

# Определение типов оптических переходов и концентраций доноров и акцепторов в GaN по зависимости интенсивности фотолюминесценции от мощности возбуждения

© И.В. Осинных<sup>1,2</sup>, И.А. Александров<sup>1</sup>, Т.В. Малин<sup>1</sup>, К.С. Журавлев<sup>1</sup>

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

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

E-mail : igor-osinnykh@isp.nsc.ru

Поступила в Редакцию 2 марта 2022 г.

В окончательной редакции 25 марта 2022 г.

Принята к публикации 25 марта 2022 г.

Представлены результаты расчетной и экспериментальной зависимостей интенсивности фотолюминесценции от плотности мощности возбуждения для легированных кремнием слоев GaN, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Показано, что анализ зависимости интенсивности фотолюминесценции от плотности мощности возбуждения с помощью модели электронных переходов в GaN при межзонной генерации электронно-дырочных пар позволяет определить механизм рекомбинации и концентрации доноров и акцепторов в полупроводнике.

**Ключевые слова:** GaN, аммиачная МЛЭ, фотолюминесценция, гетероструктуры, точечные дефекты.

DOI: 10.21883/FTP.2022.08.53148.34

## 1. Введение

Нитриды металлов III группы и их твердые растворы являются прямозонными полупроводниками, перспективными для изготовления светоизлучающих приборов для видимой и ультрафиолетовой областей спектра. Изменяя содержание алюминия в твердых растворах AlGa<sub>N</sub>, можно получать материал с шириной запрещенной зоны ( $E_g$ ) от 3.43 до 6.2 эВ, перекрывая таким образом спектральный диапазон 200–365 нм. Поэтому эти материалы нашли свое применение на практике при создании светоизлучающих приборов, излучающих во всей видимой и ультрафиолетовой областях спектра [1,2]. Создание эффективных светоизлучающих полупроводниковых приборов невозможно без легирования эпитаксиальных слоев для получения *n*- и *p*-типа проводимости. Формирование эпитаксиальных слоев GaN *n*-типа проводимости с использованием кремния (Si) в качестве донора не вызывает существенных трудностей, концентрация электронов может быть управляемо повышена до  $10^{20}$  см<sup>-3</sup>. Однако эпитаксиальный рост полупроводниковых структур сопряжен с образованием точечных дефектов, которые могут быть акцепторами и компенсировать легирующую примесь.

Фотолюминесцентная спектроскопия (ФЛ) — бесконтактный быстрый неразрушающий метод характеристик оптической диагностики таких гетероструктур. Кроме того, он требует небольшого количества вещества, необходимого для исследования. В спектрах люминесценции GaN обнаружено несколько полос, связанных с электронными переходами на центры с энергетическими уровнями, находящимися в глубине запрещенной зо-

ны [3]. Из них наиболее активно исследуется „желтая полоса“ люминесценции с максимумом около 2.2 эВ. Так как желтая полоса люминесценции в слоях GaN наблюдается независимо от технологии выращивания и проявляется после имплантации GaN различными ионами, то ее связывают с собственными дефектами кристаллической решетки GaN и с основными фоновыми примесями — кремнием, кислородом и углеродом, или их комплексами. По одной из гипотез желтая полоса люминесценции связана с двумя глубокими центрами с энергиями активации 300 и 800 мэВ [4]. В другой модели предполагается две стадии процесса рекомбинации с участием трех состояний: безызлучательный захвата электрона с мелкого нейтрального водородоподобного донора на однократно заряженный глубокий донор и последующая излучательная рекомбинацией между уровнями глубокого донора и мелкого водородоподобного акцептора [5]. Наибольшее признание получила модель, связывающая желтую полосу люминесценции с переходами между уровнями мелкого донора и глубокого акцептора [6]. Желтая полоса наблюдается в нелегированных слоях GaN, т.е. мелким донором могут быть фоновые примеси — кремний или кислород. В пользу участия кремния говорит то, что интенсивность желтой полосы возрастает при легировании кремнием, но при концентрации атомов кремния выше  $10^{19}$  см<sup>-3</sup> интенсивность желтой полосы падает [7–11]. Основные кандидаты на роль акцептора: комплекс  $V_{Ga}-O_N$  [12–16] и комплекс  $C_N-O_N$  или изолированная примесь CN [17–20].

Таким образом, несмотря на то, что желтая полоса люминесценции в GaN давно известна, механизм рекомбинации и природа центров до конца не установлены.

