

# Усиленная люминесценция сильнолегированных $Al_xGa_{1-x}N$ -структур при оптическом возбуждении

П.А.Бохан, К.С.Журавлёв, Дм.Э.Закревский, Т.В.Малин, И.В.Осинных, Н.В.Фатеев

*Исследованы спектральные, временные и поляризационные характеристики люминесценции сильнолегированных  $Al_xGa_{1-x}N$ -пленок на подложке из сапфира при оптической импульсной накачке излучением с  $\lambda = 266$  нм. Спектры спонтанного излучения, связанные с донорно-акцепторными переходами, имеют неоднородное уширение с шириной на полувысоте более 0.5 эВ и охватывают весь видимый диапазон. Спектры излучения, выходящего из торца исследуемых структур, состоят из нескольких узкополосных эквидистантных компонент, каждая из которых расщепляется на TE и TM моды со взаимно перпендикулярной поляризацией. Это связано с распространением плоских волн внутри плоского волновода по зигзагообразному пути при полном внутреннем отражении от поверхностей волновода. Измерены оптические коэффициенты усиления, которые для  $Al_{0.5}Ga_{0.5}N/AlN$  на  $\lambda \approx 510$  нм,  $Al_{0.74}Ga_{0.26}N/AlN$  на  $\lambda \approx 468$  нм и  $AlN/Al_{0.6}Ga_{0.4}N/AlN/Al_2O_3$  на  $\lambda \approx 480$  нм составили  $\sim 70$ , 20 и 44  $cm^{-1}$  соответственно. Измеренные значения квантовой эффективности люминесценции равны 0.79, 0.49 и 0.14 для пленок  $Al_{0.74}Ga_{0.26}N$ ,  $Al_{0.65}Ga_{0.35}N$  и  $Al_{0.5}Ga_{0.5}N$ , вычисленные значения сечений перехода в центре полосы излучения составляют  $\sim 10^{-18} cm^2$ .*

**Ключевые слова:** люминесценция, оптическое возбуждение, спонтанное излучение, усиление.

## 1. Введение

Полупроводниковые источники света благодаря широкому диапазону доступных длин волн, компактности, высокой эффективности, надёжности, низкой стоимости и простоте использования применяются во многих областях науки и техники. В последнее время большое внимание уделяется исследованию и созданию светоизлучающих сред на основе  $Al_xGa_{1-x}N$ -структур, которые характеризуются регулируемой от 3.4 (для GaN) до 6.1 эВ (для AlN) шириной запрещённой зоны с прямыми оптическими переходами между зоной проводимости и валентной зоной [1–3]. Это делает их перспективными для изготовления светоизлучающих устройств в широкой области спектра – от УФ до ближнего ИК [4–11]. Создание светоизлучающих диодов и лазеров видимого диапазона спектра, особенно с генерацией истинно зелёного излучения, соответствующего максимальной чувствительности сумеречного зрения 500–550 нм, а также «белого» широкополосного излучения в единичном излучающем элементе

востребованы в многочисленных применениях. Это скоростная телекоммуникация; лазерные наземные (подводные) локационные устройства и дальномеры; системы посадки самолётов и проводки судов; устройства подсветки, целеуказания и топографического визирования, а также скоростной интерферометрии и фотографии; системы индикации и отображения информации, включая телевидение; проекционные устройства и устройства оптической когерентной томографии и фотодинамической терапии; спектральные источники излучений; задающие генераторы и источники накачки лазеров на растворах красителей, твёрдотельных, в том числе волоконных лазеров, включая устройства для лазерного разделения изотопов; энергосберегающие и экологически чистые источники света общего назначения со сплошным спектром с высокой световой и энергетической эффективностью и т. д.

В работе [12] при возбуждении низкоэнергетическим (до 20 кэВ) электронным пучком мощностью до 200 кВт изучалась люминесценция  $Al_xGa_{1-x}N$ -структур с различным содержанием мольной доли алюминия  $x$ , выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на сапфировых подложках. В спектрах катодолюминесценции сильно легированных кремнием  $Al_xGa_{1-x}N$ -структур с  $x > 0.42$  наблюдалось широкополосное излучение, охватывающее видимый и ближний ИК спектральные диапазоны с  $\lambda = 460–720$  нм (энергия кванта 1.72–2.7 эВ), при этом краевая люминесценция оказалась пренебрежимо малой. Позднее в работе [13] было показано, что эта люминесценция связана с переходами через уровни излучающих центров, состоящих из атома примеси и точечного дефекта кристаллической решётки, – с донорно-акцепторными переходами с участием того же акцептора. При возбуждении слоёв  $Al_xGa_{1-x}N$  линейным электронным пучком излучение, регистрируемое с торца образцов, имело модовую структуру и демонстрировало свойства сверхизлучения. Это даёт основание полагать, что на

**П.А.Бохан, К.С.Журавлёв, Т.В.Малин, И.В.Осинных.** Институт физики полупроводников им. А.В.Ржанова СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 13; e-mail: bokhan@isp.nsc.ru, zhur@isp.nsc.ru, mal-tv@isp.nsc.ru, osinus-sb@isp.nsc.ru

**Дм.Э.Закревский.** Институт физики полупроводников им. А.В.Ржанова СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 13; Новосибирский государственный технический университет, Россия, 630073 Новосибирск, просп. К.Маркса, 20; e-mail: zakrdm@isp.nsc.ru

**Н.В.Фатеев.** Институт физики полупроводников им. А.В.Ржанова СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 13; Новосибирский государственный университет, Россия, 630090 Новосибирск, ул. Пирогова, 2; e-mail: fateev@isp.nsc.ru

Поступила в редакцию 9 октября 2017 г., после доработки – 29 декабря 2017 г.

основе  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ -структур в одном излучающем элементе могут быть созданы когерентные и некогерентные источники света с различными длинами волн, в том числе и перестраиваемые в широком диапазоне спектра.

Целью настоящей работы является изучение спектральных, временных и поляризационных характеристик спонтанной и усиленной люминесценций в  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ -структурах при оптической накачке, а также измерение в исследуемых структурах квантовой эффективности и оптического усиления.

