

05

Стимулированная эмиссия в $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{AlN}/\text{Al}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{N}/\text{AlN}/\text{Al}_2\text{O}_3$ гетероструктуре с симметричным планарным волноводом

© П.А. Бохан¹, Д.Э. Закревский^{1,2}, Т.В. Малин¹, Н.В. Фатеев^{1,¶}

¹ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия

² Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия

¶ e-mail: fateev@isp.nsc.ru

Поступила в редакцию 12.12.2025 г.

В окончательной редакции 12.12.2025 г.

Принята к публикации 24.02.2026 г.

Экспериментально исследованы свойства стимулированной эмиссии в симметричной гетероструктуре $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{AlN}/\text{Al}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{N}/\text{AlN}/\text{Al}_2\text{O}_3$ в спектральном диапазоне $\lambda = 350\text{--}700\text{ nm}$ при комнатной температуре. Активная среда представляет собою симметричный планарный волновод, образованный двумя идентичными сильнолегированными структурами $\text{Al}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{N}/\text{AlN}/\text{Al}_2\text{O}_3$, плотно прижатыми друг к другу активными слоями. Излучение выводилось через боковую поверхность (посредством вытекающих мод) и через торец структуры (в виде направляемых мод). При оптической накачке излучением $\lambda = 266\text{ nm}$ структура демонстрирует усилительные свойства с коэффициентом оптического усиления $g \sim 41\text{ cm}^{-1}$ при плотности мощности накачки $P_p = 460\text{ kW/cm}^2$. Спектр стимулированного излучения представляет собой широкую полосу, содержащую пики, обусловленные модовой структурой излучения и возбуждением ортогонально поляризованных волноводных ТЕ- и ТМ-мод. Квантовая эффективность выходного стимулированного излучения составляет $\eta \sim 20\%$. Угловая расходимость пучка равна 15° в плоскости структуры и 18° в перпендикулярном направлении.

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

DOI: 10.61011/OS.2026.03.62775.8878-25

Введение

Пленки $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ ввиду ряда их уникальных параметров являются перспективным материалом в оптоэлектронике для создания источников излучения в ультрафиолетовом диапазоне спектра [1]. В сильнолегированных кремнием Si с концентрацией $n_{\text{Si}} \geq 1.5 \cdot 10^{20}\text{ cm}^{-3}$ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ -слоях с $x > 0.5$ образуются центры излучательной рекомбинации (см. например [2]). Эти структуры при возбуждении электронным пучком и оптическом возбуждении характеризуются сплошным неоднородно уширенным спектром люминесценции в диапазоне длин волн $\lambda = 350\text{--}750\text{ nm}$, при этом внутренний квантовый выход η превышает 50% [3], а люминесцентные характеристики сохраняются до температуры 400°C . Эти параметры делают привлекательным создание на их основе широкополосных светоизлучающих источников и лазеров с перестройкой длины волны в широком спектральном диапазоне. Основным механизмом образования широкополосного излучения является донорно-акцепторная рекомбинация с величиной сечения излучательной рекомбинации $\sigma \approx 10^{-15}\text{ cm}^2$ при концентрации центров рекомбинации более $\sim 10^{20}\text{ cm}^{-3}$ [4]. В этом случае реализуются большие величины коэффициентов оптического усиления $g \approx \sigma n_{\text{Si}} \sim 10^4\text{ cm}^{-1}$. Вклад электрон-

дырочной рекомбинации в спектр широкополосного излучения значительно меньше и составляет менее 5% от общей интенсивности [5].

Типичные структуры с хорошим оптическим качеством активного слоя, исследованные в [6], представляли собою несимметричный волновод типа „пленка $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ -буферный слой AlN-сапфировая подложка Al_2O_3 “. Толщина $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ -пленок обычно не превышала $h_0 \approx 1.2\text{ }\mu\text{m}$. Рост толстых ($h_0 > 2\text{ }\mu\text{m}$) слоев осложняется возникновением трещин в выращиваемом слое [7]. Механизм возникновения трещин связан с остаточными напряжениями в эпитаксиальных слоях. Из литературных данных известно, что в слоях AlGaIn:Si латеральные напряжения являются сжимающими при $x < 0.4$, но для $x > 0.4$ они становятся растягивающими [8]. Экспериментально установлено, что в слоях $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N:Si}/\text{AlN}/\text{Al}_2\text{O}_3$ с $x > 0.5$ и уровнем легирования $n_{\text{Si}} \sim 5.0 \cdot 10^{19}\text{ cm}^{-3}$ и суммарной толщиной эпитаксиального слоя $h_0 \approx 1.5\text{ }\mu\text{m}$ наблюдается образование трещин, что приводит к ухудшению оптических свойств структур.

