

05

## Параметры стимулированного излучения в $\text{Al}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{N}:\text{Si}/\text{AlN}/\text{Al}_2\text{O}_3$ -структуре с планарной геометрией

© 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>, Н.В. Фатеев<sup>1,3</sup><sup>1</sup> Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия<sup>2</sup> Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия<sup>3</sup> Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

e-mail: fateev@isp.nsc.ru

Поступила в редакцию 09.08.2024 г.

В окончательной редакции 30.09.2024 г.

Принята к публикации 30.09.2024 г.

Экспериментально изучены параметры стимулированного излучения в  $\text{Al}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{N}/\text{AlN}/\text{Al}_2\text{O}_3$ -гетероструктуре в широком спектральном диапазоне 370–670 нм при комнатной температуре, образующейся при поперечной импульсной накачке излучением с длиной волны 266 нм, длительностью импульсов 8 нс и частотой повторения 10 Гц. Легированная кремнием до концентрации  $n_{\text{Si}} \approx 1.5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$   $\text{Al}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{N}$ -пленка толщиной 1.1 мкм представляет собой асимметричный планарный волновод, обладающий усиленными свойствами с коэффициентом усиления  $\sim 10 \text{ cm}^{-1}$ . Квантовая эффективность стимулированного излучения составила  $\eta \approx 18\%$  при величине мощности оптической накачки  $P_p = 100 \text{ kW/cm}^2$  и выводом стимулированного излучения через подложку. Спектр излучения состоит из совокупности эквидистантных пиков, каждый из них состоит из суммы двух плоских ТЕ- и ТМ-волн. Эти волны распространяются зигзагообразно из-за внутреннего отражения на границах структуры. Получена узкая угловая расходимость  $5.3^\circ$  стимулированного излучения в перпендикулярном направлении к плоскости структуры, а в параллельном направлении расходимость составляет  $20^\circ$ .

**Ключевые слова:** сильнолегированные структуры  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ , планарный волновод, оптическое усиление, донорно–акцепторная рекомбинация.

DOI: 10.61011/OS.2024.09.59189.6977-24

### 1. Введение

Широкозонные  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ -структуры являются одним из перспективных материалов в оптоэлектронике для создания источников излучения в УФ диапазоне спектра [1]. Сильное легирование кремнием Si с концентрацией  $n_{\text{Si}} > 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  слоев  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  с  $x > 0.5$  приводит к образованию центров эффективной излучательной рекомбинации с высоким внутренним квантовым выходом люминесценции  $\eta \geq 0.5$  [2]. Структуры излучают широкополосный спектр с  $\lambda = 350\text{--}750 \text{ nm}$  и сохраняют свои люминесцентные свойства до температуры  $400^\circ\text{C}$ . Это дает возможность создания широкополосных светоизлучающих источников и лазеров с узкой шириной линии с перестройкой длины волны во всем видимом спектральном диапазоне спектра в единичном излучающем элементе. Основным механизмом генерации широкополосного излучения в видимом диапазоне спектра является донорно–акцепторная рекомбинация с сечением излучательной рекомбинации  $\sim 10^{-15} \text{ cm}^2$  при максимальной концентрации центров рекомбинации более  $10^{20} \text{ cm}^{-3}$  [3]. Ранее в [4] экспериментально получено стимулированное излучение с неоднородно уширенным контуром в диапазоне  $\lambda = 380\text{--}700 \text{ nm}$ , которое выво-

дилось из структуры в перпендикулярном направлении к торцу  $\text{Al}_{0.68}\text{Ga}_{0.32}\text{N}$ -пленки, при этом доля преобразованной энергии накачки в энергию стимулированного излучения составила  $\sim 7\%$ .

Несмотря на то, что внутренний квантовый выход люминесценции исследуемых структур высокий [2], внешняя эффективность люминесценции значительно меньше, поскольку из-за большого значения показателя преломления  $n$  большая часть излучения испытывает на всех поверхностях полное внутреннее отражение, после чего она поглощается в среде. Соответственно через поверхность проходит лишь та небольшая доля излучения, которая падает на нее под углом  $\Theta \leq \arcsin(1/n)$ . При  $n \approx 2.19$  [5] угол  $\Theta < 27^\circ$ . Использование оптического резонатора, согласованного с областью возбуждения, может существенно увеличить эффективность преобразования энергии люминесценции в стимулированное излучение. В резонаторе лазера усиление излучения имеет направление распространения, перпендикулярное к излучающей поверхности. Однако из-за большой величины коэффициента усиления, который реализуется в исследованных структурах, представляющих собою планарный волновод, излучение преимущественно распространяется через зигзагообразные волноводные моды.

В работе [6] исследовались планарные волноводы на основе пленок аморфного карбида кремния субмикронной толщины, нанесенных на кварцевую подложку. При возбуждении фотолюминесценции зеленым излучением с  $\lambda = 532 \text{ nm}$  (2-я гармоника Nd:YAG-лазера) в вытекающих модах излучательных спектров зарегистрированы узкие пики линейно (ТЕ- и ТМ-) поляризованного излучения. Показано, что длина волны излучения мало зависит от скользящих углов выхода излучения из подложки. В работе [7] экспериментально показано, что слой кремниевых нанокристаллов, созданный имплантацией ионов кремния в синтетическую кремниевую пластину, образует одномодовый планарный оптический волновод. Показано, что в таком волноводе формируются направленные поперечные электрические и поперечные магнитные моды из широкого фотолюминесцентного излучения нанокристаллов, что приводит к существенно более узкому спектру излучения для этих мод. В работе [8] в подобной гетероструктуре измерены коэффициенты оптического усиления и получено стимулированное излучение в диапазоне  $\lambda = 650\text{--}900 \text{ nm}$ .

