

# Фотоиндуцированная перенормировка запрещенной зоны в вырожденных узкозонных эпитаксиальных пленках $n$ -InGaN

© К.Е. Кудрявцев, Б.А. Андреев, Д.Н. Лобанов, М.А. Калинин, А.В. Новиков, З.Ф. Красильник

Институт физики микроструктур Российской академии наук,  
603087 Нижний Новгород, Россия

E-mail: konstantin@ipmras.ru

Поступила в Редакцию 19 ноября 2025 г.

В окончательной редакции 29 ноября 2025 г.

Принята к публикации 1 декабря 2025 г.

На основании анализа низкотемпературных спектров стимулированной эмиссии делаются выводы о величине эффекта сужения запрещенной зоны  $\Delta E_{\text{BGN}}$  в вырожденных,  $n \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , эпитаксиальных пленках InGaN с долей индия  $\sim 60\%$  в условиях интенсивного фотовозбуждения. Величина  $d(\Delta E_{\text{BGN}})/dn$  превышает  $2 \text{ мэВ}/10^{17} \text{ см}^{-3}$  и определяется, по-видимому, преимущественно кулоновским взаимодействием вырожденных (равновесных) электронов и неравновесных дырок, локализованных в неоднородностях зонного потенциала. Соответствующая поправка к ширине запрещенной зоны заметно превышает вклад обменного взаимодействия электронов, а суммарный эффект перекомпенсирует заливку электронных состояний (эффект Бурштейна–Мосса) и обеспечивает красный сдвиг линии генерации при большей интенсивности накачки. Это напрямую определяет особенности конкуренции модового усиления и потерь в объемных пленках In(Ga)N. Полученные результаты могут быть спроецированы и на перспективные низкоразмерные структуры для излучателей красного диапазона с квантовыми ямами на основе InGaN „средних“ составов.

**Ключевые слова:** нитрид индия-галлия, стимулированная эмиссия, перенормировка запрещенной зоны.

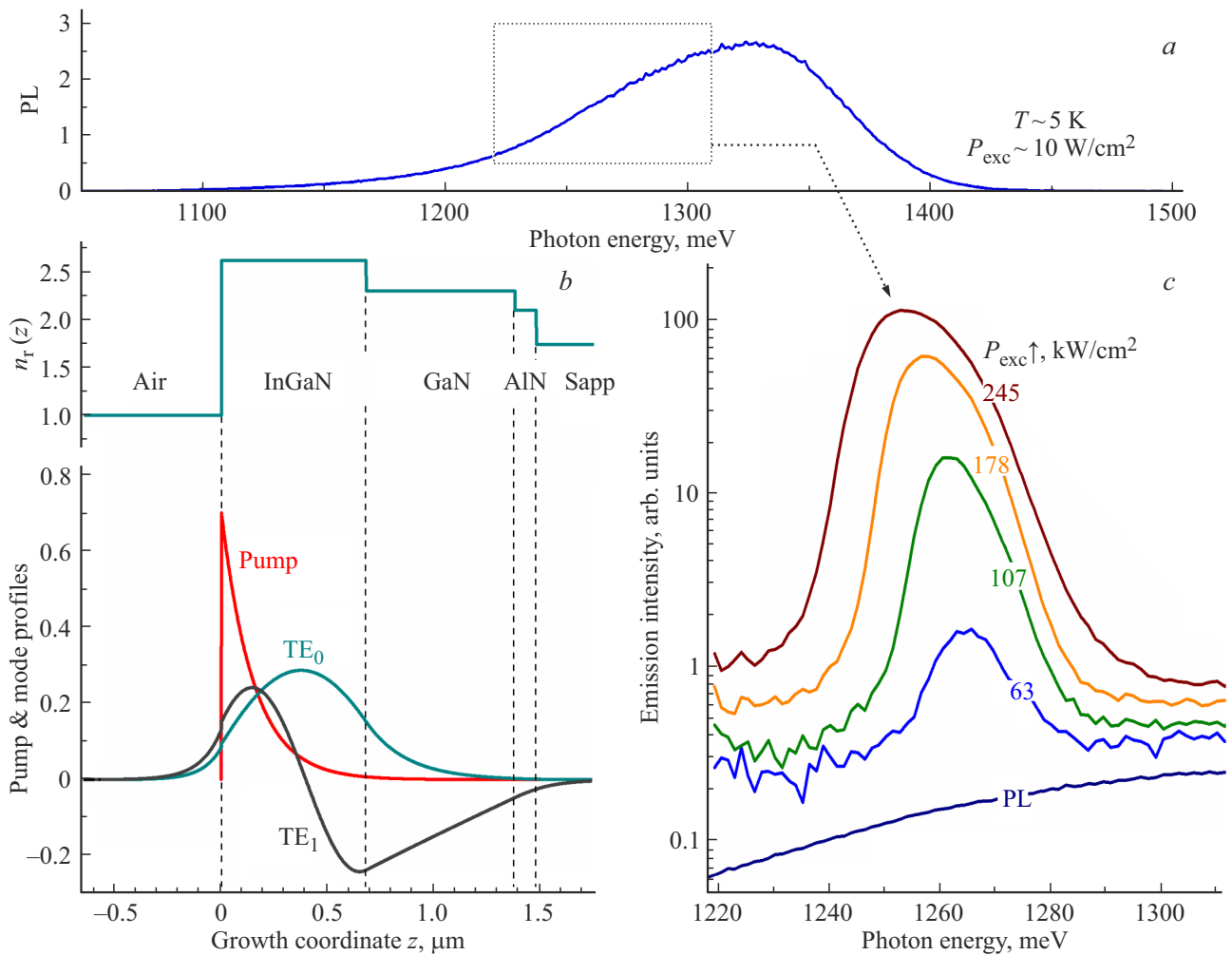
DOI: 10.61011/FTP.2025.09.62225.8795

## 1. Введение

Несмотря на значительный прогресс как в технологии эпитаксиального роста III-нитридов [1–3], так и в диагностике получаемых структур, материальная система InGaN остается достаточно сложной. Так, для не слишком толстых ( $\sim 1 \text{ мкм}$  и менее) объемных пленок бинарного InN и индийобогащенных тройных растворов InGaN по-прежнему характерны весьма высокая дефектность и сильное, в пределах до  $10^{18}–10^{19} \text{ см}^{-3}$ , фоновое легирование  $n$ -типа. В совокупности с малой эффективной массой электронов это приводит к существенному проявлению эффектов Бурштейна–Мосса и перенормировки ширины запрещенной зоны, определяющих разнонаправленные энергетические сдвиги (далее  $\Delta E_{\text{F}}$  и  $\Delta E_{\text{BGN}}$  соответственно) в спектрах фотоотклика. В рамках простейших приближений зависимость сдвига Бурштейна–Мосса от концентрации электронов  $n$  имеет вид  $\Delta E_{\text{F}} \sim n^{2/3}$  [4]. В перенормировку же зоны, хорошо описанную, например, в работе [5], дают вклад несколько составляющих. Это обменное взаимодействие основных носителей заряда  $\Delta E_{\text{exch}}$ , корреляционный вклад электрон-дырочного взаимодействия  $\Delta E_{\text{сорт}}$ , и взаимодействие носителей с примесными центрами  $\Delta E_{e-i}$ . Концентрационные зависимости этих слагаемых имеют вид  $\sim n^{1/3}$ ,  $\sim n^{1/4}$  и  $\sim n^{1/2}$  соответственно [5,6], и, поскольку все эти зависимости более слабые, чем  $n^{2/3}$  в величине  $\Delta E_{\text{F}}$ , в пределе больших  $n$  полоса эмиссии и край межзонного поглощения сдвигаются в синюю сторону:  $\Delta E_{\text{F}} > |\Delta E_{\text{BGN}}|$ .