Увеличение размеров активной среды за счет увеличения толщины пленки является одним из путей повышения выходной мощности стимулированного излучения. Целью настоящей работы является исследование характеристик стимулированной эмиссии (оптического

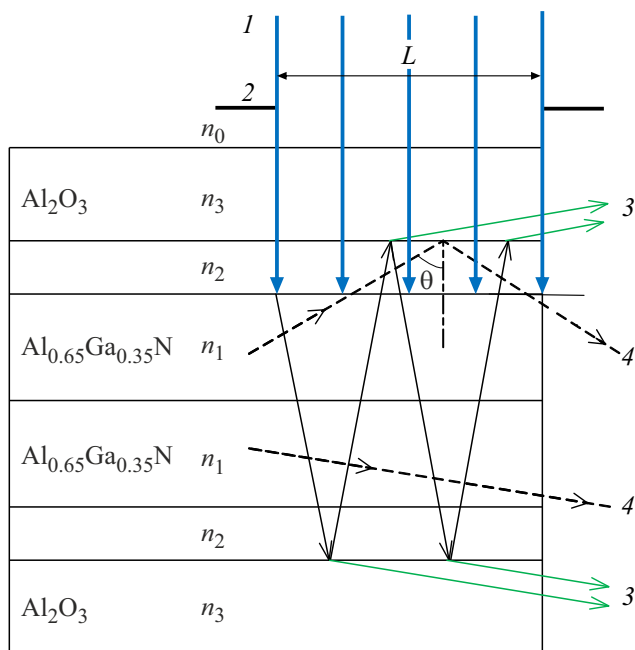


Рис. 1. Схема возбуждения и регистрации выходного излучения в гетероструктуре $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{AlN}/\text{Al}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{N}/\text{AlN}/\text{Al}_2\text{O}_3$: 1 — оптическая накачка, 2 — диафрагма, 3 — стимулированное излучение из вытекающих мод, 4 — стимулированное излучение из торца волновода (штриховая линия).

усиления, спектральных и энергетических параметров) в симметричном планарном волноводе, позволяющем увеличить толщину активной среды без роста эпитаксиального слоя выше критического значения. В качестве активной среды используется структура, образованная двумя идентичными несимметричными гетероструктурами $\text{Al}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{N}/\text{AlN}/\text{Al}_2\text{O}_3$ с толщиной активного слоя $h_0 \approx 1.1 \mu\text{m}$, прижатыми друг к другу активными слоями. Подобная конфигурация образует симметричный планарный волновод с последовательностью слоев $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{AlN}/\text{Al}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{N}/\text{AlN}/\text{Al}_2\text{O}_3$ (рис. 1).

Исследованию излучательных характеристик различных структур в асимметричных планарных волноводах для разнообразных конфигураций посвящено значительное число и теоретических, и экспериментальных работ (см., например, [6,9–11]). В случае симметричных волноводов ситуация иная: основное внимание в литературе уделено теоретическому анализу, тогда как экспериментальные исследования представлены существенно меньше (например, [12,13]).

1. Методика эксперимента

Объектом исследования является активная среда, реализованная в виде симметричного планарного волновода. Данная структура была получена путем плотного механического контакта двух идентичных несимметричных $\text{Al}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{N}/\text{AlN}/\text{Al}_2\text{O}_3$ -гетероструктур.

Каждая из исходных структур состояла из пленки $\text{Al}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{N}$ толщиной $h_0 \approx 1.1 \mu\text{m}$ и буферного слоя AlN толщиной $h_1 \approx 360 \text{ nm}$, выращенных на (0001)-ориентированных нитрированных сапфировых подложках Al_2O_3 толщиной $h = 430 \mu\text{m}$. Технология синтеза $\text{Al}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{N}/\text{AlN}/\text{Al}_2\text{O}_3$ гетероструктур и измерение их параметров подробно описаны в [14]. В результате плотного прижатия двух таких структур активными слоями была сформирована новая симметричная гетероструктура с последовательностью слоев $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{AlN}/\text{Al}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{N}/\text{AlN}/\text{Al}_2\text{O}_3$. Суммарная толщина активной области конфигурации составила $h_\Sigma = 2h_0 \approx 2.2 \mu\text{m}$. Все исследуемые образцы были получены методом механического скола структур по кристаллографическим плоскостям сапфира. Изображения поперечного скола для $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{AlN}/\text{Al}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{N}/\text{AlN}/\text{Al}_2\text{O}_3$ -гетероструктуры представлены на рис. 2.

Параметры излучения исследовались при оптическом возбуждении со стороны сапфировой пленки излучением четвертой гармоники импульсного Nd:YAG-лазера с $\lambda = 266 \text{ nm}$ с длительностью импульса на полувысоте 8 ns при частоте повторения 10 Hz . Излучение накачки фокусировалось на поверхность структуры цилиндрической линзой с фокусным расстоянием 5 cm , формируя однородную зону возбуждения шириной $b \approx 100 \mu\text{m}$ и длиной $L = 0\text{--}5 \text{ mm}$ с регулируемым шагом $5 \mu\text{m}$. При этих условиях в пленке $\text{Al}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{N}$ поглощалось $\sim 75\%$ излучения накачки [4]. Неоднородность интенсивности излучения накачки вдоль полосы накачки

