениях (до 2 V) и температурах (85 °C) деградация структуры не происходила. При увеличении прямого смещения до 3 V температуры до 185 °C с помощью TEM стали видны следы образования вакансий. При смещении 4 V и температуре 300 °C стали образовываться большие кластеры дефектов, и с увеличением температуры до 455 °C образец разрушился. В структуре образца после разрушения были обнаружены области аморфизации и диффузия металла анода в структуру полупроводника. Так как в ходе исследования плотность тока в образце не превышала 500 A/cm^2, нельзя говорить, что именно высокий ток являлся главным драйвером процесса дефектообразования. Без внешнего нагрева эффект был бы гораздо менее выраженным.

Исследования диодов, к которым были приложены большие обратные смещения [81–83] также показывают увеличение тока утечки, а также рост последовательного сопротивления. В диодах с полевой платой при длительном приложении предпробойного смещения последовательное сопротивление увеличивается еще больше, чем без нее, авторы ассоциируют такое увеличение с накоплением заряда в глубине диэлектрика из-за большого электрического поля, что приводит к изменению распределения потенциала и уменьшению эффективной площади устройства.

Многими авторами [84–86] отмечается, что в некоторых случаях на границе интерфейса Ni/β-Ga_2O_3 или гетероперехода β-$Al_xGa_{2-x}O_3$/β-Ga_2O_3 формируется нарушенный слой, который идентифицируется как γ-фаза Ga_2O_3. Такая фаза образуется еще до электрического стресса и даются предположения о том, что ее формирование связано с большим количеством точечных дефектов на границе интерфейсов (например, дивакансий или комплексов вакансия и межузельный атом галлия). При приложении обратного смещения большой величины возможна перестройка фазы под влиянием миграции и увеличения концентрации собственных точечных дефектов. В такую дефектную фазу значительно проще входят атомы никеля, что наблюдается даже при отсутствии электрического поля, и электрический стресс большой величины значительно ускоряет этот процесс. В [84] показано, что после электрического пробоя слой γ-фазы значительно утолщался (с начальных 5 до 15 nm), в материале полупроводника были обнаружены кластеры Ni, NiO и $NiGa_2O_4$. Что интересно, эти дефекты наблюдались не вблизи края контакта, а под основной поверхностью. Такая деградация прибора необратима, и существенно ограничивает электрическую стойкость композиций на основе оксида галлия.

Отсутствие возможности рассеивать высокую мощность приводит к перегреву (часто значительному) и необратимой деградации диодов Шоттки. Хотя исследования показывают, что диоды Шоттки на основе β-Ga_2O_3 могут работать и при относительно высоких температурах (до 200 °C), тем не менее неоднократно сообщалось о том, что структуры медленно, но необратимо деградируют при чрезмерном повышении температуры. Источник этой деградации — внедрение атомов металла контакта в полупроводник. Так, в [87] было показано, как на границе контакта Шоттки Pt/β-Ga_2O_3 после 10 h работы под небольшим обратным смещением (−5 V) при температуре 350 °C образовался слой PtO_x. Этот привело к образованию гетероперехода, что вдвое увеличило последовательное сопротивление. Аналогичные процессы могут происходить и на границе Ni/β-Ga_2O_3 с образованием $NiGa_2O_4$ [84]. В [88] авторы использовали ITO в качестве контакта Шоттки. При нагреве диода до 500 K и остывании свойства диода изменились незначительно. Но уже при нагреве до 600 K произошло необратимое разрушение структуры.

Температурный стресс влияет не только на контакт Шоттки. Титан, который является наиболее часто используемым материалом для омического контакта, при высокой температуре (450 °C–500 °C) начинает мигрировать внутрь оксида галлия и формировать слой TiO_x, попутно уменьшая долю кислорода в Ga_2O_3. Кислород также переносится к слою золота, который часто используется совместно с титаном. Такое окисление ухудшает качество омического контакта [89–91].

Таким образом, в случае высоких температур качество диодов зависит главным образом не от свойств самого оксида галлия, который достаточно устойчив к такого рода воздействию, а от материала контакта. Наиболее заметный эффект деградации в диодах такого рода после температурного стресса — повышение последовательного сопротивления из-за формирования областей и

кластеров из атомов и соединений материалов контакта, мигрировавшего при высокой температуре или под влиянием высокого электрического поля.

Большинство перечисленных проблем так или иначе связано либо со сложностями в создании p-типа проводимости в оксиде галлия, либо с его невысокой теплопроводностью. К сожалению, β-Ga_2O_3 сложно вырастить на типичных подложках силовой электроники (GaN, SiC, алмаз, сапфир) из-за большого рассогласования решеток и различия в температурном коэффициенте расширения. Проблемы роста эпитаксиальных слоев β-Ga_2O_3 на несобственных подложках будет обсуждаться далее.

2. Выпрямительные диоды на α- и κ-полиморфах

Выращивание эпитаксиального -Ga_2O_3 на собственной подложке имеет множество недостатков. Главный, конечно, низкая теплопроводность подложки. Кроме того, пока еще пластины объемного Ga_2O_3 высокого качества стоят очень дорого, хотя и существуют оценки, согласно которым при массовом производстве пластины β-Ga_2O_3 могут быть вдвое дешевле, чем SiC. Наконец, уровень легирования в объемном оксиде галлия, выращенном из расплава, может быть неоднороден. Это связано со сложностью технологии: легирование n-типом часто производится путем добавления SiO_2 или SnO_2 непосредственно в расплав, но из-за того, что коэффициент сегрегации такой примеси сильно отличается от единицы, концентрация примеси может сильно меняться вдоль длины выращенного слитка.

Несмотря на все эти недостатки, выращивание эпитаксиальных пленок β-Ga_2O_3 на собственной подложке остается основным способом получить высококачественные слои с относительно низкой плотностью дислокаций. Большинство подложек, используемых в силовой электронике, имеют очень большое рассогласование с оксидом галлия, к тому же моноклинная структура β-Ga_2O_3 плохо сочетается с другими кристаллическими решетками. Из-за этого выращиваемые на несобственных подложках пленки имеют невысокое качество.

Отчасти из-за этих причин исследователи начали работать с другими, метастабильными полиморфами оксида галлия, в первую очередь α-полиморфом.

2.1. Использование α-Ga_2O_3 в силовой электронике

Метастабильный α-Ga_2O_3 переходит в β-Ga_2O_3 при температуре выше 700 °C [7]. Его ширина запрещенной зоны больше, чем для β-Ga_2O_3 и составляет 5.3–5.6 eV, что позволяет ожидать от него большей величины пробивного напряжения. Подвижность электронов в этом материале несколько ниже, чем в β-полиморфе и достигает $70\,cm^2/(V{\cdot}s)$, что достаточно чтобы получать небольшое последовательное сопротивление и высокую рабочую частоту устройств. Ромбоэдрический (иначе со структурой корунда) α-Ga_2O_3 имеет ту же структуру, что и сапфир, хотя и с большей постоянной решетки (рассогласование 3.3 % в направлении m [10–10], 4.6 % в направлении c [0001]). Благодаря этому, с использованием буферных слоев можно получить пленки относительно высокого качества. Это удобно, так как сапфир является очень дешевым, качественным и доступным для больших диаметров материалом подложки. Наиболее качественные пленки Ga_2O_3 получаются с помощью HVPE и Mist-CVD [92]. Рост MOCVD- пленок на сапфире в направлении [0001] затруднен и может приводить к появлению включений другой фазы [93,94]. Для уменьшения рассогласования решеток и уменьшения влияния различий в тепловом коэффициенте расширения между α-Ga_2O_3 и Al_2O_3 используются буферные слои. Наиболее удобным в этом плане является тройное соединение $Al_xGa_{(2-x)}O_3$, оно позволяет существенно сгладить упругие напряжения в решетке [92]. Также в качестве буферных слоев используется α-Cr_2O_3 [95]. Рост без буферных слоев также возможен, однако в таком случае плотность дислокаций может увеличиваться до $10^{10}\,cm^{-2}$ [96]. Теплопроводность сапфира невысока, однако она немного выше, чем у Ga_2O_3 и более изотропна (23–25.8 против 10–25 W/(m·K)). За счет этого планарные структуры α-Ga_2O_3, выращенные на сапфире, могут лучше рассеивать тепло.

Технологии роста α-Ga_2O_3 не так хорошо отработаны, как для β-полиморфа, из-за чего плотность дефектов и дислокаций в таких структурах оказывается достаточно высокой, а пробивные напряжения и токи утечки меньше, чем ожидается. Так, в квазивертикальных диодах Шоттки [97] на α-Ga_2O_3, легированном Ge, толщиной 600 nm и диаметром 88 μm пробивное напряжение составило 60 V при максимальном прямом токе $30\,A/cm^2$ с последовательным сопротивлением $7.6\,m\Omega \cdot cm^2$ (2 mA и 125 Ω в такой конфигурации). В таких структурах ток утечки и пробивное напряжение напрямую зависят от кристаллического качества эпитаксиальной пленки. Улучшение качества структуры приводит к резкому улучшению электрических характеристик приборов. Так, в [98] показали, что диоды, выращенные на пленках с пониженной плотностью поверхностных дислокаций, позволяют получить пробивные напряжения до 660 V. С использованием технологий ограничения поля можно достичь и более высоких значений пробивного напряжения. В [99] показаны полевые транзисторы с HfO_2 в качестве подзатворного диэлектрика с пробивным напряжением, достигающим 2.8 kV.

Использование α-полиморфа в силовой электронике пока что не продвинулось дальше единичных экспериментов. Дело в том, что из-за недостаточного уровня отработки технологии кристаллическое совершенство эпитаксиальных пленок остается невысоким, что приводит к высокому последовательному сопротивлению

таких структур и большой концентрации глубоких центров [100,101]. Вкупе с традиционно повышенным сопротивлением латеральных структур, такие устройства пока не могут достичь теоретически предсказанных высоких значений. Тем не менее исследования, направленные на повышение качества эпитаксиальных пленок, продолжаются. Показано, что методы латерального заращивания позволяют достичь плотностей дислокации $< 5 \cdot 10^6\,\mathrm{cm}^{-2}$ [102], к тому же плотность дислокаций уменьшается с ростом толщины пленки.

Перспективным направлением исследований является создание тройных соединений α-$In_xGa_{2-x}O_3$ [103], α-$(Al_xGa_{1-x})_2O_3$ [104], α-$(Cr_xGa_{1-x})_2O_3$ [105,106]. Во-первых, таким образом можно модулировать ширину запрещенной зоны от 3.5 до 6 eV, хотя границы области гомогенности таких тройных соединений еще не до конца изучены. Во-вторых, α-Cr_2O_3 является полупроводником с естественным p-типом проводимости, соединения $GaCrO_3$, легированные Ni, также являются материалами p-типа. Такие соединения могут быть получены методами магнетронного распыления, молекулярно-лучевой эпитаксии или Mist-CVD. Хотя исследования показали возможность создания таких тройных соединений, однако каких-то статистически значимых данных о силовых приборах на их основе пока нет.