Для относительно новых III-N материалов эффекты перенормировки зоны изучены в гораздо меньшей степени в сравнении с „классическими“ полупроводниками, такими как, например, GaAs, GaSb, InSb или InP. Если для GaN количественные оценки  $\Delta E_{\text{BGN}}$ , представленные в различных работах [7–9], в целом сходны, то данные для InN, напротив, крайне разнородны [10–12]. Отметим также, что в подавляющем числе работ, рассматривающих спектральные сдвиги люминесцентного отклика InN, основное внимание уделялось роли именно равновесной концентрации электронов. Динамическая составляющая эффекта, связанная с интенсивной накачкой, отмечалась в первую очередь в экспериментах по методике „накачка-зондирование“ (например, [13–15]) лишь на качественном уровне. Что же касается тройных растворов InGaN, то вопрос перенормировки зоны поднимался в заметном числе работ по гетероструктурам с квантовыми ямами InGaN/GaN [16,17], однако лишь для достаточно широкозонных структур синего диапазона и более коротковолновых. Для InGaN с высокой ( $> 30–40\%$ ) долей индия подобных исследований не проводилось.

В данной работе экспериментально изучается конкуренция эффектов заливки электронных состояний и сужения запрещенной зоны в эпитаксиальных слоях InGaN с долей индия  $x_{\text{In}} \sim 60\%$  в режиме интенсивной оптической накачки. Выбор в пользу относительно „широкозонных“ InGaN, а не InN-структур, обусловлен в том числе и современными трендами: InGaN-светодиоды красного диапазона являются на настоящий момент одним из наиболее „горячих“ направлений в



**Рис. 1.** *a* — спектр ФЛ образца с активным слоем  $\text{In}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{N}$ , измеренный при низкой температуре в режиме слабой накачки при регистрации ФЛ с лицевой поверхности структуры. Спектральная ширина полосы люминесценции (на полувысоте) превышает 100 мэВ. *b* — сверху: ростовая схема исследуемого образца — осаждаемые слои и профиль показателя преломления; снизу: профили поглощения излучения накачки (pump) и распределения поля волноводных мод, наиболее вероятно участвующих в процессах стимулированного излучения — основной  $\text{TE}_0$ -моды и возбужденной  $\text{TE}_1$ . *c* — спектры СИ в зависимости от плотности мощности накачки, записанные при наблюдении с торца структуры. Для сравнения приведен (не в масштабе) спектр спонтанной эмиссии (PL).

III-нитридной тематике [18–20], а их эффективность в разрабатываемых полноцветных дисплеях высокого разрешения превосходит таковую для  $\text{AlGaInP}$ . Мощность возбуждения выбирается достаточно большой с тем, чтобы достижимые неравновесные концентрации ( $\delta n \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) соответствовали типичным рабочим концентрациям в  $\text{InGaN}$ -светодиодах [21]. При низких температурах подобные значения  $\delta n$  выше пороговых для возникновения в изучаемых слоях  $\text{InGaN}$  стимулированного излучения (СИ), и в данной работе выводы о величине перенормировки запрещенной зоны делаются на основании анализа спектров именно стимулированной эмиссии, в то время как рассмотрение спонтанной эмиссии (фотолюминесценции, ФЛ) может оказаться менее точным вследствие большой ( $> 100$  мэВ, рис. 1, *a*) спектральной ширины фотоотклика.

## 2. Методика эксперимента

Изучаемые структуры, получаемые на подложках  $c\text{-Al}_2\text{O}_3$  методом молекулярно-лучевой эпитаксии с плазменной активацией азота, состояли из буферных слоев  $\text{AlN}$  (100 нм)/ $\text{GaN}$  (700 нм) и активного слоя  $\text{In}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{N}$  (680 нм); соответствующая ростовая схема приведена на рис. 1, *b*. Подавление фазовой сепарации в слое  $\text{InGaN}$  обеспечивалось высокотемпературным азотообогатленным ростом [22]. Плотность прорастающих дислокаций в слое  $\text{InGaN}$  оценивалась из рентгеновских измерений на уровне  $N_D \approx 6 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ , остаточная концентрация электронов — по холловским данным:  $n_{\text{Hall}} \approx 1.5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . При регистрации как ФЛ (с лицевой поверхности структуры), так и СИ (со стороны скола) накачка образцов осуществлялась на длине волны

$\lambda_{\text{exc}} = 670$  нм. В первом случае использовался диодный лазер непрерывного действия, во втором — параметрический генератор света с длительностью импульса  $\tau_{\text{exc}} \approx 10$  нс. При измерениях СИ луч накачки фокусировался цилиндрической линзой в полосу, полностью засвечивающую образец по длине от края до края ( $L_{\text{max}} \approx 2.2$  мм) при ширине  $\sim 120$  мкм. Люминесцентный отклик анализировался решеточным монохроматором и детектировался кремниевой (прибор с зарядовой связью) ПЗС-матрицей. Все измерения проводились в гелиевом криостате замкнутого цикла при температуре  $T \approx 5$  К.

