

Механизмы оптического усиления в сильно легированных $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}:\text{Si}$ -структурах ($x = 0.56-1$)

© П.А. Бохан¹, К.С. Журавлев¹, Д.Э. Закревский^{1,2}, Т.В. Малин¹, Н.В. Фатеев^{1,3,¶}

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

² Новосибирский государственный технический университет,
630073 Новосибирск, Россия

³ Новосибирский государственный университет,
630090 Новосибирск, Россия

¶ E-mail: fateev@isp.nsc.ru

Поступила в Редакцию 3 октября 2023 г.

В окончательной редакции 10 ноября 2023 г.

Принята к публикации 11 ноября 2023 г.

Экспериментально исследованы параметры оптического усиления в шести сильно легированных $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}:\text{Si}$ -структурах с $x = 0.56, 0.62, 0.65, 0.68, 0.74, 1$ при комнатной температуре. При оптическом возбуждении импульсным излучением $\lambda = 266$ нм изучены механизмы стимулированной эмиссии для излучательной рекомбинации неравновесных носителей зарядов, приводящих к возникновению широкополосного излучения в широком диапазоне спектра (350–650 нм) с высоким квантовым выходом люминесценции. Высокие значения усиления ($> 10^3 \text{ см}^{-1}$) реализуются за счет хорошего оптического качества исследуемых структур, больших значений сечений донорно-акцепторной рекомбинации ($\sim 10^{-15} \text{ см}^2$) и плотности (до 10^{20} см^{-3}) центров излучательной рекомбинации.

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

DOI: 10.61011/FTP.2023.09.56987.5627

1. Введение

Создание новых, мощных, эффективных и компактных полупроводниковых источников излучения как когерентной, так и некогерентной природы различного спектрального диапазона является актуальной задачей. Это относится к устройствам, генерирующим широкополосное излучение видимого диапазона и узкие линии лазерного излучения с возможностью непрерывной перестройки частоты генерации в значительном спектральном диапазоне. Подобные устройства востребованы для многочисленных применений в биологии, медицине, оптической связи, устройствах индикации и отображения информации и т. д. в качестве энергосберегающих, долговечных и экологически чистых источников излучения со сплошным спектром и лазерных источников с высокой световой и энергетической эффективностью [1–3]. Именно с этой точки зрения интересны и перспективны в качестве активных сред нитриды металлов III группы и их твердые растворы, являющиеся прямозонными полупроводниками с шириной запрещенной зоны, покрывающей широкий диапазон от 0.7 эВ для InN до 6.2 эВ для AlN, что соответствует диапазону длин волн 200–1770 нм. Отметим, что до сих пор не созданы в зеленом диапазоне длин волн $\lambda = 530-560$ нм, соответствующем максимуму чувствительности человеческого глаза. Для реализации зеленых светодиодов и лазерных

диодов перспективным является использование оптических переходов через уровни дефектов в широкозонном (с регулируемой шириной запрещенной зоны в диапазоне 3.4–6.2 эВ) твердом растворе AlGaIn, сильно легированном кремнием [4,5]. Широкий спектр излучения дефектов в AlGaIn дает основание для создания источников света от синезеленого до ближнего инфракрасного диапазона спектра (практически весь видимый диапазон) и лазеров с уникальными параметрами — с перестраиваемой длиной волны в широком диапазоне длин волн и частот (до 500 ТГц).

Цель данной работы — изучение физических механизмов оптического усиления в сильно легированных $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}:\text{Si}$ -структурах при оптической накачке. Исследовались процессы возбуждения, рекомбинации и оптического усиления (а также проводился анализ предыдущих результатов экспериментальных исследований) для $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}:\text{Si}$ -структурах с молярной долей $x = 0.56, 0.62, 0.65, 0.68, 0.74, 1$ и определялись их общие закономерности для оптических свойств и механизмов оптического усиления.

2. Методика и результаты эксперимента

Исследуемые $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}:\text{Si}$ -структурах с молярной долей алюминия $x = 0.56, 0.62, 0.65, 0.68, 0.74, 1$