При этом она дает информацию о дефектах в кристаллах и активно используется для совершенствования технологии их роста, так как отношение интенсивностей краевой ультрафиолетовой полосы и желтой полосы в спектре люминесценции GaN может служить критерием его кристаллического совершенства. Однако методики количественного определения концентраций доноров и акцепторов по интенсивностям краевой и желтой полос неизвестны.

Как правило, интенсивность желтой полосы линейно зависит от плотности мощности возбуждения до некоего критического значения. При более высокой плотности мощности возбуждения зависимость становится сублинейной, аппроксимация показательной функцией вида  $I(J) \sim J^\gamma$  дает показатель степени  $\gamma$  в диапазоне от 1/3 до 2/3 [21–23]. Аппроксимация такой зависимости функцией вида  $I(J) \sim \ln(1 + J/J_1)$  в работах [24,25] описывает линейный участок при  $J < J_1$  и сублинейный при  $J > J_1$ . Показано, что величина  $J_1$  зависит от концентрации акцепторов. Вычисление концентрации акцепторов из величины  $J_1$  также требует измерения внешней квантовой эффективности желтой полосы, так как эта величина в рамках такой модели учитывает влияние конкурирующих каналов рекомбинации. Вычислить концентрацию доноров эта модель не позволяет. Более строгий учет других каналов рекомбинации заключается в решении системы кинетических уравнений в стационарном случае совместно с уравнением электронейтральности, подобный подход для объяснения мощностных зависимостей интенсивности полос краевой фотолюминесценции, обусловленной рекомбинацией экситонов, предлагался в работе [26]. В настоящей работе предлагается использовать решение системы кинетических уравнений для определения механизма рекомбинации желтой полосы в легированных кремнием слоях GaN и концентраций доноров и акцепторов в них. Предложенная модель универсальная и может быть использована для любых компенсированных полупроводников при высоких температурах.

## 2. Методики расчетов и эксперимента

Расчет зависимости интенсивности различных каналов ФЛ в компенсированном полупроводнике от мощности возбуждения был проведен для межзонного механизма генерации электронно-дырочных пар. На рис. 1 показана схема электронных переходов. В полупроводнике содержатся доноры ( $D$ ), акцепторы ( $A$ ) и центры безызлучательной рекомбинации ( $NR$ ). В рамках модели имеется три канала излучательной рекомбинации — межзонная ( $BB$ ), зона-акцепторная ( $eA$ ) и донорно-акцепторная ( $DA$ ) с участием одного типа акцепторов и один канал безызлучательной рекомбинации ( $NR$ ). Следуя схеме переходов, запишем систему уравнений непрерывности для свободных электронов  $n$ , свободных дырок  $p$ , нейтральных доноров  $N_D^0$ , нейтральных акцеп-

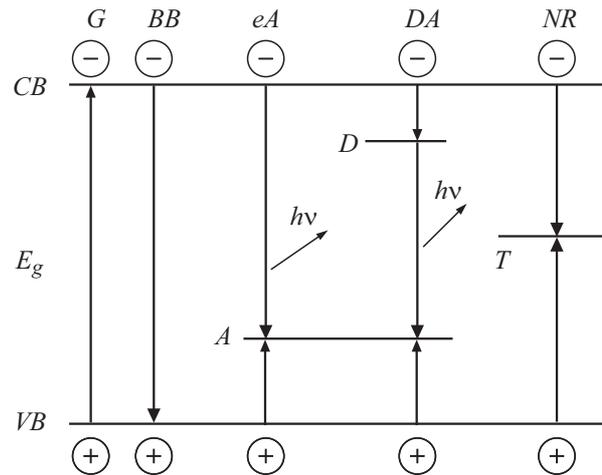


Рис. 1. Схема переходов в компенсированном полупроводнике при межзонной генерации носителей заряда.

торов  $N_A^0$  и нейтральных безызлучательных центров  $N_T^0$  совместно с уравнением электронейтральности. Эта система нелинейных алгебраических уравнений позволяет получить зависимость концентраций носителей заряда и нейтральных центров от плотности мощности возбуждения  $J$ . Стоит отметить, что предпоследнее уравнение (либо любое из пяти) является линейной комбинацией предыдущих и приведено здесь только для симметричности записи:

$$\begin{aligned}
 0 &= \alpha J + W_t \cdot N_D^0 - W_f \cdot n \cdot p - W_{eD} \cdot n \cdot (N_D - N_D^0) \\
 &\quad - W_{eA} \cdot n \cdot N_A^0 - W_{eT} \cdot n \cdot N_T^0, \\
 0 &= \alpha J - W_f \cdot n \cdot p - W_{hA} \cdot p \cdot (N_A - N_A^0) \\
 &\quad - W_{hT} \cdot n \cdot (N_T - N_T^0), \\
 0 &= W_{hT} \cdot p \cdot (N_T - N_T^0) - W_{eT} \cdot n \cdot N_T^0, \\
 0 &= W_{hA} \cdot p \cdot (N_A - N_A^0) - W_{eA} \cdot n \cdot N_A^0 - W_{DA} \cdot N_D^0 \cdot N_A^0, \\
 0 &= W_{eD} \cdot n \cdot (N_D - N_D^0) - W_{DA} \cdot N_D^0 \cdot N_A^0 - W_t \cdot N_D^0, \\
 p + (N_D - N_D^0) &= n + (N_T - N_T^0) + (N_A - N_A^0). \quad (1)
 \end{aligned}$$

Здесь  $\alpha$  — коэффициент поглощения на длине волны лазерного излучения,  $W_f$  — вероятность излучательной рекомбинации свободных носителей заряда;  $W_{eD}$ ,  $W_{eA}$  и  $W_{eT}$  — вероятности захвата электрона на донор, на акцептор и на безызлучательный центр;  $W_t$  — вероятность термического выброса электрона с уровня донора в зону проводимости,  $W_{hA}$  и  $W_{hT}$  — вероятности захвата дырки на акцептор и на безызлучательный центр;  $W_{DA}$  — расчетная усредненная вероятность донорно-акцепторной рекомбинации;  $N_D$ ,  $N_A$  и  $N_T$  — полные концентрации доноров, акцепторов и безызлучательных центров. Вероятности захвата носителей заряда на центры можно

представить как произведение сечения захвата центра и тепловой скорости носителей заряда

$$W_{ij} = \sigma_i \cdot v_j. \quad (2)$$

Индекс  $i$  относится к центрам (донор, акцептор, безызлучательный), индекс  $j$  к носителям (электрон, дырка). Вероятность термического выброса электрона с уровня донора в зону проводимости была оценена как

$$W_t = \sigma_e \cdot v_e \cdot N_{\text{eff}} \cdot e^{-\frac{E_d}{kT}}, \quad (3)$$

где  $N_{\text{eff}}$  — эффективная плотность состояний в зоне,  $E_d = 26$  эВ — глубина залегания донора [27]. Так как вероятность рекомбинации в  $DA$ -парах зависит от расстояния между донором и акцептором в паре ( $r$ ), невозможно описать ( $D, A$ )-канал простым выражением для темпа переходов с фиксированным значением вероятности перехода, поэтому для решения системы уравнений можно разбить весь ансамбль  $DA$ -пар на счетное количество подансамблей, в каждый из которых попадают пары в узком диапазоне расстояний  $r$  так, что в каждом подансамбле вероятность  $W_{DA}$  можно считать постоянной и решать систему уравнений для каждого подансамбля отдельно. Для того чтобы избежать усложнения схемы расчетов, мы ввели усредненное значение вероятности рекомбинации, показывающее наиболее возможное значение данной величины:

$$W_{DA} = \int_0^{\infty} W(r) f(r) dr, \quad (4)$$

где  $W(r) = W_0 e^{-\frac{r}{a}}$  — вероятность рекомбинации в донорно-акцепторной паре радиус  $r$ . Здесь  $W_0$  — константа, показывающая вероятность рекомбинации при  $r = 0$ ,  $a$  — боровский радиус носителя на примеси, имеющей меньшую энергию связи (в данном случае — электрона на доноре),  $f(r) = C_1 r^2 e^{-\frac{e^2}{\epsilon r k T}} e^{-\frac{4\pi N r^3}{3}}$  — функция распределения плотности случайно расположенных не взаимодействующих донорно-акцепторных пар по радиусу  $r$ .  $N$  — концентрация доминирующей примеси (доноров или акцепторов),  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость,  $e$  — элементарный электрический заряд,  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура,  $C_1 = \frac{1}{\int_0^{\infty} f(r) dr}$  — нормировочный множитель.