Вообще, α-полиморф оксида галлия до сих пор изучен в недостаточной степени. В отличие от β-полиморфа, производство толстых (сотни μm) подложек α-полиморфа очень сложно. Тонкие эпитаксиальные пленки α-Ga_2O_3, растущие на несобственных подложках, обладают несравнимо большей концентрацией дефектов, нежели эпитаксиальный β-Ga_2O_3, выращенный на β-Ga_2O_3-подложке. Тем не менее для некоторых применений (например, в солнечно-слепых фотодетекторах) это не является недостатком.

2.2. Использование κ-Ga_2O_3 в силовой электронике

Орторомбическая κ-фаза в научной литературе освещена на порядок меньше, чем α- и β-фазы. Из почти пяти тысяч статей, так или иначе связанных с оксидом галлия, на тему κ-Ga_2O_3 не наберется и сотни, из них большинство вышло в 2024–2025 гг. Во многом это связано со сложностями в получении этого полиморфа. Рост его возможен только в узком температурном окне (650 °C–750 °C) при низком давлении (< 50 mbar). Рост возможен методами MOCVD, Mist-CVD, PLD, MBE, есть сообщения о том, что методами HVPE также можно растить пленки высокого качества [107,108].

При росте на подложках с не слишком большим рассогласованием по параметру решетки (Al_2O_3 [0001], SiC [0001], GaN [0001], AlN [0001]) можно достичь достаточно высокого уровня кристаллического совершенства (полуширина пиков в рентгеновской дифрактометрии менее 0.5°), в особенности при выращивании толстых эпитаксиальных слоев. Также доступен рост с использованием метода латерального заращивания [109]. Подробный обзор структурных характеристик, методик и особенностей роста κ-Ga_2O_3 приведен в [110].

Наиболее интересной особенностью κ-полиморфа является высокий уровень спонтанной поляризации ($\sim 24\,\mu\mathrm{C/cm}^2$), что дает возможность создавать гетероструктуры с огромной плотностью заряда в двумерном электронном газе на гетерогранице, превышающей $10^{14}\,\mathrm{cm}^{-2}$ [111–113]. Так как пробивное напряжение для транзисторов с высокой подвижностью электронов (high electron mobility transistor, HEMT) во многом определяется электрической прочностью полупроводника под затвором, то можно ожидать, что снимаемая мощность в таких HEMT может превышать таковую для GaN.

В [114] приводится описание планарных диодов с гетеропереходом κ-Ga_2O_3/GaN. За счет гетероперехода высота потенциального барьера увеличивается и ток утечки оказывается небольшим ($10^{-3}\,\mathrm{A/cm}^2$). Как у всех латеральных диодов проводимость в открытом состоянии невелика, ток в открытом состоянии не превышает $0.5\,\mathrm{A/cm}^2$ при 10 V ($10\,\mu$A в такой конфигурации), однако пробивное напряжение составило 954 V, что невероятно много для пленок такого невысокого качества. Можно ожидать, что с совершенствованием технологии пробивные напряжения на таких диодах и HEMT вырастут в разы.

3. Диоды на базе Ga_2O_3 с гетеропереходом

Так как в настоящее время имеются сложности с созданием p-типа проводимости в оксиде галлия, то сфера использования этого материала в силовой электронике ограничена только униполярными приборами. Формирование гетеропереходов с оксидом галлия позволяет избавиться от этого недостатка. Множество исследований показали, что в таких соединениях можно достичь выдающихся электрических характеристик: низкого последовательного сопротивления, малых токов утечки, высоких пробивных напряжений. Речь идет в первую очередь про рост эпитаксиального материала p-типа поверх эпитаксиальной пленки или объемной подложки Ga_2O_3, так как оксид галлия сложно вырастить на несобственной подложке.

Наиболее интересными с точки зрения электрических свойств являются следующие типы гетеропереходов:

1. p-NiO_x/β-Ga_2O_3. Оксид никеля имеет естественный p-тип проводимости и достаточно широкую запрещенную зону (3.7–3.9 eV). Одно из важных преимуществ NiO_x по сравнению с другими материалами — это большая история применения и отработанная технология. Традиционно NiO_x использовали для создания дырочного контакта в солнечных батареях. Ширина запрещенной зоны NiO_x (3.7–3.9 eV) делает его прозрачным для видимого излучения, а концентрация дырок может быть настроена в широких пределах (мелкими акцепторами

являются, среди прочего, собственные точечные дефекты, вакансии Ni и межузельный O) [115]. Этот материал очень часто используется в технологии перовскитных солнечных батарей, технологии его нанесения хорошо отработаны. Качественные слои получаются методом магнетронного распыления, так получаются наиболее однородные слои с предсказуемой толщиной и контролируемым уровнем вакансий кислорода. Также могут использоваться методы испарения жидкой фазы (spin coating), которые не травмирует поверхность Ga_2O_3 при нанесении, методы EBE и PLD. Высота потенциального барьера NiO_x/β-Ga_2O_3 составляет примерно 1.1–1.4 eV.

2. $(Cr_xGa_{1-x})_2O_3/Ga_2O_3$. По сравнению с оксидом никеля Cr_2O_3 имеет очень высокую термическую стабильность, высокую радиационную, коррозионную стойкость. Оксид хрома также широкозонный полупроводник (3.3 eV) с p-типом проводимости. Его α-полиморф имеет схожую с α-Ga_2O_3 кристаллическую структуру и очень близкое значение постоянной решетки (различие порядка 1 %). Может быть выращен на подложках β-Ga_2O_3 при помощи магнетронного напыления, Mist-CVD или PLD. Интересно использование тройных соединений оксида хрома-галлия $(Cr_{1-x}Ga_x)_2O_3$, которые могут иметь проводимость p-типа. В [106] описано получение соединений $(Cr_{1-x}Ga_x)_2O_3$ с долей галлия x в пределах от 0.03 до 0.5. Для гетероперехода Cr_2O_3/β-Ga_2O_3 величина dEc составляет 1.7 eV, $dE_v = 3.4$ eV. Благодаря этому даже тонкие слои Cr_2O_3 существенно подавляют ток утечки и повышают пробивное напряжение структуры.

3. $(Al_xGa_{1-x})_2O_3/Ga_2O_3$. Оксид алюминия — один из немногих полупроводников, которые, во-первых, достаточно технологичны, отработаны и изучены, а, во-вторых, имеют ширину запрещенной зоны выше, чем Ga_2O_3. За счет изменения атомной доли Ga в составе ширину запрещенной зоны этого тройного соединения можно менять от 4.8 до 6.2 eV [116]. Кроме того, различные полиморфы оксида алюминия имеет схожую кристаллическую структуру с различными полиморфами Ga_2O_3, что позволяет растить эпитаксиальные структуры высокого качества. Однако стоит отметить, что Al_2O_3 имеет тенденцию к росту в ромбоэдрической фазе (со структурой корунда), поэтому его рост на β-Ga_2O_3 вызывает некоторые сложности. Есть публикации, подтверждающие возможность роста методами PLD [117] или магнетронного распыления [118], однако в большинстве случаев для роста тройного соединения $(Al_xGa_{1-x})_2O_3$ используются MBE или MOCVD, так как с помощью этих методов можно выращивать слои с долей алюминия, регулируемой в самых широких пределах (от 2 до 99 %). Стоит отметить, впрочем, что как правило производится рост пленок α-$(Al_xGa_{1-x})_2O_3$ на подложках оксида галлия, так что практически мольная доля алюминия в таких гетеропереходах не превышает x 0.4. Подробный обзор технологии, особенностей роста и применений композиции алюминий-галлий-кислород приведен в обзоре [119].

4. Алмаз/β-Ga_2O_3. Алмаз в настоящее время — самый многообещающий полупроводник. Широкозонный (5.5 eV), с высокой теплопроводностью, высокой подвижностью электронов и дырок и высокой стойкостью к радиационному, электрическому и физическому стрессу. Сравнительно легко легируется p-типом в широких диапазонах. Но большое различие между решетками препятствует нормальному росту оксида галлия на алмазе. При добавлении буферных слоев, например, $(Al_xGa_{1-x})_2O_3$, проблема снимается лишь частично: плотность дислокаций в таких структурах может достигать $5 \cdot 10^{10}-10^{12}\,cm^{-2}$ [17,120]. Это приводит к невысоким значениям пробивных напряжений (до 200 V), относительно большому последовательному сопротивлению, а также ускоренной деградации при нагреве структуры.

В общем случае гетеропереходы не только позволяют создать $p-n$-переход. Увеличение потенциального барьера из-за изгиба зон на гетерогранице приводит к тому, что обратный ток уменьшается, сглаживаются пики в концентрирующемся электрическом поле вблизи границы контакта, улучшаются электрические свойства. Одновременно с этим увеличивается напряжение включения и растет сопротивление во включенном состоянии. На границе гетероинтерфейса могут образовываться дополнительные глубокие центры, которые ухудшают статические и динамические характеристики устройств. В гетеропереходах, кроме того, удается увеличивать скорость переключения и устойчивость к перегрузкам в момент переключения [17].

3.1. Электрические характеристики диодов с гетеропереходом

Схема простого вертикального диода с гетеропереходом на основе NiO_x приведена на рис. 8.

При использовании гетероперехода пиковое электрическое поле вблизи края контакта слегка снижается. Возникающий изгиб зон, во-первых, увеличивает напряжение включения диода, во-вторых, уменьшает величину тока утечки. Кроме того, возникающее встроенное поле позволяет уделять меньше внимания качеству наносимого слоя. Даже 200 nm слой поликристаллического p-NiO_x, нанесенный путем магнетронного распыления, позволяет получить диод с пробивным напряжением, превышающим 1000 V при невысоком сопротивлении во включенном состоянии ($3.5\,m\Omega\cdot cm^2$) [121]. В структурах такого типа очень важна оптимизация геометрической формы и размеров контакта. Так, в [18,122] авторы провели следующий эксперимент. Была приготовлена гетероструктура $Ni/NiO_x/\beta$-Ga_2O_3 (толщина NiO_x 60 nm), где диоды имели немного разную форму. В первом NiO_x по площади совпадал с контактом Ni, во втором был немного больше, в третьем слой NiO_x покрывал всю поверхность пластины. В результате с ростом диаметра ограничителя NiO_x пробивное напряжение значительно выросло (870/1043/2065 V), но вместе с тем вырос и

