

**ВКЛАД ЗОННОГО ФЛУКТУАЦИОННОГО ПОТЕНЦИАЛА
И РАЗУПОРЯДЧЕННОСТИ ГЕТЕРОГРАНИЦ В ПАДЕНИЕ
ЭФФЕКТИВНОСТИ СВЕТОДИОДОВ НА ОСНОВЕ НИТРИДОВ****

Е. И. Шабунина^{1*}, А. Е. Черняков², А. Е. Иванов², А. П. Карташова¹, В. И. Кучинский^{1,3},
Д. С. Полоскин¹, Н. А. Тальнишних², Н. М. Шмидт¹, А. Л. Закгейм²

УДК 535.37:546.171.1

<https://doi.org/10.47612/0514-7506-2023-90-1-29-34>

¹ Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия;
e-mail: jenni-85@mail.ru

² Научно-технический центр микроэлектроники РАН, Санкт-Петербург, Россия

³ Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет “ЛЭТИ”
имени В. И. Ульянова, Санкт-Петербург, Россия

(Поступила 18 июля 2022)

Экспериментально определены значения зонного флуктуационного потенциала (ЗФП) в квантовых ямах, расположенных в области объемного заряда (ООЗ) $p-n$ -перехода, и латерального ЗФП в квантовых ямах вне ООЗ в синих, зеленых и ультрафиолетовых светодиодах на основе нитридов. На примере зеленых светодиодов показано, что низкая внешняя квантовая эффективность (ВКЭ) светодиодов в максимуме коррелирует с ростом ЗФП и разупорядоченностью гетерограниц в квантовых ямах, расположенных в ООЗ. Снижение ВКЭ в максимуме вызвано захватом носителей заряда на заряженные центры, локализованные на разупорядоченных гетерограницах. Величина латерального ЗФП в квантовых ямах, расположенных вне ООЗ, является основным параметром, определяющим падение ВКЭ от момента открытия $p-n$ -перехода до плотностей тока 30—40 A/cm².

Ключевые слова: зонный флуктуационный потенциал, внешняя квантовая эффективность, квантовая яма, область объемного заряда.

The values of the zone fluctuation potential (ZFP) in quantum wells located in the space charge region (SCR) of the $p-n$ junction and the lateral ZFP in quantum wells outside SCR in blue, green, and ultraviolet LEDs based on nitrides have been experimentally determined. By the example of green LEDs, it has been shown that the low external quantum efficiency (EQE) of LEDs at the maximum correlates with an increase in ZFP and disordering of heteroboundaries in quantum wells located in SCR. The decrease in EQE at the maximum is caused by the capture of charge carriers by charged centers localized at disordered heteroboundaries. The value of the lateral ZFP in quantum wells located outside SCR is the main parameter that determines the decrease of EQE from the moment of opening the $p-n$ junction to current densities of 30—40 A/cm².

Keywords: zone fluctuation potential, external quantum efficiency, quantum well, space charge region.

Введение. Падение эффективности и ее низкие значения в максимуме ограничивают область практического применения светодиодов и лазеров на основе нитридов. Природа падения внешней

CONTRIBUTION OF ZONE FLUCTUATION POTENTIAL AND DISORDERING OF HETERO-BOUNDARIES INTO A DECREASE OF EFFICIENCY OF NITRIDE BASED LEDS

Е. И. Шабунина^{1*}, А. Е. Черняков², А. Е. Иванов², А. П. Карташова¹, В. И. Кучинский^{1,3},
Д. С. Полоскин¹, Н. А. Тальнишних², Н. М. Шмидт¹, А. Л. Закгейм² (¹А. Ф. Иоффе Институт физики
и технологии Российской академии наук, Санкт-Петербург, Россия; e-mail: jenni-85@mail.ru;
²Научно-технический центр микроэлектроники Российской академии наук, Санкт-Петербург,
Россия; ³В. И. Ульянов Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет “ЛЭТИ”,
Санкт-Петербург, Россия)

**Доложено на конференции “Лазеры, полупроводниковые излучатели и системы на их основе”,
23—27 мая 2022 г., Минск, Беларусь.