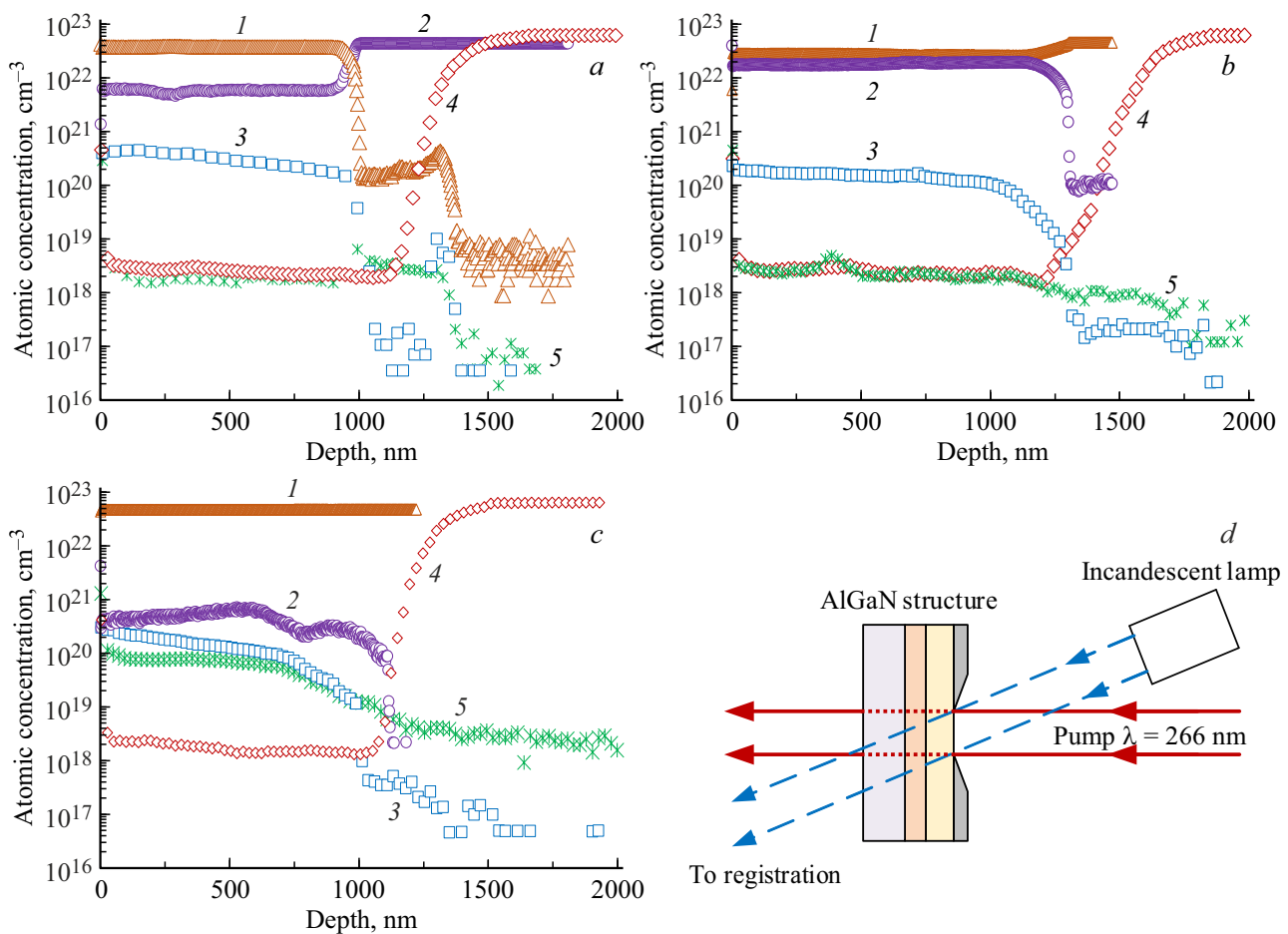


Рис. 1. ВИМС анализ для $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}:\text{Si}$ -структур: *a* — $x = 0.56$, *b* — $x = 0.62$, *c* — $x = 1$, (*1* — Al, *2* — Ga, *3* — Si, *4* — O, *5* — C); *d* — схема эксперимента для измерения коэффициентов оптического усиления. (Цветной вариант рисунка представлен в электронной версии статьи).

выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Пленки толщиной $l = 1.2 \mu\text{м}$ на подложках из азотированного сапфира с ориентацией (0001) и толщиной 0.43 мм выращивались при температуре 860°C в потоке аммиака $130 \text{ см}^3/\text{мин}$ при полном давлении смеси $5 \cdot 10^{-5} \text{ Торр}$. Предварительно на сапфировой подложке были выращены буферные пленки AlN толщиной 350 нм . Содержание алюминия x в слоях AlGaIn задавалось соотношением потоков Al/Ga в процессе роста. Легирование осуществлялось потоком силана SiH_4 (0.7%), разбавленным в азоте N_2 , при этом уровень легирования n_{Si} превышал 10^{20} см^{-3} . Технология синтеза и измерения параметров пленок AlGaIn описаны в работе [6]. Для характеристики структур использовались результаты вторичной ионной масс-спектрометрии (ВИМС) с использованием первичных ионов C_s^+ при нейтрализации зарядки образцов облучением их пучком электронов и с использованием высокого массового разрешения. Концентрации атомов кремния, алюминия, галлия, кислорода и углерода для $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}:\text{Si}$ -структур с $x = 0.65, 0.68, 0.74$ приведены в работах [5–7], а для структур с $x = 0.56, 0.62$ и 1 представлены

на рис. 1, *a–c*. Исследования морфологии поверхности структуры атомно-силовым микроскопом показало, что все исследуемые образцы имеют гладкую поверхность со среднеквадратичной шероховатостью $< 5 \text{ нм}$.