Исследуемая в настоящей работе сильнолегированная  $\text{Al}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{N}:\text{Si}$ -структура с буферной  $\text{AlN}$ -пленкой на сапфировой подложке представляет собою планарный волновод. Вывод излучения из него осуществлялся через границу, разделяющую  $\text{Al}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{N}:\text{Si}$ -пленку и сапфировую подложку за счет вытекающих мод. Цель данной работы заключается в экспериментальном исследовании параметров стимулированного излучения при оптической накачке с  $\lambda = 266 \text{ nm}$  для эффективного вывода энергии стимулированного излучения из структуры и улучшения геометрических параметров выходного излучения.

## 2. Методика и результаты эксперимента

Исследуемая  $\text{Al}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{N}/\text{AlN}/\text{Al}_2\text{O}_3$ -гетероструктура (рис. 1) состоит из активного слоя  $\text{Al}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{N}$  толщиной  $h_0 \approx 1.1 \mu\text{m}$  с буферным слоем  $\text{AlN}$  толщиной  $h_1 \approx 360 \text{ nm}$ , выращенных на (0001) ориентированных нитрированных сапфировых подложках  $\text{Al}_2\text{O}_3$  толщиной  $h = 430 \mu\text{m}$  и представляет собой асимметричный планарный волновод [9]. Технология синтеза пленок  $\text{Al}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{N}$  и измерение их параметров подробно описаны в [10]. Для выращивания пленок использовался метод молекулярно-лучевой эпитаксии. В качестве источника активного азота использовался аммиак с потоком  $130 \text{ cm}^3/\text{min}$ . Источником примесных (легирующих) атомов кремния служила смесь силана ( $\sim 0.7\%$ ) и азота с постоянным потоком газовой смеси  $\sim 3 \text{ cm}^3/\text{min}$ .

Распределение концентраций атомов кремния, алюминия, галлия, кислорода и углерода по глубине гетероструктуры, полученных из методики вторичной ионной массы спектрометрии (ВИМС), приведены на рис. 2.

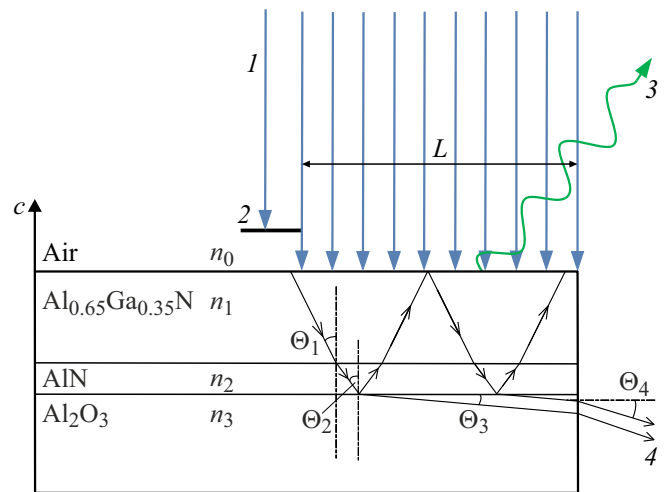


Рис. 1. Схема возбуждения и регистрации выходного излучения  $\text{Al}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{N}/\text{AlN}/\text{Al}_2\text{O}_3$ -гетероструктуры: 1 — оптическая накачка, 2 — диафрагма, 3 — люминесценция, 4 — стимулированное излучение.

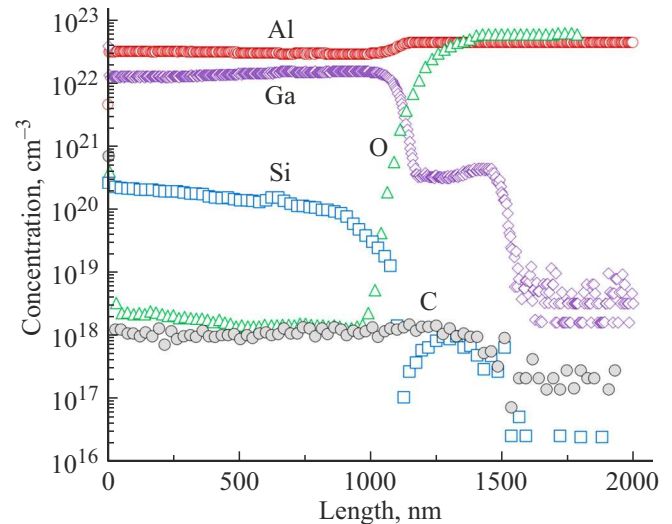
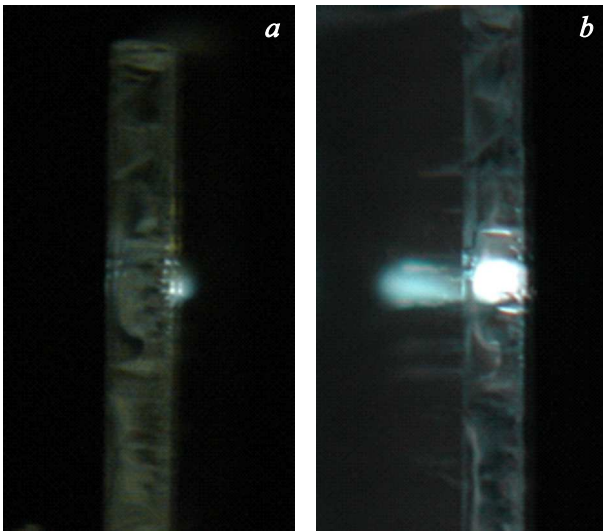