квантовой эффективности (ВКЭ) при плотностях тока $>2 \text{ A/cm}^2$ в светоизлучающих приборах на основе нитридов, а также низкая ВКЭ в максимуме при увеличении содержания индия или алюминия в твердых растворах изучаются более двух десятилетий [1, 2]. Исследования отмеченных явлений развиваются преимущественно по нескольким направлениям: снижение роли поляризационных эффектов путем управления механическими напряжениями в светодиодных структурах [3], уменьшение плотности дефектов Шокли—Рида—Холла [4] и V -дефектов [5], улучшение морфологии поверхности слоев светодиодных структур и лазеров [6, 7]. В ряде теоретических и экспериментальных работ показан важный вклад случайных разупорядоченностей твердого раствора (СРТР) квантовых ям [8, 9] в электрические и оптические свойства светоизлучающих структур на основе нитридов [10]. При этом отмечено [11], что СРТР при толщине квантовых ям 2—3 нм являются источником разупорядоченности гетерограниц и формирования зонного флуктуационного потенциала (ЗФП), который по теоретическим оценкам может составлять 40—50 мэВ при изменении концентрации индия в твердом растворе от 10 до 30 %. Экспериментальные оценки ЗФП немногочисленны [12]. Кроме того, СРТР приводит к флуктуации толщины квантовых ям по площади светодиодных структур, вплоть до образования локальных разрывов слоев твердого раствора [13].

Цель настоящей работы — экспериментальная оценка ЗФП зеленых, синих и УФ-светодиодов на основе нитрида, а также выяснение вклада ЗФП и разупорядоченности гетерограниц в снижение ВКЭ в максимуме и в эффект падения ВКЭ с ростом плотности тока.

Эксперимент. Исследования проведены на коммерческих светодиодах площадью 1 mm^2 с длинами волн излучения 270, 450 и 530—539 нм, ВКЭ диодов 2—3, 12—37 и 70 % соответственно. Выбрано несколько партий зеленых светодиодов, различающихся не только ВКЭ, но и уровнем туннельных токов, что свидетельствует [14] о разной степени упорядоченности наноматериала, в том числе твердого раствора. Исследованы вольт-амперные характеристики (ВАХ) светодиодов, спектры электролюминесценции (ЭЛ), зависимости ВКЭ и ширины спектров на полувысоте (FWHM) от плотности тока. Для оценки ЗФП светодиодов проанализировано распределение пиковых значений эффективности по длинам волн в интервале напряжений 2—4 В и плотностей тока 10^{-2} — 1 A/cm^2 . Измерения проведены в непрерывном режиме при токах $<100 \text{ mA}$ и в импульсном режиме при токах $>50 \text{ mA}$ (длительность импульса 100 пс). Для импульсных измерений использован генератор Agilent 8114 A с усилителем Pico LAS LDPV 80-100 V3.3. При измерении ВАХ использовали Keithley 6487 power source. Оптическая мощность излучения и спектры ЭЛ светодиодов определялись в системе OL 770-LED Highspeed LED Test.

Результаты и их обсуждение. Зависимости ВКЭ от плотности тока исследуемых светодиодов (рис. 1) демонстрируют низкие эффективности зеленых и УФ-светодиодов (кривые 2—5) в максимуме при плотностях тока $<10 \text{ A/cm}^2$ по сравнению с синими светодиодами (кривая 1) и эффект падения ВКЭ при плотностях тока >2 — 3 A/cm^2 (кривые 1 и 2). Рассмотрим вклад ЗФП в оба явления на примере четырех зеленых светодиодов с различающимися в несколько раз ВКЭ в максимуме

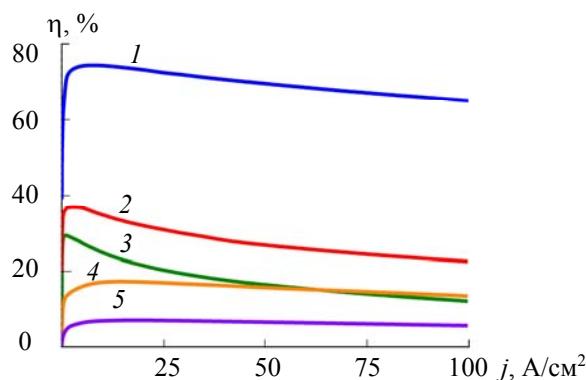


Рис. 1. Зависимости ВКЭ светодиодов от плотности тока в синих (1), зеленых (2—4) и ультрафиолетовых (5) светодиодах