Для определения значений коэффициентов оптического усиления используется методика прямого измерения усиления интенсивности пробной волны, распространяющейся под углом 15° к нормали структуры [8]. Схема эксперимента представлена на рис. 1, *d*. Лампа накаливания со сплошным спектром излучения, который формировался светофильтрами в нужном спектральном диапазоне, использовалась в качестве источника пробного излучения. Оптическая накачка структур осуществлялась излучением четвертой гармоники Nd:YAG-лазера с $\lambda_p = 266 \text{ нм}$, с длительностью импульса накачки на полувысоте $\tau_p = 8 \text{ нс}$ и с частотой повторения импульсов 10 Гц . Излучение накачки освещало диафрагмированную область диаметром 3 мм пленки $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}:\text{Si}$ к нормали поверхности структуры. Пробное излучение совместно с излучением люминесценции и стимулированным излучением структуры фокусировалось в сердцевину кварцевого световода диаметром 1 мм . Регистра-

ция спектра излучения на выходе световода производилась спектрометром Колибри 2 [9] с разрешением 0.5 нм. В другом случае излучение поступало на монохроматор SPM-2, который исполнял роль спектрального фильтра с шириной пропускания на полувысоте 7–14 нм (в зависимости от длины волны) и регистрировалось фотоэлектронным умножителем с временным разрешением 5 нс, сигнал с которого измерялся осциллографом Tektronix (TDS2024B). Мощность излучения накачки измерялась измерителем мощности (Thorlabs, S401C). Все эксперименты проводились при комнатной температуре.

Для определения коэффициента усиления на фиксированной длине волны проводились измерения (см. рис. 1, d) временного поведения интенсивности люминесценции $I_{LP}(t)$, регистрируемой в присутствии непрерывного пробного излучения лампы накаливания с интенсивностью I_{pi} и $I_{L0}(t)$ — интенсивности люминесценции без пробного излучения. Разница амплитуд этих кривых, нормированная на постоянную амплитуду пробного излучения I_{pi} , выражает временную зависимость усиления в исследуемой структуре

$$G(tk) = (I_{LP}(tk) - I_{L0}(tk)) / I_{pi}.$$

Абсолютные значения величины оптического усиления G для каждой структуры при фиксированных значениях мощности накачки и длины волны излучения определялись по формуле

$$G = (t_m)^{-1} \sum_{k=0}^{k=m} G(t_k) \Delta t, \quad (1)$$

где временной интервал между измеряемыми точками задается от 0 до t_m , а $\Delta t = (1-5)$ нс. Максимальное время измерения составляло $t_m = (10-50)$ мкс и выбиралось из условия, когда убывающая по времени величина $G(t_m)$ становится сравнимой с шумами. Коэффициенты оптического усиления пробного излучения g_0 , прошедшего через возбужденную структуру расстояние длиной (толщина $Al_xGa_{1-x}N:Si$ пленки) $l = 1.2$ мкм, определялись по формуле

$$g_0 = [\ln(G)] / l. \quad (2)$$

На рис. 2 представлены типичные экспериментальные зависимости временного поведения интенсивности люминесценции $I_{L0}(t)$ и усиления $G(t)$ для $Al_{0.62}Ga_{0.38}N$ -структуры при плотности мощности накачки $P_p = 530$ кВт/см². Поведение этих кривых демонстрирует наличие двух компонент излучательной рекомбинации [5]: первая — это быстрая компонента, с экспоненциальным спадом за несколько десятков наносекунд и вторая — медленная компонента, с гиперболическим законом затухания и характерным временем — десятки микросекунд. Штриховой линией на рис. 2 показана граница, находящаяся в точке перегиба кривых затухания, разделяющая быструю и медленную компоненты.

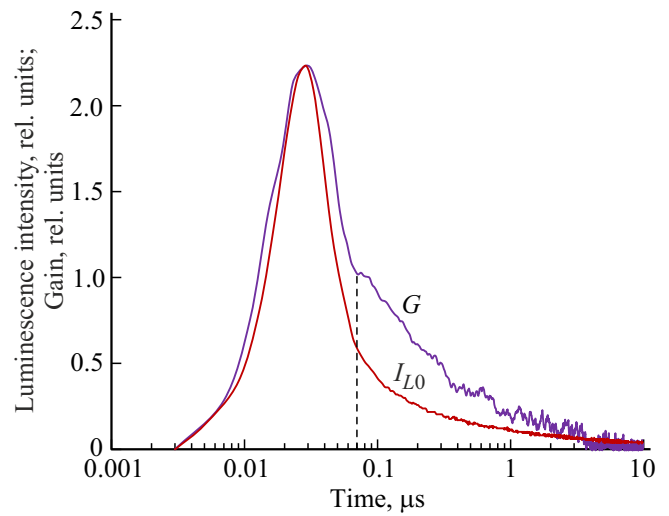


Рис. 2. Временные зависимости затухания интенсивностей люминесценции $I_{L0}(t)$ и оптического усиления $G(t)$ при $P_p = 530$ кВт/см². Вертикальная штриховая линия — граница, разделяющая быструю и медленную компоненты.