Отметим, что все измерения в данной работе проводились с использованием интегрирующего по времени фотоприемника, т.е. без временного разрешения, хотя рассматриваемые эффекты „заливки“ электронных состояний и перенормировки запрещенной зоны при мощной межзонной подсветке безусловно являются динамическими. Здесь мы используем тот факт, что возбуждающие лазерные импульсы ( $\approx 10$  нс) являются длинными в сравнении с характерными временами жизни неравновесных носителей в изучаемых структурах ( $< 100$  пс [23]), а значит, реализуется квазистационарный режим накачки. Кроме того, накачка активной области структуры в наших экспериментах существенно неоднородна по глубине слоя InGaN. При коэффициенте поглощения возбуждающего излучения  $\alpha_{\text{exc}} \approx 6 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ , оцененном напрямую из трансмиссионных измерений и хорошо согласующимся с [24], характерный размер „прокачиваемой“ области составляет  $d_{\text{exc}} = 1/\alpha_{\text{exc}} \approx 150$  нм (см. рис. 1, б). В этом смысле говорить о „перенормировке запрещенной зоны“ можно лишь в терминах усредненных величин (впрочем, это замечание относится к подавляющему большинству экспериментальных работ по данному вопросу). Для III-N структур подобный подход видится оправданным еще и в силу принципиальной неоднородности активного слоя InGaN — хорошо известно, что вблизи интерфейса InGaN/GaN с буферным слоем всегда присутствует сильнодефектная область релаксации упругих напряжений ( $\sim 100\text{--}200$  нм [25]), а у поверхности — аккумуляционный слой электронов ( $\sim 10\text{--}20$  нм [26]). Это затрудняет возможности как однородной „прокачки“ слоев In(Ga)N, так и корректной интерпретации получаемых данных. Выбранная в данной работе длина волны накачки  $\lambda_{\text{exc}} = 670$  нм является компромиссным решением, позволяющим, с одной стороны, „отстроиться“ от интерфейса InGaN/GaN, а с другой — минимизировать вклад приповерхностного слоя в регистрируемые спектры эмиссии.

### 3. Результаты и обсуждение

Спектры низкотемпературной эмиссии исследуемого образца представлены на рис. 1, а для режима ФЛ при слабой накачке и на рис. 1, с для режима СИ при

мощном импульсном возбуждении. Видно, что линия СИ возникает на длинноволновом крыле ФЛ и смещается в сторону меньших энергий по мере роста интенсивности накачки. Последнее обстоятельство в целом не характерно для полупроводниковых лазеров. Так, в (In,Al)GaAs структурах типично имеет место синий сдвиг линии генерации при росте накачки. Красное же смещение линии СИ неоднократно наблюдалось ранее именно в III-нитридах, в том числе в объемном GaN [27], и объяснялось эффектом перенормировки запрещенной зоны (хотя экстремальные интенсивности накачки в [27], до  $\sim 10 \text{ МВт/см}^2$ , могут сказываться на интерпретации данных эксперимента). Также заметим, что красный сдвиг полосы СИ в InGaN не может определяться эффектами большего перепоглощения коротковолнового вторичного излучения по мере распространения в усиливающей среде. За счет вырожденного характера слоев  $n\text{-InGaN}$  ( $E_F \approx E_c + 130 \text{ мэВ}$ ) линия СИ существенно отстроена от максимума ФЛ и края межзонного поглощения, и основными механизмами оптических потерь, определяющих порог генерации, представляются дифракционные потери  $\alpha_{\text{diff}}$  и потери на свободных носителях заряда  $\alpha_{\text{FCA}}$ . Суммарная величина этих потерь оценивается в изучаемых структурах на уровне десятков  $\text{см}^{-1}$ , и здесь важно, что как  $\alpha_{\text{diff}}$ , так и  $\alpha_{\text{FCA}}$  имеют крайне слабую спектральную зависимость в пределах смещения линии СИ.

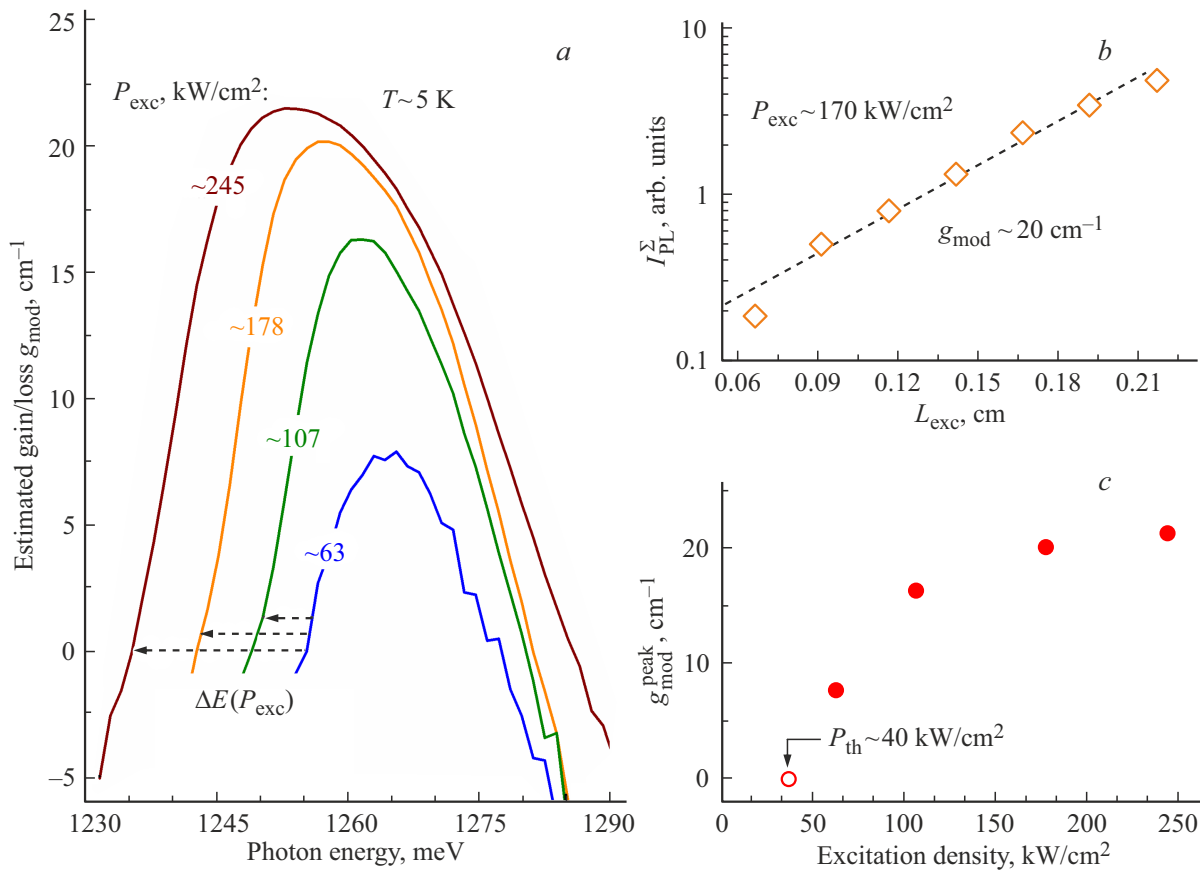
Эволюцию регистрируемых спектров СИ  $I_{SE}(\hbar\omega)$  по мере увеличения интенсивности накачки  $P_{\text{exc}}$  (рис. 1, с) можно рассмотреть в рамках модели одномерного оптического усилителя [28]:

$$I_{SE}(P_{\text{exc}}, \hbar\omega) = \frac{A_{\text{sp}}(P_{\text{exc}}, \hbar\omega)}{g_{\text{mod}}(P_{\text{exc}}, \hbar\omega)} \times (\exp[g_{\text{mod}}(P_{\text{exc}}, \hbar\omega)L_{\text{max}}] - 1). \quad (1)$$