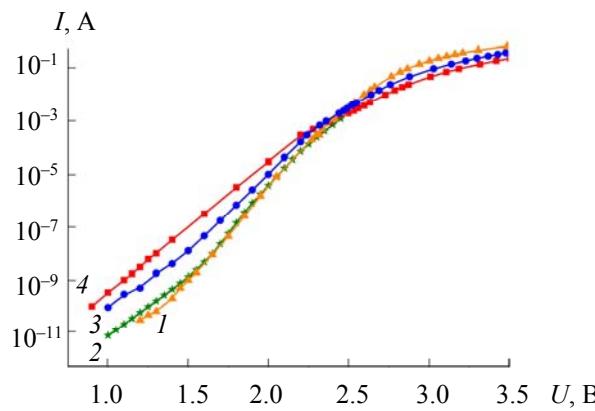


Рис. 2. ВАХ зеленых светодиодов с ВКЭ в максимуме 38 (1), 30 (2), 18 (3) и 13 % (4)

(кривые 2, 3 и 4) и уровнем туннельных токов (рис. 2). Для ВАХ зеленых светодиодов характерны фактор неидеальности прямой ветви ВАХ $n > 2$ при смещениях < 3 В, туннельный характер токов и прыжковый механизм переноса носителей заряда в области объемного заряда (ООЗ) $p-n$ -перехода, т. е. особенности, типичные для светоизлучающих приборов на основе нитридов [15, 16]. Согласно [17], такие особенности ВАХ наблюдаются для шунтированных $p-n$ -переходов, в том числе на кремнии с заряженными центрами, локализованными в ООЗ $p-n$ -перехода. Как показано в [14], повышение уровня туннельных токов коррелирует с усилением степени разупорядоченности СРТР и гетерограниц, проявляющимся в ухудшении выпрямляющих свойств светодиода по мере роста СРТР. Предполагалось, что распределение пиковых значений ВКЭ по длинам волн светодиодов в интервале напряжений 2—4 В и плотностей тока 10^{-2} —1 А содержит информацию о ЗФП, вызванных СРТР.

Распределения ВКЭ для трех типов зеленых светодиодов представлены на рис. 3. Характер распределений для светодиодов из трех групп с разными ВКЭ и упорядоченностью различный. При этом два типа светодиодов имеют близкую длину волн в максимуме излучения (рис. 3, кривые 2 и 3), но значительно отличаются по уровню СРТР (рис. 2, кривые 2 и 4). Светодиоды третьего типа (рис. 2 и 3, кривая 1) обладают наибольшей ВКЭ, а по уровню СРТР близки к светодиодам, ВАХ которых показаны на рис. 2 (кривая 2). Известно, что ВКЭ в максимуме светодиодов на основе нитридов определяются туннельной излучательной рекомбинацией носителей в квантовых ямах, находящихся в ООЗ $p-n$ -перехода. Согласно данным $C-V$ -профилирования зеленых светодиодов [18], при нулевом смещении не более трех ям, ближайших к p^+ -области, находятся в ООЗ. Исходя из этого, для анализа возможных процессов, определяющих характер распределения ВКЭ по длинам волн, отметим на распределениях характерные ВКЭ, соответствующие напряжению открытия $p-n$ -перехода ($U_{\text{от}}$). Значения $U_{\text{от}} = 2.80, 2.70, 3.31$ В определены из прямых ветвей ВАХ для светодиодов с ВКЭ 38, 30 и 13 % соответственно. Таким образом, правая часть распределений ВКЭ по длинам волн от красной линии отражает процессы в квантовых ямах, находящихся в ООЗ $p-n$ -перехода, и содержит ВКЭ в максимуме, а левая — процессы, происходящие после открытия $p-n$ -перехода в квантовых ямах вне ООЗ. Показано [19], что непрерывный рост ВКЭ на фиксированной длине волн в правой части распределений (рис. 3, кривые 1 и 2) визуализирует процессы туннельной излучательной рекомбинации в квантовых ямах. При этом максимум ВКЭ достигается для этих двух типов светодиодов при росте плотности тока от 10^{-2} до 2 A/cm^2 . Для зеленых светодиодов с ВКЭ 13 % такой участок распределения практически отсутствует (рис. 3, кривая 3), а наблюдается длинный “хвост” постепенного нарастания ВКЭ с изменением длины волны излучения. Данный диапазон изменения длин волн соответствует энергии 60 мэВ (верхняя горизонтальная ось на рис. 3). При ВКЭ = 13 % в максимуме достигается при плотности тока 15 A/cm^2 . Большие напряжения отсечки ~ 3.31 В, уровня туннельных токов, а также ширины спектра на полувысоте при малых плотностях тока (рис. 4, кривая 4) позволяют предположить, что “хвост” выявляет ЗФП. Подобный характер распределения ВКЭ по длинам волн типичен для светодиодных структур, выращенных в условиях сильного обогащения индием, с высоким уровнем СРТР и локальными областями, обогащенными индием [20]. В двух других светодиодах с более высокими ВКЭ “хвостов” в распределениях в правой части не наблюдается, но присутствует участок (рис. 3, кривые 1 и 2), на котором ВКЭ практически не изменяются, но наблюдается небольшое