Быстрая компонента, связанная с процессом $e-A$ рекомбинации с излучением фотона, описывается экспонентой [6]

$$I_f(t) = A_1 \exp(t/\tau_f), \quad (3)$$

где A_1 — константа, а τ_f — время спада люминесценции для $e-A$ рекомбинации.

Медленная компонента, связанная с рекомбинацией донорно-акцепторных пар — процесс DA рекомбинации, описывается гиперболической функцией [6,10]

$$I_s(t) = B_1 / (t + \tau_s), \quad (4)$$

где B_1 — константа, τ_s — время спада люминесценции для DA рекомбинации. Полная интенсивность люминесценции складывается из суммы:

$$I_0(t) = I_f(t) + I_s(t). \quad (5)$$

Интерполяция уравнения (5) по экспериментальным данным методом наименьших квадратов дает численные значения параметров в уравнениях (1), (2), описывающих коэффициенты A_1 , B_1 и времена τ_f , τ_s .

Параметры, характеризующие исследованные структуры, а также результаты экспериментальных исследований и расчета приведены в таблице.

Так как доли поглощаемой мощности накачки для каждой структуры различны (см. таблицу), то при последующих сравнительных исследований оптического усиления для всех исследуемых структур плотности мощности накачки P_p подбирались таким образом, чтобы величина плотности фотонов, поглощенных за один импульс накачки, была одинаковой и составляла

Параметры $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}:\text{Si}$ -структур и результаты экспериментов

x	E_g , эВ	η	λ_0 , нм	α , %	ϵ	n_0	σ_0 , 10^{-16} см ²	R^2 , 10^{-16} см ²	$\Delta\lambda$, нм	τ_f , нс	σ_f , 10^{-16} см ²	g_f/g_0
0.56	4.67	0.37	546.3	95	8.94	2.2	17	10.4	13.5	14	1.2	1.1
0.62	4.89	0.47	533.2	58.8	8.88	2.19	11	9.6	12.7	15	1.1	1.2
0.65	4.94	0.49	507.6	49.6	8.85	2.19	9.8	9.6	11.8	14	1	2
0.68	5.03	0.57	486.3	24.8	8.82	2.18	9.5	11.1	10.7	18	1.1	5
0.74	5.22	0.79	473.6	18.8	8.76	2.17	6.5	11.1	9.7	22	0.9	1.5
1	6.13	0.47	441.3	8.7	8.5	2.12	3.3	5.8	7.3	15	1	3.4

Примечание. x — молярная доля Al в $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ -структуре; E_g — ширина запрещенной зоны [15]; η — квантовый выход структур [7] (для $x = 0.62$ значение η получено из интерполяции экспериментальных данных); α — доля поглощенной энергии накачки; λ_0 — длина волны центра спектра люминесценции; ϵ — диэлектрическая проницаемость структур [17]; n_0 — показатель преломления $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}:\text{Si}$ -пленки [15]; σ_0 — экспериментальное значение сечения для полной рекомбинации; R^2 — расчетные значения сечения стимулированной эмиссии для DA рекомбинации; $\Delta\lambda$ — ширина спектра излучения люминесценции, прошедшего через монохроматор; τ_f — время спада быстрой компоненты стимулированной эмиссии; σ_f — расчетные значения сечения стимулированной эмиссии для быстрой рекомбинации. Отношение g_f/g_0 при плотности поглощенных фотонов $N_{ph} \geq 2 \cdot 10^{19}$ см⁻³.

величину, определяемую по формуле

$$N_{ph}(\text{см}^{-3}) = 0.89 \cdot 10^{14} \alpha P_p (\text{Вт/см}^2) \approx 9 \cdot 10^{19} \text{ фот/см}^3, \quad (6)$$

где α — доля поглощенной энергии накачки, прошедшей через структуру перпендикулярно к ее поверхности (см. таблицу). Из-за высокого квантового выхода люминесценции величина N_{ph} примерно совпадает с концентрацией неравновесных электронов, образующихся после действия излучения лазера накачки и определяющих излучательную рекомбинацию.

На рис. 3 представлены полные спектры люминесценции (пунктирные кривые) при одном значении $N_{ph} \approx 9 \cdot 10^{19}$ фот/см³. Здесь также сплошными линиями представлены спектры люминесценции, прошедшие через монохроматор с шириной выходной щели 1 мм. При увеличении интенсивности накачки в 10 раз наблюдается сдвиг максимумов общих спектров излучения в коротковолновую область для всех исследуемых структур на величину ~ 0.02 эВ. Этот экспериментальный факт дополнительно подтверждает, что наблюдаемое излучение связано именно с процессом донорно-акцепторной рекомбинации.