Рис. 2. ВИМС-анализ  $\text{Al}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{N}/\text{AlN}/\text{Al}_2\text{O}_3$ -гетероструктуры.

При концентрации кремния  $n_{\text{Si}} \approx 1.5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  в пленках  $\text{Al}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{N}$  практически отсутствует проводимость. Исследование морфологии поверхности пленки  $\text{Al}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{N}$  атомно-силовым микроскопом показывает гладкую поверхность со среднеквадратичной шероховатостью  $< 4.7 \text{ nm}$ , а для поверхности сапфира  $< 1 \text{ nm}$ . Все исследуемые образцы были получены методом скола структур по кристаллографическим плоскостям сапфира. Фотографии поперечного скола для  $\text{Al}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{N}/\text{AlN}/\text{Al}_2\text{O}_3$ -гетероструктуры показаны на рис. 3.

Излучательные свойства исследовались при оптическом возбуждении со стороны  $\text{Al}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{N}$ -пленки излучением четвертой гармоники импульсного Nd:YAG-



**Рис. 3.** Фотографии поперечного скола  $\text{Al}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{N}/\text{AlN}/\text{Al}_2\text{O}_3$ -гетероструктуры при поперечной оптической накачке: (а) поверхность скола перпендикулярна направлению регистрации, (б) поверхность скола наклонена на угол  $\sim 12^\circ$  относительно направления регистрации. Интенсивность оптической накачки на небольшую величину превышает порог для стимулированного излучения.

лазера с  $\lambda = 266 \text{ nm}$  с длительностью импульса на полувысоте  $8 \text{ ns}$  при частоте повторения  $10 \text{ Hz}$ . Все эксперименты проводились при комнатной температуре. Излучение накачки, прошедшее через цилиндрическую линзу с фокусным расстоянием  $8 \text{ cm}$ , направлялось перпендикулярно поверхности образца и представляло собой однородную полосу с шириной  $b = 280 \mu\text{m}$  и длиной зоны возбуждения  $L = 0\text{--}1 \text{ cm}$  с регулируемым шагом  $5 \mu\text{m}$ . При этом оценки по коэффициенту поглощения показывают, что  $\sim 50\%$  падающего на поверхность структуры излучения накачки поглощается в  $\text{Al}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{N}$ -пленке [3]. Максимальная плотность мощности импульса на поверхности образца без ее разрушения достигает  $P_p \approx 9 \text{ MW/cm}^2$ . Неоднородность интенсивности излучения накачки вдоль полосы накачки составляла менее  $5\%$ .

Измерение параметров люминесценции проводилось под углом около  $45^\circ$  к плоскости образца, а стимулированного излучения с торца структуры со стороны сапфировой подложки под углом  $11.4^\circ$  (рис. 1), при котором наблюдается максимальная интенсивность излучения. Спектры измерялись спектрометром в динамическом диапазоне  $\lambda = 250\text{--}800 \text{ nm}$  и спектральным разрешением  $0.5 \text{ nm}$  [11]. Поляризационные характеристики выходного излучения исследовались с помощью поляризатора — призмы Глана. Часть измерений интенсивности излучения осуществлялась на фиксированной длине волны с использованием призмного монохроматора с разрешением  $10 \text{ nm}$  и фотоумножителя ФЭУ–106, электрический сигнал с которого регистрировался осцилло-

графом Tektronix TDS2024B. Излучение передавалось на спектрометр и монохроматор через кварцевый световод с внутренним диаметром  $0.1 \text{ cm}$ . Абсолютные значения мощностей накачки и стимулированного излучения измерялись датчиком Thorlabs S401C.

Абсолютные значения коэффициентов усиления в  $\text{Al}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{N}$ -пленке получены ранее в [3] прямым измерением усиления интенсивности пробного излучения в присутствии оптической накачки. При плотности мощности накачки  $P_p = 100 \text{ kW/cm}^2$  в центре линии излучения с  $\lambda_0 = 500.7 \text{ nm}$  получено значение для коэффициента усиления  $k \approx 1830 \text{ cm}^{-1}$ . В работах [12,13] для измерения оптического усиления использовался однопроходный метод измерения — зависимости интенсивности излучения  $I(\lambda_0, L)$  из торца гетероструктуры от длины усиливающей области  $L$ :