## 2. Экспериментальная установка и основные результаты экспериментов

Исследованные структуры выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии в модифицированной установке Ribet CBE-32. Технология синтеза и процесс измерения параметров плёнок подробно описаны в [13, 14]. Источником активного азота являлся поток аммиака ( $130 \text{ см}^3/\text{мин}$ ), а источником примесных (легирующих) атомов кремния – смесь силана ( $\sim 0.7\%$ ) и азота с постоянным потоком газовой смеси  $\sim 3 \text{ см}^3/\text{мин}$ . В предварительных экспериментах было установлено, что при данном потоке легирующей примеси в плёнках  $\text{Al}_{0.62}\text{Ga}_{0.38}\text{N}$  интенсивность катодо- и фотолюминесценции была максимальной. В плёнках  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  с увеличением  $x$  концентрация кремния  $n_{\text{Si}}$  составляла  $(3-1) \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$ , а концентрация свободных электронов  $n_e$  была равна  $(24-0.1) \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$  [15].

Исследовались структуры с активным слоем  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  и буферным слоем  $\text{AlN}$  на сапфире  $\text{AlGaN}/\text{AlN}/\text{Al}_2\text{O}_3$ . Плёнки  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  разного состава ( $x = 0.42-1$ ) толщиной  $h_0 = 1.2 \text{ мкм}$  выращивались на нитрированных сапфировых подложках с ориентацией (0001) толщиной  $h = 430 \text{ мкм}$  с буферным слоем  $\text{AlN}$  толщиной  $h_p = 320 \text{ нм}$ . Также исследовались структура  $\text{AlN}/\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{N}/\text{AlN}/\text{Al}_2\text{O}_3$  с толщинами слоёв  $h_{p1} = 25 \text{ нм}$ ,  $h_0 = 600 \text{ нм}$ ,  $h_{p2} = 250 \text{ нм}$  и подложки толщиной  $h = 430 \text{ мкм}$  соответственно. Все образцы имели размеры  $15 \times 10 \text{ мм}$  и были получены методом скола структуры по кристаллографическим плоскостям сапфира. Люминесцентные свойства исследовались при оптическом возбуждении, которое обеспечивает более широкие возможности, чем накачка электронным пучком. Возбуждение осуществлялось со стороны плёнки  $\text{AlGaN}$  излучением четвёртой гармоники импульсного Nd:YAG-лазера с  $\lambda = 266 \text{ нм}$  и длительностью импульсов по полувысоте  $8 \text{ нс}$  при частоте их следования  $10 \text{ Гц}$ . Излучение было направлено перпендикулярно поверхности образца и имело вид однородной полоски шириной  $0.04 \text{ см}$  с регулируемой длиной зоны возбуждения  $L = 0-1 \text{ см}$ , изменяемой с шагом  $10 \text{ мкм}$ . Максимальная плотность мощности импульса накачки  $P_p$  на поверхности образца достигала  $\sim 9 \text{ МВт}/\text{см}^2$  при неоднородности его интенсивности вдоль полоски накачки менее  $5\%$ .

Все эксперименты проводились при комнатной температуре. Параметры спонтанного излучения (СИ) измерялись под углом  $45^\circ$  к поверхности образцов (рис.1,а). Одновременно регистрировалось излучение, выходящее из торца структуры (рис.1,б), которое по своей природе, как будет показано дальше, является усиленным спонтанным излучением (УСИ). Спектры регистрировались в диапазоне  $200-750 \text{ нм}$  при помощи спектрометра с высоким динамическим диапазоном измерений интенсивности излучения и спектральным разрешением  $\sim 0.5 \text{ нм}$  [16]. Для

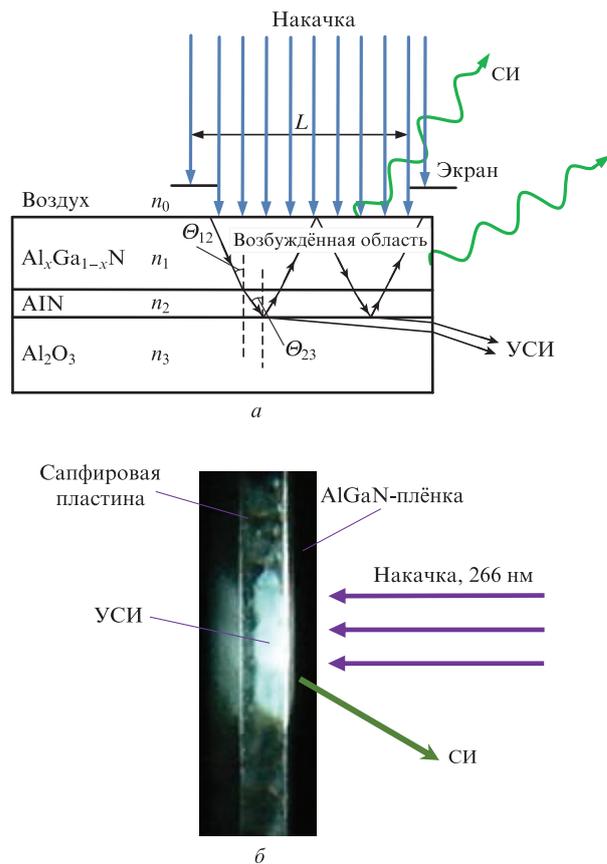


Рис.1. Схема возбуждения и регистрации люминесценции для  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{AlN}/\text{Al}_2\text{O}_3$ -структур (а) и фотография сколотого торца  $\text{Al}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{N}/\text{AlN}/\text{Al}_2\text{O}_3$ -структуры в момент возбуждения импульсным лазерным излучением с  $\lambda = 266 \text{ нм}$  (б).

временных измерений интенсивности люминесценции использовались призмный монохроматор и фотоумножитель ФЭУ-106, электрический сигнал с которого регистрировался и усреднялся более чем по 100 лазерным импульсам осциллографом Tektronix 2024 с временным разрешением  $3 \text{ нс}$ . Регистрируемое излучение передавалось на спектрометры через многомодовый кварцевый световод, а для проведения сравнительных измерений оно фокусировалось непосредственно на входную щель спектрометра. В обоих случаях регистрируемые спектры фотолюминесценции были идентичными. Для измерения оптического усиления в исследованных структурах использовался однопроходный метод [17, 18]. Появление усиления в исследуемых образцах идентифицировалось по экспоненциальному росту интенсивности выходного излучения при увеличении длины зоны возбуждения и по формированию узкополосных пиков в спектрах.

