

# Стимулированная эмиссия в сильно легированных $\text{Al}_{0.68}\text{Ga}_{0.32}\text{N}:\text{Si}$ -структурах с поперечной оптической накачкой при комнатной температуре

© П.А. Бохан<sup>1</sup>, К.С. Журавлев<sup>1</sup>, Д.Э. Закревский<sup>1,2</sup>, Т.В. Малин<sup>1</sup>, И.В. Осинных<sup>1,3</sup>, Н.В. Фатеев<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup> Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, 630090 Новосибирск, Россия

<sup>2</sup> Новосибирский государственный технический университет, 630073 Новосибирск, Россия

<sup>3</sup> Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

E-mail: fateev@isp.nsc.ru

Поступила в Редакцию 21 ноября 2022 г.

В окончательной редакции 16 декабря 2022 г.

Принята к публикации 22 декабря 2022 г.

Экспериментально реализована широкополосная стимулированная эмиссия с неоднородно уширенным спектром в диапазоне  $\lambda = 380\text{--}700$  нм в сильно легированных  $\text{Al}_{0.68}\text{Ga}_{0.32}\text{N}:\text{Si}$ -структурах, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Поведение интенсивностей и спектров стимулированной эмиссии из грани активного элемента с поперечной импульсной накачкой излучением с  $\lambda = 266$  нм, измеренных при комнатной температуре, демонстрируют пороговое поведение и оптическое усиление. Для стимулированной эмиссии с максимумом на  $\lambda = 500$  нм минимальная пороговая плотность мощности накачки составила  $6.5 \text{ кВт/см}^2$  при длине возбужденной области 1.5 мм. Исследованы параметры и вклад двух основных процессов  $e\text{--}A$  и  $D\text{--}A$  излучательной рекомбинации в возбужденных структурах для стимулированной эмиссии и оптического усиления.

**Ключевые слова:** стимулированная эмиссия, сильно легированные  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ -структуры, люминесценция, оптическое усиление, донорно-акцепторная рекомбинация.

DOI: 10.21883/FTP.2022.12.54511.4349

## 1. Введение

В настоящее время проблема создания мощных, эффективных, долгоживущих и компактных полупроводниковых источников света различного спектрального диапазона остается актуальной. Это относится и к получению широкополосного излучения видимого диапазона, а также генерации узких линий лазерного излучения с возможностью непрерывной перестройки частоты генерации в большом спектральном диапазоне. Подобные устройства востребованы для многочисленных применений, в частности в качестве энергосберегающих, долговечных и экологически чистых источников излучения со сплошным спектром и лазерных источников с высокой световой и энергетической эффективностью.

Использование широкозонных  $\text{A}_3$ -нитридных полупроводников в оптоэлектронных и электронных устройствах стало большим достижением в создании таких приборов. Например, гетероструктуры  $\text{InGaN}/\text{GaN}$  для голубых лазерных диодов были созданы в 1996 году [1], и с тех пор был достигнут значительный прогресс в технологии изготовления светоизлучающих приборов на основе краевого излучения в структурах  $\text{InGaN}$  в диапазоне спектра  $\lambda = 400\text{--}460$  нм и развернуто их коммерческое производство. Однако до сих пор не созданы крайне востребованные эффективные источники, излучающие в зеленом диапазоне длин волн  $\lambda = 530\text{--}560$  нм, соответ-

ствующем максимуму чувствительности человеческого глаза. Это возможно реализовать путем увеличения содержания индия. Однако в этом случае возникают большие трудности выращивания мало дефектных структур с хорошим оптическим качеством, что катастрофически уменьшает эффективность излучающего устройства [2–5].

Решением этой проблемы может быть использование широкозонных  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ -структур, которые в настоящее время являются перспективным материалом для создания компактных и эффективных светоизлучающих и лазерных диодов в ультрафиолетовом диапазоне спектра [6–8]. Варьируя  $x$ , можно изменять ширину запрещенной зоны  $E_g$  в диапазоне 3.4–6.2 эВ ( $\lambda = 200\text{--}365$  нм). Легирование  $\text{Al}_{0.68}\text{Ga}_{0.32}\text{N}:\text{Si}$ -структур, например, кремнием Si с концентрацией  $n_{\text{Si}} > 10^{19} \text{ см}^{-3}$  приводит к образованию в спектре доминирующего широкополосного с  $\lambda = 380\text{--}700$  нм излучения с квантовой эффективностью  $\eta \geq 0.57$  [9]. Это делает их перспективными средами как для широкополосных светоизлучающих источников, так и для лазеров практически во всем видимом спектральном диапазоне, в том числе, с большим диапазоном перестройки частоты излучения в единичном излучающем элементе.

Цель настоящей работы — проведение экспериментальных исследований стимулированной эмиссии (СЭ) в

сильно легированных  $\text{Al}_{0.68}\text{Ga}_{0.32}\text{N}:\text{Si}$ -структурах при поперечной оптической накачке излучением с  $\lambda = 266$  нм при комнатной температуре.