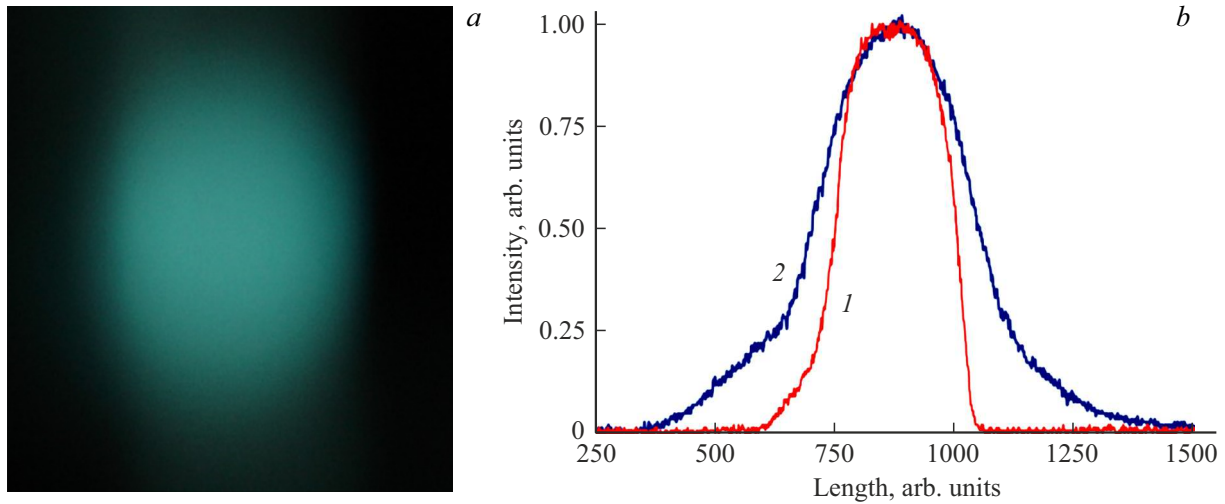
$$I(\lambda_0, L) = (I_s \cdot s / k(\lambda_0)) (\exp[(k(\lambda_0) - a)L] - 1), \quad (1)$$

где  $a$  — коэффициент потерь при распространении излучения внутри пленки,  $I_s$  — плотность мощности спонтанного излучения,  $s$  — площадь поперечного сечения возбужденной области.

Появление стимулированного излучения определялось по экспоненциальному росту интенсивности люминесценции при увеличении длины зоны возбуждения  $L$ , либо интенсивности накачки, а также по формированию модовой структуры спектра и выходного пятна излучения с малой расходимостью. Сужение ширины линии излучения в нашем случае не происходит, поскольку спектр люминесценции характеризуется неоднородным уширением линии излучения, связанной с преобладающим механизмом донорно-акцепторной рекомбинации [3].

На рис. 4 представлена фотография пятна стимулированного излучения на расстоянии  $15 \text{ cm}$  от излучающей структуры, а также распределение интенсивности для двух взаимно перпендикулярных направлений. Эти результаты демонстрируют однородный характер распределения, близкого к гауссову. На рис. 5 приведены результаты измерения угловой расходимости стимулированного излучения из торца сапфировой подложки для двух взаимно перпендикулярных направлений: — кривая 1 с  $\Delta\alpha = 5.3^\circ$  в перпендикулярном и кривая 2 с  $\Delta\alpha = 19.5^\circ$  в параллельном направлении к поверхности гетероструктуры, где  $\Delta\alpha$  — величина угла на половине значения амплитуды интенсивности стимулированного излучения.

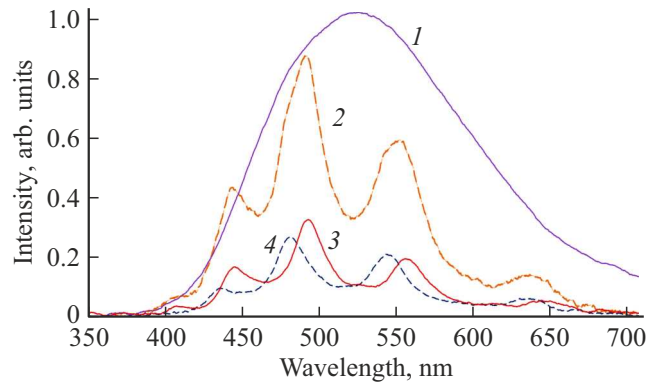
Рис. 6 демонстрирует измеренные при одинаковом значении плотности мощности оптической накачки  $P_p = 100 \text{ kW/cm}^2$  характерные спектры люминесценции; спектры стимулированного излучения, внутри которого содержатся усиленные компоненты, наблюдаемые при угле регистрации  $\alpha = -11.4^\circ$  относительно нормали к сколотой грани сапфира; спектры стимулированного излучения, измеренные при двух значениях положения поляризатора



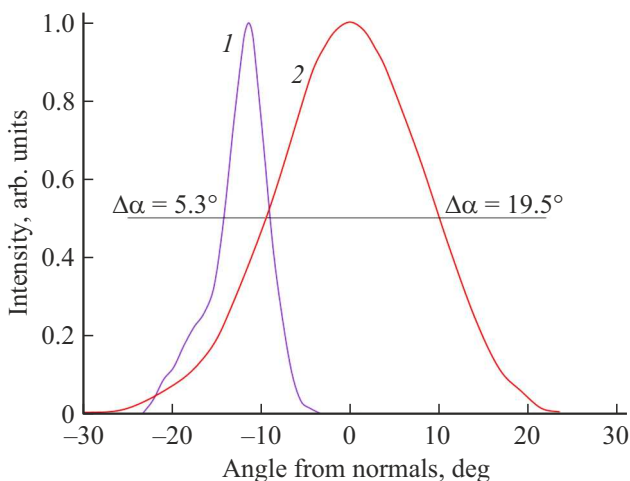
**Рис. 4.** (а) Фотография выходного пятна стимулированного излучения. (б) Пространственное распределение интенсивности выходного пучка для двух взаимно перпендикулярных направлений: 1 — горизонтальное (перпендикулярно поверхности структуры), 2 — вертикальное (вдоль поверхности структуры).