Квантовые выходы люминесценции в плёнках  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  измерялись относительно квантовых выходов люминесценции раствора органического красителя родамина 6G в этаноле, выступающего в качестве стандарта с известным квантовым выходом  $0.95$  [19]. Краситель, находящийся в тонкой (толщиной  $2 \text{ мм}$ ) кварцевой кювете, и образцы возбуждались (в одной геометрии накачки и регистрации) излучением с  $\lambda = 266 \text{ нм}$  пучком диаметром  $8 \text{ мм}$  с однородным распределением интенсивности, падающим под углом  $45^\circ$  к поверхности образца. Интенсивность спонтанного излучения измерялась широкоапертурным (диаметр  $9.5 \text{ мм}$ ) калиброванным фотопри-

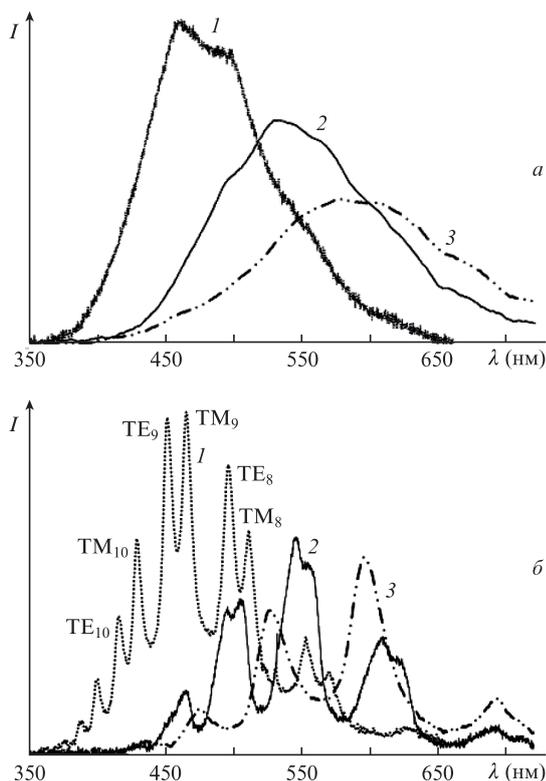


Рис.2. Спектры люминесценции СИ (а) и УСИ (б) структур  $\text{Al}_{0.74}\text{Ga}_{0.26}\text{N}/\text{AlN}$  (1),  $\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{N}/\text{AlN}$  (2) и  $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{N}/\text{AlN}$  (3) при плотности мощности накачки  $P_p = 300 \text{ кВт/см}^2$ .

ёмником, расположенным на расстоянии 15 мм от поверхности образца в перпендикулярном ей направлении.

На рис.2 и 3 приведены типичные спектры СИ (рис.2,а) и УСИ (рис.2,б) для  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{AlN}/\text{Al}_2\text{O}_3$  с  $x = 0.74, 0.6$  и  $0.5$  и для  $\text{AlN}/\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{N}/\text{AlN}/\text{Al}_2\text{O}_3$  (рис.3). Как и при накачке электронным пучком (см. [12]), для всех структур с  $x > 0.4$  спектры СИ содержат одну широкую полосу, при этом краевые полосы не наблюдаются. Спектр излучения лежит в видимом диапазоне с шириной на полувысоте  $\Delta\lambda_{1/2} \approx 150 \text{ нм}$ . Это превышает аналогичные значения для излучения ИК суперлюминесцентных диодов на основе гетероструктур с квантоворазмерными активными слоями [20–23] и титан-сапфирового лазера [24, 25]. С увеличением содержания алюминия полосы излучения сдвигаются в УФ область, при этом ширина спектра на полувы-

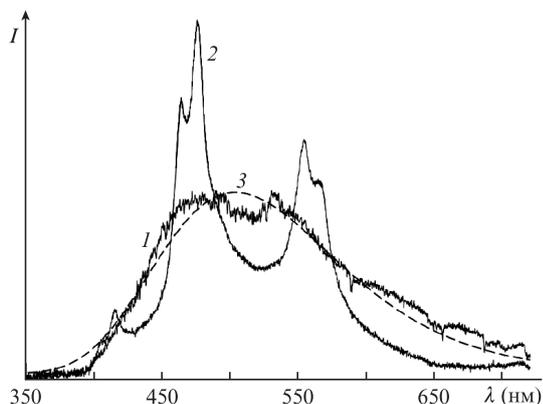


Рис.3. Спектры люминесценции СИ (1) и УСИ (2)  $\text{AlN}/\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{N}/\text{AlN}/\text{Al}_2\text{O}_3$ -структуры при плотности мощности накачки  $P_p = 300 \text{ кВт/см}^2$ ; 3 – аппроксимация распределением Гаусса.

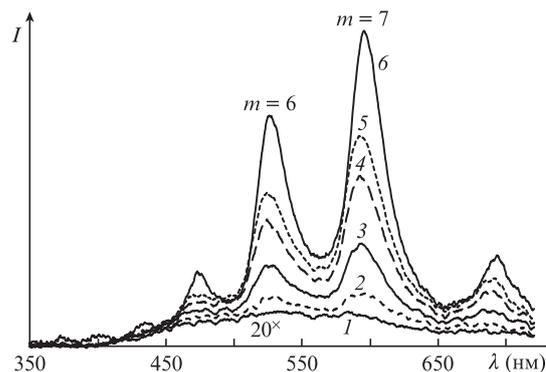


Рис.4. Спектры люминесценции УСИ  $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{N}$ -структуры при плотности мощности накачки  $P_p = 0.006$  (1),  $0.2$  (2),  $4$  (3),  $40$  (4),  $100$  (5) и  $1000 \text{ кВт/см}^2$  (6) ( $m$  – порядок моды).

соте меняется мало. В частотном интервале она изменяется обратно пропорционально длине волны и достигает  $400 \text{ ТГц}$ .

Спектры, регистрируемые со скола структуры (спектры УСИ), расщеплены на почти эквидистантные пики. Например, для структуры  $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{N}$  максимумы полос УСИ находятся на  $\lambda \approx 435, 477, 528, 595$  и  $680 \text{ нм}$  с интервалом между ними  $\sim 2100 \text{ см}^{-1}$ .

На рис.4 представлены спектры УСИ для  $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{N}$  при плотностях мощности возбуждения накачки  $P_p \approx 0.006, 0.2, 4, 40, 100$  и  $1000 \text{ кВт/см}^2$  и длине зоны возбуждения  $L = 1.2 \text{ мм}$ .

На рис.5 показаны зависимости интенсивности СИ и УСИ для  $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{N}$ -плёнки от плотности мощности излучения накачки при  $L = 0.6$  и  $1.2 \text{ мм}$ . Интенсивность УСИ в диапазоне  $P_p \approx 15\text{--}25 \text{ кВт/см}^2$  резко возрастает и после  $P_p \approx 60 \text{ кВт/см}^2$  изменяется с ростом мощности накачки практически линейно. Напротив, интенсивность СИ близка к линейной во всем диапазоне изменения  $P_p$ .