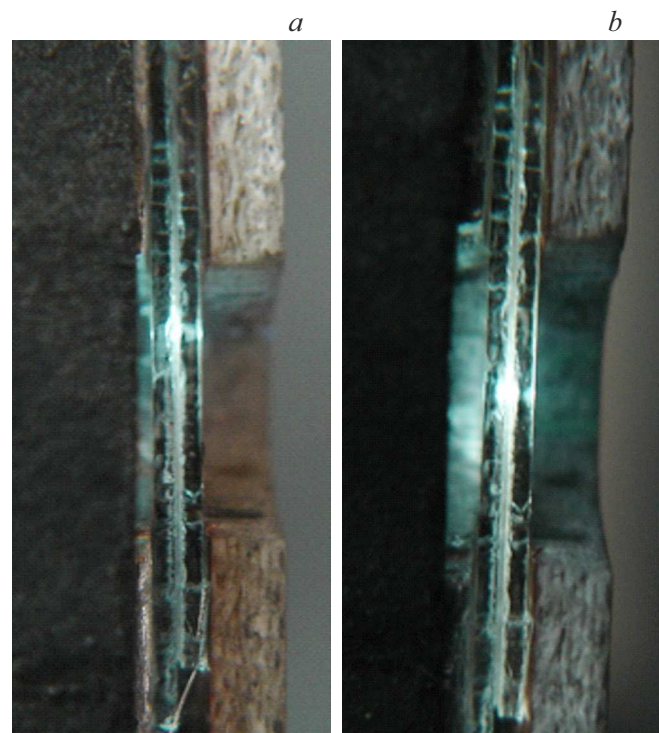


Рис. 2. Изображения пятна излучения и поперечного скола гетероструктуры $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{AlN}/\text{Al}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{N}/\text{AlN}/\text{Al}_2\text{O}_3$ при плотности мощности накачки $P_p \approx 20 \text{ kW/cm}^2$ (a) и 55 kW/cm^2 (b).

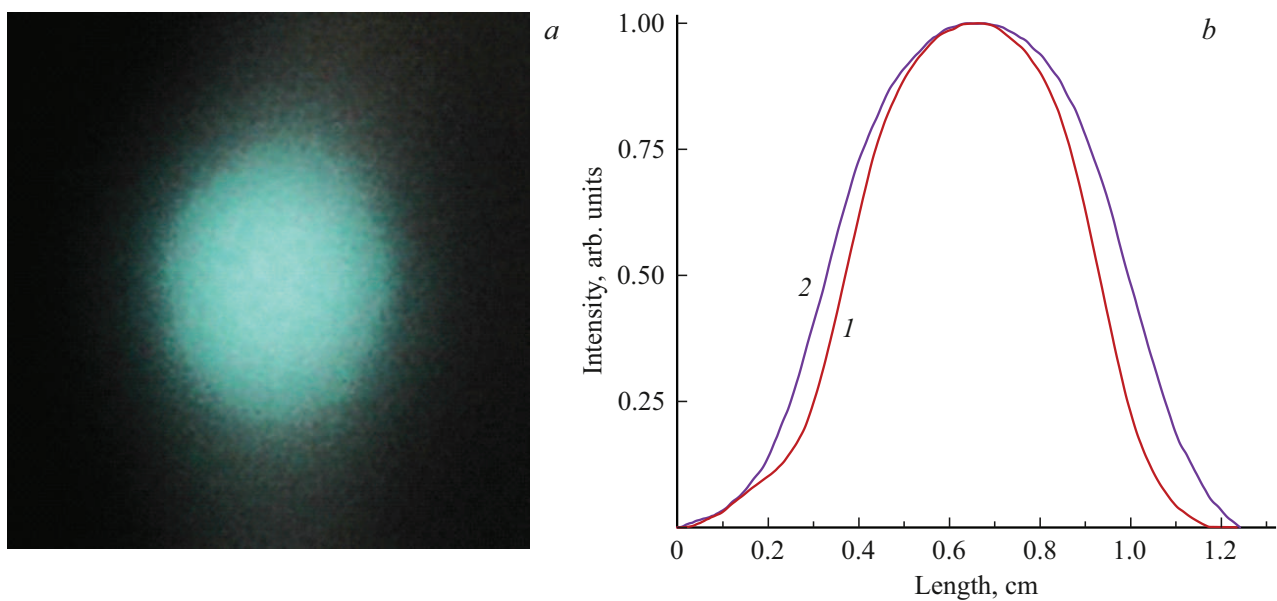


Рис. 3. (а) Фотография выходного пятна стимулированного излучения на расстоянии 10 см от гетероструктуры. (б) Пространственное распределение интенсивности выходного пучка для двух взаимно перпендикулярных направлений: 1 — горизонтальное (перпендикулярно поверхности структуры), 2 — вертикальное (вдоль поверхности структуры).

не превышала 5%. Все эксперименты проводились при комнатной температуре.

Измерения спектров люминесценции проводились под углом около 45° к плоскости образца, а стимулированного излучения — перпендикулярно торцу структуры широкополосным спектрометром в диапазоне $\lambda = 250\text{--}800\text{ nm}$ с разрешением 0.5 nm [15]. Часть измерений величин для интенсивностей излучения осуществлялась на фиксированной длине волны с использованием призменного монохроматора с разрешением 10 nm и фотоумножителя ФЭУ-106, сигнал с которого регистрировался осциллографом Tektronix TDS2024B. Излучение передавалось через кварцевый световод с внутренним диаметром 0.1 cm на спектрометр (Kolibri-2) и монохроматор (Carl Zeiss). Поляризационные характеристики выходного излучения определялись с помощью призмы Глана. Мощности накачки и стимулированного излучения измерялись датчиком Thorlabs S401C.