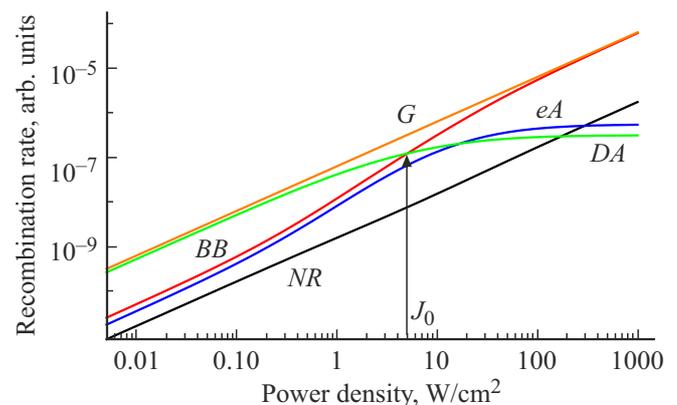
Из решения системы уравнений (1) можно вывести зависимости темпов каналов рекомбинации, которые записываются как функции от плотности фотонов  $J$ :

$$\begin{aligned} I_{BB}(J) &= W_f \cdot n(J) \cdot p(J), \\ I_{eA}(J) &= W_{eA} \cdot n(J) \cdot N_A^0(J), \\ I_{DA}(J) &= W_{DA} \cdot N_D^0(J) \cdot N_A^0(J), \\ I_{NR}(J) &= W_{eT} \cdot n(J) \cdot N_T^0(J). \end{aligned} \quad (5)$$

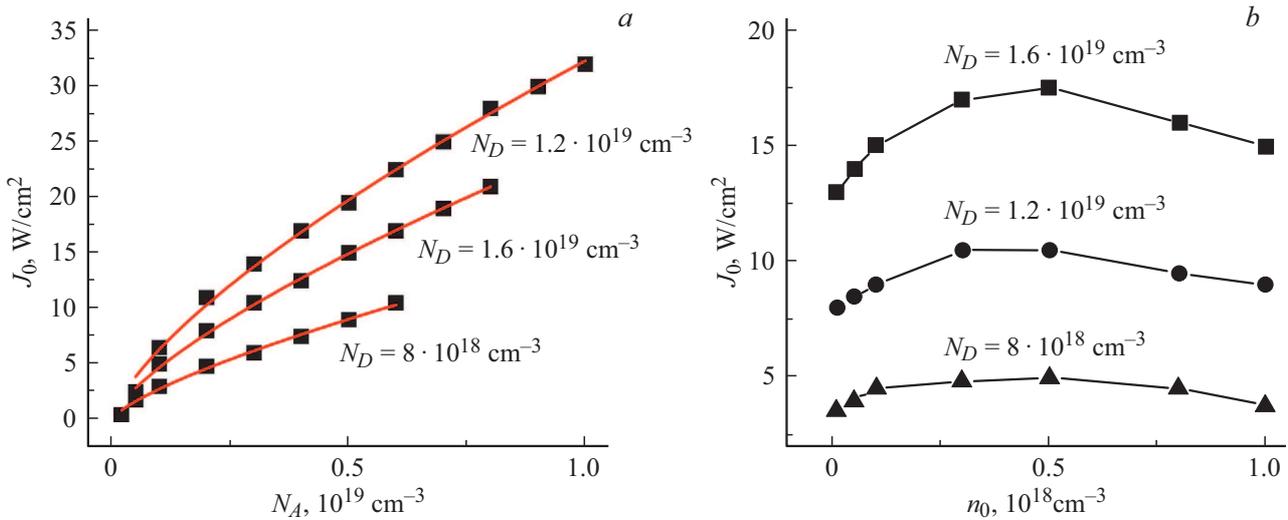
Исследуемые слои GaN толщиной  $\sim 1$  мкм были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) из аммиака на установке СВЕ-32 фирмы Riber. В качестве подложек использовались (0001) ориентированные односторонне и двусторонне полированные 2" пластины сапфира толщиной 400 мкм. Слои легировались кремнием (Si) из газового источника моносилана. Концентрация атомов кремния в слоях определялась методом вторичной ионной масс-спектрометрии (ВИМС) по методике, описанной в статье [28], и равнялась  $\sim 8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Концентрация электронов определялась посредством измерений эффекта Холла в геометрии Ван-дер-Пау в магнитном поле 0.5 Тл при комнатной температуре и составила  $\sim 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Спектры ФЛ измерялись при комнатной температуре. Для измерения ФЛ в широком диапазоне мощности возбуждения использовалась 4-я гармоника стационарного Nd:YAG-лазера ( $\lambda_{\text{las}} = 266$  нм) с максимальной плотностью мощности излучения  $12.6 \text{ Вт/см}^2$ .