На рис.6 представлены фрагменты спектров УСИ для  $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{N}$ -плёнки, измеренные без поляризатора и с поляризатором при разных углах его поворота  $\zeta$ . Видно наличие двух групп полос УСИ с различным положением максимумов.

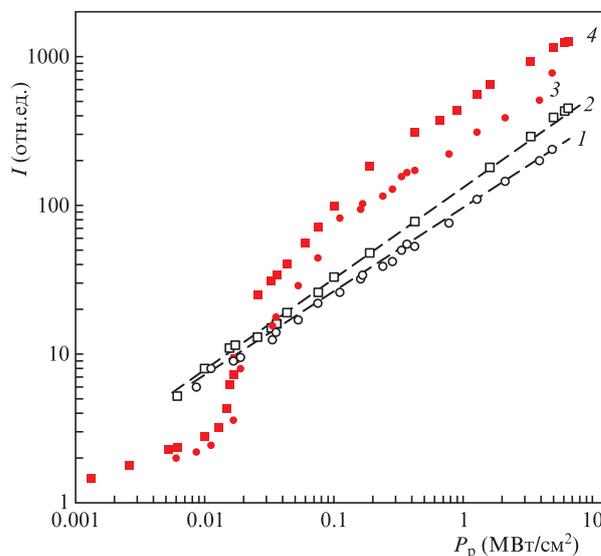


Рис.5. Интенсивности СИ (1,2) и УСИ (3,4) люминесценции  $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{N}$ -структуры при  $\lambda = 560$  (1,2) и  $528 \text{ нм}$  (3,4),  $L = 0.6$  (1,3) и  $1.2 \text{ мм}$  (2,4).

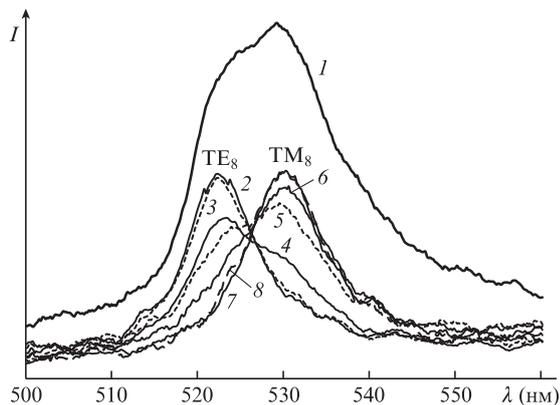


Рис.6. Фрагменты спектров люминесценции УСИ  $Al_{0.5}Ga_{0.5}N$ -плёнки без поляризатора (1) и с поляризатором при углах его поворота  $\zeta = 0$  (2), 15 (3), 30 (4), 45 (5), 60 (6), 75 (7) и 90 угл. град (8).

Зависимости интенсивности УСИ  $I$  для структур различного типа от длины зоны возбуждения  $L$  показаны на рис.7. Видно, что  $I$  экспоненциально возрастает с увеличением  $L$  в диапазоне 0–1 мм. При  $L > 0.8$ –1 мм для структур  $Al_xGa_{1-x}N/AlN$  интенсивность  $I$  насыщается, а для  $AlN/Al_{0.6}Ga_{0.4}N/AlN/Al_2O_3$  насыщение отсутствует.

На рис.8 приведена осциллограмма импульса СИ на  $\lambda \approx 595$  нм для  $Al_{0.5}Ga_{0.5}N$ -плёнки. Видно, что форма им-

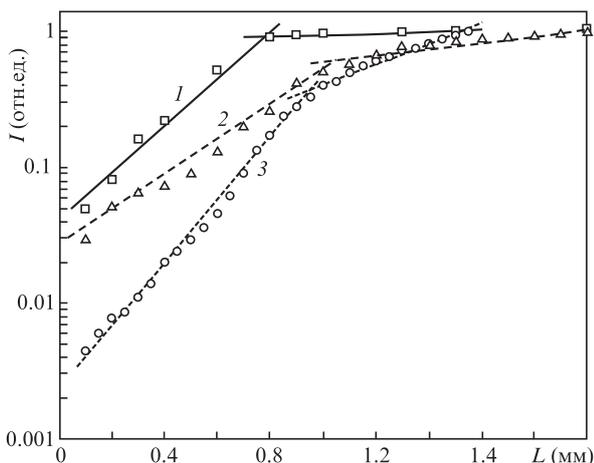


Рис.7. Зависимости интенсивности люминесценции УСИ от длины зоны возбуждения  $L$  для  $Al_{0.74}Ga_{0.26}N/AlN$ ,  $\lambda \approx 468$  нм (1),  $Al_{0.5}Ga_{0.5}N/AlN$ ,  $\lambda \approx 528$  нм (2) и  $AlN/Al_{0.6}Ga_{0.4}N/AlN$ ,  $\lambda \approx 475$  нм (3);  $P_p = 220$  кВт/см<sup>2</sup>.

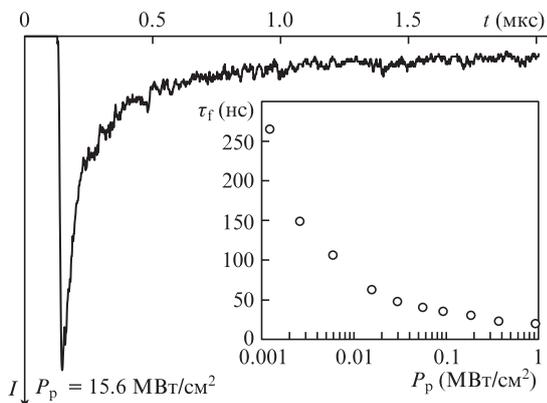


Рис.8. Осциллограмма импульса СИ от сколотого края для  $Al_{0.5}Ga_{0.5}N$ ,  $\lambda = 595$  нм. На вставке – зависимость  $\tau_f$  от  $P_p$ .

пульса определяется совокупностью по крайней мере двух процессов, характеризующихся временами быстрого ( $\tau_f$ ) и медленного ( $\tau_s$ ) затухания интенсивности излучения. На этом же рисунке показано изменение  $\tau_f$  при увеличении плотности мощности накачки  $P_p$ .

Измеренные значения квантовой эффективности спонтанной люминесценции для  $Al_{0.74}Ga_{0.26}N$ ,  $Al_{0.65}Ga_{0.35}N$  и  $Al_{0.5}Ga_{0.5}N$ -плёнок составили 0.79, 0.49 и 0.14 соответственно.