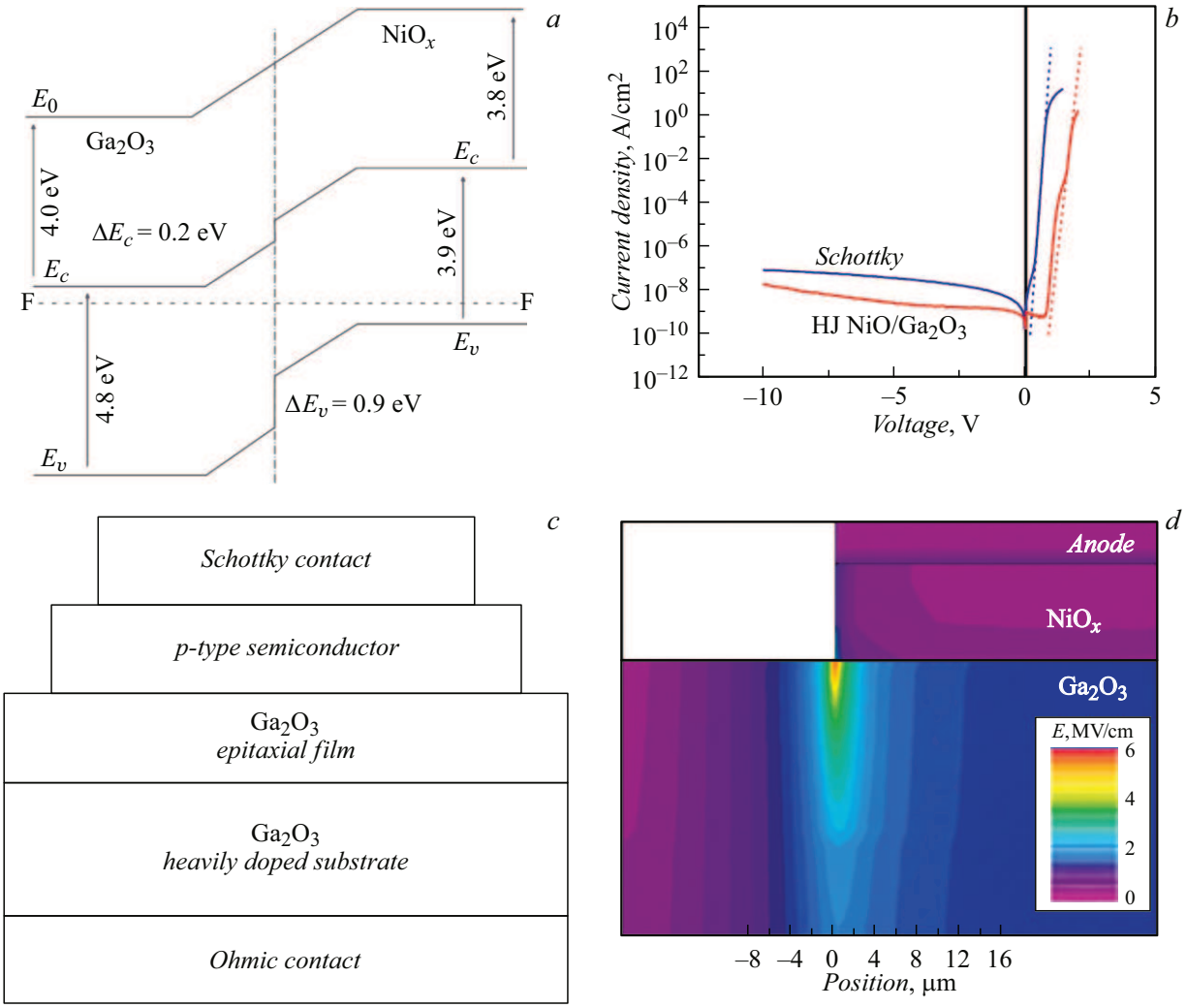

Рис. 8. Вертикальный диод с гетеропереходом: *a* — зонная диаграмма диода с гетеропереходом NiO_x/β-Ga_2O_3, *b* — вольт-амперные характеристики диода Шоттки Ni/β-Ga_2O_3 и диода с гетеропереходом Ni/NiO_x/β-Ga_2O_3, *c* — структура диода с гетеропереходом, *d* — распределение электрического поля в диоде с гетеропереходом.

ток утечки. Авторы объяснили это тем, что слой NiO_x ограничен только размерами пластины и имеет много каналов для утечки по боковым стенкам.

Если комбинировать слои гетероструктуры с различными методами ограничения электрического поля, можно добиться еще большего улучшения электрических параметров. Так, в [18] авторы вырастили HVPE-пленку, нанесли сверху контакт из PtO_x, а потом протравили мезу глубиной до 1.2 μm, получив круглые диоды диаметром 200/100/50 μm. Меза уменьшила латеральное распределение поля, за счет чего пробивное напряжение выросло (1120/2738/2876 V), но уменьшился прямой ток и увеличилось сопротивление в открытом состоянии (5.2/7.3/7.3 m$\Omega\cdot$cm^2).

Интересный результат получился в [12], где авторы решили проверить влияние качества эпитаксиальной пленки на готовые диоды. Несколько диодов с гетеропереходом NiO_x/β-Ga_2O_3 были нанесены на толстую пленку HVPE (18 μm), часть из них была с полевой платой (SiO_2/SiN_x). Разброс параметров оказался очень большой: пробивное напряжение менялось от 7 до 13.5 kV. И то и другое намного больше, чем у аналогичных диодов без гетероперехода (2700 V без полевой платы, 3900 V с полевой платой). Авторы предполагают, что дело в невысокой плотности дефектов: когда 100 μm диод нанесен поверх области с высокой плотностью дефектов, утечка растет и пробой наступает раньше. Из-за толстого транспортного слоя последовательное сопротивление диода получается 100 Ω. Тем не менее такая структура позволяет достичь отметки в 13.5 kV.

3.2. Недостатки диодов с гетеропереходом

Гетероструктуры позволяют создать настоящий $p-n$-переход в структуре, что делает возможным создание сложных биполярных устройств, и устройства, реа-

лизующие эти возможности, уже продемонстрированы учеными по всему миру. Однако, несмотря на явные плюсы такой конфигурации (управляемая ширина запрещенной зоны, возможность создания слоя двумерного электронного газа на гетерогранице, увеличенная электрическая прочность и меньшие токи утечки), тем не менее требуется еще большая работа для устранения серьезных недостатков таких композиций. В настоящее время видится три важных недостатка, которые могут оказаться критическими в некоторых областях, и без решения которых развитие гетеропереходных устройств на оксиде галлия будет затруднительно. Это большое количество дефектов на границе гетероинтерфейса и, как следствие, относительно большие значения последовательного сопротивления таких структур в открытом состоянии. Это сложности с приготовлением тройных соединений. И это уменьшенная радиационная стойкость гетероструктур по сравнению с оксидом галлия. Далее каждый из пунктов будет рассмотрен подробнее.

3.2.1. Дефекты на гетероинтерфейсе

Анализ процессов дефектообразования на гетероинтерфейсе рассматривается уже много лет. У большинства материалов, которые могли бы составить интересные композиции с бета оксидом галлия (NiO_x, PtO_x, Al_2O_3), большое несовпадение в размерах и форме кристаллической решетки. Из-за этого рост монокристаллической фазы на поверхности оксида галлия практически невозможен, если только не использовать буферные слои.

Как правило это ограничение обходится тем, что верхний слой имеет мультикристаллическую структуру. Например, оксид никеля или оксид платины традиционно наносится методами магнетронного распыления, после чего пленка оксида имеет микрокристаллическую структуру с характерным размером кристаллитов порядка десятков нанометров [123]. Концентрация носителей в таких дефектных пленках очень высока (более $10^{19}\,\mathrm{cm}^{-3}$) за счет того, что в оксиде никеля и оксиде платины акцепторными примесями являются собственные точечные дефекты (вакансии металла и межузельный кислород). Но подвижность носителей составляет в лучшем случае единицы $\mathrm{cm}^2/(\mathrm{V{\cdot}s})$, а чаще бывает и меньше единицы, что нормально для сильно разупорядоченных материалов. В результате последовательное сопротивление такой пленки будет относительно высоким. При толщине пленки порядка $10\,\mu\mathrm{m}$ последовательное сопротивление составит примерно $1\,\mathrm{m}\Omega\cdot\mathrm{cm}^2$. Уменьшение толщины пленки увеличит проводимость, однако ухудшит электрическую прочность материала и повысит неоднородность структуры.

Кроме того, и это очень важно для силовых устройств, на границе интерфейса возникает большое количество дефектов, плотность состояний может быть на уровне $10^{12}\,\mathrm{cm}^{-2}{\cdot}\mathrm{eV}^{-1}$. При работе в стационарном режиме эти центры могут быть незаметны, хотя известно, что увеличение разрешенных уровней вблизи перехода увеличивает ток утечки по механизму Пула–Френкеля. При работе в динамическом режиме эти дефекты являются центрами захвата, и характерные времена выброса с таких центров могут составлять десятки секунд, а в некоторых случаях и часы. При большом количестве таких дефектов ток утечки в диодах с гетеропереходом будет возрастать, а граничная частота работы устройства снижаться.

Для уменьшения плотности поверхностных состояний в гетеропереходах можно растить слои с более высоким качеством кристаллов. Так, эпитаксиальные пленки Cr_2O_3 и тройные соединения $Cr_xGa_{2-x}O_3$ можно растить на оксиде галлия методами Mist-CVD [106] или PLD [124]. Были продемонстрированы полевые транзисторы на основе гетероэпитаксиальных структур $Al_xGa_{2-x}O_3/Ga_2O_3$ [125,126], выращенных с использованием MBE. В таких структурах плотность интерфейсных состояний значительно ниже, что позволяет получать высокую плотность носителей на границе гетероинтерфейса (до $10^{13}\,\mathrm{cm}^{-2}$). Рост таких структур сопряжен с определенными техническими сложностями и современные транзисторы пока не позволяют пропускать токи, превышающие единицы mA, из-за высокого последовательного сопротивления, превышающего сотни Ω.

Уменьшение плотности дислокаций на границе гетероинтерфейса является необходимым условием для создания гетеропереходных устройств с высоким пробивным напряжением, низким током утечки и высокой скоростью переключения.

3.2.2. Сложности с приготовлением тройных соединений

Большая проблема в приготовлении гетеропереходов высокого качества связана с серьезным ограничением на используемые методы. Классические методы роста высококачественных эпитаксиальных слоев могут оказаться неприменимы. Так, например, тройные соединения с оксидом галлия $(Cr_xGa_{1-x})_2O_3$ или $(Al_xGa_{1-x})_2O_3$ сложно растить методами HVPE, в то время как наиболее качественные эпитаксиальные слои β-Ga_2O_3 получаются при использовании именно этого метода. Причина в том, что рост оксида галлия должен происходить в избытке кислорода для того, чтобы избежать увеличения концентрации вакансий кислорода. В то же время материалы, типично используемые для HVPE, плохо сочетаются с повышенным содержанием кислорода. В случае алюминия важно, что у него огромное сродство к кислороду, так что уже в газовой фазе происходит образование аддуктов $(Al_xGa_{1-x})_2O_3$.

Для роста таких слоев можно использовать MOCVD, однако отмечается, что такой рост происходит только в узком окне температур ($650\,^\circ\mathrm{C}-750\,^\circ\mathrm{C}$), при пониженном давлении (менее 0.03 atm) и в достаточно узких диапазонах соотношений между прекурсорами того и другого компонента [127].