На рис. 4 представлены измеренные экспериментальные зависимости величины коэффициента оптического усиления g_0 от плотности фотонов N_{ph} . При плотности поглощенных фотонов $N_{ph} > 10^{19}$ см⁻³ коэффициент усиления g_0 превышает значение 10^3 см⁻¹. На основе этих зависимостей, используя линейные участки кривых, были определены общие значения сечения процесса стимулированной эмиссии σ_0 для каждой из структур по формуле [11]

$$\sigma_0 = g_0 / (\eta \cdot N_{ph}), \quad (7)$$

где η определяет квантовый выход люминесценции структур [7] (см. таблицу). Для структуры с $x = 0.62$ значения квантового выхода рассчитывались из результатов интерполяции величин квантового выхода линейной функцией в диапазоне $x = 0.47-0.74$. Полученные

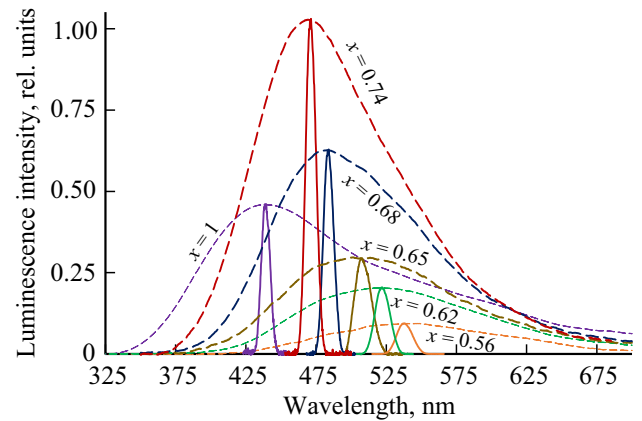


Рис. 3. Спектры люминесценции исследуемых $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}:\text{Si}$ -структур. Узкие пики представляют спектры люминесценции в максимуме широкого спектра, прошедшего через монохроматор излучения люминесценции, при ширине выходной щели 1 мм.

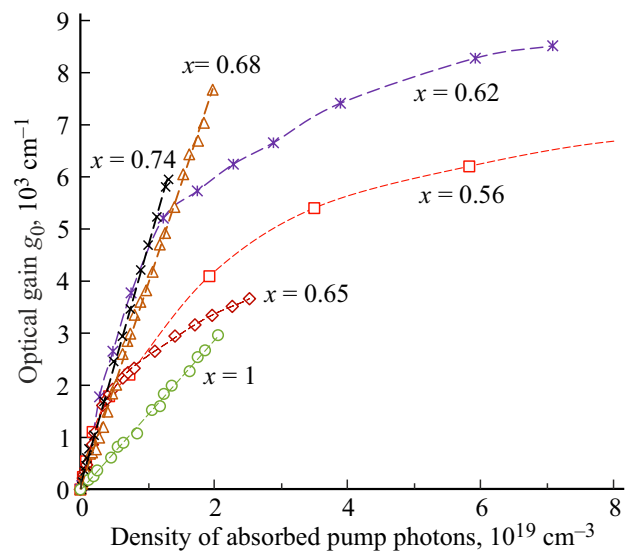


Рис. 4. Зависимости коэффициентов оптического усиления g_0 в зависимости от плотности поглощенных фотонов накачки N_{ph} .

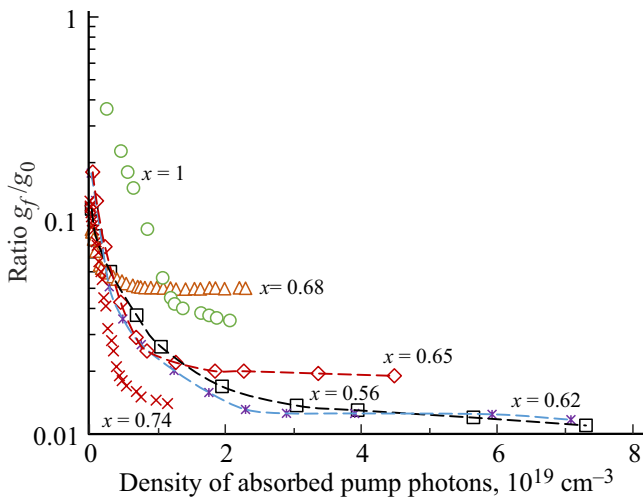


Рис. 5. Зависимости отношений g_f/g_0 быстрой компоненты коэффициента оптического усиления g_f к общей величине коэффициента усиления g_0 в зависимости от плотности поглощенных фотонов накачки N_{ph} .

величины σ_0 представлены в таблице. Природа насыщения усиления, которая наблюдается для структур с малыми значениями $x = 0.56, 0.62$ и 0.65 , в настоящей работе не изучалась.

На рис. 5 показаны экспериментальные зависимости g_f/g_0 — отношения быстрых компонент коэффициентов оптического усиления g_f к общей величине коэффициента усиления g_0 для исследуемых структур от плотности поглощенных фотонов накачки. В области малых значений энергии накачки отношение g_f/g_0 не превышает 20% и при увеличении мощности накачки уменьшается до несколько процентов. Эти результаты подтверждают, что процесс, связанный с рекомбинацией донорно-акцепторных пар, является доминирующим.