### 3. Обсуждение результатов

Пороговый характер увеличения интенсивности излучения при росте плотности возбуждения ( $P_p \geq 15$  кВт/см<sup>2</sup>) и её экспоненциальный рост с увеличением длины области возбуждения в диапазоне  $L = 0$ –1 мм свидетельствуют о наличии усилительных свойств  $Al_xGa_{1-x}N$ -плёнок при оптической накачке. Поскольку излучение распространяется в волноводной структуре, его спектральные характеристики должны определяться параметрами образованного волновода. Рассмотрим структуру  $Al_{0.5}Ga_{0.5}N/AlN/Al_2O_3$ , представляющую собой несимметричный волновод, который состоит из пленки  $AlGaN$  с показателем преломления  $n_1 \approx 2.244$  [26], буферного слоя  $AlN$  с  $n_2 \approx 2.085$  [27] и сапфировой подложки с  $n_3 \approx 1.77$  [27] (показатели преломления приведены для  $\lambda = 530$  нм). Внешние поверхности структуры контактируют с воздухом с  $n_0 \approx 1$ . В этом случае  $n_1 > n_2 > n_3 > n_0$  и, следовательно, существуют несколько критических углов падения излучения  $\Theta_{cr}$  для полного внутреннего отражения на границах раздела контактирующих сред:  $\Theta_{10} = \arcsin(n_0/n_1) \approx 26.5^\circ$  на границе  $Al_{0.5}Ga_{0.5}N$ –воздух,  $\Theta_{12} = \arcsin(n_2/n_1) \approx 68^\circ$  на границе  $Al_{0.5}Ga_{0.5}N$  –  $AlN$ ,  $\Theta_{23} = \arcsin(n_3/n_2) \approx 58.3^\circ$  на границе  $AlN$ – $Al_2O_3$  и  $\Theta_{30} = \arcsin(n_0/n_3) \approx 34.4^\circ$  на границе  $Al_2O_3$ –воздух. Пучки, идущие из любой точки внутри плёнки  $AlGaN$ , испытывают полное внутреннее отражение при углах падения, превышающих эти углы [28, 29]. Расчёты, основанные на формулах Френеля [29], показывают, что коэффициент отражения на границе раздела  $Al_{0.5}Ga_{0.5}N$  и  $AlN$  из-за небольшого различия между показателями преломления контактирующих сред мал ( $\sim 0.05\%$ ). В результате излучение из  $Al_{0.5}Ga_{0.5}N$  эффективно проникает в  $AlN$ , и полное внутреннее отражение этого излучения происходит при углах падения более  $\Theta_{13} = \arcsin(n_3/n_1) \approx 52.1^\circ$ . Таким образом, для углов  $68^\circ > \Theta > 52.1^\circ$  область, содержащую плёнку  $Al_{0.5}Ga_{0.5}N$  и буферную плёнку  $AlN$ , можно рассматривать как единый волновод.

Полученное спектральное распределение излучения, состоящее из совокупности эквидистантных пиков, объясняется следующим образом. Световое поле в волноводе состоит из суммы двух плоских ТЕ и ТМ волн со взаимно перпендикулярными поляризациями. Эти волны распространяются зигзагообразно, их углы падения превышают критические углы полного внутреннего отражения на границах структуры. Для модели самосогласованного распределения поля требуется, чтобы суммарные фазовые сдвиги в волнах, движущихся от дна плёнки к вершине и обратно, были кратны  $2\pi$  [28]:

$$2kn_1h\cos\Theta + \delta_1 + \delta_2 = 2\pi m, \tag{1}$$

где  $k = 2\pi/\lambda$  – волновое число;  $h = h_0 + h_p + X_1(\Theta) + X_2(\Theta)$  – толщина волновода;  $X_1(\Theta)$  и  $X_2(\Theta)$  – сдвиги Гуса–Ханчена

[28];  $\delta_1$  и  $\delta_2$  – фазовые сдвиги при полном внутреннем отражении на границах волновода;  $m$  – целое число, определяющее порядок моды. При этом толщина волновода  $h$  зависит от угла распространения  $\Theta$ . Фазовые сдвиги  $\delta_1$  и  $\delta_2$  определяются по формулам Френеля [29]. Согласно (1) волноводное распространение электромагнитной энергии в виде плоских однородных волн внутри слоя возможно только для дискретного набора углов падения за пределами критического угла полного отражения.

Моды планарного волновода являются решением волнового уравнения и в зависимости от поляризации подразделяются на ТЕ и ТМ моды, для которых фазовые сдвиги  $\delta_1$  и  $\delta_2$  различаются. Спонтанное излучение распространяется хаотично во всех направлениях. Уравнение (1) позволяет вычислить спектральные положения компонент спектра, основываясь на известных параметрах волновода. Эти значения можно сопоставить с полученными экспериментальными данными. С целью нахождения параметров волноводных мод для  $\text{Al}_{0.74}\text{Ga}_{0.26}\text{N}$ -структуры графическим способом решалось трансцендентное уравнение (1) с экспериментальными значениями длин волн для центров пиков в спектрах излучения  $\lambda_i$ , представленных на рис.2. Построенные экспериментальные зависимости для  $S = 2n_2(\lambda_i)/\lambda_i$  от  $m$  согласно (1) должны представлять собой линейные функции с коэффициентом пропорциональности  $B = [h(\Theta)\cos(\Theta)]^{-1}$ . Изменением фазовых сдвигов  $\delta_1$  и  $\delta_2$  в этом случае можно пренебречь из-за его малой величины в рассматриваемом диапазоне длин волн.

Экстраполяцией экспериментальных данных методом наименьших квадратов с помощью линейного уравнения для каждой структуры и для каждой ТЕ и ТМ моды получены значения  $B_k$ . Для нахождения угла распространения  $\Theta$  для различных мод графически решены уравнения  $[h(\Theta)\cos(\Theta)]^{-1} - B_k = 0$ . В результате было получено единственное решение этого уравнения для угла  $\Theta$ , который оказался всего на один-два градуса больше критического угла полного внутреннего отражения изучаемых структур ( $\Theta_{\text{cr}} = 55.5^\circ$  для  $\text{Al}_{0.74}\text{Ga}_{0.26}\text{N}$ -структуры). Для ТЕ и ТМ мод эти углы практически совпадают. Аналогичные результаты получены и для других структур.