### 3. Результаты и обсуждение

На рис. 2 показаны расчетные зависимости темпов  $BB$ ,  $NR$ ,  $eA$  и  $DA$  каналов рекомбинации и генерации  $G$  от плотности мощности возбуждения  $J$ . При энергии фотонов лазера  $E_{\text{las}} = 4.66$  эВ коэффициент поглощения в GaN составил  $1.8 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$  [29]. Для расчета выбраны следующие величины сечений захвата носителей заряда на центры рекомбинации:  $\sigma_{eD} = 10^{-21} \text{ см}^2$ ,  $\sigma_{eA} = 6 \cdot 10^{-21} \text{ см}^2$ ,  $\sigma_{hA} = 6 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$ ,  $\sigma_{hT} = \sigma_{eT} = 10^{-16} \text{ см}^2$  из работ [30,31]. Величина  $W_0$  была оценена как  $W_0 = W_{\text{max}}/N_A$ , так как концентрация донорно-акцепторных пар задается концентрацией неосновной примеси в материале, значение  $W_{\text{max}}$  для донорно-акцепторной рекомбинации в GaN выбрано  $10^6 \text{ с}^{-1}$  в соответствии с экспериментальными



**Рис. 2.** Расчетные зависимости темпов  $NR$ ,  $BB$ ,  $eA$  и  $DA$  каналов рекомбинации и темпа генерации  $G$  от плотности мощности возбуждения. Концентрация доноров  $N_D = 8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , концентрация равновесных электронов  $n_0 = 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , концентрация акцепторов  $N_A = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , концентрация безызлучательных центров  $N_T = 3.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ .



**Рис. 3.** Расчетные зависимости плотности мощности возбуждения  $J_0$ , при которой равны темпы рекомбинации  $BB$  и  $DA$  каналов, для  $N_D = 8 \cdot 10^{18}$ ,  $1.2 \cdot 10^{19}$  и  $1.6 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ :  $a$  — от концентрации акцепторов  $N_A$  при  $n_0 = 3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ,  $b$  — от  $n_0$  при  $N_A/N_D = 0.25$ .

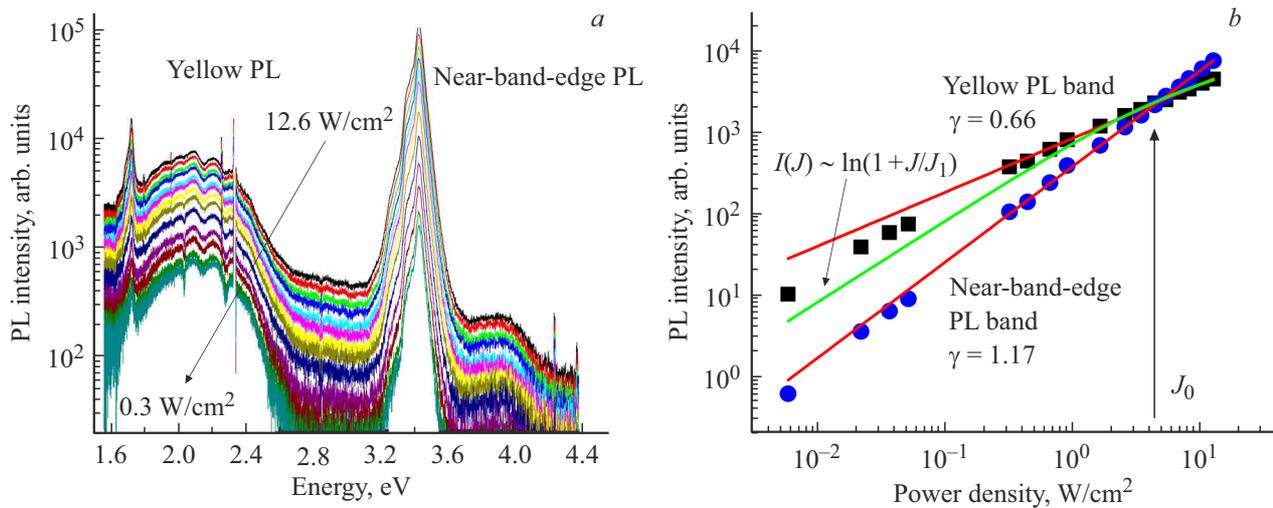
результатами по измерению кинетики  $DA$  рекомбинации, приведенными в работе [3]. Концентрации доноров и равновесных электронов приняты  $N_D = 8 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  и  $n_0 = 3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . Концентрации акцепторов и безызлучательных центров  $N_A = 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  и  $N_T = 3.5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . При  $J = 0$  концентрация нейтральных доноров  $N_D^0 = N_D - N_A - N_T - n_0$ , концентрации дырок, нейтральных акцепторов и нейтральных безызлучательных центров равны нулю.