## 2. Методика эксперимента

Исследуемые  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}:\text{Si}$ -структуры выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии. В качестве источника активного азота использовался аммиак, а в качестве источника примесных атомов Si — смесь силана  $\text{SiH}_4$  с азотом. Пленки толщиной  $h = 1.2$  мкм на подложках из азотированного сапфира с ориентацией (0001) и толщиной 0.43 мм были выращены при температуре  $860^\circ\text{C}$  и потоке аммиака  $130$  см<sup>3</sup>/мин при полном давлении смеси  $5 \cdot 10^{-5}$  Торр. Предварительно на этой сапфировой подложке были выращены буферные пленки AlN толщиной 350 нм. Технология синтеза и измерение параметров пленок AlGaN описаны в [10]. Измеренные методом вторичной ионной масс-спектрометрии концентрации примесей атомов Si изменяются по глубине структуры от  $n_{\text{Si}} = 1.7 \cdot 10^{20}$  до  $7 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>. Концентрации атомов кислорода и углерода составляют  $3 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup> и  $4 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup> соответственно.

Экспериментальная реализация эффективных источников света требует создания AlGaN:Si-структур с низким уровнем оптических потерь в активном элементе, низкой плотностью дефектов и гладкой поверхностью. Из-за отсутствия подходящих плоскостей скола грани структур полировались алмазной шкуркой с зерном  $< 500$  нм. Изображение полированных граней, полученное с помощью оптического микроскопа, продемонстрировало хорошие оптические свойства поверхности. Коэффициент отражения излучения от грани при нормальном падении  $\sim 0.14$ , поскольку показатель преломления  $\text{Al}_{0.68}\text{Ga}_{0.32}\text{N}$ -структуры равен  $n = 2.2$  при  $\lambda = 500$  нм [11]. Для исследования морфологии поверхности структуры использовался атомно-силовой микроскоп (АСМ).

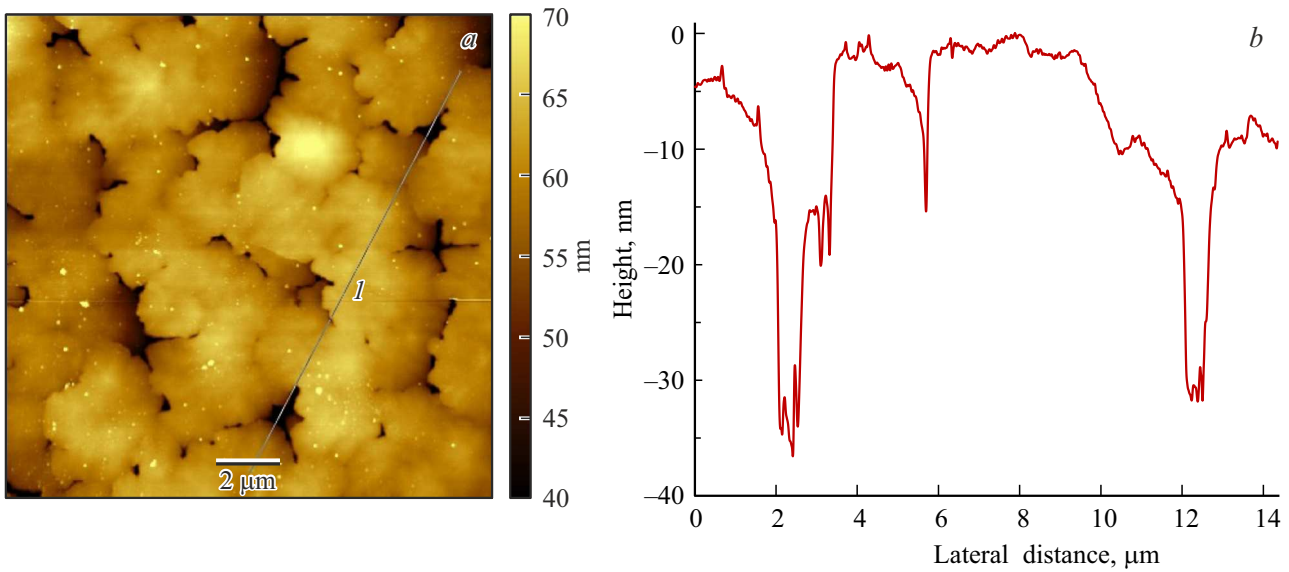
Изображение поверхности слоев AlGaN площадью  $15 \times 15$  мкм<sup>2</sup> (рис. 1, а) показывают холмы шестиугольной формы диаметром  $\sim 3\text{--}5$  мкм, при этом среднеквадратичная шероховатость поверхности (RMS) составляет  $< 5$  нм, что указывает на гладкую морфологию. Однако, несмотря на малое значение шероховатости, на этом изображении видны ямки глубиной до 35 нм, образовавшиеся между холмами (рис. 1, б), которые приводят к дополнительным потерям излучения внутри волновода. Поскольку значение шероховатости поверхности и глубины ям малы по сравнению с толщиной пленки  $\text{Al}_{0.68}\text{Ga}_{0.32}\text{N}$ , можно предполагать незначительный уровень оптических потерь.