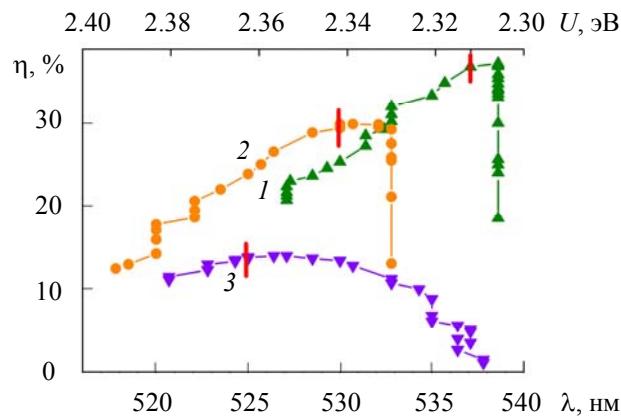


Рис. 3. Распределение ВКЭ по длинам волн в зеленых светодиодах с ВКЭ 38 (1), 30 (2) и 13 % (3)

изменение длины волны. Этот участок на распределениях можно оценивать по верхней энергетической шкале как ЗФП, вызванный небольшими флуктуациями состава в квантовых ямах. Согласно нашим оценкам, ЗФП 12 мэВ для светодиодов с ВКЭ 30 % и 8 мэВ для светодиодов с ВКЭ 38 % (рис. 3, представлены не все ЗФП). Для группы зеленых светодиодов с ВКЭ 18 % ЗФП ~30 мэВ. При этом уровень туннельных токов для них ниже (рис. 2, кривая 3), чем для светодиодов с самым низким ВКЭ и сильной разупорядоченностью (кривая 4). Самые низкие ЗФП ~4 мэВ наблюдались на синих светодиодах с эффективностью 70 %. Имеет место качественная корреляция ВКЭ в максимуме и ЗФП со степенью разупорядоченности СЗТР. Малые ЗФП указывают на флуктуации состава в пределах квантовой ямы, большие — на присутствие индия в барьерах и расплывание гетерограниц, что согласуется с экспериментальными фактами. Процесс заполнения носителями заряда ЗФП, сопровождающийся излучательной рекомбинацией на других длинах волн, является источником потери носителей в максимуме излучения на фиксированной длине волны. Еще один источник потерь — присутствие заряженных центров, локализованных на разупорядоченных гетерограницах, — выявляется при анализе зависимостей ширины спектра ЭЛ на полувысоте от плотности тока зеленых светодиодов (рис. 4). Для всех светодиодов наблюдается сужение спектра на полувысоте в диапазоне плотностей тока 10^{-2} —1 А/см², наиболее сильное — для светодиодов с минимальными ВКЭ (рис. 4, кривая 4) и максимальным ЗФП 60 мэВ (рис. 3, кривая 3) с максимальными туннельными токами (рис. 2, кривая 4). Для светодиодов с ВКЭ 38 % этот эффект пренебрежимо мал (рис. 4, кривая 1). Сужение спектра ЭЛ можно интерпретировать как результат захвата носителей заряда на заряженные центры, локализованные на разупорядоченных гетерограницах. Вертикальный туннельный перенос носителей заряда в ООЗ *p*-*n*-перехода обеспечивает адресную доставку носителей заряда к локализованным заряженным центрам. Судя по виду зависимостей ширины спектра на полувысоте от плотности тока (рис. 3), сужение наблюдается до плотностей тока 1—2 А/см², т. е. в том же диапазоне токов, в котором наблюдается рост ВКЭ. Грубые оценки показывают значительный уровень потерь носителей заряда за счет их захвата заряженными центрами. При плотности тока 10^{-2} А/см² для плохо упорядоченных светодиодов ВКЭ 1 % (рис. 2, кривая 4), для хорошо упорядоченных 14 и 11 % (кривые 1 и 2). Такие ВКЭ на плохо упорядоченных светодиодах достигаются при плотностях тока на три порядка больших. При плотностях тока >2 А/см² спектр уширяется, что связано с заполнением носителями ЗФП (рис. 4). Таким образом, низкие ВКЭ в максимуме вызваны не столько ростом концентрации индия, сколько выбором неоптимального режима роста, приводящего к разупорядоченности твердого раствора и гетерограниц. Очевидно, что с повышением концентрации индия условия, обеспечивающие получение гладких ступеней роста, а значит, более упорядоченных границ, более жесткие, чем при низком содержании индия.