ра (параллельной и перпендикулярной к поверхности гетероструктуры), которые показывают различные значения частот излучения спектральных компонент для излучений с различными параметрами поляризации.

На рис. 7 представлены зависимости интенсивности стимулированного излучения при одной плотности мощности оптической накачки  $P_p = 100 \text{ kW/cm}^2$  от длины полосы возбуждения  $L$ : интегральной (кривая 1) и компоненты спектра с  $\lambda_0 = 488 \text{ nm}$  (кривая 2). Обе зависимости характеризуются наличием порога генерации и изменением от линейного вида к нелинейно-



**Рис. 6.** Спектры излучения  $\text{Al}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{N}/\text{AlN}/\text{Al}_2\text{O}_3$ -гетероструктуры при плотности мощности оптической накачки  $P_p = 100 \text{ kW/cm}^2$ : 1 — люминесценция, 2 — стимулированное излучение, 3 — ТМ-мода, 4 — ТЕ-мода стимулированного излучения.

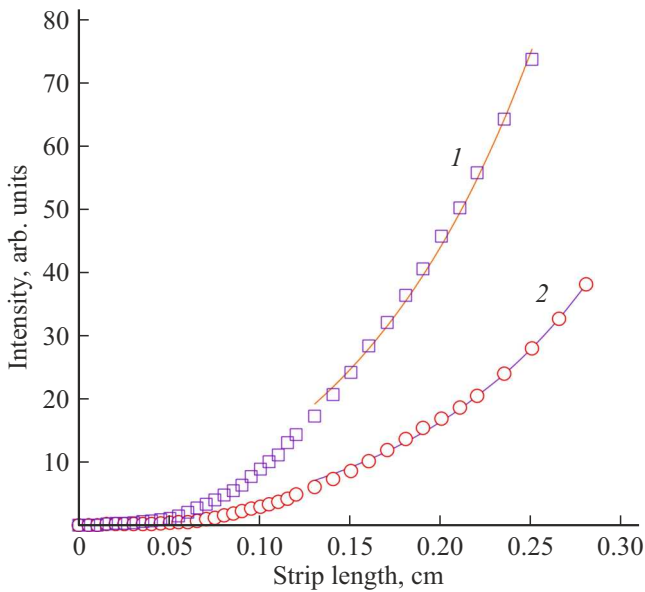


**Рис. 5.** Угловая расходимость для интенсивности стимулированного излучения в зависимости от угла относительно нормали к поверхности скола при плотности мощности накачки  $P_p = 100 \text{ kW/cm}^2$ : 1 — горизонтальная расходимость (сканирование входного торца световода производится вдоль оси  $c$  (рис. 1), 2 — вертикальная расходимость (направление сканирования перпендикулярно оси  $c$  (рис. 1)).

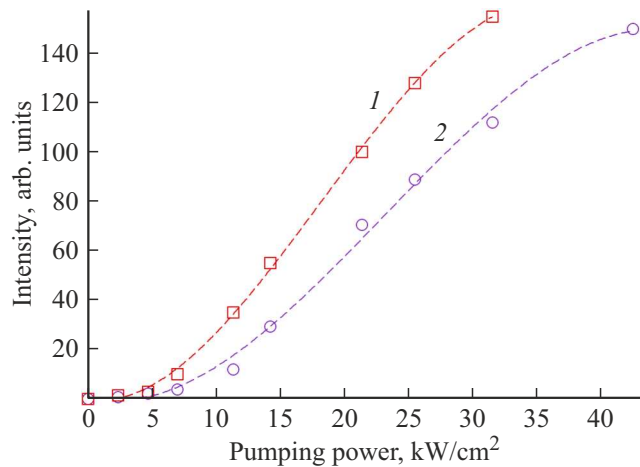
му. Наличие усиления при распространении излучения в  $\text{Al}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{N}$ -пленке подтверждает экспоненциальное поведение кривых при больших значениях  $L$ . Расчеты по формуле (1) для обеих экспериментальных кривых дают одинаковые значения коэффициентов оптического усиления  $k \approx 9.3 \text{ cm}^{-1}$ .

Экспериментальные зависимости интенсивности стимулированной эмиссии от плотности мощности накачки для  $L = 0.5$  и  $2 \text{ mm}$  (рис. 8) также демонстрирует пороговое поведение, что подтверждает возникновение стимулированного излучения при плотности мощности накачки  $P_p > 5 \text{ kW/cm}^2$ .