В качестве активного элемента использовались образцы с длиной 15 мм и шириной 3 мм. Поперечная оптическая накачка осуществлялась импульсным излучением четвертой гармоники Nd:YAG-лазера с длиной волны  $\lambda = 266$  нм, частотой повторения 10 Гц и длительностью

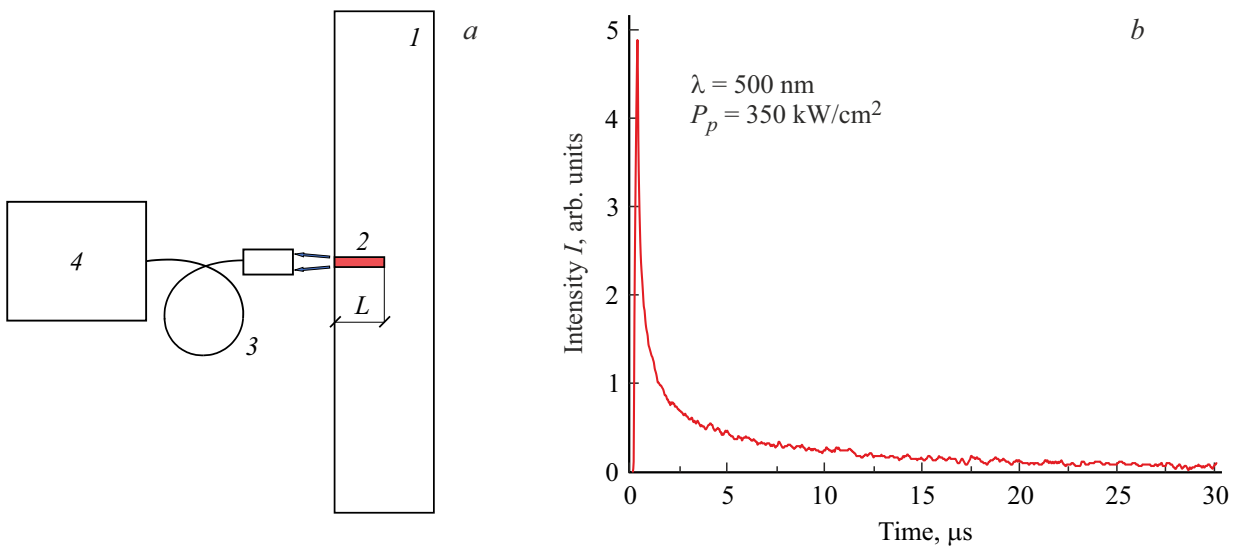
импульса 8 нс. Мощность накачки ослаблялась нейтральными фильтрами и калиброванными диэлектрическими зеркалами. Пучок накачки фокусировался цилиндрической линзой с фокусом 10 см перпендикулярно поверхности со стороны  $\text{Al}_{0.68}\text{Ga}_{0.32}\text{N}$ -пленки в однородную полоску шириной 100 мкм и длиной до 1.5 мм (рис. 2, а). Длина возбужденной полоски устанавливалась перемещением экрана, расположенного на пути распространения излучения накачки микровинтом с точностью 5 мкм. Интенсивность люминесценции измерялась с поверхности возбужденной полоски под углом  $45^\circ$  к ее нормали. Выходящее из грани структуры излучение (рис. 2, а) поступало на торец кварцевого световода с диаметром сердцевины 1 мм, расположенным на расстоянии 4.5 мм от грани структуры. С выхода световода излучение направлялось в спектрометр с разрешением 0.5 нм в диапазоне спектра  $\lambda = 250\text{--}800$  нм. В этом случае измерялся спектр излучения из структуры. В другом случае излучение направлялось на вход монохроматора со спектральным разрешением 10 нм. Излучение с выхода монохроматора регистрировалось фотоэлектронным умножителем, электрический сигнал которого измерялся осциллографом Tektronix TDS2024B. В экспериментах определялись временные зависимости затухания интенсивности излучения после импульса возбуждения  $I(t_k)$  для фиксированной длины волны излучения и плотности мощности излучения накачки  $P_p$ . Характерная кривая временного поведения интенсивности стимулированной эмиссии представлена на рис. 2, б. В этом случае интегральная величина площади под этими кривыми определяет относительное значение общей интенсивности стимулированной эмиссии в диапазоне времени от 0 до  $t_m$  с интервалом  $\Delta t = t_{k+1} - t_k = 1$  нс, которая определяется по формуле [12,13]