В экспериментах стимулированный характер эмиссии определялся по пороговому характеру и экспоненциальному росту интенсивности выходного излучения при увеличении длины зоны возбуждения L , при увеличении интенсивности накачки, по формированию модовой структуры спектра излучения и выходного пятна излучения с малой расходимостью. В этом случае в спектре излучения присутствуют, кроме широкой полосы, одиночные спектральные компоненты, образующиеся за счет вытекающих мод. Сужение ширины линии стимулированного излучения не происходит, поскольку спектр люминесценции характеризуется неоднородным уширением линии излучения [4].

2. Результаты экспериментов и их обсуждение

Оптическое возбуждение структуры приводит к появлению широкополосной люминесценции, и при плотности мощности оптической накачки $P_p > 6\text{ kW/cm}^2$ появляется стимулированное излучение. На рис. 3 представлена фотография пятна стимулированного излучения на расстоянии 10 см от излучающей структуры, а также распределение интенсивности для двух взаимно перпендикулярных направлений. Эти результаты демонстрируют однородный, близкий к гауссову, профиль распределения интенсивности излучения. Угловая расходимость стимулированного излучения из торца структуры составляет $\approx 15^\circ$ в перпендикулярном направлении к плоскости структуры и $\approx 18^\circ$ в параллельном.

На рис. 4 представлены спектры излучения структур $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{AlN}/\text{Al}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{N}/\text{AlN}/\text{Al}_2\text{O}_3$, измеренные при одинаковой плотности мощности оптической накачки $P_p = 150\text{ kW/cm}^2$: спектр спонтанной люминесценции (1) и спектры стимулированного излучения (2–5). В спектре стимулированного излучения (2), регистрируемого по нормали к сколотой грани, наблюдаются усиленные компоненты. Для него также показаны компоненты стимулированного излучения (3, 4), полученные при двух ориентациях положения поляризатора: параллельной и перпендикулярной к поверхности гетероструктуры. Для сравнения приведен спектр (5) стимулированного излучения несимметричной (одиночной) структуры $\text{Al}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{N}/\text{AlN}/\text{Al}_2\text{O}_3$ из работы [6].

Экспериментальные зависимости интенсивности выходного излучения от плотности мощности накачки

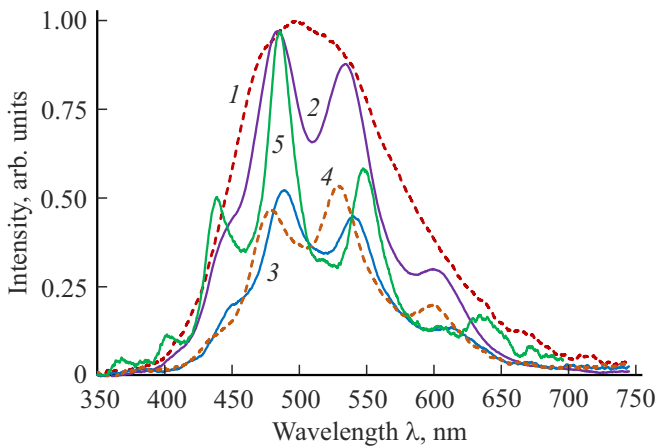


Рис. 4. Спектры излучения гетероструктур $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{AlN}/\text{Al}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{N}/\text{AlN}/\text{Al}_2\text{O}_3$ (1–4) и $\text{Al}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{N}/\text{AlN}/\text{Al}_2\text{O}_3$ (5) при плотности мощности оптической накачки $P_p = 150 \text{ kW/cm}^2$: 1 — люминесценция; 2, 5 — стимулированное излучение; 3, 4 — ТЕ- и ТМ-моды стимулированного излучения; 5 — результаты [6].

для $L = 1.5 \text{ mm}$ (рис. 5) демонстрируют пороговое поведение, что подтверждает образование стимулированного излучения при плотности мощности накачки $P_p > 9 \text{ kW/cm}^2$. На рис. 6 представлены зависимости интенсивности стимулированного излучения при двух значениях плотности мощности оптической накачки в зависимости от длины зоны возбуждения L . Наличие усиления при распространении излучения в пленке $\text{Al}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{N}$ подтверждает экспоненциальное поведение кривых при изменении значений L . Из расчета для зависимостей интенсивностей излучения в центре линии излучения λ_0 от L длины усиливающей области $I(\lambda_0, L) = (I_s s / g(\lambda_0)) (\exp[g(\lambda_0)L] - 1)$, где I_s — плотность мощности люминесценции, s — площадь поперечного сечения возбужденной области [16,17], можно определить коэффициенты оптического усиления $g \approx 41.3$ и 21.6 cm^{-1} при плотности мощности накачки $P_p = 460$ и 150 kW/cm^2 соответственно. Ранее в работе [4] для пленки $\text{Al}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{N}:\text{Si}$ при прямом измерении усиления пробного излучения в центре линии излучения с $\lambda_0 \approx 496.6 \text{ nm}$ получен коэффициент оптического усиления $g \approx 2200 \text{ cm}^{-1}$ при плотности мощности накачки $P_p = 150 \text{ kW/cm}^2$. Существенная разница в величинах g ($\sim 21.6 \text{ cm}^{-1}$) и в [4] ($\sim 2200 \text{ cm}^{-1}$) обусловлена разными условиями измерения. В настоящем случае измеряется усиление в планарном волноводе, где часть энергии теряется за счет ухода излучения через боковые поверхности в сапфировую подложку (вытекающие моды). Эти потери приводят к уменьшению эффективного коэффициента усиления.