Рассмотрим процессы, определяющие особенности распределения ВКЭ по длинам волн в левой части относительно длины волны, соответствующей открытию *p*-*n*-перехода, отмеченной на рис. 3 вертикальными линиями. С открытием *p*-*n*-перехода ВКЭ уменьшаются с ростом тока. Уменьшение очень слабое для светодиодов с высоким уровнем СЗТР (кривая 3) и для светодиодов с меньшим уровнем СЗТР может достигать 40 % (кривые 1 и 2). Участки падения на распределениях ВКЭ (кривые 1 и 2) соответствуют участкам на зависимостях ширины ЭЛ спектров на полувысоте от плотности тока свето-

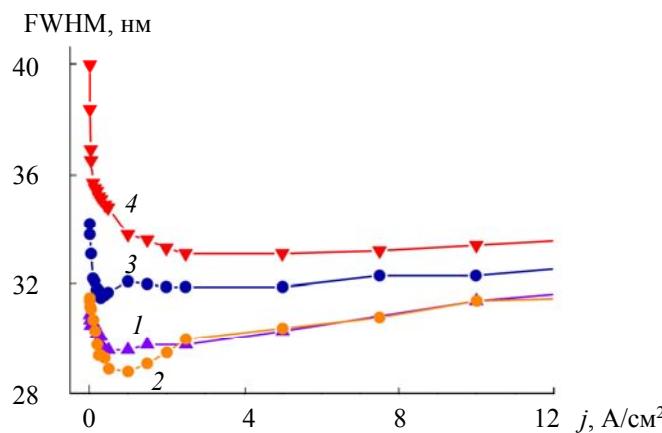


Рис. 4. Зависимости ширины спектров электролюминесценции на полувысоте от плотности тока в зеленых светодиодах с ВКЭ 38 (1), 30 (2), 18 (3) и 13 % (4)

диодов (рис. 4, кривые 1 и 2) при плотностях тока $>5 \text{ A}/\text{cm}^2$, на которых наблюдается рост ширины спектра на полувысоте с ростом плотности тока, что, как известно, связано с неравновесным заполнением носителями заряда латеральных неоднородностей состава квантовых ям вне ООЗ $p-n$ -перехода. Предполагается, что участки падения на распределениях ВКЭ по длинам волн, появляющиеся после открытия $p-n$ -перехода (длины волн, соответствующие открытию $p-n$ -перехода, отмечены на рис. 3 вертикальными линиями), выявляют латеральный ЗФП в квантовых ямах, расположенных вне ООЗ $p-n$ -перехода, и отражают последовательное заполнение носителями заряда латеральных туннельно связанных микро- и наноразмерных квантовых ям, начиная с ям с большим содержанием индия. В зеленых светодиодах этот процесс продолжается, согласно ВАХ, до ~ 3 В (рис. 2). В синих светодиодах с ВКЭ 50—70 % туннельный перенос носителей заряда заканчивается при напряжениях 2.7—2.8 В. Для зеленых светодиодов латеральный ЗФП 34 и 38 мэВ для светодиодов с ВКЭ 38 и 30 %, для синих светодиодов 24 мэВ. По мере заполнения носителями заряда латеральных СЗТР туннельный механизм переноса сменяется диффузионным [21, 22] и, начиная с плотностей тока $>30 \text{ A}/\text{cm}^2$, инжеクция свободных носителей заряда становится определяющей, что сопровождается взаимодействием со всеми типами дефектов, в том числе с дислокациями и границами зерен [23]. Кроме того, смена механизма переноса носителей заряда приводит к развитию краудинг-эффекта и уменьшению объема области излучательной рекомбинации в светодиодах [24]. В УФ-светодиодах с малым содержанием алюминия на длине волны 300 нм СЗТР выше, чем в зеленых светодиодах с ВКЭ 12—14 %, что проявляется в трехмерном характере морфологии поверхности и высоком уровне утечек, чем определяются низкие (<2 %) ВКЭ [25, 26]. Для более коротковолновых светодиодов с максимумом при 270 нм ситуация другая. Уровень туннельных токов близок к наблюдаемому для зеленых светодиодов с ВКЭ 30 %, но область туннельных токов находится до 5 В. В спектрах ЭЛ кроме хорошо выраженного пика на 270 нм с HWFM ~ 12 нм присутствует широкая полоса вплоть до 300 нм с низкой интенсивностью. Для этих светодиодов основные причины низких ВКЭ — низкая концентрация носителей заряда, в том числе инжектируемых.