Квантовая эффективность преобразования энергии накачки при плотности мощности  $P_p = 100 \text{ kW/cm}^2$  в энергию стимулированного излучения составила величину



**Рис. 7.** Зависимости интенсивности стимулированного излучения от длины полоски возбуждения  $L$  при плотности мощности оптической накачки  $P_p = 100 \text{ kW/cm}^2$ : 1 — интенсивность излучения, полученная путем интегрирования полного спектра, 2 — интенсивность излучения на длине волны  $\lambda_0 = 488 \text{ nm}$ . Сплошные линии — интерполяция экспериментальных данных по формуле (1).



**Рис. 8.** Экспериментальные зависимости для интенсивности стимулированного излучения от плотности мощности накачки: 1 —  $L = 2 \text{ mm}$ , 2 —  $L = 0.5 \text{ mm}$ .

$\eta \approx 18\%$ , что превосходит ранее полученное значение в работе [4].

### 3. Обсуждение результатов

Параметры стимулированного излучения определяются в основном оптическими свойствами возбужденной среды. В исследуемом образце использовалась  $Al_{0.65}Ga_{0.35}N/AlN/Al_2O_3$ -гетероструктура, которая состо-

ит из пленки  $Al_{0.65}Ga_{0.35}N$  с показателем преломления  $n_1 \approx 2.17$  [5], буферного слоя  $AlN$  с  $n_2 \approx 2.08$  [5] и сапфировой подложкой с  $n_3 \approx 1.776$  [14]. Внешние поверхности структуры контактируют с воздухом с  $n_0 = 1$ . В этом случае  $n_1 > n_2 > n_3 > n_0$ , и, следовательно, существует несколько критических углов падения излучения  $\Theta$  на границы раздела контактирующих сред (рис. 1) [15]. Излучение, идущее из любой точки внутри  $Al_{0.65}Ga_{0.35}N$ -пленки, испытывает полное внутреннее отражение при углах падения, превышающих некоторый критический угол. На границе  $Al_{0.65}Ga_{0.35}N$ –воздух это  $\Theta_1 = \arcsin(n_0/n_1)$ . Расчеты по формулам Френеля [15] показывают, что коэффициент отражения на границе раздела пленки  $Al_{0.65}Ga_{0.35}N$  и буферного слоя  $AlN$  из-за небольшой разницы между показателями преломления контактирующих сред ( $\sim 0.14\%$ ) мал. Кроме этого, толщина пленки  $h_1 \approx 360 \text{ nm}$  меньше длины волны люминесценции. В результате излучение из  $Al_{0.65}Ga_{0.35}N$ -пленки эффективно проникает в  $AlN$ -слой и поэтому область, содержащую пленку  $Al_{0.65}Ga_{0.35}N$  и буферный  $AlN$ -слой, можно рассматривать как единый волновод, и полное внутреннее отражение генерируемого излучения происходит при углах падения более  $\Theta_2 = \arcsin(n_3/n_1)$ .

Для трех основных пиков в спектре стимулированного излучения (рис. 6) с длинами волн  $\lambda_1 = 441.8 \text{ nm}$ ,  $\lambda_2 = 488.6 \text{ nm}$  и  $\lambda_3 = 547.8 \text{ nm}$  по формулам для углов полного внутреннего отражения и показателей коэффициентов преломления для  $Al_{0.65}Ga_{0.35}N$ -пленки  $n_1 = 2.19, 2.17, 2.15$  [5] и для сапфира  $n_3 = 1.781, 1.776, 1.770$  [14] можно получить значения критических углов соответственно  $\Theta_1 = 27.3^\circ, 27.4^\circ, 27.7^\circ$  и  $\Theta_2 = 54.83^\circ, 54.93^\circ, 55.41^\circ$ . При углах падения меньше  $\Theta_1$  и  $\Theta_2$  на границах  $Al_{0.65}Ga_{0.35}N$ –воздух и  $Al_{0.65}Ga_{0.35}N$ –сапфир излучение будет проходить через эти границы. Значение угла распространения излучения в структуре  $\Theta_{2, \text{exp}}$  может быть рассчитано по формуле Снеллиуса из экспериментально измеренного угла, соответствующего максимуму интенсивности стимулированного излучения, выходящего из структуры  $\Theta_4 = 11.4^\circ$  (рис. 5). Для  $\lambda_1 = 441.8 \text{ nm}$ ,  $\lambda_2 = 488.6 \text{ nm}$  и  $\lambda_3 = 547.8 \text{ nm}$  получаем экспериментальные значения  $\Theta_{2, \text{exp}} = 54.04^\circ, 54.44^\circ$  и  $54.9^\circ$ . Полученные значения  $\Theta_{2, \text{exp}}$  меньше, чем значения для критических углов  $\Theta_2$  на  $0.79^\circ, 0.49^\circ$  и  $0.57^\circ$  соответственно. Это позволяет излучению из  $Al_{0.65}Ga_{0.35}N$ -пленки проникать в сапфировую подложку за счет преломления на границе пленки и сапфировой подложки.