Квантовая эффективность преобразования энергии накачки при плотности мощности $P_p = 150 \text{ kW/cm}^2$ в энергию стимулированного излучения составила $\eta \approx 20\%$.

В исследуемом образце (рис. 1) использовались две идентичные гетероструктуры $\text{Al}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{N}/\text{AlN}/\text{Al}_2\text{O}_3$, которые состоят из пленки $\text{Al}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{N}$ с показателем преломления $n_1 \approx 2.17$ [18], буферного слоя AlN с $n_2 \approx 2.08$ [18] и сапфировой подложкой с $n_3 \approx 1.776$ [19]. Внешние поверхности структуры контактируют с воздухом с $n_0 = 1$. В этом случае для показателей преломления выполняются условия $n_1 > n_2 > n_3 > n_0$, и, следовательно, существует несколько критических углов падения излучения Θ на границы раздела контактирующих сред (рис. 1) [20]. Излучение, распространяющееся из любой точки внутри $\text{Al}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{N}$ -пленки, испытывает полное внутреннее отражение при углах падения, превышающих некоторый критический угол. На границе $\text{Al}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{N}$ -воздух это $\Theta_1 = \arcsin(n_0/n_1)$.

Расчеты по формулам Френеля [21] показывают, что коэффициент отражения на границе раздела пленки $\text{Al}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{N}$ и буферного слоя AlN мал за счет незначительной разницы между показателями преломления этих материалов ($\sim 0.14\%$). Кроме того, толщина пленки $h_1 \approx 360 \text{ nm}$ меньше длины волны люминесценции. В результате, излучение, генерируемое в активном слое $\text{Al}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{N}$, эффективно проникает в слой AlN с минимальными потерями на отражение. Поэтому область, состоящую из пленки $\text{Al}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{N}$ и буферного слоя AlN , можно рассматривать как единый оптический волновод. В такой системе можно выделить два типа оптического излучения: излучение, распространяющееся под малыми углами к оси волновода, которые могут выходить из торца гетероструктуры при углах падения меньше $\Theta_1 = \arcsin(1/n_1) \approx 27^\circ$ (Θ_1 — угол относительно нормали к торцу структуры); излучение, распространяющееся под углами, меньшими, чем $\Theta_2 \leq \arcsin(n_3/n_1) \approx 58^\circ$ (Θ_2 — угол относительно нормали к границе раздела $\text{AlN} - \text{Al}_2\text{O}_3$) — вытекающие моды.

Из рис. 4 видно, что ширина спектров излучения при увеличении толщины активной зоны возбуждения (кривые 2 и 5) возрастает. Этот эффект объясняется тем, что в более толстом планарном волноводе возрастает число поддерживаемых оптических мод. Каждая из этих мод характеризуется своим собственным спектральным вкладом, что приводит к уширению общего спектра люминесценции. При этом симметричный планарный волновод осуществляет селекцию определенных поперечных электрических и магнитных мод из широкого спектра люминесценции, что приводит к более узкому спектру стимулированного излучения для этих мод.

Для трех основных пиков в экспериментальном спектре стимулированного излучения (рис. 4, кривая 2) с длинами волн $\lambda_1 \approx 484.5$, $\lambda_2 \approx 534.1$ и $\lambda_3 \approx 599.2 \text{ nm}$ по формуле $\Theta = \arcsin(n_3/n_1)$ определяются значения углов полного внутреннего отражения на границе $\text{Al}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{N} - \text{Al}_2\text{O}_3$: $\Theta_1 = 54.19^\circ$, 54.28° и 54.42° соответственно. Величины коэффициентов преломления для этих длин волн в $\text{Al}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{N}$ -пленке равны $n_1 = 2.19$, 2.18 и 2.17 [19] и для сапфира $n_3 = 1.776$, 1.770 и 1.765 [20]. При $\Theta < \Theta_1$ полного

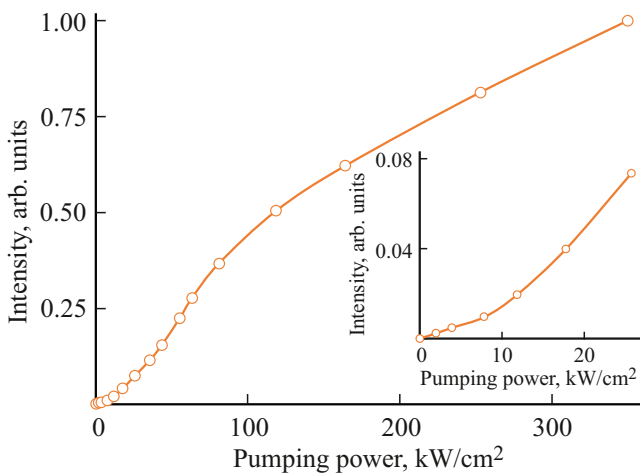


Рис. 5. Зависимости интенсивности выходного излучения от плотности мощности оптической накачки P_p при длине зоны возбуждения $L = 1.5$ mm. На вставке представлен начальный участок для интенсивности стимулированной эмиссии при P_p от 0 до 25 kW/cm^2 .