Заключение. Анализ экспериментально полученных распределений пиковых значений внешней квантовой эффективности по длинам волн в светодиодах в диапазоне напряжений 2—4 В и плотностей тока 10^{-2} — $30 \text{ A}/\text{cm}^2$ позволяет оценить зонный флукутуационный потенциал в квантовых ямах, находящихся в области объемного заряда $p-n$ -перехода и вне ее, что является важной информацией для корректировки технологических процессов. Низкие внешние квантовые эффективности в зеленых светодиодах в максимуме во многом вызваны разупорядоченностью состава твердого раствора и гетерограниц в квантовых ямах в области объемного заряда $p-n$ -перехода, ближайших к p^+ -области. Внешние квантовые эффективности светодиодов в максимуме при плотностях тока $<10 \text{ A}/\text{cm}^2$ тем ниже, чем выше зонный флукутуационный потенциал в квантовых ямах в области объемного заряда $p-n$ -перехода. Самые низкие внешние квантовые эффективности и самые высокие зонные флукутуационные потенциалы наблюдаются в зеленых светодиодах, выращенных в условиях сильного обогащения индием, и обусловлены неоптимальным выбором условий роста. Падение внешней квантовой эффективности начинается с открытия $p-n$ -перехода и определяется величиной латерального зонного

флуктуационного потенциала в квантовых ямах, находящихся вне области объемного заряда $p-n$ -перехода. Чем больше латеральный зонный флуктуационный потенциал, тем больше носителей заряда захватывается на разупорядоченных гетерограницах при их латеральном туннелировании в флуктуациях состава. Чем меньше латеральный зонный флуктуационный потенциал в квантовых ямах вне области объемного заряда $p-n$ -перехода, тем при меньших инжекционных токах происходит смена механизма переноса носителей заряда от туннельного к диффузионному с развитием краудинг-эффекта.