Положение эквидистантных пиков, регистрируемых в экспериментальных спектрах (рис. 6), объясняется моделью, представленной в [9]. Световое поле в планарном волноводе можно представить в виде суммы двух плоских ТЕ- и ТМ-волн. Эти волны распространяются в исследуемой структуре как в планарном волноводе из-за внутреннего отражения на границах структуры. Для распространяющейся в диэлектрическом слое световой волны, кроме внутреннего отражения, должно выполняться условие согласования фаз после двух отражений

от верхней и нижней поверхностей волноводного слоя („на одном зигзаге“):

$$2kn_1h \cos \Theta + \delta_1 + \delta_2 = 2\pi m, \quad (2)$$

где  $k = 2\pi/\lambda$  — волновое число,  $h$  — толщина волновода,  $\delta_1$  и  $\delta_2$  — фазовые сдвиги при полном внутреннем отражении на границах волновода,  $m$  — целое число, определяющее порядок моды. Так как распространение электромагнитной волны в волноводе носит резонансный характер, то в определенном типе волновода могут распространяться только определенные волноводные моды. Каждый тип моды характеризуется своим пространственным распределением поля в поперечном направлении, поляризацией и т.д. В зависимости от соотношения показателей преломления, а также от угла падения световой волны на границе раздела волна может либо канализироваться в волноводном слое, либо выходить в подложку.

Уравнение (2) позволяет вычислить расстояние между модами и длины волн, основываясь на известных параметрах волновода. Фазовые сдвиги  $\delta_1$  и  $\delta_2$  при полном внутреннем отражении определяются по формулам Френеля [15], которые из-за малости величин можно не учитывать. Из определения в эксперименте углов  $\Theta_{2 \text{exp}}$  по формуле (2) можно вычислить толщину  $h$  пленки  $\text{Al}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{N}$ . Расчеты показывают, что толщина пленки для  $\lambda_{1,2,3}$  в пределах точности измерений составляет одинаковую величину  $h \approx 1.55 \mu\text{m}$ , что превосходит значение  $h \approx 1.1 \mu\text{m}$ , полученное из результатов анализа структуры с помощью методики ВИМС (рис. 2). Подобное увеличение толщины волноводного слоя в большей степени связано с эффектом Гуса–Хенхена [9].

Дополнительно на формирование спектра в усиливающей среде оказывает условие, при котором максимумы стимулированного излучения возникают на длинах волн, на которых реализуется наибольшее усиление. При условии однородной накачки вдоль зоны возбуждения наибольшее усиление реализуется на таких волноводных модах, для которых усиление после двух отражений от верхней и нижней поверхностей волноводного слоя  $G = \exp(2kh/\cos \Theta)$  достигает наибольшей величины. Так как  $k$  постоянен по длине, то в случае распространения в усиливающей среде по зигзагообразному пути при внутреннем отражении величина  $G$  определяется величиной угла  $\Theta$ . Наибольшее усиление достигается при значениях угла  $\Theta \geq \Theta_2$ , когда происходит полное внутреннее отражение в планарном волноводе.

При условии  $\Theta < \Theta_2$  полного внутреннего отражения от стенок волновода не происходит и излучение покидает волновод через границу  $\text{Al}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{N}/\text{Al}_2\text{O}_3$ . При уменьшении угла  $\Theta$  происходит увеличение доли вытекающего из волновода излучения за счет преломления на границе, с одновременным уменьшением усиления.

Полученные экспериментальные данные согласуются с предложенной волноводной моделью, описываемой

формулой (2). Спектральное положение пиков в спектре излучения  $\lambda_{1,2,3} \approx 441.8, 488.6$  и  $547.8 \text{ nm}$  (рис. 6) соответствует  $m = 9, 8$  и  $7$  и при толщине пленки  $h \approx 1.55 \mu\text{m}$ . Для большей или меньшей  $\lambda$  наступает фазовое рассогласование при полном внутреннем отражении, что увеличивает потери и ослабляет или подавляет свержизлучение (при условии  $\Delta\lambda_{1/2} \ll \lambda$ , где  $\Delta\lambda_{1/2}$  — полуширина линии излучения).

Поляризационные измерения выходного излучения показали наличие двух групп по-разному поляризованных пиков с различными спектральными положениями. Подобная ситуация возникает из сосуществования в волноводе двух ТЕ- и ТМ-мод с перпендикулярной поляризацией и различными фазовыми сдвигами. Разница в спектральном положении полос ТЕ- и ТМ-поляризации определяется различием показателей преломления для разных поляризаций и отличающимися условиями отражения на границах.

Точность определения углов падения вблизи критических углов не позволяет оценить энергии излучения, проникающих в подложку. Расчеты по формулам Френеля показывают значения доли преломленной энергии на уровне  $\sim 50\%$ . Вследствие этого значительно уменьшается общее усиление излучения при распространении зигзагообразных компонент в пленке, поскольку они усиливаются только за два прохода, так как значительная часть энергии вытекает в подложку. Поэтому измеренный за один проход коэффициент усиления пробного сигнала  $k = 1830 \text{ cm}^{-1}$  [4] при зигзагообразном распространении в пленке с учетом потерь уменьшается до величины  $(k-a) \approx 9.3 \text{ cm}^{-1}$ . Следует также учесть потери излучения при распространении в пленке из-за неоднородности ее границ. Внутри волновода, так и на границе раздела с подложкой и покровной средой, в любом волноводе существуют оптические неоднородности (границы зерен, поры, области с другим фазовым составом материала, оптические несовершенства поверхности и т.д.). Световой пучок волноводной моды, попадая, например, в область локализации неоднородности, будет на ней рассеиваться.