3. Обсуждение результатов

При рассмотрении механизмов усиления в структурах возникает необходимость рассмотреть природу процессов рекомбинации на всех этапах после поглощения излучения накачки в структурах. За счет сильного легирования кремнием $n_{Si} > 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ донорные и акцепторные уровни состоят из широких полос в запрещенной зоне. В равновесном состоянии электроны с доноров D переходят на акцепторы A , таким образом, в объеме структуры имеются D^{+-}, D^0 - и A^- -центры.

На первом этапе происходит поглощение энергии импульсной накачки, в результате которого от отрицательного заряженных акцепторов отрываются электроны, которые переходят в зону проводимости, а отрицательно заряженные акцепторы становятся нейтральными. На втором этапе происходит безызлучательная релаксация, в результате которой электроны в зоне проводимости переходят в возбужденное стационарное состояние с

более низкой энергией за малое время $\sim 10^{-12}$ с. Это иллюстрирует конфигурационная диаграмма на рис. 6, представляющая возможные оптические переходы. Третий этап характеризуется переходом системы в равновесное состояние за счет процесса излучательной рекомбинации. Существует два основных конкурирующих процесса, ответственных за это. Во-первых, неравновесные электроны могут быть захвачены положительно заряженными донорами. После которого, чтобы система пришла в равновесие, нейтральные доноры излучательно взаимодействуют с нейтральными акцепторами. В результате этого образуются фотоны за счет медленного (время спада люминесценции > 10 мкс) процесса DA рекомбинации, которые образуют широкую полосу с энергией

$$E_{DA} = E_g - E_D - E_A + E_q, \tag{8}$$

где E_g — ширина запрещенной зоны, E_D и E_A — энергии ионизации доноров и акцепторов, E_q — кулоновская энергия. Во-вторых, неравновесные электроны могут быть захвачены нейтральными акцепторами с быстрым (время спада люминесценции > 10 нс) испусканием фотона за счет $e-A$ рекомбинации с энергией:

$$E_{eA} = E_g - E_A. \tag{9}$$

В результате этих двух процессов образуются широкие спектры излучения, которые приведены на рис. 3. Последний член в уравнении (8) можно рассчитать из уравнения [12,13]

$$E_q = e^2/\epsilon R_m = \Delta E_{1/2}/0.76, \tag{10}$$

где R_m — расстояние между донором и акцептором в максимуме спектра, $\Delta E_{1/2}$ (эВ) = $1.24 \cdot (1/\lambda_2$ (мкм) $- 1/\lambda_1$ (мкм)) — ширина спектров на половине высоты

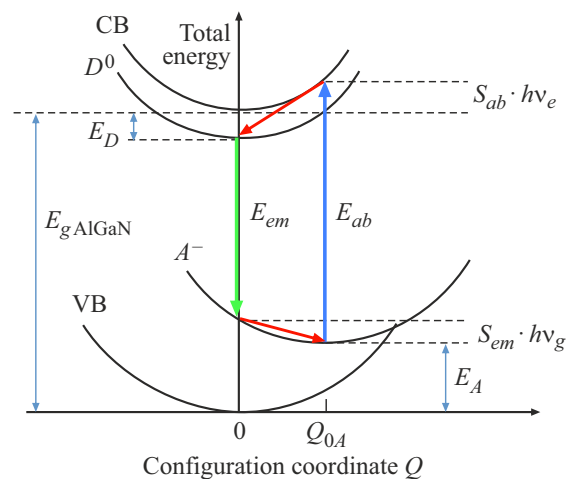


Рис. 6. Конфигурационная диаграмма, описывающая оптические переходы. Синие и зеленые стрелки указывают на оптические переходы во время возбуждения и рекомбинации соответственно. Красные стрелки показывают без излучательную рекомбинацию, приводящую систему в равновесное состояние. (Цветной вариант рисунка представлен в электронной версии статьи).

спектров люминесценции. Отсюда можно определить значения R_m , при которых реализуется максимальное значение интенсивности в спектрах излучения для каждой структуры. Из этих значений рассчитывается величина сечения излучательной DA рекомбинации, которая приблизительно определяется как R_m^2 [12,13]. Полученные результаты расчета, представленные в таблице, удовлетворительно совпадают с экспериментом, что подтверждает справедливость рассматриваемой модели. Следует отметить, что полученные значения сечений σ_0 на порядок превосходят значения для GaAs-лазера [11].

Сечение процесса для $e-A$ рекомбинации можно рассчитать по формуле для неоднородно уширенного спектра излучения [14]:

$$\sigma_f = 0.47(\lambda_0^4/\Delta\lambda)/4\pi c\tau n_0, \quad (11)$$

где λ_0 — пиковая длина волны излучения, $\Delta\lambda$ — полная ширина на половине высоты спектров, зарегистрированных на выходе монохроматора, τ — время спада интенсивности стимулированной эмиссии, измеренной в максимуме спектра, c — скорость света, n_0 — показатель преломления $Al_xGa_{1-x}N$ -пленки [15]. Для определения параметров, необходимых для расчета по формуле (10), использовались спектры и время спада интенсивности излучения стимулированной эмиссии, прошедшего через монохроматор на длине волны в максимуме спектра излучения λ_0 . Полученные значения сечений излучательной рекомбинации σ_f приведены в таблице и почти на порядок меньше, чем сечения для DA рекомбинации.