$$I = \sum_{k=0}^{k=m} I(t_k) \Delta t. \quad (1)$$

Максимальное время измерения  $t_m \sim 30$  мкс выбиралось из условия, при котором убывающая по времени величина  $I(t_m)$  становится сравнимой с уровнем шумов. Сложный характер временного поведения интенсивности выходного излучения связан с наличием двух основных процессов излучательной рекомбинации в  $\text{Al}_{0.68}\text{Ga}_{0.32}\text{N}:\text{Si}$ -структурах. Поведение этих кривых (см. рис. 2, а) демонстрирует быструю (с экспоненциальным спадом за несколько десятков наносекунд) и медленную компоненту (с гиперболическим характером затухания за несколько микросекунд) [12]. Эти выводы подтверждают результаты аппроксимации экспериментальных данных суммой экспоненциальной и гиперболической функций [13], из которых определяются значения площадей под этими кривыми затухания. Быстрая компонента обусловлена электрон-акцепторной ( $e-A$ ) рекомбинацией, а медленная связана с рекомбинацией донорно-акцепторных пар ( $D-A$ ). Из этих результатов рассчитывались относительные вклады быстрых и



**Рис. 1.** Морфология поверхности для  $Al_{0.68}Ga_{0.32}N$ :Si-структуры: *a* — АСМ-изображение поверхности, *b* — профиль линейного сканирования по линии *I*.



**Рис. 2.** *a* — схема эксперимента: *1* —  $Al_{0.68}Ga_{0.32}N$ -структура, *2* — полоска возбуждения, *3* — световод, *4* — спектральный прибор. *b* — временная зависимость затухания интенсивности стимулированной эмиссии.

медленных компонент для общей интенсивности СЭ и коэффициентов оптического усиления. Абсолютные мощности накачки и стимулированного излучения измерялись датчиком Thorlabs S401C.

### 3. Результаты и обсуждение

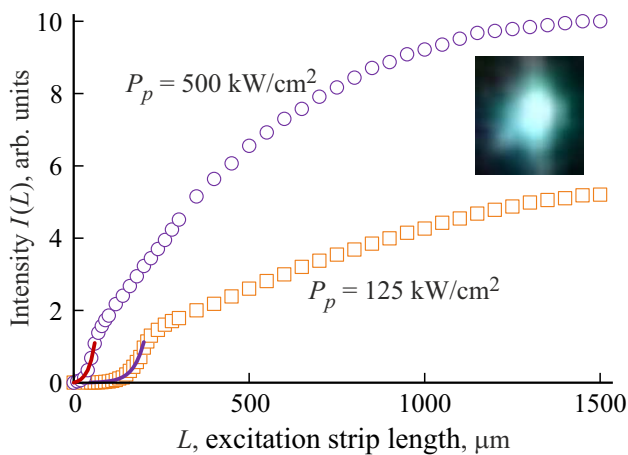
Оптическое возбуждение активной среды приводит к появлению люминесценции. При условии, когда оптическое усиление превосходит потери при распространении излучения вдоль возбужденной полоски, образуется СЭ практически во всем диапазоне длин волн люминесценции с неоднородным характером уширения спектра.

Интенсивность СЭ, генерируемого при возбуждении полоски с длиной  $L$  (рис. 2, *a*), описывается формулой [14]

$$I(L) = (I_s \cdot S/k_0) [\exp(k_0 \cdot L) - 1], \quad (2)$$

где  $I_s$  — плотность мощности люминесценции,  $S$  — площадь поперечного сечения возбужденной области,  $k_0 = (k_1 - \delta)$  — экспериментально наблюдаемый коэффициент усиления,  $k_1$  и  $\delta$  — коэффициент усиления за счет процесса стимулированной эмиссии и коэффициент оптических потерь соответственно.

На рис. 3 представлены зависимости общей интенсивности  $I$  от длины полоски возбуждения  $L$  для  $\lambda = 500$  нм при двух значениях плотности мощности накачки ( $P_p$ ).



**Рис. 3.** Зависимости интенсивности выходного излучения  $I$  от длины области возбуждения  $L$ . На вставке — фотография пятна стимулированной эмиссии.

На этом же рисунке приведена фотография пятна стимулированной эмиссии на расстоянии 4.5 мм от выходной грани структуры с однородным распределением, близким к гауссовому для двух поперечных направлений. Начальный участок зависимости  $I(L)$  (сплошные линии на рис. 3) хорошо описывается формулой (2), что свидетельствует о возникновении СЭ в возбужденной полоске. Из этих данных можно получить величины коэффициентов общего усиления  $k_0 = 325$  и  $533 \text{ см}^{-1}$  при плотностях мощности накачки  $P_p = 125$  и  $500 \text{ кВт/см}^2$  соответственно.

При увеличении длины области возбуждения интенсивность  $I(L)$  испытывает насыщение, связанное с потерей доли регистрируемого излучения из дальних участков при его распространении к приемнику излучения. В специальных экспериментах были проведены измерения  $I(L)$  при условии, что полоска возбуждения находилась под углом  $15^\circ$  к торцу структуры. Результаты измерений в обоих случаях совпадали. Следовательно, отражение от поверхности торца при нормальном падении не влияет на параметры СЭ.