При однородной накачке вдоль зоны возбуждения наибольшее усиление и возникновение сверхизлучения реализуется при условиях, когда общее усиление  $G \sim g_0 l$  достигает наибольшего значения ( $g_0$  – коэффициент усиления на единицу длины,  $l$  – длина усиливающей области). Так как коэффициент  $g_0$  постоянен по длине, то в случае зигзагообразного распространения света в усиливающей среде при полном внутреннем отражении величина  $G$  зависит от угла  $\Theta$ :  $G \sim g_0 l / \sin \Theta$ . Для одной и той же длины волны при  $\Theta < \Theta_{\text{cr}}$  полного внутреннего отражения от стенок волновода не происходит и излучение покидает его практически без усиления, при  $\Theta = \Theta_{\text{cr}}$  усиление максимально, а при  $\Theta > \Theta_{\text{cr}}$  усиление уменьшается, поскольку свет распространяется под большим углом и длина усиливающей области становится меньше.

Вывод излучения через торец плёнки произойдёт при условии, что угол падения на поверхность скола  $\Theta$  меньше, чем  $\Theta_{10} = 26.5^\circ$ , что в идеальном случае невозможно. Таким образом, излучение, распространяющееся в волноводе в виде сформировавшихся мод, оказывается запертым внутри его стенок. Эксперимент показывает, что некоторая часть энергии УСИ из  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ -плёнки проникает в сапфировую подложку и под малым ( $3-5^\circ$ )

углом к плоскости волновода через торец выходит из структуры. Одновременно с УСИ, в пределах этого же угла, распространяется СИ, интенсивность которого сравнима с интенсивностью УСИ. В качестве примера для структуры  $\text{Al}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{N}/\text{AlN}/\text{Al}_2\text{O}_3$  проведены эксперименты с целью определения  $T$  – коэффициента пропускания УСИ через границу  $\text{AlN}/\text{Al}_2\text{O}_3$ . Для этого измерялась доля энергии УСИ, выходящего через сколотый торец сапфировой подложки. С учётом квантового выхода и доли энергии УСИ в плёнке получено  $T \approx 0.4\%$ , из которого можно определить потери на единицу длины для электромагнитных волн, распространяющихся вдоль волновода. Полученные потери,  $\sim 2 \times 10^{-2} \text{ см}^{-1}$ , малы по сравнению с потерями в случае оптического усиления, и, следовательно, при рассмотрении процессов в волноводе ими можно пренебречь.

Нарушение полного внутреннего отражения в этом случае объясняется тем, что всякая физическая граница раздела двух сред никогда не представляет собой геометрической плоскости и имеет переходный слой определённой толщины. При наличии такого слоя законы отражения усложняются. Формулы Френеля хорошо описывают экспериментальные результаты для монохроматических однородных волн. В действительности реальные электромагнитные волны обладают свойствами нестационарности и пространственной неоднородности, что приводит также к неполному отражению от границы раздела сред, а вследствие этого – к нарушению закона полного внутреннего отражения вблизи угла  $\Theta_{\text{cr}}$  [30, 31].

Эксперимент показал, что степень поляризации спонтанной люминесценции плёнки  $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{N}$  пренебрежимо мала. Поляризационные измерения для УСИ выявили наличие двух групп ортогонально поляризованных пиков с различными спектральными положениями. Подобная ситуация обусловлена существованием в волноводе ТЕ и ТМ мод со взаимно перпендикулярной поляризацией и различными фазовыми сдвигами (см. рис.6).

Экспоненциальный рост интенсивности излучения УСИ при увеличении длины области возбуждения демонстрирует наличие усиления света в среде. Интенсивность выходного излучения для слабого сигнала  $I(L)$  определяется следующим выражением [17]:

$$I(L) = (I_0 S / g_0) [\exp(g_0 L) - 1]. \quad (2)$$

Здесь  $I_0$  – мощность спонтанного излучения из единицы поперечного сечения возбужденной области;  $S$  – площадь сечения;  $g_0 = (g_1 - a)$  – экспериментально наблюдаемый коэффициент усиления;  $g_1$  – коэффициент усиления в процессе вынужденного излучения;  $a$  – коэффициент, учитывающий оптические потери за счёт различных механизмов. При большой квантовой эффективности нерadiационные потери малы, а следовательно,  $g_0 \approx g_1$ .

Глубина поглощения излучения накачки и диффузионная длина носителей заряда определяют глубину возбуждаемой области. Энергия фотонов  $\sim 4.66 \text{ эВ}$  для  $\lambda = 266 \text{ нм}$  лежит в области межзонных переходов в  $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{N}$ , где коэффициент поглощения составляет  $(1.0-1.5) \times 10^5 \text{ см}^{-1}$ . Это соответствует глубине проникновения менее  $100 \text{ нм}$  [32]. Расширение возбуждённой области в поперечном направлении происходит также за счёт диффузии электронно-дырочных пар. Диффузионная длина в  $\text{AlGaN}$  не превышает  $150 \text{ нм}$  [33]. Таким образом, можно считать, что глубина зоны возбуждения в попе-

речном направлении меньше 250 нм. С учётом зигзагообразного пути света в волноводе, глубины проникновения излучения накачки, а также поглощения мощности накачки реальный коэффициент усиления  $g_0$  на единицу длины усиливающей среды для структуры  $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{N}$  может достигать  $\sim 70 \text{ см}^{-1}$  ( $\lambda = 510 \text{ нм}$ ), для структуры  $\text{Al}_{0.74}\text{Ga}_{0.26}\text{N}/\text{AlN}$   $g_0 \approx 20 \text{ см}^{-1}$  ( $\lambda = 468 \text{ нм}$ ), а для структуры  $\text{AlN}/\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{N}/\text{AlN}$   $g_0 \approx 44 \text{ см}^{-1}$  ( $\lambda = 468 \text{ нм}$ ).

Спад интенсивности выходного излучения после импульсного возбуждения в первом приближении характеризуется суммой двух экспонент с временами  $\tau_f$  и  $\tau_s$ . Постепенное уменьшение  $\tau_f$  наблюдается во всем изученном диапазоне мощности накачки. При малой мощности  $P_p$  величина  $\tau_f$  характеризует время спонтанного распада верхних рабочих уровней на излучающем переходе. Вкладом нерадиационных потерь в этом случае можно пренебречь вследствие высокой квантовой эффективности. Исходя из этого сечение перехода  $\sigma$  и концентрацию возбуждённых центров  $N$  можно оценить из формул [34]

$$g_0 = N\sigma, \quad \sigma = \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \frac{A}{4\pi c n^2} \frac{\lambda^4}{\Delta\lambda}, \quad (3)$$

где  $A = 1/\tau$  – коэффициент Эйнштейна. Для люминесценции  $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{N}$ -плёнки с  $\tau_f \approx 265 \text{ нс}$  (см. рис. 8,  $P_p \approx 0$ ) при  $\lambda = 590 \text{ нм}$  и  $\Delta\lambda = 180 \text{ нм}$  сечение  $\sigma \approx 6 \times 10^{-19} \text{ см}^2$ . Таким образом, при  $g_0 \approx 70 \text{ см}^{-1}$  величина инверсной населённости в возбуждённой среде  $N \approx 10^{20} \text{ см}^{-3}$ , что хорошо коррелирует с концентрацией примесных атомов кремния  $n_{\text{Si}} \approx 3 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$ , полученной путём измерений методом SIMS.