Более эффективным видится рост тройных соединений методами Mist-CVD. Однако эта технология тоже далека от идеала. Несмотря на то, что Mist-CVD позволяет получать пленки с высоким уровнем кристаллического совершенства, однородность легирования и, главное, однородность атомарной доли компонентов требует высокого качества контроля за процессом. Аналогичная проблема относится и к методам MBE.

Тем не менее работа продолжается и новые методы создания тройных соединений и повышения их качества создаются. Можно предполагать, что с развитием технологии тройных соединений композиции на основе оксида галлия станут гораздо более востребованы, так же как это произошло с нитридами третьей группы.

3.2.3. Понижение радиационной стойкости гетеропереходов

Оксид галлия был заявлен как материал, стойкий к химическому, радиационному воздействию, с высокой электрической прочностью и температурной стабильностью. В гетероструктурах с оксидом галлия второй материал является „слабым звеном“, и деградация структуры будет во многом зависеть от качества нанесенных слоев.

Гетеропереходы NiO/β-Ga_2O_3 часто используются для демонстрации силовых диодов с высоким уровнем пробивных напряжений и малыми токами утечки. Такие структуры способны выдерживать умеренную нагрузку в течение длительного времени, однако предкритичные условия приводят к быстрой деградации. Так, в [128] показано, что при длительном воздействии высокой плотности тока ($> 200\,A/cm^2$ в течение 1500 s) в диодах с гетеропереходом NiO_x/β-Ga_2O_3 появляется большое количество дефектов, которые можно отнести главным образом к деградации слоя оксида никеля. Эта проблема особенно важна в тех случаях, когда к диодам прикладывается высокое напряжение, так как в таком случае область максимальной концентрации электрического поля оказывается в тонкой эпитаксиальной пленке материала, менее устойчивого к электрическому стрессу. Для устранения таких эффектов требуется проявлять особенное внимание к дизайну структуры.

Проблема усугубляется в том случае, когда мы рассматриваем радиационную стойкость таких структур. В микрокристаллических пленках оксида никеля при облучении, например, высокоэнергетическими протонами (энергии выше 1 MeV), легче образуются собственные точечные дефекты, которые резко уменьшают концентрацию свободных носителей заряда, увеличивают последовательное сопротивление перехода, меняют напряжение включения. В [129] показано, что наиболее чувствительной областью такой структуры является гетероинтерфейс, где происходит образование комплексов дефектов, работающих как глубокие центры. В [130] авторы проводили облучение гетеропереходов NiO_x/β-Ga_2O_3 тяжелыми ионами и показали, что в пленке NiO_x происходит эффективное накопление заряда, что приводит к повышению тока утечки и резкому снижению пробивного напряжения.

Таким образом, радиационная стойкость диодов с гетеропереходом оказывается намного ниже, чем у обычных диодов Шоттки. Отжиг при температурах выше 300 °C позволяет лишь частично вернуть электрические характеристики к исходному состоянию, и далеко не во всех случаях такой отжиг можно провести.

4. Ионный перенос пленок β-Ga_2O_3

Одно из перспективных направлений исследований в технологии оксида галлия — это отработка технологии ионного переноса (ion-cut или SmartCut). Ионный перенос решает сразу две проблемы.

Во-первых, отделяемая пленка может быть выращена на собственной подложке с управляемым уровнем легирования, с высокой степенью кристаллического совершенства и предсказуемой толщины. После переноса на проводящую подложку можно образовать гетеропереход, что может быть очень интересно в тех случаях, когда прямой рост оксида галлия на подложках такого рода затруднен в связи с большим рассогласованием решеток или в силу иных причин. Электрические характеристики перехода такого рода будут далеки от совершенства из-за высокой плотности дефектов как в отделяемой пленке, так и на границе интерфейсов. Но работы по оптимизации процесса ведутся и, возможно, со временем эта технология станет такой же востребованной, как в кремниевой или SiC-технологии.

Во-вторых, при переносе пленки оксида галлия на теплопроводящую подложку, даже если она не проводящая или защищена слоем диэлектрика, появляется возможность отводить избыточное тепло, генерируемое силовыми устройствами в процессе работы. Как уже обсуждалось ранее, низкая теплопроводность является огромной проблемой, которую необходимо решить для того, чтобы можно было использовать оксид галлия для управления токами большой величины. При переносе оксида галлия на карбид кремния теплоотдача готовой структуры увеличится в разы, а при использовании проводящих гетероструктур на алмазе и вовсе позволит решить большинство проблем современного оксида галлия.

4.1. Ионный перенос пленок оксида галлия: методика и особенности

Технология ионного переноса относительно стара, известна и широко применяется с 90-х годов. Она массового используется в кремниевом производстве (особенно для производства систем кремний-на-изоляторе), где к настоящему моменту хорошо отработана, дает предсказуемые и повторяемые результаты. В настоящее время активно обсуждается использование ионного переноса в оксиде галлия.

Сущность технологии заключается в следующем. Заранее подготовленную подложку кристалла (или эпитаксиальную пленку, выращенную на поверхности кристалла) облучают потоком ионов водорода или гелия. Узкий слой, в котором ионы останавливаются в кристалле, определяется энергией и находится на глубине от сотен nm до единиц μm. Эта глубина определяет толщину итоговой пленки и может быть точно подобрана путем моделирования. Имплантация высокой дозы ионов приводит к тому, что в узком нарушенном слое формируется большое количество дефектов, а также включений водорода (гелия). Этот слой оказывается существенно ослабленным. После длительного отжига атомы конденсируются в крупные каверны, которые еще больше ослабляют структуру. Далее можно отщепить эту пленку при помощи липкой ленты или специальных приспособлений и уложить на предварительно подготовленную поверхность, в таком случае ван-дер-ваальсовых сил хватит для того, чтобы пленка закрепилась на поверхности новой подложки. Таким образом можно изготовить транзисторные структуры: например, уложив пленку на кремний со слоем окисла [131]. Но пленки, полученные таким образом, зачастую имеют небольшую площадь и невысокое качество контакта. Гораздо эффективнее обработать поверхность переносимой пленки и новой подложки для того, чтобы активировать поверхностные связи. В таком случае, прижав старую подложку к новой и подогрев, можно получить качественное соединение, причем силы связи между пленкой и новой подложкой может хватить для того, чтобы пленка оторвалась от старой подложки. Для повышения качества контакта поверхность новой подложки и переносимой пленки обрабатывают, например, бомбардируя ионами аргона [22], но можно также вырастить тонкий буферный слой Al_2O_3, который также улучшит связь и поможет в организации электрического контакта [132]. Предполагается, что для образования хорошего контакта шероховатость поверхности не должна превышать 0.5 nm [133].

По сравнению с обычным механическим отщеплением у данной методики есть существенный плюс: толщина таких пленок предсказуема и очень однородна. Можно получать пленки большой площади, возможен перенос пленки с площади сразу всей пластины. Однако есть и существенный минус: после такого облучения в пленках имеется большое количество собственных точечных дефектов. Поэтому после такого переноса образцы требуется отжигать в течение длительного времени. Заодно такой отжиг также улучшает контакт пленки с новой подложкой.

Для оксида галлия в отличие от кремния или SiC водород оказывается достаточно вредной примесью, так как он образует комплексы с вакансиями галлия, которые создают мелкие и глубокие донорные состояния. Таким образом, для ионного переноса предпочтителен гелий, хотя он и создает больше нарушений при облучении и требует большей энергии по сравнению с водородом.

Стоит отметить, что отжиг метастабильных полиморфов оксида галлия при температуре выше 600 °C приводит к переходу в термодинамически стабильную β-фазу, поэтому применение ионного переноса для пленок метастабильных полиморфов затруднительно. Однако в случае пленок α-Ga_2O_3, выращенных на сапфире, появляется дополнительная возможность, связанная с использованием мощного лазерного излучения, сильно поглощаемого в Ga_2O_3, но не поглощаемого в сапфире. При облучении со стороны сапфира сильно поглощаемый свет лазера нагревает тонкую область пленки Ga_2O_3 на границе с сапфиром, в результате чего происходит разложение Ga_2O_3 вблизи подложки с образованием металлического галлия. Этот эффект может быть использован для последующего отделения пленки от подложки и переноса ее на подложку с интересующими свойствами. Этот метод был хорошо отработан для отделения пленок GaN от сапфира и широко используется в настоящее время для приготовления матриц микросветодиодов различной цветности в новых устройствах искусственной реальности и виртуальной реальности (AR/VR) (см. например, [134]). При этом обычно используются мощные криптомерные лазеры. Такой подход применен исследователями Kyoto University для отделения пленок α-Ga_2O_3 от сапфира и переноса их на металлическую подложку, служащую в качестве нижнего омического контакта. Японская компания Flosfia использует этот подход для коммерческого производства мощных высоковольтных выпрямителей на основе α-Ga_2O_3 [135].

4.2. Устройства, созданные с использованием технологии ионного переноса

В настоящее время работа с приборами, сделанными с использованием технологии ионного переноса, только начинается. Первые продемонстрированные устройства представляют собой полевые транзисторы, лежащие на подложке SiC [136–138] и планарные диоды Шоттки [139]. Исследования показывают, что пиковая температура в диодах, перенесенных на теплопроводящие подложки, снижается в разы по сравнению с теми, что оставались на собственной подложке. Однако пока что создаваемые таким образом устройства имеют большую концентрацию дефектов и высокое последовательное сопротивление, из-за чего использовать их для манипулирования высокими токами невозможно. К тому же планарная геометрия накладывает серьезные ограничения на площадь сечения таких устройств. Для планарных устройств характерно сопротивление в открытом состоянии порядка сотен, а иногда и тысяч Ω, тем не менее были продемонстрированы транзисторы [136], которые при сопротивлении 120 Ω позволяли пропускать ток до 150 mA, и не перегревались за счет хорошего теплообмена с материалом подложки.