- [1] **M. Meneghini, C. De Santi, A. Tibaldi, M. Vallone, F. Bertazzi, G. Meneghesso, E. Zanoni, M. Goano.** J. Appl. Phys., **127** (2020) 211102
- [2] **L. Wang, J. Jin, Ch. Mi, Zh. Hao, Y. Luo, Ch. Sun, Y. Han, B. Xiong, J. Wang, H. Li.** Materials, **10** (2017) 1233
- [3] **M. A. Caro, S. Schulz, E. P. O'Reilly.** Phys. Rev. B, **88** (2013) 214103
- [4] **A. M. Armstrong, B. N. Bryant, M. H. Crawford, D. D. Koleske, S. R. Lee, J. J. Wierer.** J. Appl. Phys., **117** (2015) 134501
- [5] **L. C. Le, D. G. Zhao, D. S. Jiang, L. Li, L. L. Wu, P. Chen, Z. S. Liu, J. Yang, X. J. Li, X. G. He, J. Zhu, H. Wang, S. M. Zhang, H. Yang.** J. Appl. Phys., **114** (2013) 143706
- [6] **A. I. Alhassan, N.G. Young, R. M. Farrell, C. Pynn, F. Wu, A. Y. Alyamani, Sh. Nakamura, S. P. Den Baars, J. S. Speck.** Opt. Express, **26**, N 5 (2018) 5591—5601
- [7] **A. Tian, J. Liu, L. Zhang, Z. Li, M. Ikeda, Sh. Zhang, D. Li, P. Wen, F. Zhang, Y. Cheng, X. Fan, H. Yang.** Opt. Express, **25**, N 1 (2017) 415—421
- [8] **T.-J. Yang, R. Shivaraman, J. S. Speck, Y.-R. Wu.** J. Appl. Phys., **116** (2014) 113104
- [9] **R. Butté, L. Lahourcade, T. K. Uždaviny, G. Callsen, M. Mensi, M. Glauser, G. Rossbach, D. Martin, J.-F. Carlin, S. Marcinkevičius, N. Grandjean.** Appl. Phys. Lett., **112** (2018) 032106
- [10] **M. Piccardo, Ch.-K. Li, Y.-R. Wu, J. S. Speck, B. Bonef, R. M. Farrell, M. Filoche, L. Martinelli, J. Peretti, C. Weisbuch.** Phys. Rev. B, **95** (2017) 144205
- [11] **Ch.-K. Li, M. Piccardo, L.-Sh. Lu, S. Mayboroda, L. Martinelli, J. Peretti, J. S. Speck, C. Weisbuch, M. Filoche, Y.-R. Wu.** Phys. Rev. B, **95** (2017) 144206
- [12] **M. L. Badgutdinov, A. E. Yunovich.** Semiconductors, **42** (2008) 429—438
- [13] **S. Schulz, M. A. Caro, C. Coughlan, E. P. O'Reilly.** Phys. Rev. B, **91** (2015) 035439
- [14] **V. N. Petrov, V. G. Sidorov, N. A. Talnishnikh, A. E. Chernyakov, E. I. Shabunina, N. M. Shmidt, A. S. Usikov, H. Helava, Yu. N. Makarov.** Semiconductors, **50**, N 9 (2016) 1173—1179
- [15] **M. Mandurrino, M. Goano, M. Vallone, F. Bertazzi, G. Ghione, G. Verzellesi, M. Meneghini, G. Meneghesso, E. Zanoni.** J. Comput. Electron., **14** (2015) 444—455
- [16] **Sh. Zhou, J. Li, Y. Wu, Y. Zhang, Ch. Zheng, Sh. Liu.** J. Appl. Phys., **57** (2018) 051003
- [17] **S. Steingrube, O. Breitenstein, K. Ramspeck, S. Glunz, A. Schenk, P. P. Altermatt.** J. Appl. Phys., **110** (2011) 014515
- [18] **A. Y. Polyakov, N. M. Shmidt, N. B. Smirnov, I. V. Shchemerov, E. I. Shabunina, N. A. Talnishnih, I.-H. Lee, L. A. Alexanyan, S. A. Tarelkin, S. J. Pearton.** J. Appl. Phys., **125** (2019) 215701
- [19] **N. A. Talnishnikh, A. E. Ivanov, A. G. Smirnova, E. I. Shabunina, N. M. Shmidt.** J. Phys. Conf. Ser., **1199** (2019) 012015
- [20] **N. M. Shmidt, A. E. Chernyakov, N. A. Talnishnih, A. E. Nikolaev, A. V. Sakharov, V. N. Petrov, E. V. Gushchina, E. I. Shabunina.** J. Crystal Growth, **520** (2019) 82—84
- [21] **R. Aleksiejūnas, K. Nomeika, S. Miasojedovas, S. Nargelės, T. Malinauskas, K. Jarašiūnas, Ū. Tuna, M. Heuken.** Phys. Status Solidi (b), **252**, N 5 (2015) 977—982
- [22] **M. Auf der Maur, A. Pecchia, G. Penazzi, W. Rodrigues, A. Di Carlo.** Phys. Rev. Lett., **116** (2016) 027401
- [23] **G. Pozina, R. Ciechonski, Z. Bi, L. Samuelson, B. Monemar.** Appl. Phys. Lett., **107** (2015) 251106
- [24] **A. V. Aladov, A. E. Chernyakov, A. E. Ivanov, A. L. Zakheim.** Tech. Phys. Lett., **47** (2021) 834
- [25] **E. I. Shabunina, M. E. Levinstein, M. M. Kulagina, S. Yu. Kurin, A. E. Chernyakov, V. N. Petrov, V. V. Ratnikov, I. N. Smirnova, S. I. Troshkov, N. M. Shmidt, A. S. Usikov, H. Helava, Yu. N. Makarov.** J. Phys. Conf. Ser., **643** (2015) 012128
- [26] **A. Y. Polyakov, N. M. Shmidt, N. B. Smirnov, I. V. Shchemerov, E. I. Shabunina, N. A. Talnishnih, P. B. Lagov, Yu. S. Pavlov, L. A. Alexanyan, S. J. Pearton.** ECS J. Solid State Sci. Technol., **7**, N 6 (2018) 323—328