Здесь  $A_{\text{sp}}$  — интенсивность спонтанной эмиссии (в произвольных единицах),  $g_{\text{mod}}$  — модовый коэффициент усиления,  $L_{\text{max}}$  — длина пробега излучения в усиливающей среде (фактически размер образца; в нашем случае  $L_{\text{max}} \approx 2.2$  мм). За счет широкой полосы спонтанной эмиссии можно с хорошей точностью (на фоне экспоненциального множителя) пренебречь спектральной зависимостью  $A_{\text{sp}}$  в выражении (1), а интенсивность спонтанной эмиссии считать линейной по мощности накачки:

$$A_{\text{sp}}(P_{\text{exc}}, \hbar\omega) \approx \text{const}(\hbar\omega) \sim (n_0 + \delta n) \times \delta p \sim P_{\text{exc}}. \quad (2)$$

Это подразумевает не слишком интенсивную накачку, когда неравновесные концентрации электронов и дырок  $\delta n = \delta p$  много меньше фоновой концентрации электронов  $n_0$ . Кроме того, мы не рассматриваем избыточно большие накачки из-за возможного влияния эффектов насыщения усиления и считаем задачу однородной по длине области возбуждения, что является одним из базовых принципов применимости (1).

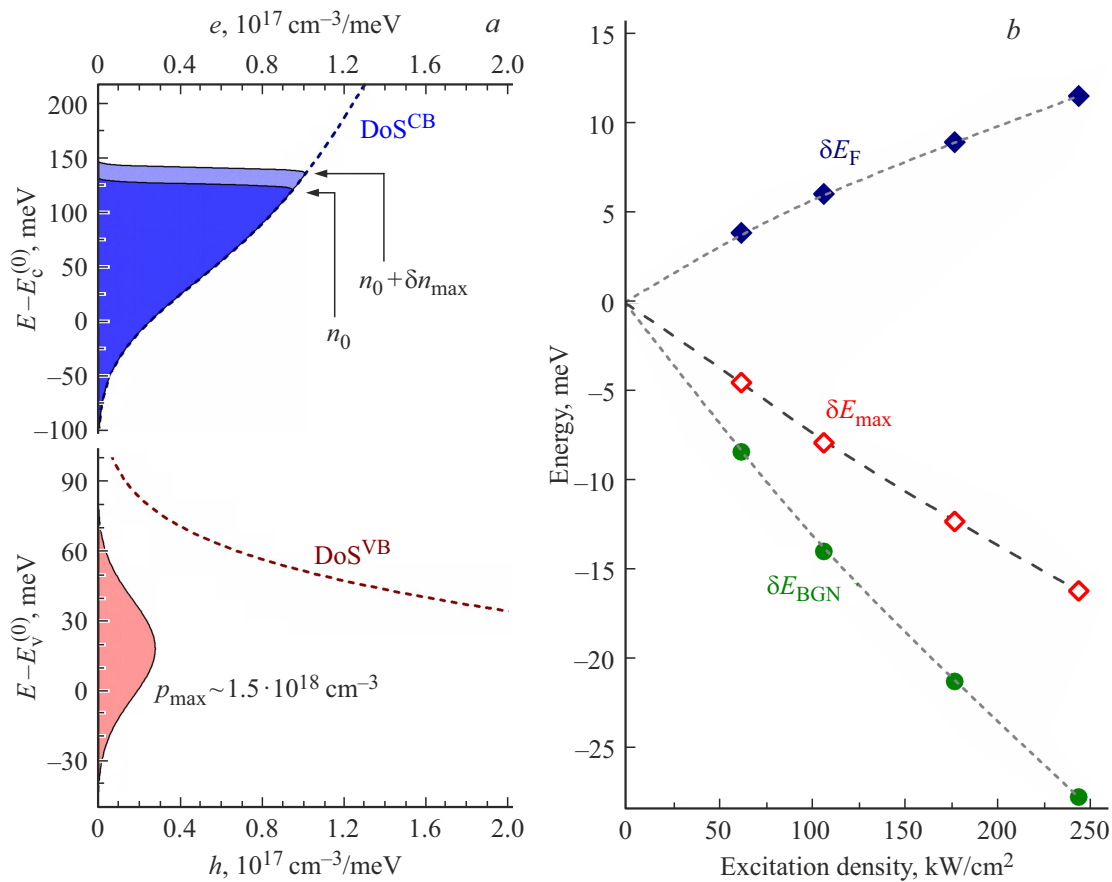


**Рис. 2.** *a* — спектры усиления при различных значениях интенсивности накачки, пересчитанные в соответствии с (1) из измеренных спектров стимулированной эмиссии. *b* — оценка величины модового усиления по методике VSL. Полученные при различных  $P_{\text{exc}}$  значения  $g_{\text{mod}}$  используются для „калибровки“ спектров на панели *a* по шкале ординат. *c* — величина модового усиления в максимуме спектра в зависимости от мощности накачки.

В рамках обозначенных ограничений мы можем пересчитать измеренные спектры СИ в спектры усиления (рис. 2, *a*) в соответствии с (1); поскольку для корректного решения этой задачи нужна „калибровка“ абсолютных величин модового усиления, дополнительно по методике VSL („variable stripe length“, [28]) проводились измерения  $g_{\text{mod}}$  в максимуме линии СИ (рис. 2, *b*). Отметим, что полученная зависимость  $g_{\text{mod}}^{\text{peak}}(P_{\text{exc}})$ , приведенная на рис. 2, *c*, отклоняется от линейной при достаточно интенсивной накачке. В то же время даже при максимальной мощности возбуждения, используемой в данной работе ( $P_{\text{exc}}^{\text{max}} \approx 245 \text{ кВт/см}^2$ ), роль эффектов насыщения усиления остается, по-видимому, не очень заметной. Согласно [29], критерием режима „насыщения“ является соотношение  $g_{\text{mod}}^{\text{peak}}(P_{\text{exc}}^{\text{max}}) \times L_{\text{max}} \geq 10$ ; в наших же экспериментах  $g_{\text{mod}}^{\text{peak}} \times L_{\text{max}} < 5$ . По этой причине сублинейный характер зависимости  $g_{\text{mod}}^{\text{peak}}(P_{\text{exc}})$  может скорее объясняться интенсификацией безызлучательных процессов и разогревными эффектами. В отношении первого, вклад избыточных носителей в тепло-процессы — предположительно доминирующего межзонного механизма в изучаемых слоях InGaN — оценен в данной работе далее. Оценки же разогрева

электронов при мощной накачке сложно получить из данных эксперимента. Поскольку в In(Ga)N эмиссия типично происходит на переходах „свободный электрон–локализованная дырка“ [10], спектры ФЛ и СИ оказываются неоднородно уширенными за счет нетеплового распределения дырок в зонном потенциале, и, соответственно, коротковолновый край спектра ФЛ не отражает релевантную электронную температуру. Отметим лишь, что данные по скорости остывания горячих электронов в InN [30] позволяют рассчитывать на умеренные величины разогрева.