При низких значениях плотности мощности возбуждения концентрации электронов и нейтральных доноров примерно равны равновесным, концентрации дырок, нейтральных акцепторов и нейтральных безызлучательных центров линейно зависят от  $J$ . В соответствии с системой уравнений (5) темпы  $NR$ ,  $DA$ ,  $eA$  и  $BB$  каналов линейно зависят от  $J$ , доминирует  $DA$  канал. При росте плотности мощности возбуждения выше значения  $J > 0.1 \text{ Вт}/\text{см}^2$  концентрация неравновесных электронов начинает превышать  $n_0$ , а концентрация нейтральных доноров начинает снижаться, что приводит к сверхлинейной зависимости темпов  $BB$  и  $eA$  каналов и сублинейной зависимости  $DA$  канала от  $J$ . При  $J > 1 \text{ Вт}/\text{см}^2$  происходит заполнение акцепторов дырками, обусловленное большим соотношением сечений захвата дырок и электронов на акцепторы, вследствие этого сверхлинейная зависимость темпа  $eA$  канала прекращается и начинает насыщаться, как и темп  $DA$  канала. При  $J_0 = 5 \text{ Вт}/\text{см}^2$  темпы  $BB$  и  $DA$  каналов становятся равными, при больших значениях  $J$  доминирует  $BB$  канал. Темп  $BB$  канала возрастает с ростом  $J$  сверхлинейно до тех пор, пока не сравняется с темпом генерации  $G$  при  $J > 100 \text{ Вт}/\text{см}^2$ , темпы  $eA$  и  $DA$  каналов при этом выходят на постоянный уровень. Темп  $NR$  канала не насыщается из-за принятого равенства соотношений сечений захвата дырок и электронов

на безызлучательные центры. Увеличение концентрации акцепторов при фиксированном значении концентрации доноров и электронов приводит к смещению области, в которой изменяется характер зависимостей темпов каналов рекомбинации в сторону более высоких плотностей мощности возбуждения. В эксперименте наиболее удобно регистрировать величину плотности мощности  $J_0$ , при которой равны интенсивности (темпы рекомбинации)  $BB$  и  $DA$  каналов.

На рис. 3,  $a$  показаны расчетные зависимости величины  $J_0$  от соотношения  $N_A/N_D$  для  $N_D = 8 \cdot 10^{18}$ ,  $1.2 \cdot 10^{19}$  и  $1.6 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ . Аппроксимация зависимостей показательной функцией дает показатель степени  $\gamma = 0.7$ . На рис. 3,  $b$  показаны расчетные зависимости величины  $J_0$  от концентрации равновесных электронов  $n_0$  при соотношении  $N_A/N_D = 0.25$  для  $N_D = 8 \cdot 10^{18}$ ,  $1.2 \cdot 10^{19}$  и  $1.6 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ . Согласно этим зависимостям,  $J_0$  изменяется незначительно и не монотонно при изменении  $n_0$ . При известной величине  $N_A$  по смещению  $J_0$  можно определить величину  $N_D$  в исследуемых образцах GaN.

На рис. 4,  $a$  приведены экспериментально измеренные спектры ФЛ типичного образца GaN, в которых доминируют полосы краевой ФЛ с максимумом при 3.45 эВ и желтой ФЛ с максимумом при 2.18 эВ. Для обеих полос характерен монотонный рост интегральной интенсивности с ростом плотности мощности возбуждения (рис. 4,  $b$ ). Интенсивность полосы краевой ФЛ возрастает по сверхлинейному закону во всем диапазоне плотности мощности возбуждения, аппроксимация показательной функцией дает показатель степени  $\gamma = 1.17$ . Интенсивность желтой полосы возрастает по линейному закону до  $J \sim 1 \text{ Вт}/\text{см}^2$ , при более высоких значениях зависимость становится сублинейной, аппроксимация показательной функцией дает показатель



**Рис. 4.** Спектры ФЛ GaN (a) и зависимости интенсивности краевой и желтой полос ФЛ (b) от мощности возбуждения при 300 К. Сплошными линиями показана аппроксимация показательной функцией вида  $I(J) \sim J^\gamma$  для обеих полос ФЛ и логарифмической вида  $I(J) \sim \ln(1 + J/J_1)$  для желтой полосы ФЛ. (Цветной вариант рисунка представлен в электронной версии статьи).