Достаточно интересным видится создание гетероперехода с алмазом. Так как теплопроводность алмаза

Таблица 4. Электрические параметры силовых устройств на основе оксида галлия

Выпрямители на основе барьера Шоттки (БШ)					
Тип структуры	Полиморф	V_B, V	J_{ON}, A/cm^2	R_{ON}, m$\Omega \cdot$ cm^2	Ссылка, год
БШ с мезой	α	60	300	7.8	[104], 2024
БШ с полевой платой	β	190	500	3.9	[148], 2018
Планарный БШ	β	215	250	6	[149], 2022
Траншейный БШ с полевой платой	β	240	650	3	[150], 2017
Планарный БШ	α	500	150	8	[151], 2018
Планарный БШ	α	550	3000	0.1	[152], 2016
БШ с полевой платой	β	608	250	6	[149], 2022
БШ с полевой платой	β	687	3000	0.4	[153], 2021
Планарный БШ	β	816	160	10	[62], 2023
БШ с охранным кольцом	β	860	420	5.9	[26], 2021
БШ с полевой платой	β	1100	250	5.1	[154], 2017
Траншейный БШ с полевой платой	β	1450	2000	0.49	[155], 2023
Траншейный БШ с охранным кольцом	β	1450	300	5	[156], 2019
Траншейный БШ с полевой платой	β	1660	300	7.6	[48], 2022
БШ с охранным кольцом	β	1700	300	6	[68], 2019
БШ с мезой и охранным кольцом	β	1800	400	4	[157], 2022
БШ с полевой платой	β	2150	160	10	[62], 2023
Траншейный БШ с полевой платой	β	2890	150	8.8	[158], 2020
БШ с мезой	β	4100	100	7.38	[69], 2022
Выпрямители на основе гетероперехода (ГП)					
Тип	Полиморф	V_B, V	J_{ON}, A/cm^2	$R_{ON,\,SP}$, m$\Omega \cdot$ cm^2	Ссылка, год
Траншейный ГП	α	300	–	0.1	[159], 2023
Планарный ГП	β	750	470	4.1	[160], 2021
Планарный ГП	κ	954	0.47	20000	[121], 2023
Планарный ГП	β	1500	400	8	[161], 2017
ГП с охранным кольцом	β	1890	300	7.7	[26], 2021
ГП с мезой	β	1950	2000	1.9	[162], 2022
ГП с мезой	β	2100	350	6	[163], 2025
Планарный ГП	β	2167	300	8	[59], 2023
ГП с полевой платой	β	2339	300	8	[59], 2023
ГП с мезой	β	2738	350	6	[25], 2023
ГП с полевой платой	β	13500	200	10	[19], 2024

Таблица 4. (*Продолжение*)

Транзисторные структуры					
Тип	Полиморф	V_B, V	J_D, A/cm^2	$R_{ON,SP}$, m$\Omega \cdot$ cm^2	Ссылка, год
MOSFET	β	80	10	82	[164], 2016
MOSFET	β	185	450	200	[165], 2017
HJFET	β	750	100	3	[166], 2022
MOSFET	β	800	232	7.4	[167], 2019
HJFET	β	1115	300	3	[168], 2021
HJFET	β	1220	500	1	[168], 2021
MOSFET	β	1400	240	7	[169], 2020
MOSFET	β	1800	50	20	[170], 2019
HJFET	β	1977	40	12	[171], 2022
MESFET	β	2000	200	10	[172], 2022
MOSFET	β	2300	8	355	[173], 2022
FINFET	β	2600	0	25	[174], 2019
MOSFET	β	2800	30	25	[106], 2024
MOSFET	β	2900	120	46	[169], 2020
HJFET	β	2955	30	4	[175], 2023
MESFET	β	10000	3.3	4000	[40], 2023

в десятки раз превосходит теплопроводность оксида галлия, при этом он легко легируется бором в широких пределах, контакт β-Ga_2O_3/алмаз должен проявлять хорошие выпрямляющие свойства, хорошо рассеивать тепло, иметь высокие значения пробивного напряжения и малые токи утечки. В [140] было показано, что контакт β-Ga_2O_3/алмаз показывает хорошее выпрямление: обратный ток был на уровне 10^{-15} A, прямой ток составлял единицы mA. Пленки β-Ga_2O_3 толщиной 10 μm были получены путем физического отщепления.

Заключение

В обзоре приведены основные методики и технологии, критичные для производства силовых устройств на основе оксида галлия.

Для Ga_2O_3 путь от первых выращенных монокристаллов большой площади до силовых устройств с пробивными напряжениями выше 1000 V был пройден меньше чем за 20 лет. Уже сейчас видны перспективы этого материала: его возможности намного превосходят карбид кремния и нитрид галлия и по пробивным напряжениям, и по токам утечки, и, что немаловажно, по радиационной стойкости и возможности работы при высоких температурах.

Уже были получены устройства с пробивным напряжением 13.5 kV, правда, сопротивление в открытом состоянии превышает 100 Ω и прямой ток не превышает 20 mA. Это рекорд по пробивному напряжению в диодах Шоттки, и он был получен с использованием гетероперехода NiO/Ga_2O_3. Среди устройств амперного класса пробивные напряжения пока что меньше, порядка 650 V. Эта величина сравнима с напряжениями, которые имеют коммерчески-доступные выпрямители на основе GaN. В табл. 4 приведен обзор параметров, достижимых на приборах с оксидом галлия. Перечень ссылок не является исчерпывающим, однако позволяет оценить возможности устройств с различной структурой. Видно, что наибольшие значения пробивного напряжения получены на устройствах с гетеропереходом, но их сопротивление в открытом состоянии, как правило, выше, чем для устройств с барьером Шоттки и полевой платой.

Массовому внедрению оксида галлия в силовую электронику мешают три недостатка: — низкая теплопроводность оксида галлия в разы меньше, чем для кремния и на порядок меньше, чем для SiC. Одна из ключевых технологий для повышения теплоотдачи от устройств на основе Ga_2O_3 — ионный перенос, который позволит создавать тонкопленочные устройства на теплопроводящих подложках или даже готовые гетероструктуры;

— сложности с созданием p-типа проводимости при нормальных условиях. На оксиде галлия возможно делать качественные монополярные устройства. Для создания $p-n$-перехода можно создавать гетероструктуры с материалами, имеющими естественный p-тип проводимости;

— высокая стоимость. Несмотря на оценки, говорящие, что при массовом производстве оксид галлия будет вдвое дешевле SiC, на данный момент его цена очень высока. Это связано с высокой температурой плавления, из-за чего рост монокристаллов из расплава возможен только в очень термостойких и химически-стойких тиглях, например из иридия.

Решением этих проблем занимаются исследователи по всему миру и есть шанс, что они будут полноценно решены уже в следующем десятилетии.

Среди важных направлений, которые серьезно усилят позиции оксида галлия среди других широкозонных материалов, можно отметить создание тройных соединений с хромом, индием, алюминием, что позволит управлять шириной запрещенной зоны, а также в некоторых случаях получать p-тип проводимости в структуре с параметрами, близкими к Ga_2O_3. Создание высококачественных слоев таких тройных соединений также будет являться важным направлением исследований в ближайшие годы.

Обзор посвящен исключительно использованию оксида галлия для создания силовых выпрямительных диодов. Здесь не затронуты такие важные и интересные темы как создание фотоприемников (оксид галлия — это естественный солнечно-слепой фотодетектор, позволяющий создавать детекторы с огромной эффективностью преобразования), работа в высокочастотных схемах (обсуждается использование Ga_2O_3 для создания транзисторов с высокой подвижностью носителей), газочувствительные сенсоры и так далее. Работы в этих направлениях также ведутся.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда за счет гранта № 25-72-10020, ссылка https://rscf.ru/project/25-72-10020/

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] S.J. Pearton, F. Ren, A.Y. Polyakov, E.B. Yakimov, L. Chernyak, A. Haque. J. Vacuum Sci. Technol. A, **43** (2025). https://doi.org/10.1116/6.0004444

[2] I. Cora, Zs. Fogarassy, R. Fornari, M. Bosi, A. Rečnik, B. Pécz. Acta Mater., **183**, 216 (2020). https://doi.org/10.1016/j.actamat.2019.11.019.

[3] J. Wang, H. Guo, C.-Z. Zhu, Q. Cai, G.-F. Yang, J.-J. Xue, D.-J. Chen, Y. Tong, B. Liu, H. Lu, R. Zhang, Y.-D. Zheng. IEEE Electron Dev. Lett., **1** (2020). https://doi.org/10.1109/LED.2020.2995446

[4] F. Zhang, X. Liu, J. Zhou, Q. Liao, T. Sun, X. Liu, Y. Peng, D. Guo, P. Wang, H. Li. AIP Adv., **12** (2022). https://doi.org/10.1063/5.0103229

[5] T. Matsumoto, M. Aoki, A. Kinoshita, T. Aono. J. Appl. Phys., **13**, 1578 (1974). https://doi.org/10.1143/JJAP.13.1578

[6] H. He, M.A. Blanco, R. Pandey. Appl. Phys. Lett., **88**, 261904 (2006). https://doi.org/10.1063/1.2218046

[7] S.J. Pearton, J. Yang, P.H. Cary, F. Ren, J. Kim, M.J. Tadjer, M.A. Mastro. Appl. Phys. Rev., **5**, 11301 (2018). https://doi.org/10.1063/1.5006941

[8] М.А. Рожков, Е.С. Колодезный, А.М. Смирнов, В.Е. Бугров, А.Е. Романов. Mater. Phys. Mech., **24**, 194 (2015).

[9] J. Yang, S. Ahn, F. Ren, S.J. Pearton, S. Jang, A. Kuramata. IEEE Electron Dev. Lett., **38**, 906 (2017). https://doi.org/10.1109/LED.2017.2703609

[10] J. Yang, F. Ren, M. Tadjer, S.J. Pearton, A. Kuramata. AIP Adv., **8** (2018). https://doi.org/10.1063/1.5034444

[11] J. Millan, P. Friedrichs, A. Mihaila, V. Soler, J. Rebollo, V. Banu, P. Godignon. 2015 Intern. Semiconductor Conf. (CAS), IEEE, **11** (2015). https://doi.org/10.1109/SMICND.2015.7355148

[12] J.-S. Li, H.-H. Wan, C.-C. Chiang, T.J. Yoo, M.-H. Yu, F. Ren, H. Kim, Y.-T. Liao, S.J. Pearton. ECS J. Solid State Sci. Technol., **13**, 035003 (2024). https://doi.org/10.1149/2162-8777/ad3457

[13] A.Y. Polyakov, E.B. Yakimov, V.I. Nikolaev, A.I. Pechnikov, A.V. Miakonkikh, A. Azarov, I.-H. Lee, A.A. Vasilev, A.I. Kochkova, I.V. Shchemerov, A. Kuznetsov, S.J. Pearton. Crystals (Basel), **13**, 1400 (2023). https://doi.org/10.3390/cryst13091400

[14] T. Gake, Y. Kumagai, F. Oba. Phys. Rev. Mater., **3**, 44603 (2019). https://doi.org/10.1103/PhysRevMaterials.3.044603

[15] A.Y. Polyakov, E.B. Yakimov, I.V. Shchemerov, A.A. Vasilev, A.I. Kochkova, V.I. Nikolaev, S.J. Pearton. J. Phys. D Appl. Phys., **58**, 063002 (2025). https://doi.org/10.1088/1361-6463/ad8e6e

[16] S.-R. Park, Z. Chi, C. Sartel, S.-M. Koo, M. Fregnaux, Y. Zheng, S. Douglas, L. Penman, F. Massabuau, T. Tchelidze, J.-M. Chauveau, E. Chikoidze. Mater. Sci. Semicond. Process., **200**, 110003 (2025). https://doi.org/10.1016/j.mssp.2025.110003