Перейдем теперь к рассмотрению спектрального сдвига СИ с ростом мощности накачки. На рис. 3, *a* приведена диаграмма, отражающая заполнение состояний в зоне проводимости равновесными ( $n_0$ ) и избыточными ( $\delta n_{\text{max}}$ ) электронами, а также распределение неравновесных дырок ( $p_{\text{max}}$ ) в валентной зоне при максимальной мощности накачки. Масштабы хвостов зон и параметры локализации дырок, а также величина  $n_0$  (непосредственно в излучающей области структуры, отличающаяся от „холловской“ концентрации, усредненной по всему слою InGaN:  $n_0 \approx 8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3} < n_{\text{Hall}}$ ) для изучаемого образца получены авторами ранее в работе [23].

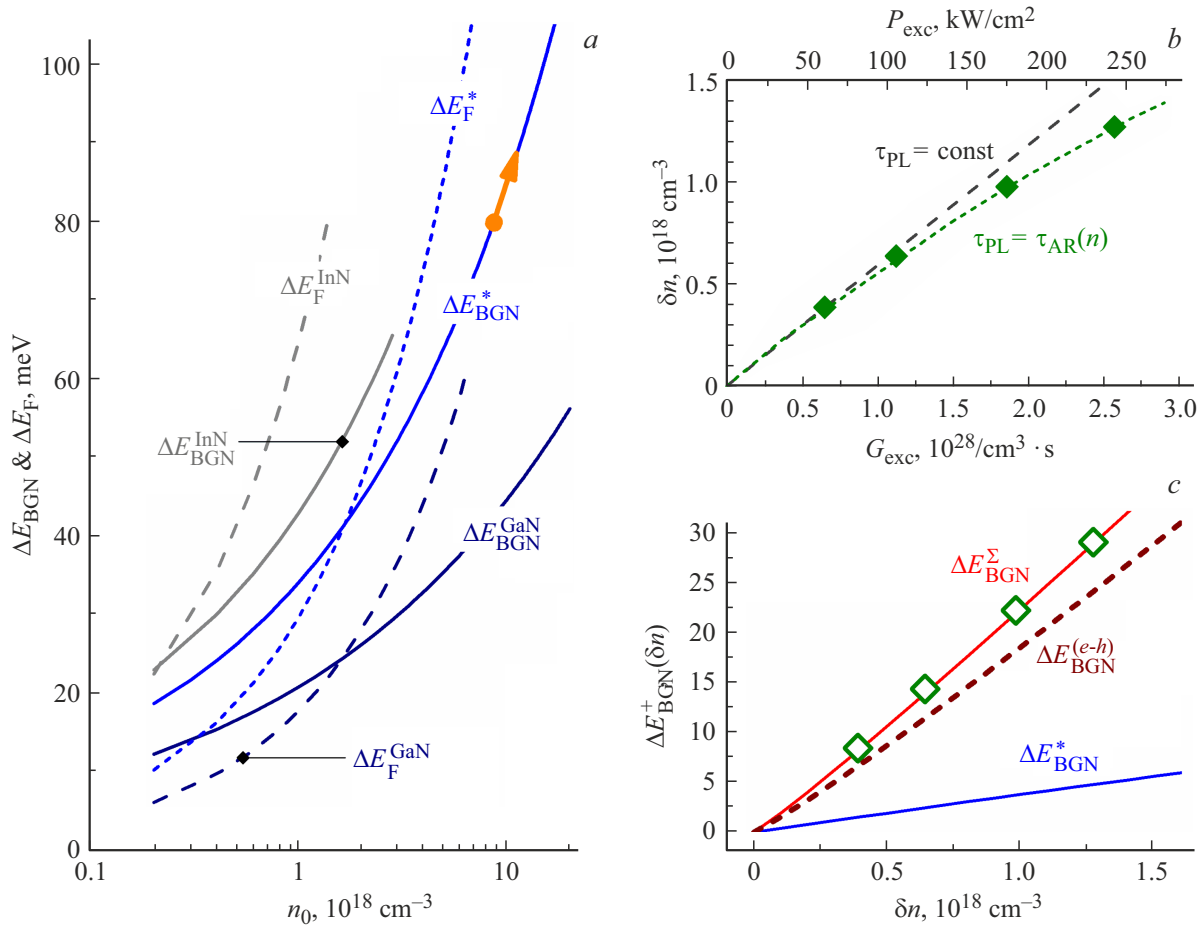


**Рис. 3.** *a* — энергетическое распределение неравновесных электронов и дырок при максимальной мощности накачки.  $\text{DoS}^{\text{CB}}$  и  $\text{DoS}^{\text{VB}}$  — плотность состояний в зоне проводимости и валентной зоне с учетом хвостов зон; распределение дырок считается „замороженным“ за счет локализации во флуктуациях зонного потенциала. *b* —  $\delta E_{\text{max}}$  — измеряемый сдвиг максимума в спектрах усиления в зависимости от интенсивности накачки;  $\delta E_{\text{F}}$  — расчет дополнительной „заливки“ зоны проводимости за счет неравновесных электронов;  $\delta E_{\text{BGN}} \equiv \delta E_{\text{max}} - \delta E_{\text{F}}$  — оценка величины фотоиндуцированного сужения запрещенной зоны.

При „темновой“ концентрации электронов  $n_0$  уровень Ферми находится на  $\sim 130$  мэВ выше номинального дна зоны проводимости  $E_c^{(0)}$ , а с ростом неравновесной концентрации  $\delta n$  сдвигается вверх со скоростью  $dE_{\text{F}}/d(\delta n) \approx 1$  мэВ/ $10^{17}$  см $^{-3}$ . Что же касается неравновесных дырок, то даже при максимальной интенсивности накачки оценка их концентрации (при временах жизни носителей, не превышающих  $\tau_{\text{PL}} \approx 60$  пс [23]) составляет  $p_{\text{max}} \leq 1.5 \cdot 10^{18}$  см $^{-3}$ . Это соответствует малым ( $< 0.1$ ) факторам заполнения локализованных дырочных состояний в хвосте валентной зоны, а значит, и вид энергетического распределения дырок, „замороженных“ в минимумах случайного зонного потенциала, не должен заметно зависеть от интенсивности накачки (подобные рассуждения для InN приводились и ранее, например, в [31]). Таким образом, „синяя“ составляющая сдвига спектров усиления в основном должна определяться заполнением состояний в зоне проводимости ( $\delta E_{\text{F}}$  на рис. 3, *b*). В то же время итоговый сдвиг оказывается „красным“ ( $\delta E_{\text{max}}$  на рис. 3, *b*), что говорит о преобладании конкурирующего эффекта сужения запрещенной зоны:  $|\delta E_{\text{BGN}}| > \delta E_{\text{F}}$ .