На рис. 5 и в таблице представлены значения отношений коэффициентов усиления для процессов $e-A$ рекомбинации g_f и общего усиления g_0 от плотности поглощенных фотонов. Используя уравнение (6), можно получить отношение концентраций акцепторов N_A и доноров N_D , ответственных за излучательные $e-A$ и DA рекомбинации по формуле

$$(N_A/N_D) \sim (g_f/g_0)/(\sigma_f/\sigma_0). \quad (12)$$

Расчеты показывают, что отношение N_A/N_D для различных структур принимает значения в диапазоне 0.1–0.5. Полученные величины N_A/N_D значительно превосходят результаты расчетов из известных значений сечений захвата неравновесных электронов на положительно заряженных донорах и нейтральных акцепторах.

Электроны и заряженные центры рекомбинации, которыми являются положительно заряженные доноры, взаимодействуют благодаря электростатическим силам притяжения. Электрон оказывается захваченным в том случае, если подходит к центру на расстояние r , на котором электростатическая энергия его взаимодействия с центром больше или равна средней кинетической энергии теплового движения. В этом случае можно оценить сечение захвата $\sigma_D \sim \pi r^2 \sim 10^{-12} \text{ см}^2$ при $\epsilon \approx 8.5$ и $T = 300 \text{ К}$. Тогда темп захвата электрона положительно заряженным донором составляет $W_D \sim (\sigma_D \cdot N_D \cdot v_e) \sim 10^{15} \text{ с}^{-1}$, где

$N_D \sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$, $v_e \sim 10^7 \text{ см/с}$ — скорость электрона. Для нейтральных центров рекомбинации электрона, которыми являются нейтральные акцепторы, сечение захвата должно иметь порядок геометрического размера атома, т.е. $\sigma_A \sim 10^{-15} \text{ см}^2$. В этом случае темп захвата электрона нейтральными акцепторами составляет $W_A \sim (\sigma_A \cdot N_A \cdot v_e) \sim 10^{11} \text{ с}^{-1}$, где $N_A \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$, что на 4 порядка меньше, чем W_D . Следовательно, концентрации захваченных центров донорами на 4 порядка больше, чем на акцепторах, т.е. $N_A/N_D \sim 10^{-4}$. Полученные значения на 3 порядка меньше экспериментально наблюдаемых. Наиболее вероятная причина такого различия связана с процессом быстрого захвата электрона нейтральным акцептором с временем $\tau_A \sim 1/W_A \sim 10^{-11} \text{ с}$. Так как длительность лазерного импульса излучения накачки $\tau_p = 8 \text{ нс}$ значительно больше τ_A , за время импульса накачки происходит $\sim 8 \cdot 10^3$ актов ионизации и захвата электронов на акцепторах. Эти процессы значительно увеличивают длительность импульса и интенсивность излучения $e-A$ рекомбинации.

Для медленной DA рекомбинации время захвата электрона положительно заряженным донором $\tau_D \sim 1/W_D \sim 10^{-15} \text{ с}$, т.е. еще меньше. Однако вследствие малого перекрытия волновых функций реализуются большие времена жизни носителей, существенно превышающие длительность импульсов накачки для донорно-акцепторных пар [12]. В результате этого за время действия импульса накачки совершается только один акт захвата электрона донором. Величины для сечения DA рекомбинации в структуре с $x = 1$ в ~ 2 раза меньше по сравнению с другими структурами. Для выяснения этого требуются дополнительные исследования.

4. Заключение

В результате проведенных экспериментов измерены коэффициенты оптического усиления для шести $Al_xGa_{1-x}N:Si$ -структур с $x = 0.56, 0.62, 0.65, 0.68, 0.74, 1$ при оптической накачке. Основным процессом генерации широкополосного излучения в видимом диапазоне спектра является донорно-акцепторная рекомбинация с сечением стимулированной эмиссии $\sim 10^{-15} \text{ см}^2$ и максимальной концентрацией центров рекомбинации $\sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$.

Конфигурационная диаграмма (рис. 6), представляющая оптические переходы [6], достаточно точно воспроизводит четырехуровневую схему генерации стимулированной эмиссии в лазерах. Механизмы рекомбинации неравновесных носителей заряда по этой схеме имеют ряд преимуществ, так как в этом случае для достижения порогового усиления требуются небольшие мощности накачки, что и наблюдается экспериментально ($\sim 6.5 \text{ кВт/см}^2$ для стимулированной эмиссии в $Al_{0.68}Ga_{0.38}N$ -структуре [16]).