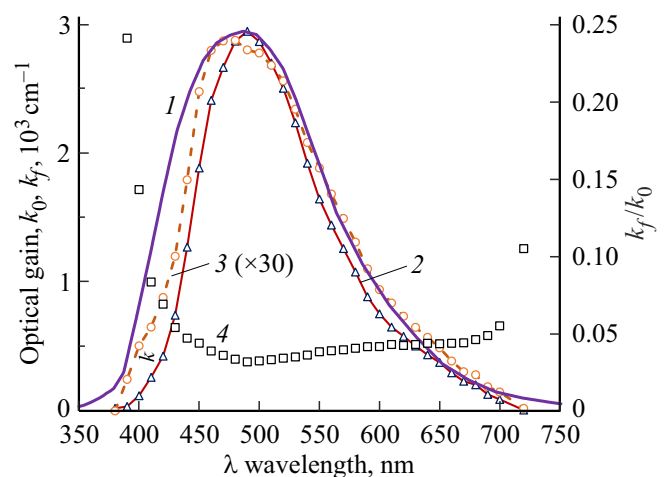
В работах [15,16] показано, что методика определения коэффициентов усиления из зависимости интенсивности излучения от длины области возбуждения не является корректной, поскольку не учитывается выход излучения в пассивную часть структуры. Другой метод измерения коэффициентов оптического усиления использовался в работах [12,17], в котором измеряется усиление интенсивности пробного излучения  $I_{pr}$  при распространении через возбужденную структуру. Измерялись временное поведение интенсивности прошедшего через структуру пробного излучения лампы накаливания в присутствии излучения накачки —  $I^*(t)$  и в отсутствии пробного излучения —  $I(t)$  на фиксированных значениях длин волн и интенсивностях накачки. Величина  $I_{st}(t) = I^*(t) - I(t)$  определяет поведение интенсивности стимулированного излучения, образующегося за один

проход через возбужденную структуру. Тогда величина  $G(t) = \exp[k(t)h] = I_{st}(t)/I_{pr}$  — есть величина усиления за один проход и позволяет определить временное поведение коэффициента усиления  $k(t)$ . Используя методику обработки кривых затухания по формуле (1), можно определить значения для коэффициентов общего усиления  $k_0 = k_f + k_s$ , быстрой  $k_f$  и медленной компонент усиления  $k_s$ . В диапазоне изменения плотности мощности накачки до  $P_p = 1.2 \text{ МВт/см}^2$  измеренная величина общего усиления хорошо аппроксимируется линейной функцией  $k_0 [\text{см}^{-1}] = 16.9 \cdot P_p [\text{кВт/см}^2]$  [13]. В области малых величин  $P_p < 100 \text{ кВт/см}^2$  наблюдается нелинейный характер поведения этой кривой. Также при малых значениях  $P_p$  наблюдается увеличение отношения быстрой компоненты усиления к общему усилению  $k_f/k_0$ .

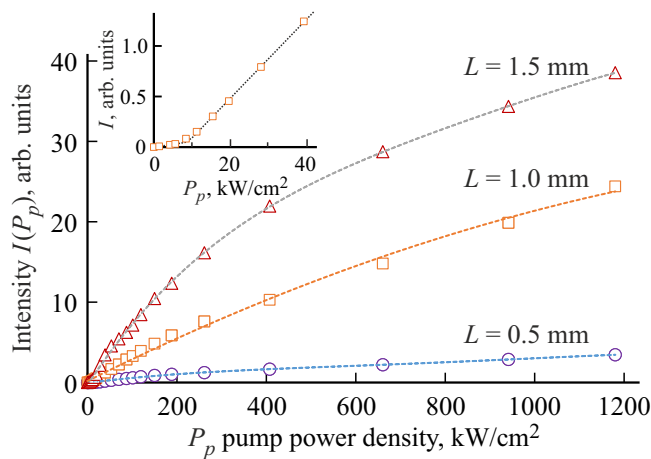
На рис. 4 представлены спектральные зависимости коэффициентов: общего усиления  $k_0$ ; быстрой компоненты усиления  $k_f$ ; отношения  $k_f/k_0$ . На этом же рисунке приведен спектр люминесценции, ширина которого больше ширин для спектральных коэффициентов усиления. Уменьшение ширины спектра усиления (в  $\sim 1.36$  раза) связано с увеличением по экспоненциальному закону интенсивности неоднородно уширенного спектра люминесценции.

Исследования временных зависимостей интенсивности люминесценции и стимулированной эмиссии демонстрируют наличие двух основных процессов излучательной рекомбинации — медленной (с величиной длительностей по полувысоте  $\sim 2 \text{ мкс}$ ) и быстрой ( $\sim 70 \text{ нс}$ ).