Отметим, что в силу красного сдвига СИ с ростом интенсивности возбуждения неоднородная по глубине InGaIn-слоя накачка структуры не препятствует достижению стимулированной эмиссии. Линия СИ, изначально отстроенная от межзонного поглощения за счет сдвига Бурштейна–Мосса, оказывается еще более отстроенной от края поглощения в „холодной“, непрокачиваемой части активного слоя, в результате чего межзонное усиление в приповерхностном слое структуры конкурирует с гораздо более слабыми механизмами потерь ( $\alpha_{\text{diff}}$  и  $\alpha_{\text{FCA}}$ ), распространяющимися, однако, на весь пространственный масштаб волноводной моды (см. рис. 1, *b*).

Далее следует пересчитать величину  $\delta E_{\text{BGN}}(P_{\text{exc}})$  в концентрационную зависимость  $\Delta E_{\text{BGN}}(\delta n)$  и сравнить результаты с имеющимися в литературе данными. Последние для бинарных *n*-GaIn и *n*-InIn представлены на рис. 4, *a* (энергия  $\Delta E_{\text{BGN}}$  отложена по модулю величины для удобства сопоставления с движением уровня Ферми электронов  $\Delta E_{\text{F}}$ ). Отметим, что в литературе нет устоявшихся представлений о вкладах конкретных механизмов (обменного, корреляционного и электрон-примесного)



**Рис. 4.** *a* — конкуренция заливки электронных состояний ( $\Delta E_{\text{F}}$ ) и сужения запрещенной зоны ( $\Delta E_{\text{BGN}}$ ) при изменении концентрации электронов в *n*-GaN и *n*-InN. Величины  $\Delta E_{\text{F}}^{\text{GaN}}$  и  $\Delta E_{\text{F}}^{\text{InN}}$  задаются выражением  $\Delta E_{\text{F}} = 3.58 \times (m_0/m^*)(n_0/10^{18})^{2/3}$  мэВ [4] для  $m_{\text{InN}}^* \sim 0.05m_0$  и  $m_{\text{GaN}}^* \sim 0.2m_0$  соответственно. Зависимость  $\Delta E_{\text{BGN}}^{\text{GaN}}(n_0)$  построена по данным работы [7],  $\Delta E_{\text{BGN}}^{\text{InN}}(n_0)$  — по данным [11]. Зависимости  $\Delta E_{\text{F}}^*$  и  $\Delta E_{\text{BGN}}^*$  построены для  $\text{In}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{N}$  линейной интерполяцией для InN и GaN. Стрелка отмечает „рабочую точку“  $n_0 \sim 8 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  и ее смещение при накачке образца; *b* — пересчет плотности мощности накачки  $P_{\text{exc}}$  в среднюю по возбуждаемой области концентрацию неравновесных электронов и дырок  $\delta n$ . Пунктир — оценка при фиксированном времени жизни носителей при слабой накачке ( $\tau_{\text{PL}} \sim 60$  пс), символы — с учетом влияния неравновесной концентрации на скорость оже-процессов. *c* — символы: измеренное „динамическое“ сужение запрещенной зоны в зависимости от избыточной концентрации  $\delta n$  электронов и дырок, линия  $\Delta E_{\text{BGN}}^{\Sigma}$  — аппроксимация этих данных функцией  $\propto \delta n^{\beta}$ ,  $\beta = 1.07$ .  $\Delta E_{\text{BGN}}^{(e-h)}$  — оценка вклада электрон-дырочного взаимодействия. Энергия  $\Delta E_{\text{BGN}}^+$  отсчитывается от „темнового“ значения  $\Delta E_{\text{BGN}}^*(n_0)$ .

взаимодействия в итоговую величину  $\Delta E_{\text{BGN}}^{\text{InN}}$ . По этой причине далее мы будем рассматривать  $\Delta E_{\text{BGN}}^{\text{InN}}$  как оценку именно для обменного (хартри–фоковского) взаимодействия, наиболее „универсального“ и наименее чувствительного к специфике конкретного образца. Видно, что при всех практически реализующихся в InN фоновых концентрациях электронов ( $n_0 > 2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ) выполняется соотношение  $\Delta E_{\text{F}}^{\text{InN}} > \Delta E_{\text{BGN}}^{\text{InN}}$ , и это соответствует повсеместно наблюдаемому в InN синему сдвигу спектров ФЛ и поглощения по мере роста остаточной концентрации электронов. Для тройных растворов InGaN „точка компенсации“ ( $\Delta E_{\text{F}} \approx \Delta E_{\text{BGN}}$ ) сдвигается в сторону больших концентраций, однако не слишком сильно, и в наших экспериментах при  $n_0 \approx 8 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  суммарный эффект, обеспечиваемый равновесными и избыточными электронами, должен приводить к синему

сдвигу. В то же время в эксперименте наблюдается красный сдвиг эмиссии, а значит, величина сужения зоны  $\Delta E_{\text{BGN}}^{\Sigma}(\delta n)$  значительно превышает „обменную“ поправку  $\Delta E_{\text{BGN}}^*(\delta n)$ , получаемую на рис. 4, *a* линейной интерполяцией между *n*-GaN и *n*-InN. Здесь неравновесная концентрация  $\delta n$  оценивается (рис. 4, *b*) из баланса фотогенерации и оже-рекомбинации избыточных носителей:

$$G_{\text{exc}} \equiv \frac{P_{\text{exc}}}{\hbar \omega_{\text{pump}} d_{\text{exc}}} = C_A (n_0 + \delta n)^2 \delta n \quad (3)$$

с „калибровкой“ эффективного коэффициента оже-рекомбинации  $C_A$  по времени спада ФЛ в режиме слабой накачки. Из рис. 4, *c* видно, что „дырочная“ поправка  $\Delta E_{\text{BGN}}^{(e-h)} \equiv \Delta E_{\text{BGN}}^{\Sigma} - \Delta E_{\text{BGN}}^*$  приблизительно линейно зависит от неравновесной концентрации  $\delta n$  в рассмат-