Проникновение излучения из пленки в подложку может возникать также за счет переходного слоя. В настоящем случае это  $\text{AlN}$ -пленка, которая граничит с сапфировой подложкой. Как показывает ВИМС-анализ из рис. 2, толщина этой области около  $300 \text{ nm}$ . Поэтому физическая граница раздела двух сред имеет переходный слой и никогда не представляет собой геометрическую плоскость. При наличии такого слоя законы отражения усложняются по сравнению с формулами Френеля, которые хорошо описывают экспериментальные результаты для монохроматических однородных волн. Реальные широкополосные электромагнитные волны, как в настоящем случае, нестационарны, пространственно неоднородны, что приводит к нарушению закона внутреннего отражения вблизи критического угла [16,17].

## 4. Заключение

Представленные результаты свидетельствуют о возможности использования сильнолегированной  $Al_{0.65}Ga_{0.35}N:Si/AlN/Al_2O_3$ -гетероструктуры в качестве активной среды в широком диапазоне видимого диапазона спектра, что может являться основой для дальнейших разработок конструкций диодных лазеров.

Совокупность полученных результатов свидетельствует о стимулированном характере излучения с малой величиной расходимости. Одним из важных моментов в создании новых лазерных источников являются исследования поведения усиления активной среды. Измеренные коэффициенты усиления  $k \approx 10 \text{ см}^{-1}$  в планарном волноводе демонстрируют перспективность их использования для создания широкополосных излучателей стимулированного излучения в видимом диапазоне спектра.

## Финансирование работы

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

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] R. Xu, Q. Kang, Y. Zhang, X. Zhang. *Micromachines*, **14**, 844 (2023). DOI: 10.3390/mi14040844
- [2] P.A. Bokhan, N.V. Fateev, T.V. Malin, I.V. Osinnykh, Dm.E. Zakrevsky, K.S. Zhuravlev. *J. Lumin.*, **203**, 127 (2018). DOI: 10.1016/j.jlumin.2018.06.034
- [3] П.А. Бохан, К.С. Журавлев, Д.Э. Закревский, Т.В. Малин, Н.В. Фатеев. *ФТП*, **57** (9), 731 (2023). DOI: 10.61011/FTP.2023.09.56987.5627
- [4] П.А. Бохан, К.С. Журавлев, Д.Э. Закревский, Т.В. Малин, И.В. Осинных, Н.В. Фатеев. *ФТП*, **56** (12), 1125 (2022). DOI: 0.21883/FTP.2022.12.54511.4349
- [5] D. Brunner, H. Angerer, E. Bustarret, F. Freudenberg, R. Hopler, R. Dimitrov, O. Ambacher, M. Stutzmann. *J. Appl. Phys.*, **82**, 5090 (1997). DOI: 10.1063/1.366309
- [6] А.В. Медведев, А.А. Дукин, Н.А. Феоктистов, В.Г. Голубев. *ЖТФ*, **86** (5), 118 (2016). DOI: 10.1134/S1063784216050169
- [7] J. Valenta, I. Pelant, K. Luterova, R. Tomasiunas, S. Cheylan, R.G. Elliman, J. Linnros, B. Honerlage. *Appl. Phys. Lett.*, **82** (6), 955 (2003). DOI: 10.1063/1.1544433
- [8] K. Luterova, D. Navarro, M. Cazzanelli, T. Ostatnicky, J. Valenta, S. Cheylan, I. Pelant, L. Pavesi. *Phys. Stat. Sol. C*, **2** (9), 3429 (2005). DOI 10.1002/pssc.200461206
- [9] H. Kogelnik. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **23** (1), 2 (1975). DOI: 10.1109/TMTT.1975.1128500
- [10] K.S. Zhuravlev, I.V. Osinnykh, D.Y. Protasov, T.V. Malin, V.Yu. Davydov, A.N. Smirnov, R.N. Kyutt, A.V. Spirina, V.I. Solomonov. *Phys. Stat. Sol. C*, **10**, 315 (2013). DOI: 10.1002/pssc.201200703
- [11] B.M. Ayupov, I.A. Zarubin, V.A. Labusov, V.S. Sulyaeva, V.R. Shayapov. *J. Opt. Technol.*, **78**, 350 (2011). DOI: 10.1364/JOT.78.000350
- [12] K.L. Shaklee, R.E. Nahory, R.F. Leheny. *J. Lumin.*, **7**, 284 (1973). DOI: 10.1016/0022-2313(73)90072-0
- [13] A. Oster, G. Erbert, H. Wenzel. *Electron. Lett.*, **33**, 864 (1997). DOI: 10.1049/el:19970605
- [14] I.H. Malitson. *JOSA*, **52**, 1377 (1962)
- [15] M. Born, E. Wolf. *Principles of Optics* (Pergamon Press, Oxford, 1975). DOI: 10.1016/0030-3992(75)90061-4
- [16] П.Д. Кухарчик, В.М. Сердюк, И.А. Титовицкий. *ЖТФ*, **69** (4), 74 (1999).
- [17] А.П. Свиридов. *Квант. электрон.*, **37** (1), 1 (2007). DOI: 10.1070/QE2007v037n01ABEH013309