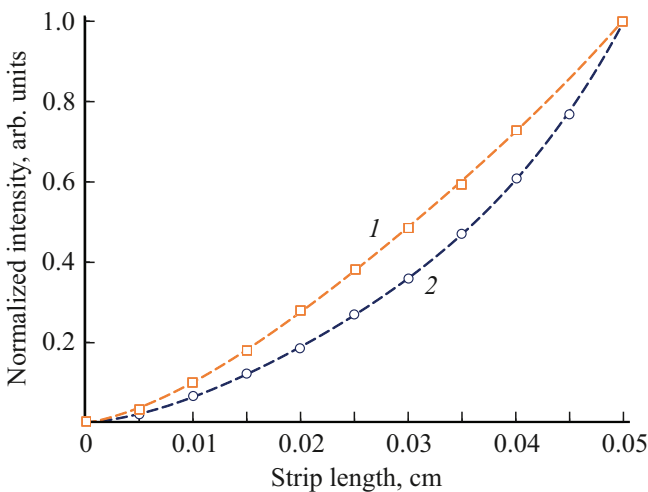


Рис. 6. Зависимости интенсивности стимулированного излучения от длины зоны возбуждения L . $P_p = 220$ kW/cm^2 (1) и 460 kW/cm^2 (2).

внутреннего отражения от стенок волновода не происходит, и излучение частично покидает волновод через границу $Al_{0.65}Ga_{0.35}N/Al_2O_3$. При уменьшении угла Θ происходит увеличение доли вытекающего излучения из волновода за счет преломления на границе, что уменьшает усиление.

Кривые 3, 4 на рис. 4 показывают, что спектр излучения состоит из совокупности эквидистантных пиков, каждый из них состоит из суммы двух плоских ТЕ- и ТМ-волн. Положение эквидистантных пиков, регистрируемых в экспериментальных спектрах, интерпретируется моделью, представленной в [20]. Излучение в планарном волноводе состоит из суммы двух плоских ТЕ- и ТМ-волн. Эти волны распространяются в исследуемой

структуре как в планарном волноводе из-за отражения на границах структуры. Для распространяющейся в диэлектрическом слое световой волны, кроме внутреннего отражения, должно выполняться условие поперечного резонанса (или согласования фаз). Это условие требует, чтобы полный фазовый набег фаз за один полный зигзаг (после двух отражений от верхней и нижней поверхностей волноводного слоя) был кратен 2π :

$$2kn_1h \cos \Theta + \delta_1 + \delta_2 = 2\pi m, \quad (1)$$

где $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число, h — толщина волновода, δ_1 и δ_2 — фазовые сдвиги, возникающие при полном внутреннем отражении на границах волновода, m — целое число, определяющее порядок моды. Так как распространение электромагнитной волны в волноводе носит резонансный характер, определяемое целым m , то в исследуемой структуре распространяются только определенные дискретные волноводные моды. Каждая мода характеризуется своим пространственным распределением поля в поперечном направлении, поляризацией, эффективным показателем преломления и углом Θ . В зависимости от соотношения показателей преломления и угла падения на границе раздела световая волна может либо канализироваться в волноводном слое, либо вытекать в подложку. Из уравнения (1) можно определить углы падения Θ_2 на границах в планарном волноводе, используя известные параметры волновода. Из-за малых расчетных значений δ_1 и δ_2 [21] их можно не учитывать. Эффект Гуса–Хенхена [20] не учитывается, так как для его возникновения необходимо строгое выполнение условия полного внутреннего отражения на границе, что для вытекающих мод не выполняется. Для суммарной толщины пленки $h_\Sigma \approx 2.2 \mu\text{m}$ по формуле (1) можно вычислить углы падения на границах: $\Theta_2 = 52.6^\circ, 51.7^\circ$ и 50° и $m = 12, 11, 10$ соответственно. На основе полученных экспериментальных данных по формулам Френеля [21] для трех пиков в спектре стимулированного излучения (рис. 4) с длинами волн λ_1, λ_2 и λ_3 получены значения для коэффициентов пропускания через одну плоскость волновода: $\sim 20, 28$ и 38% соответственно.

Поляризационные измерения выходного излучения, проведенные с помощью призмы Глана, показали наличие в спектре двух групп пиков с ортогональными линейными поляризациями и с различными спектральными положениями. Подобная ситуация объясняется одновременным распространением в волноводе ТЕ- и ТМ-мод с различными эффективными показателями преломления и разными фазовыми сдвигами. При этом излучение, выходящее из торца структуры, оказывается неполяризованным. Причиной деполяризации может быть наложение нескольких мод разных порядков и эффекты дифракции и рассеяния на неоднородностях на торце структуры.