риваемом диапазоне  $\sim (0.4-1.3) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  и в разы превышает „электронную“ компоненту  $\Delta E_{\text{BGN}}^*$ , достигая  $\sim 1.9 \text{ мэВ}/10^{17} \text{ см}^{-3}$ . В качестве возможного объяснения столь заметного эффекта можно предложить следующее. При низких температурах неравновесные дырки локализируются в неоднородностях зонного потенциала и в некоторой степени являются аналогом заряженных примесей. Энергия их взаимодействия с вырожденными электронами вносит вклад в сужение запрещенной зоны, и величина этого вклада может быть оценена в соответствии с [32]:

$$\Delta E_{e-i} = -\frac{4\pi e^2 \delta n}{\epsilon_s a_{\text{B}} k_{\text{TF}}^3}. \quad (4)$$

Здесь  $\epsilon_s$  — статическая диэлектрическая проницаемость InGaN, а  $k_{\text{TF}}$  — волновой вектор Томаса–Ферми, учитывающий экранировку потенциала „примеси“ вырожденными электронами. В качестве же эффективного боровского радиуса  $a_{\text{B}}$  можно взять масштаб локализации дырок  $a_{\text{loc}}$ , оцениваемый по характерному энергетическому масштабу хвоста валентной зоны  $W_h$ :  $r_{\text{loc}}^2 = \hbar^2/2m_h W_h$ . Для  $W_h \sim 43 \text{ мэВ}$  [23],  $m_h \sim m_0$  и  $\epsilon_s \sim 6.8$  [24] величина  $r_{\text{loc}}$  оценивается на уровне  $0.95 \text{ нм}$ , а получаемое значение  $\Delta E_{e-i}/\delta n \sim 2.1 \text{ мэВ}/10^{17} \text{ см}^{-3}$  хорошо сходится с данными рис. 4, с, что косвенно указывает на допустимость подобного подхода.

В рамках описанной гипотезы рассматриваемый эффект фотоиндуцированного сужения запрещенной зоны может быть выражен в изучаемых слоях InGaN „средних“ составов сильнее, чем в бинарном InN, в силу больших флуктуаций зонного потенциала в тройных растворах InGaN [33,34] и соответствующего возрастания роли локализации неравновесных дырок. Помимо очевидной зависимости от „рабочей точки“ — фоновой концентрации электронов  $n_0$ , менять которую в широких пределах затруднительно, — суммарная величина  $\Delta E_{\text{BGN}}$  должна зависеть и от температуры, откликаясь на перераспределение дырок в зонном потенциале и их делокализацию по мере продвижения от криогенных температур к комнатной. Подобная ситуация сложна для корректного модельного описания, однако может оказаться близкой к рабочим режимам перспективных InGaN-структур красного и ближнего ИК диапазонов, и температурные измерения видятся необходимым продолжением данной работы, направленным на детальную проверку получаемых результатов.

## 4. Заключение

Таким образом, показано, что в вырожденных ( $n \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ) слоях тройных растворов InGaN „средних“ составов ( $x_{\text{In}} \sim 60\%$ ) сильно выражен эффект сужения запрещенной зоны при фотовозбуждении, перекompенсирующий эффект Бурштейна–Мосса и обеспечивающий в итоге красный сдвиг линии стимулированной эмиссии по мере роста интенсивности накачки. Предполагается, что определяющую роль здесь играет кулоновское взаимодействие локализованных неравновесных

дырок с вырожденными электронами, вклад которого существенно превышает вклад обменного взаимодействия электронов в суммарную величину  $\Delta E_{\text{BGN}}$ . Учет этого фактора может быть важен для развития подходов к описанию характеристик стимулированной эмиссии, анализа конкуренции усиления и потерь как в однородных объемных слоях InGaN в режиме неравномерной прокачки активной области, так и в структурах со сложным профилем легирования состава и переменной шириной запрещенной зоны. Красный сдвиг СИ отмечался ранее и для других материальных систем, однако именно для III-N структур, эффективная эмиссия в которых в силу дефектности материала достигается лишь при достаточно сильной инжекции, он может оказаться наиболее заметным, в том числе и в низкоразмерных InGaN-структурах, активно продвигаемых сейчас в сторону красного и ИК диапазонов.

## Финансирование работы

Работа выполнена на оборудовании УСУ „Фемтоспектр“ Центра коллективного пользования ИФМ РАН при поддержке Российского научного фонда (грант № 24-22-00320).

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] G.B. Cross, Z. Ahmad, D. Seidlitz, M. Vernon, N. Dietz, D. Deocampo, D. Gebregiorgis, S. Lei, A. Kozhanov. J. Cryst. Growth, **536**, 125574 (2020). DOI: 10.1016/j.jcrysgro.2020.125574
- [2] L. Chen, S. Sheng, B. Sheng, T. Wang, L. Yang, B. Zhang, J. Yang, X. Zheng, Z. Chen, P. Wang, W. Ge, Bo Shen, X. Wang. Appl. Phys. Express, **15**, 011004 (2022). DOI: 10.35848/1882-0786/ac4449
- [3] A. Imran, M. Sulaman, M. Yousaf, M.A. Anwar, M. Qasim, G. Dastgeer, K.A.A. Min-Dianey, B. Wang, X. Wang. Adv. Mater. Interf., **10**, 2200105 (2023). DOI: 10.1002/admi.202200105
- [4] V. Yu, Davydov, A.A. Klochikhin, V.V. Emtsev, D.A. Kurdyukov, S.V. Ivanov, V.A. Vekshin, F. Bechstedt, J. Furthmuller, J. Aderhold, J. Graul, A.V. Mudryi, H. Harima, A. Hashimoto, A. Yamamoto, E.E. Haller. Phys. Status Solidi B, **234**, 787 (2002). DOI: 10.1002/1521-3951(200212)234:3<787::AID-PSSB787>3.0.CO;2-H
- [5] S.C. Jain, J.M. McGregor, D.J. Roulston. J. Appl. Phys., **68**, 3747 (1990). DOI: 10.1063/1.346291
- [6] S.C. Jain, D.J. Roulston. Solid-State Electron., **34**, 453 (1991). DOI: 10.1016/0038-1101(91)90149-S
- [7] X. Zhang, S.-J. Chua, W. Liu, K.B. Chong. Appl. Phys. Lett., **72**, 1890 (1998). DOI: 10.1063/1.121217
- [8] M. Yoshikawa, M. Kunzer, J. Wagner, H. Obloh, P. Schlotter, R. Schmidt, N. Herres, U. Kaufmann. J. Appl. Phys., **86**, 4400 (1999). DOI: 10.1063/1.371377