Быстрая компонента СЭ обусловлена электрон-акцепторной рекомбинацией ( $e-A$  рекомбинация), а медленная связана с рекомбинацией донорно-акцепторных пар ( $D-A$  рекомбинация) [12,13]. В отличие от СЭ с однородным уширением активной среды, широкие полосы излучения в процессах  $e-A$  и  $D-A$  рекомбинации формируют неоднородно уширенный спектральный



**Рис. 4.** Нормированный контур люминесценции (1); спектральные зависимости: коэффициентов общего усиления  $k_0$  (2); коэффициентов быстрой компоненты усиления  $k_f$  (3) и отношение  $k_f/k_0$  (4) при  $P_p = 200 \text{ кВт/см}^2$ .



**Рис. 5.** Зависимости стимулированного излучения  $I$  от плотности мощности накачки  $P_p$ . На вставке — начальный участок  $I(P_p)$  для  $L = 1$  мм.

ный профиль, связанный с различающимся расстоянием между рекомбинирующими частицами. В неоднородно уширенных средах надпороговое поведение интенсивности сильно отличается от поведения в средах с однородно уширенным спектром. После прохождения минимума вблизи порога генерации спектр СЭ вновь уширяется при увеличении накачки, пока не достигает полной неоднородной ширины линии. Это происходит из-за того, что насыщение в центре спектра излучения не снижает усиление в крыльях. На краях диапазона спектра величина быстрого усиления значительно увеличивается, что, вероятно, связано с большей шириной спектра для  $e-A$  рекомбинации по сравнению с  $D-A$  рекомбинацией. Полученные в [13] величины коэффициентов общего усиления  $k_0 = 2100$  и  $8400 \text{ см}^{-1}$  для  $P_p = 125$  и  $500 \text{ кВт/см}^2$  соответственно значительно превышают значения, полученные в настоящей работе. Эти результаты подтверждают выводы из работ [15,16].

На рис. 5 представлены зависимости общей интенсивности СЭ от плотности мощности накачки  $I(P_p)$  из грани структуры для трех длин полосы возбуждения  $L$ . Зависимости  $I(P_p)$  имеют пороговый характер (см. вставку на рис. 5), что подтверждает образование СЭ. Для  $L = 0.5, 1$  и  $1.5$  мм пороговая мощность накачки составляет  $P_{th} \approx 16.9, 8.9$  и  $6.5 \text{ кВт/см}^2$  соответственно. При превышении порога накачки  $P_p > P_{th}$  интенсивность выходного излучения увеличивается линейно. При  $P_p > 200 \text{ кВт/см}^2$  и до  $P_p = 1200 \text{ кВт/см}^2$  наблюдается сублинейный рост  $I(P_p)$ , который может быть связан с ограничением поглощения накачки, когда число поглощенных квантов сравнивается с числом поглощающих центров.

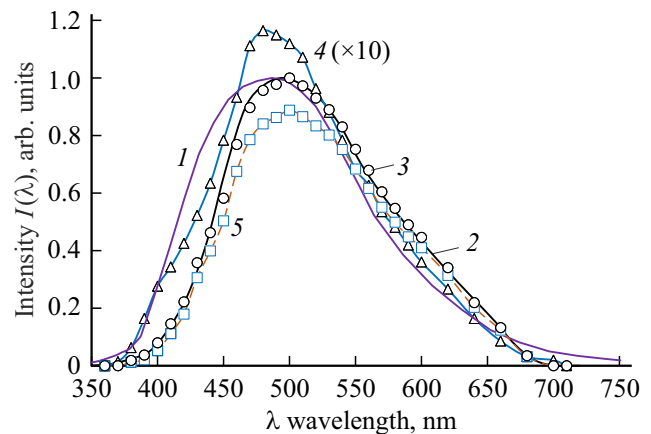
На рис. 6 представлены спектры выходного излучения при накачке с  $P_p = 500 \text{ кВт/см}^2$ . Наибольшей шириной обладает люминесценция с полушириной  $\Delta\lambda = 153.8 \text{ нм}$ . Полуширина спектров стимулированной эмиссии  $\Delta\lambda_{se}$

уменьшается вследствие усиления интенсивности люминесценции при распространении вдоль полосы. При увеличении мощности возбуждения с  $P_p = 260$  до  $940 \text{ кВт/см}^2$  величина  $\Delta\lambda_{se}$  монотонно уменьшается с  $\Delta\lambda_{se} = 144.6$  до  $130.7 \text{ нм}$ . Полуширина спектров быстрых компонент СЭ, обусловленных процессом  $(e-A)$  рекомбинации, также уменьшается с  $151.9$  до  $127.4 \text{ нм}$ . Большие значения  $\Delta\lambda_{se}$  стимулированного излучения связаны с неоднородным уширением линии излучения для рекомбинационных процессов.

Экспериментальные результаты показывают, что длительность импульсов СЭ сокращается по сравнению с длительностью люминесценции. Например, длительности импульсов по полувысоте для быстрых компонент СЭ с экспоненциальным затуханием сокращаются в  $\sim 1.3$  раза и не зависят от величины мощности накачки. Для медленных компонент с гиперболическим временным поведением время релаксации сокращается в  $\sim 2$  раза.