Широкополосная фотолюминесценция обусловлена суперпозицией донорно-акцепторных и зона-акцепторных переходов. Донором является кремний на месте катиона  $\text{Si}_{\text{III}}$ . Предположительно акцептором является трёхкратно заряженная катионная вакансия  $\text{V}_{\text{III}}^{-3}$ , которая также отвечает за компенсацию донора  $\text{Si}_{\text{III}}$  [35]. Люминесценция определяется рекомбинацией донорно-акцепторных пар, в результате которой испускаются фотоны с энергией, зависящей от донорно-акцепторного расстояния [13]. Если концентрация излучающих центров-дефектов превышает  $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , то они начинают взаимодействовать друг с другом [36]. Энергетические параметры излучения отдельной донорно-акцепторной пары (ДАП) зависят от расстояния  $r$  между донором и акцептором. Величина  $r$  определяет энергию фотона, испущенного при переходе ДАП:

$$E_{hv} = E_g - E_d - E_a + e^2/(\epsilon r), \quad (4)$$

где  $E_g$  – ширина запрещённой зоны;  $E_d$  и  $E_a$  – энергии уровней доноров и акцепторов;  $e$  – заряд электрона;  $\epsilon$  – диэлектрическая проницаемость структуры. Последнее слагаемое в (4) описывает электростатическое взаимодействие донора с акцептором. Минимальным расстоянием  $r$  в исследуемых структурах является период решетки  $d$ , и для типичных значений  $d \approx 3.5 \times 10^{-8} \text{ см}$ ,  $\epsilon \approx 9$  для  $\text{AlN}$ ,  $\text{GaN}$  и  $\text{AlGaN}$  [37] это слагаемое можно оценить приблизительно в 0.5 эВ, что по порядку величины совпадает с экспериментальной шириной спектров спонтанной люминесценции. Контур линии излучения отдельной ДАП, характеризующийся определенным расстоянием  $r$ , является однородным. Поскольку существует распределение большого количества ДАП с различными  $r$ , то их нельзя рас-

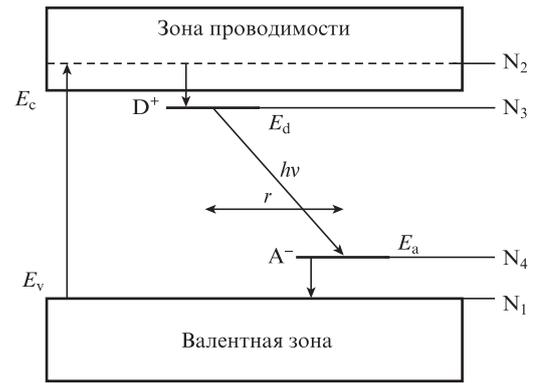


Рис.9. Зонная структура и схема переходов в плёнках  $\text{AlGaN}$ .

сматривать как полностью независимые излучатели. Совокупность узких перекрывающихся линий будет образовывать сплошной контур с неоднородным характером уширения. В качестве типичного примера на рис.3 представлена аппроксимация спектра излучения, соответствующая распределению Гаусса. Аналогичные результаты получены и для других исследуемых образцов.

На рис.9 приведены зонная структура для  $\text{AlGaN}$ -плёнок и возможная схема электронно-оптических переходов. В соответствии с представленной схемой реализация инверсной населённости может условно состоять из четырёх этапов: 1) энергетическое воздействие, возбуждающее переход электронов из валентной зоны в зону проводимости; 2) быстрый захват неравновесных электронов на донорные уровни [13]; 3) излучение света при донорно-акцепторной рекомбинации; 4) быстрая релаксация электронов с акцепторных состояний в валентную зону. Инверсия населённости может быть получена между состояниями  $N_3$  и  $N_4$ . Поскольку электронные переходы происходят в соответствии с четырёхуровневой схемой, такая активная среда имеет низкий порог генерации.

## 4. Заключение

Исследованы спектральные, временные и поляризационные характеристики фотолюминесценции сильно легированных кремнием с  $n_{\text{Si}} > 10^{20} \text{ см}^{-3}$  структур  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  различного дизайна ( $x = 0.5 - 1$ ) при оптической импульсной накачке на  $\lambda = 266 \text{ нм}$ . Полученное доминирующее широкополосное излучение с шириной спектра  $\sim 150 \text{ нм}$  охватывает весь видимый диапазон. Спонтанные спектры излучения имеют неоднородное уширение. Спектр излучения от торца структуры расщеплен на узкие почти эквидистантные компоненты, определяемые модовой структурой образованного плоского волновода. В свою очередь каждая компонента состоит из двух (TE и TM) мод со взаимно перпендикулярной поляризацией. Измеренные значения коэффициентов усиления  $g_0$  составляют  $70 \text{ см}^{-1}$  для  $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{N}/\text{AlN}$  на  $\lambda = 510 \text{ нм}$ ,  $20 \text{ см}^{-1}$  для  $\text{Al}_{0.74}\text{Ga}_{0.26}\text{N}/\text{AlN}$  на  $\lambda = 468 \text{ нм}$  и  $44 \text{ см}^{-1}$  для  $\text{AlN}/\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{N}/\text{AlN}/\text{Al}_2\text{O}_3$  на  $\lambda \approx 480 \text{ нм}$ . Измеренные значения квантовой эффективности спонтанного излучения составляют 0.79, 0.49 и 0.14 для плёнок  $\text{Al}_{0.74}\text{Ga}_{0.26}\text{N}$ ,  $\text{Al}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{N}$  и  $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{N}$  соответственно. Вычисленное сечение перехода, вызванного донорно-акцепторными переходами, равно  $\sim 10^{-18} \text{ см}^2$ . Совокупность полученных данных свидетельствует о перспективности сильнолегированных структур  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  в качестве рабочих сред

для лазеров, перестраиваемых в широком диапазоне длин волн.