- [9] R. Kudrawiec, M. Motyka, J. Misiewicz, B. Paszkiewicz, R. Paszkiewicz, M. Tlaczala. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **41**, 165109 (2008). DOI: 10.1088/0022-3727/41/16/165109
- [10] В.Ю. Давыдов, А.А. Ключихин. *ФТП*, **38**, 897 (2004).
- [11] S.P. Fu, T.T. Chen, Y.F. Chen. *Semicond. Sci. Technol.*, **21**, 244 (2006). DOI: 10.1088/0268-1242/21/3/005
- [12] E. Alarcon-Llado, T. Brazzini, J.W. Ager. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **49**, 255102 (2016). DOI: 10.1088/0022-3727/49/25/255102
- [13] F. Chen, A.N. Cartwright, H. Lu, W.J. Schaff. *J. Cryst. Growth*, **269**, 10 (2004). DOI: 10.1016/j.jcrysgro.2004.05.028
- [14] K. Fukunaga, M. Hashimoto, H. Kunugita, J. Kamimura, A. Kikuchi, K. Kishino, K. Ema. *Appl. Phys. Lett.*, **95**, 232114 (2009). DOI: 10.1063/1.3272916
- [15] A. Mohanta, D.-J. Jang, M.-S. Wang, L.W. Tu. *J. Appl. Phys.*, **115**, 044906 (2014). DOI: 10.1063/1.4862958
- [16] Y.J. Wang, S.J. Xu, Q. Li, D.G. Zhao, H. Yang. *Appl. Phys. Lett.*, **88**, 041903 (2006). DOI: 10.1063/1.2168035
- [17] G. Xu, G. Sun, Y.J. Ding, H.-P. Zhao, G. Liu, J. Zhang, N. Tansu. *J. Appl. Phys.*, **113**, 033104 (2013). DOI: 10.1063/1.4775605
- [18] D. Iida, K. Ohkawa. *Semicond. Sci. Technol.*, **37**, 013001 (2022). DOI: 10.1088/1361-6641/ac3962
- [19] P. Li, H. Li, M.S. Wong, P. Chan, Y. Yang, H. Zhang, M. Iza, J.S. Speck, S. Nakamura, S.P. Denbaars. *Crystals*, **12**, 541 (2022). DOI: 10.3390/cryst12040541
- [20] X. Zhao, Ke Sun, S. Cui, B. Tang, H. Hu, S. Zhou. *Adv. Photon. Res.*, **4**, 2300061 (2023). DOI: 10.1002/adpr.202300061
- [21] T.H. Ngo, B. Gil, B. Damilano, K. Lekhal, P. de Mierry. *Superlatt. Microstruct.*, **103**, 245 (2017). DOI: 10.1016/j.spmi.2017.01.026
- [22] Д.Н. Лобанов, М.А. Калинин, К.Е. Кудрявцев, Б.А. Андреев, П.А. Юнин, А.В. Новиков, Е.В. Скороходов, З.Ф. Красильник. *ФТП*, **58**, 220 (2024). DOI: 10.61011/FTP.2024.04.58547.6357H
- [23] К.Е. Кудрявцев, Д.Н. Лобанов, М.А. Калинин, А.В. Новиков, Б.А. Андреев, З.Ф. Красильник. *Письма ЖЭТФ*, **121**, 688 (2025). DOI: 10.31857/S0370274X25040234
- [24] S.A. Kazazis, E. Papadomanolaki, M. Androulidaki, M. Kayambaki, E. Iliopoulos. *J. Appl. Phys.*, **123**, 125101 (2018). DOI: 10.1063/1.5020988
- [25] V. Lebedev, V. Cimalla, J. Pezoldt, M. Himmerlich, S. Krichok, J.A. Schaefer, O. Ambacher, F.M. Morales, J.G. Lozano, D. Gonzalez. *J. Appl. Phys.*, **100**, 094902 (2006). DOI: 10.1063/1.2363233
- [26] T.D. Veal, I. Mahboob, L.F.J. Piper, C.F. McConville, H. Lu, W.J. Schaff. *J. Vac. Sci. Technol. B*, **22**, 2175 (2004). DOI: 10.1116/1.1771672
- [27] S. Hess, R.A. Taylor, J.F. Ryan, B. Beaumont, P. Gibart. *Appl. Phys. Lett.*, **73**, 199 (1998). DOI: 10.1063/1.121754
- [28] K.L. Shaklee, R.F. Leheny. *Appl. Phys. Lett.*, **18**, 475 (1971). DOI: 10.1016/0022-2313(73)90072-0
- [29] L. Dal Negro, P. Bettotti, M. Cazzanelli, D. Pacifici, L. Pavesi. *Optics Commun.*, **229**, 337 (2004). DOI: 10.1016/j.optcom.2003.10.051
- [30] S.-Ze Sun, Yu.-C. Wen, S.-H. Guol, H.-M. Lee, S. Gwo, C.-K. Sun. *J. Appl. Phys.*, **103**, 123513 (2008). DOI: 10.1063/1.2940737
- [31] S.P. Fu, Y.F. Chen, K. Tan. *Solid State Commun.*, **137**, 203 (2006). DOI: 10.1016/j.ssc.2005.11.013
- [32] J. Wu, W. Walukiewicz, W. Shan, K.M. Yu, J.W. Ager III, E.E. Haller, Hai Lu, W.J. Schaff. *Phys. Rev. B*, **66**, 201403 (2002). DOI: 10.1103/PhysRevB.66.201403
- [33] D.S. Arteev, A.V. Sakharov, E.E. Zavarin, W.V. Lundin, A.N. Smirnov, V.Yu. Davydov, M.A. Yagovkina, S.O. Usov, A.F. Tsatsulnikov. *J. Phys.: Conf. Ser.*, **1135**, 012050 (2018). DOI: 10.1088/1742-6596/1135/1/012050
- [34] S.A. Kazazis, E. Papadomanolaki, E. Iliopoulos. *J. Appl. Phys.*, **127**, 225701 (2020). DOI: 10.1063/1.5128448

Редактор Г.А. Оганесян

## Photoinduced band-gap renormalization in degenerate narrow-gap *n*-InGaN epitaxial films

*K.E. Kudryavtsev, B.A. Andreev, D.N. Lobanov, M.A. Kalinnikov, A.V. Novikov, Z.F. Krasilnik*

Institute for Physics of Microstructures,  
Russian Academy of Sciences,  
603087 Nizhny Novgorod, Russia

**Abstract** Based on the analysis of low-temperature stimulated emission spectra, conclusions are drawn about the band gap narrowing effect ( $\Delta E_{\text{BGN}}$ ) in degenerate,  $n \sim 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ , epitaxial InGaN films with an indium content of 60% under intense photoexcitation. A red shift of the generation line is demonstrated due to the large  $\Delta E_{\text{BGN}}$  exceeding  $2 \text{ meV}/10^{17} \text{ cm}^{-3}$ , apparently provided by the Coulomb interaction of degenerate (equilibrium) electrons and nonequilibrium holes localized in the local extrema of the fluctuating band potential, with limited contribution from exchange (Hartree-Fock) interaction. This behavior directly determines the features of the competition between modal gain and losses in bulk In(Ga)N films. The obtained results can also be projected onto promising low-dimensional structures for red-range quantum wells emitters with based on „intermediate composition“ InGaN.