степени  $\gamma = 0.66$ , близкий к значению из работы [22]. Интенсивности краевой и желтой полос сравниваются при  $J_0 \sim 4.5 \text{ Вт/см}^2$ . Такие зависимости совпадают с расчетными зависимостями темпов  $VB$  и  $DA$  каналов рекомбинации (рис. 2). Таким образом, зависимость интенсивности люминесценции от плотности мощности возбуждения подтверждает, что желтая полоса в GaN обусловлена донорно-акцепторными переходами. Аппроксимация функцией вида  $I(J) \sim \ln(1 + J/J_1)$  [25] дает значение  $J_1 \sim 3.4 \text{ Вт/см}^2$ , которое зависит от  $N_A$  следующим образом:

$$\frac{J_1}{E_{\text{las}}} = \frac{N_A}{\alpha\tau\eta}, \quad (6)$$

где  $\tau = 1/(n_0W_{eA})$  — время жизни и  $\eta$  — внешняя квантовая эффективность желтой полосы соответственно. Подстановка значения  $\eta = 0.06$ , типичного для желтой полосы [23–25], в соотношение (6) дает оценку  $N_A = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Тогда, согласно рис. 3, a, значениям  $N_A = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  и  $J_0 = 4.5 \text{ Вт/см}^2$  соответствует значение  $N_D = 8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , которое совпадает с величиной полной концентрации кремния, полученной методом ВИС. Как известно, кремний в GaN преимущественно мелкий донор, не склонный к образованию  $DX$ -центров и комплексов с собственными точечными дефектами [19,32,33]. Это говорит о том, что данная методика дает достоверную информацию о концентрациях доноров и акцепторов в GaN.

#### 4. Заключение

В данной работе построена модель электронных переходов в компенсированном GaN, учитывающая излучательные межзонные, зона-акцепторные и донорно-акцепторные переходы и безызлучательные переходы

при межзонной генерации электронно-дырочных пар. В рамках данной модели были рассчитаны зависимости темпов межзонной, зона-акцепторной, донорно-акцепторной и безызлучательной рекомбинации от плотности мощности возбуждения. Измерены зависимости интенсивности краевой и желтой полос фотолюминесценции от плотности мощности возбуждения для  $n$ -легированных слоев GaN, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Показано, что желтая полоса фотолюминесценции в GaN обусловлена донорно-акцепторными оптическими переходами. Анализ зависимостей интенсивности межзонной и донорно-акцепторной полос фотолюминесценции от плотности мощности возбуждения позволил оценить концентрации доноров и акцепторов в GaN, правильность проведенной оценки концентраций демонстрирует совпадение концентрации доноров с полной концентрацией кремния.

#### Благодарности

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках государственного задания № FWGW-2022-0005 „Гетероструктуры на основе материалов  $A_3B_5$  для радиофотоники, СВЧ электроники и фотоэлектроники“.

#### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

#### Список литературы

- [1] K. Jones, T. Chow, M. Wraback, M. Shatalov, Z. Sitar, F. Shahedipour, K. Udwaray, G. Tompa. *J. Mater. Sci.*, **50**, 3267 (2015).