Измеренная доля преобразованной энергии накачки в энергию СЭ (при учете распространения излучения в одну сторону,  $L = 1$  мм) равна  $\sim 7\%$ . Несмотря на большой квантовый выход люминесценции, большие потери возникают вследствие выхода СЭ из возбужденной области по другим направлениям. Использование резонатора, согласованного с зоной возбуждения, может существенно увеличить эффективность преобразования. Измерения показали, что выходящие из торца структуры люминесценция и стимулированное излучение, а также их быстрые и медленные компоненты не поляризованы, что присуще механизмам их рекомбинации.

На основе полученных экспериментальных данных и обсуждения механизмов излучательной рекомбинации в легированных GaN-структурах [18] можно предложить следующую модель излучательной рекомбинации.



**Рис. 6.** Нормированные спектры излучения  $I(\lambda)$  при  $P_p = 500 \text{ кВт/см}^2$ ,  $L = 1.5$  мм. 1 — люминесценция; 2 — стимулированное излучение (сплошная линия); 3 — стимулированное излучение, измеренное из временных зависимостей (круглые точки); 4, 5 — быстрая и медленная компоненты стимулированного излучения соответственно.

В результате сильного легирования кремнием донорные и акцепторные уровни в AlGaN-структуре преобразуются в широкие полосы, сливающиеся с границами валентной зоны и зоной проводимости. В равновесном состоянии при наличии полной компенсации электроны с доноров  $D$  переходят на акцепторы  $A$ , поэтому в объеме структуры имеются  $D^{+}$ ,  $D^0$ - и  $A^{-}$ -центры при почти полном отсутствии проводимости. Неравновесная ситуация возникает за счет ионизации  $A^{-}$  с образованием свободного электрона в зоне проводимости и нейтрального акцептора в результате оптической накачки излучением с энергией кванта  $E_{hv} = 4.66$  эВ, меньшей чем ширина запрещенной зоны  $Al_{0.68}Ga_{0.32}N$ -структуры ( $E_g = 5.1$  эВ) с долей поглощенной энергии  $\sim 0.26$ . В результате электроны с отрицательно заряженных акцепторов  $A^{-}$  переходят в зону проводимости, образуя пару электрон-нейтральный акцептор. В дальнейшем электроны в результате термализации могут обратно перейти на нейтральные акцепторы ( $e-A$  рекомбинация) либо могут быть захвачены ионизованными донорами, после чего рекомбинировать с дырками на нейтральных акцепторах ( $D-A$  рекомбинация) с излучением кванта. Эти два механизма являются основными процессами излучательной рекомбинации в сильно легированных структурах. Захват электронов положительно ионизированными примесями  $D^{+}$  имеет наибольшее сечение (до  $10^{-12}$  см<sup>2</sup>) [19], так как положительно действующий кулоновский потенциал создает дополнительное притяжение для электронов. Для нейтральных примесей сечение захвата на 2–3 порядка меньше, следовательно, сечение захвата электрона положительно ионизованным донором много больше, чем сечение захвата электрона нейтральным акцептором. Экспериментальные данные по соотношению интенсивности ( $D-A$ ) и ( $e-A$ ) рекомбинации подтверждают эту модель.

#### 4. Заключение

Таким образом, в результате проведенных экспериментов получено стимулированное излучение в широком диапазоне спектра  $\lambda = 380-700$  нм с поперечной оптической накачкой сильно легированной  $Al_{0.68}Ga_{0.32}N:Si$ -структуры при комнатной температуре. Стимулированное излучение наблюдалось с центром линии на  $\lambda \sim 500$  нм с минимальным порогом плотности мощности возбуждения  $P_p = 6.5$  кВт/см<sup>2</sup> для длины полосы возбуждения  $L = 1.5$  мм. Низкий порог объясняется хорошим оптическим качеством структуры и высоким коэффициентом усиления. Полученные результаты показывают возможность создания диодных лазеров с широким спектром излучения в видимом диапазоне.

#### Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания FWGW-2022-0012.

#### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

#### Список литературы

- [1] K. Itaya, M. Onomura, J. Nishio, L. Sugiura, S. Saito, M. Suzuki, J. Rennie, S. Nunoue, M. Yamamoto, H. Fujimoto. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **35**, L1315 (1996).
- [2] S.F. Chichibu, A.C. Abare, M.P. Mack, M.S. Minsky, T. Deguchi, D. Cohen, P. Kozodoy, S.B. Fleischer, S. Keller, J.S. Speck, J.E. Bowers, E.Hu, U.K. Mishra, L.A. Coldren, S.P. DenBaars, K. Wada, T. Sota, S. Nakamura. *Mater. Sci. Engin. B*, **59**, 298 (1999).
- [3] F.A. Ponce, S. Srinivasan, A. Bell, L. Geng, R. Liu, M. Stevens, J. Cai, H. Omiya, H. Marui, S. Tanaka. *Phys. Status Solidi B*, **240**, 273 (2003).
- [4] В.В. Лундин, А.Е. Николаев, А.В. Сахаров, Е.Е. Заварин, С.О. Усов, В.С. Сизов, А.Л. Закгейм, А.Е. Черняков, А.Ф. Цацульников. *Письма ЖТФ*, **36** (22), 89 (2010).
- [5] W.V. Lundin, A.E. Nikolaev, A.V. Sakharov, E.E. Zavarin, G.A. Valkovskiy, M.A. Yagovkina, S.O. Usov, N.V. Kryzhanovskaya, V.S. Sizov, P.N. Brunkov, A.L. Zakgeimb, A.E. Cherniakov, N.A. Cherkashin, M.J. Hytch, E.V. Yakovlev, D.S. Bazarevskiy, M.M. Rozhavskaya, A.F. Tsatsulnikov. *J. Cryst. Growth*, **315**, 267 (2011).
- [6] D. Li, K. Jiang, X. Sun, C. Guo. *Adv. Optics and Photonics*, **10** (1), 43 (2018).
- [7] Y. Nagasawa, A. Hirano. *Appl. Sci.*, **8** (8), 1264 (2018).
- [8] S.M.N. Hasan, W. You, M.S.I. Sumon, S. Arafin. *Photonics*, **8**, 267 (2021).
- [9] P.A. Bokhan, N.V. Fateev, T.V. Malin, I.V. Osinnykh, Dm.E. Zakrevsky, K.S. Zhuravlev. *J. Luminesc.*, **203**, 127 (2018).
- [10] I.V. Osinnykh, T.V. Malin, D.S. Milakhin, V.F. Plyusnin, K.S. Zhuravlev. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **58**, SCCB27 (2019).
- [11] N. Antoine-Vincent, F. Natali, M. Mihailovic, A. Vasson, J. Leymaric, P. Disseix, D. Byrne, F. Semond, J. Massies. *Appl. Phys. Lett.*, **93**, 5222 (2003).
- [12] П.А. Бохан, К.С. Журавлев, Д.Э. Закревский, Т.В. Малин, И.В. Осинных, Н.В. Фатеев. *Письма ЖТФ*, **47** (14), 39 (2021).
- [13] P.A. Bokhan, N.V. Fateev, T.V. Malin, I.V. Osinnykh, D.E. Zakrevsky, K.S. Zhuravlev. *J. Luminesc.*, **252**, 119392 (2022).
- [14] K.L. Shaklee, R.F. Leheny. *Appl. Phys. Lett.*, **18** (11), 475 (1971).
- [15] L. Cerdan. *Optics Lett.*, **42**, 5258 (2017).
- [16] А.Г. Зверев, Р.Ф. Набиев, А.Н. Печенов, Ю.М. Попов, С.Д. Скорбун. *Квант. электрон.*, **7** (9), 2011 (1980).
- [17] П.А. Бохан, К.С. Журавлев, Д.Э. Закревский, Т.В. Малин, И.В. Осинных, Н.В. Фатеев. *Письма ЖТФ*, **45** (18), 48 (2019).
- [18] И.В. Осинных, И.А. Александров, Т.В. Малин, К.С. Журавлев. *ФТП*, **56** (8), 802 (2022).
- [19] M. Lamprechta, K. Thonke. *J. Appl. Phys.*, **123**, 095704 (2018).

Редактор Г.А. Оганесян

## Stimulated emission in the heavily doped $Al_{0.68}Ga_{0.32}N:Si$ structures with transverse optical pumping at room temperature

*P.A. Bokhan*<sup>1</sup>, *K.S. Zhuravlev*<sup>1</sup>, *D.E. Zakrevsky*<sup>1,2</sup>,  
*T.V. Malin*<sup>1</sup>, *I.V. Osinnykh*<sup>1,3</sup>, *N.V. Fateev*<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup> Rzhanov Institute of Semiconductor Physics  
Siberian Branch of Russian Academy of Sciences,  
630090 Novosibirsk, Russia

<sup>2</sup> Novosibirsk State Technical University,  
630073 Novosibirsk, Russia

<sup>3</sup> Novosibirsk State University,  
630090 Novosibirsk, Russia

**Abstract** The broadband stimulated emission in the spectral range  $\lambda = 380\text{--}700$  nm with the inhomogeneous broadening has been experimentally obtained in the heavily doped  $Al_{0.68}Ga_{0.32}N:Si$  structures grown by molecular beam epitaxy. The behavior of the intensities and spectra of stimulated emission from the edge of the active element with transverse pulsed pumping by radiation with  $\lambda = 266$  nm, measured at room temperature, demonstrate the threshold behavior and optical gain. For stimulated emission with a maximum at  $\lambda = 500$  nm, the minimum threshold pump power density was  $6.5\text{ kW/cm}^2$  for excited region length of 1.5 mm. The parameters and contributions of the two main processes  $e - A$  and  $D - A$  of radiative recombination in the excited structures for stimulated emission and optical gain are studied.