Можно количественно определить вклад различных механизмов вывода стимулированного излучения из

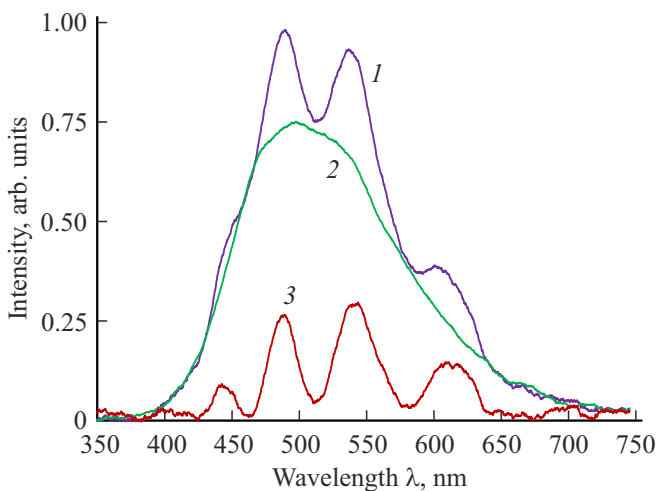


Рис. 7. Спектры стимулированного излучения: интегральный (1), направленных мод (2), вытекающих мод (3) при $P_p = 460 \text{ kW/cm}^2$.

планарного волновода. Методика анализа заключалась в следующем. На рис. 7 представлен интегральный спектр выходного стимулированного излучения $S(\lambda)$ (кривая 1) при плотности мощности оптической накачки $P_p = 460 \text{ kW/cm}^2$. Так как в исследуемой среде с неоднородным уширением спектра форма спектра стимулированной эмиссии повторяет форму спектра люминесценции $L(\lambda)$, для выделения вклада различных мод использовался следующий метод. Основываясь на предположении, что форма спектра из торца структуры — спектр направленных мод повторяет $L(\lambda)$, из полного спектра $S(\lambda)$ вычитался масштабированный спектр люминесценции $aL(\lambda)$. Коэффициент a подбирался таким образом, чтобы интенсивность результирующей кривой $aL(\lambda)$ (кривая 2) на краях спектрального диапазона ($\lambda \approx 380$ и 670 nm) была близка к нулю, либо обращалась в ноль. В рамках этой модели $aL(\lambda)$ соответствует излучению направляемых мод, выходящих через торец структуры, а разность $R(\lambda) = S(\lambda) - aL(\lambda)$ — излучению вытекающих мод. Площади под кривыми $R(\lambda)$ и $aL(\lambda)$ позволяют оценить долю энергии, выводимую из структуры за счет разных механизмов. Площадь под кривой $aL(\lambda)$ соответствует излучению направляемых мод. Разность площадей под кривыми $R(\lambda)$ и $S(\lambda)$ соответствует излучению вытекающих мод, выходящих через боковые поверхности структуры. Можно определить, что $\sim 85\%$ всей энергии стимулированного излучения приходится на направляемые моды, а остальные $\sim 15\%$ — на вытекающие моды. Для этой же структуры при меньшей плотности мощности оптической накачки $P_p = 150 \text{ kW/cm}^2$ (рис. 4) доля торцевого вывода $\sim 80\%$. Для сравнения, сделанный аналогичный анализ для несимметричной гетероструктуры $\text{Al}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{N}/\text{AlN}/\text{Al}_2\text{O}_3$ показывает, что эта доля меньше и составляет $\sim 60\%$. Можно сделать вывод,

что преобладающим механизмом вывода излучения из исследуемых структур является вывод через торец волновода, связанный с распространением направляемых мод.

Полуширина спектра излучения вытекающих мод равна $\Delta\lambda \approx 26 \text{ nm}$ (рис. 7), что превышает инструментальное разрешение используемого широкополосного спектрометра ($\sim 0.5 \text{ nm}$). Высокие значения для полуширины линии излучения $\Delta\lambda$ может быть связаны с несколькими причинами.

Наличие изменений по толщине и по составу слоев гетероструктуры при их росте, что приводит к пространственным неоднородностям показателей преломления. Это влияет на спектральные характеристики и может приводить к его уширению.

Наличие шероховатостей на границе раздела подложки и пленки (среднеквадратичная шероховатость $\text{Al}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{N}$ -пленки менее 4.7 nm , для поверхности сапфира менее 1 nm) приводит к рассеиванию волноводных мод, что приводит к уменьшению интенсивности стимулированной эмиссии и способствует уширению спектра.

Влияние буферного слоя. Между $\text{Al}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{N}$ -пленкой и сапфировой подложкой существует буферный слой AlN толщиной $\sim 300 \text{ nm}$. Вследствие этого физическая граница раздела двух сред не представляет собой резкую геометрическую плоскость. Поэтому формулы Френеля, справедливые для идеальных плоских границ и монохроматических однородных волн, дают приближенное описание. Для реальных широкополосных неоднородных электромагнитных волн это может приводить к отклонениям от законов геометрической оптики (нарушению закона внутреннего отражения), особенно вблизи критического угла, и вносить вклад в уширение. Однако полученные экспериментальные данные хорошо совпадают с моделями, представленными в работе, что свидетельствует о высоком качестве исследованных $\text{Al}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{N}$ -пленок.