[17] F. Zhou, H. Gong, M. Xiao, Y. Ma, Z. Wang, X. Yu, L. Li, L. Fu, H.H. Tan, Y. Yang, F.-F. Ren, S. Gu, Y. Zheng, H. Lu, R. Zhang, Y. Zhang, J. Ye. Nat. Commun., **14**, 4459 (2023). https://doi.org/10.1038/s41467-023-40194-0

[18] Z. Han, G. Jian, X. Zhou, Q. He, W. Hao, J. Liu, B. Li, H. Huang, Q. Li, X. Zhao, G. Xu, S. Long. IEEE Electron Dev. Lett., **44**, 1680 (2023). https://doi.org/10.1109/LED.2023.3305389

[19] H.H. Gong, X.X. Yu, Y. Xu, X.H. Chen, Y. Kuang, Y.J. Lv, Y. Yang, F.-F. Ren, Z.H. Feng, S.L. Gu, Y.D. Zheng, R. Zhang, J.D. Ye. Appl. Phys. Lett., **118** (2021). https://doi.org/10.1063/5.0050919

[20] D.A. Bauman, D.Yu. Panov, V.A. Spiridonov, A.V. Kremleva, M.A. Odnoblyudov, A.V. Asach, V.A. Krylov, G.N. Isachenko, E.V. Tambulatova, V.E. Bougrov, A.E. Romanov. Sci. Tech. J. Information Technologies, Mechanics and Optics, **21**, 880 (2021). https://doi.org/10.17586/2226-1494-2021-21-6-880-886

[21] S.J. Pearton, F. Ren, M. Tadjer, J. Kim. J. Appl. Phys., **124** (2018). https://doi.org/10.1063/1.5062841

[22] Y. Xu, F. Mu, Y. Wang, D. Chen, X. Ou, T. Suga. Ceram. Int., **45**, 6552 (2019). https://doi.org/10.1016/j.ceramint.2018.11.220

[23] W. Xu, T. You, F. Mu, Z. Shen, J. Lin, K. Huang, M. Zhou, A. Yi, Z. Qu, T. Suga, G. Han, X. Ou. ACS Appl. Electron. Mater., **4**, 494 (2022). https://doi.org/10.1021/acsaelm.1c01102

[24] A. Yoshikawa, V. Kochurikhin, T. Tomida, I. Takahashi, K. Kamada, Y. Shoji, K. Kakimoto. Sci. Rep., **14**, 14881 (2024). https://doi.org/10.1038/s41598-024-65420-7

[25] K. Kamada, R. Sasaki, T. Tomida, I. Takahashi, M. Yoshino, T. Horiai, R. Murakami, V. Kochurikhin, Y. Shoji, K. Kakimoto, A. Yoshikawa. Crystals (Basel), **13**, 921 (2023). https://doi.org/10.3390/cryst13060921

[26] Y. He, F. Zhao, B. Huang, T. Zhang, H. Zhu. Materials, **17**, 1870 (2024). https://doi.org/10.3390/ma17081870

[27] Y.-W. Huan, S.-M. Sun, C.-J. Gu, W.-J. Liu, S.-J. Ding, H.-Y. Yu, C.-T. Xia, D.W. Zhang. Nanoscale Res. Lett., **13**, 246 (2018). https://doi.org/10.1186/s11671-018-2667-2

[28] L. Li. Carbon Trends, **7**, 100153 (2022). https://doi.org/10.1016/j.cartre.2022.100153

[29] M. Labed, J.Y. Min, E.S. Jo, N. Sengouga, C. Venkata Prasad, Y.S. Rim. ACS Appl. Electron. Mater., **5**, 3198 (2023). https://doi.org/10.1021/acsaelm.3c00259

[30] P.H. Carey, J. Yang, F. Ren, D.C. Hays, S.J. Pearton, A. Kuramata, I.I. Kravchenko. J. Vacuum Sci. Technol. B, **35** (2017). https://doi.org/10.1116/1.4995816

[31] L.A.M. Lyle. J. Vacuum Sci. Technol. A, **40** (2022). https://doi.org/10.1116/6.0002144

[32] A. Sood, D.-S. Wuu, F.-G. Tarntair, N.T. Sao, T.-L. Wu, N. Tumilty, H.-C. Kuo, S.J. Pratap, R.-H. Horng. Mater. Today Adv., **17**, 100346 (2023). https://doi.org/10.1016/j.mtadv.2023.100346

[33] H. Liu, Y. Wang, Y. Lv, S. Han, T. Han, S. Dun, H. Guo, A. Bu, Z. Feng. IEEE Electron Dev. Lett., **44**, 1048 (2023). https://doi.org/10.1109/LED.2023.3279431

[34] A.Y. Polyakov, I. Shchemerov, E.B. Yakimov, A. Chernykh, S. Chernykh, A. Vasilev, N. Matros, A. Romanov, L. Alexanyan, E.E. Yakimov, S.J. Pearton. Mater. Adv., **6**, 8635 (2025). https://doi.org/10.1039/D5MA00831J

[35] J. Yang, F. Ren, M. Tadjer, S.J. Pearton, A. Kuramata. ECS J. Solid State Sci. Technol., **7**, Q92 (2018). https://doi.org/10.1149/2.0241805jss

[36] N. Allen, M. Xiao, X. Yan, K. Sasaki, M.J. Tadjer, J. Ma, R. Zhang, H. Wang, Y. Zhang. IEEE Electron Dev. Lett., **40**, 1399 (2019). https://doi.org/10.1109/LED.2019.2931697

[37] H.-K. Lee, V. Janardhanam, J.-K. Mun, T.-H. Jang, K.-H. Shim, H.J. Yun, J. Won, C.-J. Choi. Mater. Sci. Semicond. Process., **191**, 109371 (2025). https://doi.org/10.1016/j.mssp.2025.109371

[38] X. Xu, Y. Deng, T. Li, D. Chen, F. Wang, C. Yu, H. Qi, Y. Wang, H. Zhang, X. Lu. Appl. Phys. Lett., **125** (2024). https://doi.org/10.1063/5.0212785

[39] J. Yang, C. Fares, R. Elhassani, M. Xian, F. Ren, S.J. Pearton, M. Tadjer, A. Kuramata. ECS J. Solid State Sci. Technol., **8**, Q3159 (2019). https://doi.org/10.1149/2.0211907jss

[40] D. Liu, Y. Huang, Z. Zhang, D. Chen, Q. Feng, H. You, J. Zhang, C. Zhang, Y. Hao. ECS J. Solid State Sci. Technol., **10**, 125001 (2021). https://doi.org/10.1149/2162-8777/ac3afd

[41] S. Kumar, H. Murakami, Y. Kumagai, M. Higashiwaki. Appl. Phys. Express, **15**, 054001 (2022). https://doi.org/10.35848/1882-0786/ac620b

[42] Y. Shen, X. Qi, L. Gu, Y.-C. Liu, Q.-C. Zhang, H.-P. Ma. 2024 10th Intern. Forum on Wide Bandgap Semiconductors (SSLCHINA: IFWS), IEEE, **360** (2024). https://doi.org/10.1109/SSLCHINAIFWS64644.2024.10835386

[43] J. Yang, M. Xian, P. Carey, C. Fares, J. Partain, F. Ren, M. Tadjer, E. Anber, D. Foley, A. Lang, J. Hart, J. Nathaniel, M.L. Taheri, S.J. Pearton, A. Kuramata. Appl. Phys. Lett., **114** (2019). https://doi.org/10.1063/1.5100256

[44] X. Zhou, J. Yang, H. Zhang, Y. Liu, G. Xie, W. Liu. Nanomaterials, **14**, 978 (2024). https://doi.org/10.3390/nano14110978

[45] R. Sharma, M. Xian, M.E. Law, M. Tadjer, F. Ren, S.J. Pearton. J. Vacuum Sci. Technol. A, **38** (2020). https://doi.org/10.1116/6.0000693

[46] H. Chen, H. Wang, K. Sheng. IEEE Electron Dev. Lett., **44**, 21 (2023). https://doi.org/10.1109/LED.2022.3222878

[47] P.H. Carey, J. Yang, F. Ren, R. Sharma, M. Law, S.J. Pearton. ECS J. Solid State Sci. Technol., **8**, Q3221 (2019). https://doi.org/10.1149/2.0391907jss

[48] Z. Hu, H. Zhou, Q. Feng, J. Zhang, C. Zhang, K. Dang, Y. Cai, Z. Feng, Y. Gao, X. Kang, Y. Hao. IEEE Electron Dev. Lett., **1** (2018). https://doi.org/10.1109/LED.2018.2868444

[49] C. Wang, J. Zhang, S. Xu, C. Zhang, Q. Feng, Y. Zhang, J. Ning, S. Zhao, H. Zhou, Y. Hao. J. Phys. D Appl. Phys., **54**, 243001 (2021). https://doi.org/10.1088/1361-6463/abe158

[50] H. Dong, W. Mu, Y. Hu, Q. He, B. Fu, H. Xue, Y. Qin, G. Jian, Y. Zhang, S. Long, Z. Jia, H. Lv, Q. Liu, X. Tao, M. Liu. AIP Adv., **8** (2018). https://doi.org/10.1063/1.5031183

[51] Z. Feng, Y. Cai, Z. Li, Z. Hu, Y. Zhang, X. Lu, X. Kang, J. Ning, C. Zhang, Q. Feng, J. Zhang, H. Zhou, Y. Hao. Appl. Phys. Lett., **116** (2020). https://doi.org/10.1063/5.0010561

[52] E. Farzana, S. Roy, N.S. Hendricks, S. Krishnamoorthy, J.S. Speck. Appl. Phys. Lett., **123** (2023). https://doi.org/10.1063/5.0171876

[53] E. Farzana, A. Bhattacharyya, N.S. Hendricks, T. Itoh, S. Krishnamoorthy, J.S. Speck. APL Mater., **10** (2022). https://doi.org/10.1063/5.0121903

[54] Y. Gao, Z. Xu, X. Tian, Q. Feng, X. Lu, C. Zhang, J. Zhang, Y. Hao. J. Alloys Compd., **900**, 163120 (2022). https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2021.163120

[55] S. Roy, A. Bhattacharyya, C. Peterson, S. Krishnamoorthy. Appl. Phys. Lett., **122** (2023). https://doi.org/10.1063/5.0137935

[56] N. Sun, H.H. Gong, T.C. Hu, F. Zhou, Z.P. Wang, X.X. Yu, F.-F. Ren, S.L. Gu, H. Lu, R. Zhang, J.D. Ye. Appl. Phys. Lett., **125** (2024). https://doi.org/10.1063/5.0231974

[57] Z. Hongpeng, L. Guo, C. Chen, R. Jia, L. Yuan, B. Peng, Y. Zhang, S. Luan, H. Zhang, Y. Zhang. SCIENTIA SINICA Phys., Mechan. Astronom. (2023). https://doi.org/10.1360/SSPMA-2022-0498