1. Seong T.-Y., Han J., Amano H., Morkoç H. *III-Nitride Based Light Emitting Diodes and Applications, Topics in Applied Physics* (Dordrecht: Springer, 2013, vol. 126).
2. Sizov D., Bhat R., Zah Ch.-E. *J. Lightwave Technol.*, **30**, 679 (2012).
3. Razeghi M., Henini M. *Optoelectronic Devices: III-Nitrides* (Amsterdam: Elsevier, 2004).
4. Moustakas Th.D. *MRS Commun.*, **6**, 247 (2016).
5. Nakamura S., Senoh M., Nagahama S., Iwasa N., Matsushita T., Yamada T., Matsushita T., Kiyoku H., Sugimoto Y., Kozaki T., Umemoto H., Sano M., Chocho K. *Appl. Phys. Lett.*, **72**, 2014 (1998).
6. Ivanov S.V., Sorokin S.V., Sedova I.V., in *Molecular Beam Epitaxy: From Research to Mass Production*. Ed. by Henini M. (Amsterdam: Elsevier, 2013).
7. Луценко Е.В., Ржеуцкий Н.В., Павловский В.Н., Яблонский Г.П., Нечаев Д.В., Ситникова А.А., Ратников В.В., Кузнецова Я.В., Жмерик В.Н., Иванов С.В. *ФТТ*, **55**, 2058 (2013).
8. Kneissl M., Kolbe T., Chua C., Kueller V., Lobo N., Stellmach J., Knauer A., Rodriguez H., Einfeldt S., Yang Z., Johnson N.M., Weyers M. *Semicond. Sci. Technol.*, **26**, 014036 (2011).
9. Yoshida H., Kuwabara M., Yamashita Y., Takagi Y., Uchiyama K., Kan H. *New J. Phys.*, **11**, 125013 (2009).
10. Asif Khan M., Shatalov M., Maruska H.P., Wang H.M., Kuokstis E. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **44** (P.1), 7191 (2005).
11. Nakamura S., Pearton S., Fasol G. *The Blue Laser Diode* (Berlin: Springer, 2000).
12. Bokhan P.A., Gugin P.P., Zakrevsky Dm.E., Zhuravlev K.S., Malin T.V., Osinnykh I.V., Solomonov V.I., Spirina A.V. *J. Appl. Phys.*, **116**, 113103 (2014).
13. Osinnykh I.V., Malin T.V., Plyusnin V.F., Suranov A.S., Gilinsky A.M., Zhuravlev K.S. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **55**, 05FG09 (2016).
14. Zhuravlev K.S., Osinnykh I.V., Protasov D.Yu., Malin T.V., Davydov V.Yu., Smirnov A.N., Kyutt R.N., Spirina A.V., Solomonov V.I. *Phys. Stat. Sol. C*, **10**, 315 (2013).
15. Osinnykh I.V., Malin T.V., Plyusnin V.F., Zhuravlev K.S., Ber B.Ya., Kazantsev D.Yu. *J. Phys.: Conf. Ser.*, **816**, 012002 (2017).
16. Ayupov B.M., Zarubin I.A., Labusov V.A., Sulyaeva V.S., Shayapov V.R. *J. Opt. Technol.*, **78**, 350 (2011).
17. Shaklee K.L., Nahory R.E., Leheny R.F. *J. Lumin.*, **7**, 284 (1973).
18. Oster A., Erbert G., Wenzel H. *Electron. Lett.*, **33**, 864 (1997).
19. Kubin R.F., Fletcher A.N. *J. Lumin.*, **27**, 455 (1982).
20. Ильченко С.Н., Костин Ю.Н., Кукушкин И.А., Ладугин М.А., Лапин П.И., Лобинцев А.А., Мармалюк А.А., Якубович С.Д. *Квантовая электроника*, **41**, 677 (2011) [*Quantum Electron.*, **41**, 677 (2011)].
21. Лапин П.И., Мамедов Д.С., Мармалюк А.А., Падалица А.А., Якубович С.Д. *Квантовая электроника*, **36**, 315 (2006) [*Quantum Electron.*, **36**, 315 (2006)].
22. Мамедов Д.С., Прохоров В.В., Якубович С.Д. *Квантовая электроника*, **33**, 471 (2003) [*Quantum Electron.*, **33**, 471 (2003)].
23. Андреева Е.В., Ильченко С.Н., Ладугин М.А., Лобинцев А.А., Мармалюк А.А., Шраменко М.В., Якубович С.Д. *Квантовая электроника*, **43**, 994 (2013) [*Quantum Electron.*, **43**, 994 (2013)].
24. Крюков П.Г. *Квантовая электроника*, **31**, 95 (2001) [*Quantum Electron.*, **31**, 95 (2001)].
25. Крюков П.Г. *УФН*, **183**, 897 (2013).
26. Sanford N.A., Robins L.H., Davydov A.V., Shapiro A., Tsvetkov D.V., Dmitriev A.V., Keller S., Mishra U.K., DenBaars S.P. *J. Appl. Phys.*, **94**, 2980 (2003).
27. Antoine-Vincent N., Natali F., Mihailovic M., Byrne D., Semond F., Massies J. *J. Appl. Phys.*, **93**, 5222 (2003).
28. Kogelnik H. *IEEE Trans. Microwave Theory Techniques*, **23**, 2 (1975).
29. Born M., Wolf E. *Principles of Optics* (Cambridge: Cambridge University Press, 1980).
30. Кухарчик П.Д., Сердюк В.М., Титовицкий И.А. *ЖТФ*, **69** (4), 74 (1999).
31. Свиридов А.П. *Квантовая электроника*, **37**, 1 (2007) [*Quantum Electron.*, **37**, 1 (2007)].
32. Muth J.F., Brown J.D., Johnson M.A.L., Yu Z., Kolbas R.M., Cook J.W., Schetzina J.F. *MRS Internet J. Nitride Semicond. Res.*, **4S1**, G5.2 (1999).
33. Malin T.V., Gilinsky A.M., Mansurov V.G., Protasov D.Yu., Kozhuhov A.S., Yakimov E.B., Zhuravlev K.S. *Semiconductors*, **49**, 1285 (2015).
34. Kück S. *Appl. Phys. B*, **72**, 515 (2001).
35. Осинных И.В., Малин Т.В., Журавлев К.С., Бохан П.А., Закревский Д.Э., Фатеев Н.В. *Тезисы докл. XIII Российской конф. по физике полупроводников* (Екатеринбург, 2017, с. 316).
36. Yu P.Y., Cardona M. *Fundamentals of Semiconductors. Physics and Materials Properties* (Springer, 2002).
37. Quay R. *Gallium Nitride Electronics* (Springer-Verlag, 2008).