Можно сравнить параметры излучения симметричной $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{AlN}/\text{Al}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{N}/\text{AlN}/\text{Al}_2\text{O}_3$ - и несимметричной $\text{Al}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{N}/\text{AlN}/\text{Al}_2\text{O}_3$ - гетероструктур [6]. Вследствие того что толщина в симметричной структуре в два раза больше, создаются благоприятные условия эффективного распространения большего количества волноводных мод, включая моды высоких порядков. В результате при одинаковой мощности накачки выходная мощность стимулированного излучения для симметричной структуры оказывается в 1.5 раза больше. Структуры различаются по спектральному составу и преобладающим механизмам вывода излучения. В симметричном волноводе наблюдается более высокое качество выходного пучка стимулированного излучения. Как видно из сравнения рис. 3, *b* настоящей работы и рис. 4, *b* [6], его пространственное распределение интенсивности становится более однородным и близким к гауссову профилю.

Заключение

Полученные результаты демонстрируют перспективность использования сильнолегированных симметричных гетероструктур $Al_2O_3/AlN/Al_xGa_{1-x}N/AlN/Al_2O_3$ в качестве эффективных широкополосных источников излучения в видимой и УФ-областях спектра (300–750 nm). Совокупность полученных результатов демонстрирует стимулированный характер излучения с малой величиной расходимости и высоким квантовым выходом. Измеренные в планарном волноводе значения коэффициента оптического усиления до $g \approx 41.3 \text{ cm}^{-1}$ при плотности мощности оптической накачки $P_p = 460 \text{ kW/cm}^2$ показывают возможность создания на основе этих структур эффективных широкополосных излучателей направленного стимулированного излучения. Важным практическим преимуществом является простота изготовления симметричных волноводов, не требующих дополнительных сложных технологических процессов.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания FWGW–2025–0019.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] J. Yang, K. Tian, C. Chu, Y. Zhang, K. Jiang, X. Sun, D. Li, X.W. Sun, Z.-H. Zhang. *Advanced Electronic Materials*, **11**, 2400247 (2025). DOI: 10.1002/aelm.202400247
- [2] J. Hwang, W.J. Schaff, L.F. Eastman, S.T. Bradley, L.J. Brillson, D.C. Look, J. Wu, W. Walukiewicz, M. Furis, A.N. Cartwright. *Appl. Phys. Lett.*, **81** (27), 5192 (2002). DOI: 10.1063/1.1534395
- [3] P.A. Bokhan, N.V. Fateev, T.V. Malin, I.V. Osinnykh, Dm.E. Zakrevsky, K.S. Zhuravlev. *J. Luminescence*, **203**, 127 (2018). DOI: 10.1016/j.jlumin.2018.06.034
- [4] 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
- [5] П.А. Бохан, К.С. Журавлев, Д.Э. Закревский, Т.В. Малин, И.В. Осинных, Н.В. Фатеев. *Письма в ЖТФ*, **47** (14), 39 (2021). DOI: 10.21883/PJTF.2021.14.51186.18782
- [6] П.А. Бохан, К.С. Журавлев, Д.Э. Закревский, Т.В. Малин, Н.В. Фатеев. *Опт. и спектр.*, **132** (9), 911 (2024). DOI: 10.61011/OS.2024.09.59189.6977-24
- [7] И.В. Осинных, Т.В. Малин, Д.С. Милахин, И.А. Александров, К.С. Журавлев. *Автоматрия*, **55** (5), 1 (2019). DOI: 10.15372/AUT20190513
- [8] В.В. Ратников, М.П. Щеглов, Б.Я. Бер, Д.Ю. Казанцев, И.В. Осинных, Т.В. Малин, К.С. Журавлев. *ФТП*, **52** (2), 233 (2018). DOI: 10.21883/FTP.2018.02.45448.8699
- [9] А.В. Медведев, А.А. Дукин, Н.А. Феоктистов, В.Г. Голубев. *ЖТФ*, **86** (5), 118 (2016). DOI: 10.1134/S1063784216050169
- [10] 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
- [11] 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
- [12] C. Shi, M. Liang, L. Wang, Y. Liu, W. Wang, S. Li. *Opt. Lett.*, **50** (13), 4266 (2025). DOI: 10.1364/OL.565291
- [13] Z.E. Lampert, J.M. Papanikolas, C.L. Reynolds. *Appl. Phys. Lett.*, **102**, 073303 (2013). DOI: 10.1063/1.4793422
- [14] 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
- [15] 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
- [16] K.L. Shaklee, R.E. Nahory, R.F. Leheny. *J. Lumin.*, **7**, 284 (1973). DOI: 10.1016/0022-2313(73)90072-0
- [17] A. Oster, G. Erbert, H. Wenzel. *Electron. Lett.*, **33**, 864 (1997). DOI: 10.1049/el:19970605
- [18] 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
- [19] I.H. Malitson. *J. Optical Society of America*, **52**, 1377 (1962).
- [20] H. Kogelnik. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **23** (1), 2 (1975). DOI: 10.1109/TMTT.1975.1128500
- [21] M. Born, E. Wolf. *Principles of Optics* (Pergamon Press, Oxford, 1975). DOI: 10.1016/0030-3992(75)90061-4