[58] Z. Xia, H. Chandrasekar, W. Moore, C. Wang, A.J. Lee, J. McGlone, N.K. Kalarickal, A. Arehart, S. Ringel, F. Yang, S. Rajan. Appl. Phys. Lett., **115** (2019). https://doi.org/10.1063/1.5130669
[59] K.J. Liddy, N.S. Hendricks, W. Wang, A.M. Adams, Z. Weber, K.D. Leedy, J.-P. Bega, A.E. Islam, A.J. Green. APL Electron. Dev., **1** (2025). https://doi.org/10.1063/5.0283825
[60] Y. Gao, A. Li, Q. Feng, Z. Hu, Z. Feng, K. Zhang, X. Lu, C. Zhang, H. Zhou, W. Mu, Z. Jia, J. Zhang, Y. Hao. Nanoscale Res. Lett., **14**, 8 (2019). https://doi.org/10.1186/s11671-018-2849-y
[61] H. Zhou, Q. Feng, J. Ning, C. Zhang, P. Ma, Y. Hao, Q. Yan, J. Zhang, Y. Lv, Z. Liu, Y. Zhang, K. Dang, P. Dong, Z. Feng. IEEE Electron Dev. Lett., **40**, 1788 (2019). https://doi.org/10.1109/LED.2019.2939788
[62] S. Dhara, N.K. Kalarickal, A. Dheenan, C. Joishi, S. Rajan. Appl. Phys. Lett., **121** (2022). https://doi.org/10.1063/5.0123284
[63] Y. Kwon, G. Lee, S. Oh, J. Kim, S.J. Pearton, F. Ren. Appl. Phys. Lett., **110** (2017). https://doi.org/10.1063/1.4979028
[64] G. Alfieri, A. Mihaila, P. Godignon, J.B. Varley, L. Vines. J. Appl. Phys., **130** (2021). https://doi.org/10.1063/5.0050416
[65] Y. Deng, D. Chen, T. Li, M. Zhu, X. Xu, H. Zhang, X. Lu. Micro Nanostructures, **199**, 208073 (2025). https://doi.org/10.1016/j.micrna.2025.208073
[66] J. Yang, S. Ahn, F. Ren, S. Pearton, R. Khanna, K. Bevlin, D. Geerpuram, A. Kuramata. J. Vacuum Sci. Technol. B, **35** (2017). https://doi.org/10.1116/1.4982714
[67] Q. Li, J. Liu, W. Hao, X. Xu, Z. Han, S. He, X. Xu, G. Xu, S. Long. Appl. Phys. Lett., **126** (2025). https://doi.org/10.1063/5.0248466
[68] J. Wan, H. Wang, C. Zhang, C. Wang, H. Cheng, J. Ye, Y. Zhang, K. Sheng. Appl. Phys. Lett., **126** (2025). https://doi.org/10.1063/5.0251699
[69] G.T. Dang, T. Kawaharamura, M. Furuta, M.W. Allen. IEEE Trans. Electron Dev., **62**, 3640 (2015). https://doi.org/10.1109/TED.2015.2477438
[70] Z. Yu, R. Wang, Z. Wang, M. Xu, T. Hou, B. Fu, D. Gong, Y. Shi. Vacuum, **233**, 113959 (2025). https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2024.113959
[71] X. Han, X. Xu, Z. Wang, D. Chen, Y. Deng, D. Chen, H. Zhang, H. Qi. Appl. Phys. Lett., **127** (2025). https://doi.org/10.1063/5.0276330
[72] D.C. Sheridan, G. Niu, J.N. Merrett, J.D. Cressler, J.B. Dufrene, J.B. Casady, I. Sankin. Proceed. 13th Intern. Symposium on Power Semiconductor Devices & ICs. IPSD '01 (IEEE Cat. No.01CH37216), Inst. Electr. Eng. Jpn, n.d., p. 191–194 (2001). https://doi.org/10.1109/ISPSD.2001.934587
[73] M. Xiao, B. Wang, J. Spencer, Y. Qin, M. Porter, Y. Ma, Y. Wang, K. Sasaki, M. Tadjer, Y. Zhang. Appl. Phys. Lett., **122** (2023). https://doi.org/10.1063/5.0142229
[74] W. Hao, F. Wu, W. Li, G. Xu, X. Xie, K. Zhou, W. Guo, X. Zhou, Q. He, X. Zhao, S. Yang, S. Long. Intern. Electron Dev. Meeting (IEDM), IEEE, 9.5.1 (2022). https://doi.org/10.1109/IEDM45625.2022.10019468
[75] B. Wang, M. Xiao, J. Spencer, Y. Qin, K. Sasaki, M.J. Tadjer, Y. Zhang. IEEE Electron Dev. Lett., **44**, 221 (2023). https://doi.org/10.1109/LED.2022.3229222
[76] Q. Chang, B. Hou, L. Yang, M. Jia, Y. Zhu, M. Wu, M. Zhang, Q. Zhu, H. Lu, J. Xu, C. Shi, J. Du, Q. Yu, M. Li, X. Zou, H. Sun, X. Ma, Y. Hao. Appl. Phys. Lett., **126** (2025). https://doi.org/10.1063/5.0243637
[77] M. Xian, R. Elhassani, C. Fares, F. Ren, M. Tadjer, S.J. Pearton. J. Vacuum Sci. Technol. B, **37** (2019). https://doi.org/10.1116/1.5127511
[78] Z.-C. Zhang, Y. Wu, C. Lu, S. Ahmed. Appl. Phys. A, **124**, 637 (2018). https://doi.org/10.1007/s00339-018-2053-z
[79] N.S. Al-Mamun, J.-S. Li, A. Haque, D.E. Wolfe, F. Ren, S. Pearton. APL Electron. Dev., **1** (2025). https://doi.org/10.1063/5.0250729
[80] S. Bu, Y. Wang, X. Zheng, S. Yue, D. Lin, L. Yi, V. Melikyan, X. Ma, Y. Hao. Appl. Phys. Lett., **126** (2025). https://doi.org/10.1063/5.0260529
[81] A.K. Bhat, S.C. Vanjari, M.D. Smith, M. Kuball. Appl. Phys. Lett., **127** (2025). https://doi.org/10.1063/5.0278110
[82] Y. Feng, H. Zhou, S. Alghamdi, S. Wasly, Y. Hao, J. Zhang. Appl. Phys. Lett., **126** (2025). https://doi.org/10.1063/5.0260146
[83] C. De Santi, A. Nardo, M.H. Wong, K. Goto, A. Kuramata, S. Yamakoshi, H. Murakami, Y. Kumagai, M. Higashiwaki, G. Meneghesso, E. Zanoni, M. Meneghini. Microelectron. Reliability, **100–101**, 113453 (2019). https://doi.org/10.1016/j.microrel.2019.113453
[84] D.N. Ramdin, H.-L. Huang, C. Chae, S. Dhara, S. Rajan, J. Hwang, L.J. Brillson. APL Mater., **12** (2024). https://doi.org/10.1063/5.0228825
[85] H.-L. Huang, C. Chae, J. Hwang. J. Appl. Phys., **131** (2022). https://doi.org/10.1063/5.0087053
[86] H.-L. Huang, J.M. Johnson, C. Chae, A. Senckowski, M.H. Wong, J. Hwang. Appl. Phys. Lett., **122** (2023). https://doi.org/10.1063/5.0156009
[87] K. Egbo, W.A. Callahan, S. Sohel, C. Chae, B. Tellekamp, J. Hwang, A. Zakutayev. APL Energy, **3** (2025). https://doi.org/10.1063/5.0251435
[88] X. Xia, M. Xian, C. Fares, F. Ren, M. Tadjer, S.J. Pearton. J. Vacuum Sci. Technol. A, **39** (2021). https://doi.org/10.1116/6.0001211
[89] M.-H. Lee, R.L. Peterson. APL Mater., **7** (2019). https://doi.org/10.1063/1.5054624
[90] M.-H. Lee, R.L. Peterson. ECS J. Solid State Sci. Technol., **8**, Q3176 (2019). https://doi.org/10.1149/2.0321907jss
[91] K. Heinselman, P. Walker, A. Norman, P. Parilla, D. Ginley, A. Zakutayev. J. Vacuum Sci. Technol. A, **39** (2021). https://doi.org/10.1116/6.0001003
[92] Z. Li, X. Zhang, L. Zhang, T. Chen, G. Guo, D. Zhao, Y. Hu, Z. Zou, G. Yu, W. Mu, Z. Zeng, B. Zhang. Vacuum, **240**, 114445 (2025). https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2025.114445
[93] R. Schewski, G. Wagner, M. Baldini, D. Gogova, Z. Galazka, T. Schulz, T. Remmele, T. Markurt, H. von Wenckstern, M. Grundmann, O. Bierwagen, P. Vogt, M. Albrecht. Appl. Phys. Express, **8**, 011101 (2015). https://doi.org/10.7567/APEX.8.011101
[94] M. Kracht, A. Karg, M. Feneberg, J. Bläsing, J. Schörmann, R. Goldhahn, M. Eickhoff. Phys. Rev. Appl., **10**, 024047 (2018). https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.10.024047
[95] V.I. Nikolaev, S.V. Shapenkov, R.B. Timashov, A.I. Pechnikov, A.I. Stepanov, M.P. Scheglov, A.V. Chikiryaka. Mater. Today Commun., **49**, 113943 (2025). https://doi.org/10.1016/j.mtcomm.2025.113943