Финансирование работы

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

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] X. Zhao, K. Sun, S. Cui, B. Tang, H. Hu, S. Zhou. *Adv. Photon. Res.*, **4**, 2300061 (2023).
- [2] J. Wierer, N. Tansu. *Laser Photon. Rev.*, **13**, 1900141 (2019).
- [3] J.Y. Tsao, S. Chowdhury, M.A. Hollis, D. Jena, N.M. Johnson, K.A. Jones, R.J. Kaplar, S. Rajan, C.G. Van de Walle, E. Bellotti, C.L. Chua, R. Collazo, M.E. Coltrin, J.A. Cooper, K.R. Evans, S. Graham, T.A. Grotjohn, E.R. Heller, M. Higashiwaki, M.S. Islam, P.W. Juodawlakis, M.A. Khan, A.D. Koehler, J.H. each, U.K. Mishra, R.J. Nemanich, R.C.N. Pilawa-Podgurski, J.B. Shealy, Z. Sitar, M.J. Tadjer, A.F. Witulski, M. Wraback, J.A. Simmons. *Adv. Electron. Mater.*, **4**, 1600501 (2018).
- [4] P.A. Bokhan, N.V. Fateev, T.V. Malin, I.V. Osinnykh, D.E. Zakrevsky, K.S. Zhuravlev. *Optical Mater.*, **105**, 109879 (2020).
- [5] P.A. Bokhan, N.V. Fateev, T.V. Malin, I.V. Osinnykh, D.E. Zakrevsky, K.S. Zhuravlev. *J. Luminesc.*, **252**, 119392 (2022).
- [6] I.V. Osinnykh, T.V. Malin, D.S. Milakhin, V.F. Plyusnin, K.S. Zhuravlev. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **58**, SCCB27 (2019).
- [7] P.A. Bokhan, N.V. Fateev, T.V. Malin, I.V. Osinnykh, Dm.E. Zakrevsky, K.S. Zhuravlev. *J. Luminesc.*, **203**, 127 (2018).
- [8] П.А. Бохан, К.С. Журавлев, Дм.Э. Закревский, Т.В. Малин, И.В. Осинных, Н.В. Фатеев. *Письма ЖТФ*, **45** (18), 48 (2019).
- [9] И.А. Зарубин, В.А. Лабусов, С.А. Бабин. *Завод. лаб. Диагностика материалов*, **85** (1(II)), 117 (2019).
- [10] B. Guo, Z.R. Qiu, K.S. Wong. *Appl. Phys. Lett.*, **82**, 2290 (2003).
- [11] О. Звелто. *Принципы лазеров* (М., Мир, 1990) с. 560.
- [12] D.G. Thomas, J.J. Hopfield, W.A. Augustyniak. *Phys. Rev.*, **140**, A202 (1965).
- [13] В.Ф. Агеян, Н.Р. Григорьева. *Люминесценция полупроводниковых кристаллов* (СПб., Изд-во Санкт-Петербургского гос. ун-та, 2016) с.155.
- [14] S. Kück. *Appl. Phys. B*, **72** 515 (2001).
- [15] U. Özgür, G. Webb.Wood, H.O. Everitt, F. Yun, H. Morkoç. *Appl. Phys. Lett.*, **79**, 4103 (2001).
- [16] П.А. Бохан, К.С. Журавлев, Дм.Э. Закревский, Т.В. Малин, И.В. Осинных, Н.В. Фатеев. *ФТП*, **56** (12), 1125 (2022).
- [17] R. Quay. *Gallium Nitride Electronics* (Springer–Verlag, Berlin–Heidelberg, 2008) p.470.

Редактор А.Н. Смирнов

Mechanisms of optical gain in heavily doped $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}:\text{Si}$ structures ($x = 0.56-1$)

P.A. Bokhan¹, K.S. Zhuravlev¹, D.E. Zakrevsky^{1,2}, T.V. Malin¹, N.V. Fateev^{1,3}

¹ Rzhanov Institute of Semiconductor Physics Siberian Branch of Russian Academy of Sciences, 630090 Novosibirsk, Russia

² Novosibirsk State Technical University, 630073 Novosibirsk, Russia

³ Novosibirsk State University, 630090 Novosibirsk, Russia

Abstract The optical gain parameters in the six heavily doped $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}:\text{Si}$ structures with $x = 0.56, 0.62, 0.65, 0.68, 0.74$, were experimentally studied at room temperature. Under optical excitation by pulsed radiation with $\lambda = 266$ nm, the mechanisms of stimulated emission of radiative recombination of nonequilibrium charge carriers, leading to the appearance of broadband radiation in the wide range (350–650 nm) of the spectrum with a high luminescence quantum yield are studied. High optical gain ($> 10^3 \text{ cm}^{-1}$) are realized due to the good optical quality of the structures, large donor-acceptor recombination cross sections ($\sim 10^{-15} \text{ cm}^2$) and the high density (up to 10^{20} cm^{-3}) of radiative recombination centers.