- [2] 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, J.A. Simmons. *Adv. Electron. Mater.*, **4**, 1600501 (2018).
- [3] M.A. Reshchikov, H. Morkoc. *J. Appl. Phys.*, **97**, 061301 (2005).
- [4] A. Bell, I. Harrison, D. Korakakis, Ec. Larkins, Jm. Hayes, M. Kuball, N. Grandjean, J. Massies. *J. Appl. Phys.*, **89**, 1070 (2001).
- [5] Er. Glaser, Ta. Kennedy, K. Doverspike, Lb. Rowland, Dk. Gaskill, Ja. Freitas, M.A. Khan, Dt. Olson, Jn. Kuznia, Dk. Wickenden. *Phys. Rev. B*, **51**, 13326 (1995).
- [6] T. Ogino, M. Akoki. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **19**, 2395 (1980).
- [7] P. Hacke, A. Maekawa, N. Koide, K. Hiramatsu, N. Sawaki. *Jpn. J. Appl. Phys.*, Pt 1, **33**, 6443 (1994).
- [8] U. Kaufmann, M. Kunzer, H. Obloh, M. Maier, Ch. Manz, A. Ramakrishnan, B. Santic. *Phys. Rev. B*, **59**, 5561 (1999).
- [9] E.F. Schubert, I.D. Goepfert, J.M. Redwing. *Appl. Phys. Lett.*, **71** 3224 (1997).
- [10] I.-H. Lee, I.-H. Choi, C.R. Lee, S.K. Noh. *Appl. Phys. Lett.*, **71**, 1359 (1997).
- [11] R. Seitz, C. Gaspar, T. Monteiro, E. Pereira, M. Leroux, B. Beamont, P. Gibart. *J. Cryst. Growth*, **189/190**, 546 (1998).
- [12] M.A. Reshchikov, H. Morkoc, S.S. Park, K.Y. Lee. *Appl. Phys. Lett.*, **81**, 4970 (2002).
- [13] C. Diaz-Guerra, J. Piqueras, A. Castaldini, A. Cavallini, L. Polenta. *J. Appl. Phys.*, **94**, 2341 (2003).
- [14] A. Sedhain, J. Li, J.Y. Lin, H.X. Jiang. *Appl. Phys. Lett.*, **96**, 151902 (2010).
- [15] S. Ito, T. Nakagita, N. Sawaki, H. Soo Ahn, M. Irie, T. Hikosaka, Y. Honda, M. Yamaguchi, H. Amano. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **53**, 11RC02 (2014).
- [16] T. Mattila, R.M. Nieminen. *Phys. Rev. B*, **55**, 9571 (1997).
- [17] J.L. Lyons, A. Janotti, C.G. Van de Walle. *Appl. Phys. Lett.*, **97**, 152108 (2010).
- [18] D.O. Demchenko, I.C. Diallo, M.A. Reshchikov. *Phys. Rev. Lett.*, **110**, 087404 (2013).
- [19] M.A. Reshchikov, D.O. Demchenko, A. Usikov, H. Helava, Yu. Makarov. *Phys. Rev. B*, **90**, 235203 (2014).
- [20] D. Jana, T.K. Sharma. *J. Appl. Phys.*, **122**, 035101 (2017).
- [21] W. Grieshaber, E.F. Schubert, I.D. Goepfert, R.F. Karlicek, Jr., M.J. Schurman, C. Tran. *J. Appl. Phys.*, **80**, 4615 (1996).
- [22] G. Tamulaitis, J. Mickevičius, P. Vitta, A. Žukauskas, M.S. Shur, K. Liu, Q. Fareed, J.P. Zhang, R. Gaska. *ECS Transactions*, **3**, 307 (2006).
- [23] K. Fujii, T. Goto, S. Nakamura, T. Yao. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **60**, 011002 (2021).
- [24] M.A. Reshchikov, R.Y. Korotkov. *Phys. Rev. B*, **64**, 115205 (2001).
- [25] M.A. Reshchikov. *Appl. Phys. Lett.*, **88**, 202104 (2006).
- [26] T. Schmidt, K. Lischka, W. Zulehner. *Phys. Rev. B*, **45**, 8989 (1992).
- [27] A.E. Wickenden, L.B. Rowland, K. Doverspike, D.K. Gaskill, J.A. Freitas, D.S. Simons, P.H. Chi. *J. Electron. Mater.*, **24**, 1547 (1995).
- [28] I.V. Osinnykh, T.V. Malin, D.S. Milakhin, V.F. Plyusnin, K.S. Zhuravlev. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **58**, SCCB27 (2019).
- [29] Muth, J.F, J.H. Lee, I.K. Shmagin, R.M. Kolbas, H.C. Casey, jr., B.P. Keller, U.K. Mishra, S.P. DenBaars. *Appl. Phys. Lett.*, **71** (18) 2572 (1997).
- [30] W.R. Willoughby, M.E. Zvanut, J. Dashdorj, M. Bockowski. *J. Appl. Phys.*, **120**, 115701 (2016).
- [31] M.A. Reshchikov, J.D. Mc Namara, M. Toporkov, V. Avrutin, H. Morkoc, A. Usikov, H. Helava, Y. Makarov. *Sci. Rep.*, **6**, 37511 (2016).
- [32] P. Boguslawski, J. Bernholc. *Phys. Rev. B*, **56**, 9496 (1997).
- [33] M. Matsubara, E. Bellotti. *J. Appl. Phys.*, **121**, 195702 (2017).

*Редактор А.Н. Смирнов*

### **Determination of the types of optical transitions and concentrations of donors and acceptors in GaN by the dependence of photoluminescence intensity on the excitation power**

*I.V. Osinnykh<sup>1,2</sup>, I.A. Aleksandrov<sup>1</sup>, T.V. Malin<sup>1</sup>, K.S. Zhuravlev<sup>1</sup>*

<sup>1</sup> Rzhanov Institute of Semiconductor Physics  
Siberian Branch of Russian Academy of Sciences,  
630090 Novosibirsk, Russia  
<sup>2</sup> Novosibirsk State University,  
630090 Novosibirsk, Russia

**Abstract** The results of the calculated and experimental dependence of the photoluminescence intensity on the excitation power density for silicon-doped GaN layers grown by molecular beam epitaxy are presented. A model was constructed for transitions in a compensated semiconductor upon interband generation of electron-hole pairs. It is shown that the dependence of the photoluminescence intensity on the excitation power density can be used to determine the recombination mechanism and concentrations of donors and acceptors in semiconductor.

**Продолжение публикации материалов Симпозиума см. в No 9**