[96] A.V. Myasoedov, I.S. Pavlov, A.I. Pechnikov, S.I. Stepanov, V.I. Nikolaev. J. Appl. Phys., **135** (2024). https://doi.org/10.1063/5.0189133
[97] T. Wakamatsu, Y. Isobe, H. Takane, K. Kaneko, K. Tanaka. J. Appl. Phys., **135** (2024). https://doi.org/10.1063/5.0207432
[98] D. Yang, B. Kim, J. Oh, T.H. Lee, J. Ryu, S. Park, S. Kim, E. Yoon, Y. Park, H.W. Jang. ACS Appl. Mater. Interfaces, **14**, 5598 (2022). https://doi.org/10.1021/acsami.1c21845
[99] S.Y. Oh, Y.J. Jeong, I. Kang, J.-H. Park, M.J. Yeom, D.-W. Jeon, G. Yoo. Micromachines (Basel), **15**, 133 (2024). https://doi.org/10.3390/mi15010133
[100] A.Y. Polyakov, N.B. Smirnov, I.V. Shchemerov, E.B. Yakimov, V.I. Nikolaev, S.I. Stepanov, A.I. Pechnikov, A.V. Chernykh, K.D. Shcherbachev, A.S. Shikoh, A. Kochkova, A.A. Vasilev, S.J. Pearton. APL Mater., **7**, 51103 (2019). https://doi.org/10.1063/1.5094787
[101] A. Polyakov, V. Nikolaev, S. Stepanov, A. Almaev, A. Pechnikov, E. Yakimov, B.O. Kushnarev, I. Shchemerov, M. Scheglov, A. Chernykh, A. Vasilev, A. Kochkova, L. Guzilova, S.J. Pearton. J. Phys. D Appl. Phys., **55**, 495102 (2022). https://doi.org/10.1088/1361-6463/ac962f
[102] Y. Oshima, K. Kawara, T. Shinohe, T. Hitora, M. Kasu, S. Fujita. APL Mater., **7** (2019). https://doi.org/10.1063/1.5051058
[103] M.S. Williams, M. Alonso-Orts, M. Schowalter, A. Karg, S. Raghuvansy, J.P. McCandless, D. Jena, A. Rosenauer, M. Eickhoff, P. Vogt. APL Mater., **12** (2024). https://doi.org/10.1063/5.0180041
[104] R. Jinno, C.S. Chang, T. Onuma, Y. Cho, S.T. Ho, D. Rowe, M.C. Cao, K. Lee, V. Protasenko, D.G. Schlom, D.A. Muller, H.G. Xing, D. Jena. Sci. Adv., **7** (2021). https://doi.org/10.1126/sciadv.abd5891
[105] R. Sharma, P.K. Singh, K. Baraik, H. Srivastava, S.K. Mandal, N. Pothana, S. Khan, R.S. Devan, T. Ganguli, R. Jangir. J. Appl. Phys., **138** (2025). https://doi.org/10.1063/5.0284059
[106] V.I. Nikolaev, S.V. Shapenkov, R.B. Timashov, A.I. Stepanov, M.P. Scheglov, A.V. Chikiryaka, A.Y. Polyakov, S.J. Pearton. J. Alloys Compd., **994**, 174687 (2024). https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2024.174687
[107] O.F. Vyvenko, S.V. Shapenkov, E.V. Ubyivovk, A.S. Bondarenko, G.V. Varygin, A.I. Pechnikov, V.I. Nikolaev. Phys. Status Solidi (b), **262** (2025). https://doi.org/10.1002/pssb.202400435
[108] E.B. Yakimov, A.Y. Polyakov, V.I. Nikolaev, A.I. Pechnikov, M.P. Scheglov, E.E. Yakimov, S.J. Pearton. Nanomaterials, **13**, 1214 (2023). https://doi.org/10.3390/nano13071214
[109] A. Polyakov, I. Lee, V. Nikolaev, A. Pechnikov, A. Miakonkikh, M. Scheglov, E. Yakimov, A. Chikiryaka, A. Vasilev, A. Kochkova, I. Shchemerov, A. Chernykh, S. Pearton. Adv. Mater. Interfaces (2023). https://doi.org/10.1002/admi.202300394
[110] S. Wang, J. Jian, C. Xu, X. Dong, J. Yang, M. Zou, W. Liu, Q. Tu, M. Li, C. Cao, X. Liu. A Mater., **18**, 2630 (2025). https://doi.org/10.3390/ma18112630
[111] Y. Wang, J. Cao, H. Song, C. Zhang, Z. Xie, Y.H. Wong, C.K. Tan. Appl. Phys. Lett., **123** (2023). https://doi.org/10.1063/5.0172161
[112] Y. Wang, Y. Guan, C. Zhang, J. Cao, X. Chen, Q. Ouyang, Y.H. Wong, G. Hu, C.K. Tan. Appl. Phys. Lett., **126** (2025). https://doi.org/10.1063/5.0245828
[113] A.Yu. Ivanov, Sh.Sh. Sharofidinov, D.I. Panov, A.V. Kremleva, D.A. Bauman, A.E. Romanov. Sci. Tech. J. Information Technologies, Mechanics and Optics, **24**, 943 (2024). https://doi.org/10.17586/2226-1494-2024-24-6-943-948
[114] Y. Gao, X. Tian, Q. Feng, X. Lu, C. Zhang, J. Zhang, Y. Hao. Appl. Surf. Sci., **616**, 156457 (2023). https://doi.org/10.1016/j.apsusc.2023.156457
[115] C. Liao, X. Lu, T. Xu, P. Fang, Y. Deng, H. Luo, Z. Wu, Z. Chen, J. Liang, Y. Pei, G. Wang. IEEE Trans. Electron Dev., **69**, 5722 (2022). https://doi.org/10.1109/TED.2022.3200642
[116] D. Herath Mudiyanselage, B. Da, J. Adivarahan, D. Wang, Z. He, K. Fu, Y. Zhao, H. Fu. Electronics (Basel), **13**, 1234 (2024). https://doi.org/10.3390/electronics13071234
[117] F. Zhang, K. Saito, T. Tanaka, M. Nishio, M. Arita, Q. Guo. Appl. Phys. Lett., **105** (2014). https://doi.org/10.1063/1.4900522
[118] C.-C. Wang, S.-H. Yuan, S.-L. Ou, S.-Y. Huang, K.-Y. Lin, Y.-A. Chen, P.-W. Hsiao, D.-S. Wuu. J. Alloys Compd., **765**, 894 (2018). https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2018.06.270
[119] R. Karthiga, S. Ravi, B.M.R. Manasa, C. Sivamani, N. Vinodhkumar. Micro and Nanostructures, **207**, 208289 (2025). https://doi.org/10.1016/j.micrna.2025.208289
[120] A. Nandi, R. Mandia, I. Sanyal, X. Ji, X. Zheng, D.J. Smith, D. Cherns, J. Pomeroy, M. Kuball. APL Mater., **13** (2025). https://doi.org/10.1063/5.0276605
[121] X. Lu, X. Zhou, H. Jiang, K.W. Ng, Z. Chen, Y. Pei, K.M. Lau, G. Wang. IEEE Electron Dev. Lett., **41**, 449 (2020). https://doi.org/10.1109/LED.2020.2967418
[122] Y. Hong, X. Zheng, Y. He, H. Zhang, W. Zhang, J. Zhang, X. Ma, Y. Hao. Mater. Sci. Semicond. Process., **185**, 108987 (2025). https://doi.org/10.1016/j.mssp.2024.108987
[123] Y. Jin, W. Wu, L. Li, J. Chen, J. Zhang, Y. Zuo, J. Fu. Appl. Surf. Sci., **255**, 4673 (2009). https://doi.org/10.1016/j.apsusc.2008.12.029
[124] W.A. Callahan, K. Egbo, C.-W. Lee, D. Ginley, R. O'Hayre, A. Zakutayev. Appl. Phys. Lett., **124** (2024). https://doi.org/10.1063/5.0185566
[125] V.N.S. Kumaran, M. Venkatesh, A. Mubarakali, A.S. Alqahtani, P. Parthasarathy. J. Mater. Sci. in Electron., **35**, 1710 (2024). https://doi.org/10.1007/s10854-024-13430-6
[126] C.N. Saha, N.J. Nipu, U. Singisetti. Appl. Phys. Express, **18**, 071001 (2025). https://doi.org/10.35848/1882-0786/adeb43
[127] A.F.M.A.U. Bhuiyan, Z. Feng, J.M. Johnson, H.-L. Huang, J. Sarker, M. Zhu, M.R. Karim, B. Mazumder, J. Hwang, H. Zhao. APL Mater., **8** (2020). https://doi.org/10.1063/1.5140345
[128] Y. Wang, X. Zheng, J. Zhu, A. Pan, S. Bu, Y. Hong, J. Zhang, L. Guo, X. Ma, Y. Hao. Appl. Phys. Lett., **124** (2024). https://doi.org/10.1063/5.0204051
[129] A.Y. Polyakov, D.S. Saranin, I.V. Shchemerov, A.A. Vasilev, A.A. Romanov, A.I. Kochkova, P. Gostischev, A.V. Chernykh, L.A. Alexanyan, N.R. Matros, P.B. Lagov, A.S. Doroshkevich, R.Sh. Isayev, Yu.S. Pavlov, A.M. Kislyuk, E.B. Yakimov, S.J. Pearton. Sci. Rep., **14**, 27936 (2024). https://doi.org/10.1038/s41598-024-78531-y
[130] S. He, J. Wen, J. Liu, W. Hao, X. Zhou, T. Wang, Z. Zhang, J. Liu, G. Xu, S. Yang, S. Long. Appl. Phys. Lett., **125** (2024). https://doi.org/10.1063/5.0237616

[131] H. Zhou, K. Maize, J. Noh, A. Shakouri, P.D. Ye. ACS Omega, **2**, 7723 (2017). https://doi.org/10.1021/acsomega.7b01313
[132] Y. Wang, W. Xu, T. You, F. Mu, H. Hu, Y. Liu, H. Huang, T. Suga, G. Han, X. Ou, Y. Hao. Sci. China Phys. Mech. Astron., **63**, 277311 (2020). https://doi.org/10.1007/s11433-020-1533-0
[133] T. Matsumae, Y. Kurashima, H. Umezawa, K. Tanaka, T. Ito, H. Watanabe, H. Takagi. Appl. Phys. Lett., **116** (2020). https://doi.org/10.1063/5.0002068
[134] P. Li, J. Ewing, M.S. Wong, Y. Yao, H. Li, S. Gandrothula, J.M. Smith, M. Iza, S. Nakamura, S.P. DenBaars. APL Mater., **12** (2024). https://doi.org/10.1063/5.0222618
[135] K. Kaneko, S. Fujita, T. Shinohe, K. Tanaka. Jpn. J. Appl. Phys., **62**, SF0803 (2023). https://doi.org/10.35848/1347-4065/acd125
[136] X. Yu, W. Xu, Y. Wang, B. Qiao, R. Shen, J. Zhou, Z. Li, T. You, Z. Shen, K. Zhang, F.-F. Ren, D. Tang, X. Ou, G. Han, Y. Kong, T. Chen, S. Gu, Y. Zheng, J. Ye, R. Zhang. IEEE Electron Dev. Lett., **44**, 1951 (2023). https://doi.org/10.1109/LED.2023.3327134
[137] W. Xu, Y. Wang, T. You, X. Ou, G. Han, H. Hu, S. Zhang, F. Mu, T. Suga, Y. Zhang, Y. Hao, X. Wang. 2019 IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM), IEEE, 12.5.1 (2019). https://doi.org/10.1109/IEDM19573.2019.8993501
[138] Z. Qu, Y. Xie, T. Zhao, W. Xu, Y. He, Y. Xu, H. Sun, T. You, G. Han, Y. Hao, X. Ou. ACS Appl. Mater. Interfaces, **16**, 57816 (2024). https://doi.org/10.1021/acsami.4c08074
[139] W. Xu, T. You, Y. Wang, Z. Shen, K. Liu, L. Zhang, H. Sun, R. Qian, Z. An, F. Mu, T. Suga, G. Han, X. Ou, Y. Hao, X. Wang. Fundamental Research, **1**, 691 (2021). https://doi.org/10.1016/j.fmre.2021.11.003
[140] P. Sittimart, S. Ohmagari, T. Matsumae, H. Umezawa, T. Yoshitake. AIP Adv., **11** (2021). https://doi.org/10.1063/5.0062531