Письма в ЖЭТФ, том 121, вып. 8, с. 688 – 695

Сверхбыстрая кинетика люминесценции и эффекты локализации неравновесных носителей в вырожденных слоях n-InGaN[1)]

К. Е. Кудрявцев[2)], Д. Н. Лобанов, М. А. Калинников, А. В. Новиков, Б. А. Андреев, З. Ф. Красильник

Институт физики микроструктур РАН (ИФМ РАН), 603087 Н. Новгород, Россия

Поступила в редакцию 17 марта 2025 г.
После переработки 24 марта 2025 г.
Принята к публикации 24 марта 2025 г.

В работе исследованы эффекты локализации неравновесных дырок в вырожденных эпитаксиальных пленках n-InGaN с высокой ($\sim 60\,\%$) долей индия, излучающих в ближней инфракрасной области спектра. По данным спектроскопии фотолюминесценции с пикосекундным временным разрешением проведена характеризация энергетических масштабов хвостов зон, установлены энергия локализации и ширина распределения неравновесных дырок в случайном потенциальном рельефе. С учетом полученных параметров в рамках модели рекомбинации свободных электронов и локализованных дырок объясняются характер температурного гашения эмиссии и красный сдвиг длины волны генерации относительно спонтанного излучения.

DOI: 10.31857/S0370274X25040234, EDN: NGTWOP

В силу наличия как случайно расположенных заряженных примесей, так и вариаций в составе тройного раствора, сильные флуктуации зонного потенциала типичны для полупроводниковых структур на основе InGaN [1]. Поскольку величина этих флуктуаций в III-нитридах намного выше, чем в других III-V материалах (например, GaAs) [2], эффекты локализации носителей заряда в случайном потенциале могут быть существенными при комнатной и даже более высоких температурах, и межзонная люминесценция в InGaN-структурах зачастую определяется именно процессами с участием локализованных носителей [3–6]. Так, ограничением подвижности носителей обусловлена высокая излучательная эффективность широкозонных (синего и сине-зеленого диапазонов) гетероструктур на основе квантовых ям (КЯ) InGaN/GaN [7]. В то же время, в силу фундаментальных факторов – упругих напряжений и возможной их релаксацией, сильного квантования электронных состояний и выраженного эффекта Штарка, получить эффективную эмиссию из КЯ InGaN/GaN в области более длинных волн затруднительно [8]. Реализация на III-нитридах источников ближнего инфракрасного (ИК) диапазона требует перехода к КЯ типа InN/InGaN, однако даже получение относительно узкозонных барьерных или волноволных слоев InGaN с долей индия $x_{\mathrm{In}} \sim 50{-}80\,\%$ необходимого качества является нетривиальной задачей. Так, долгое время диапазон составов тройных растворов InGaN вблизи $x_{\mathrm{In}} \sim 40{-}60\,\%$ считался "зоной несмешиваемости", и здесь возможность подавления фазового распада и роста однородных эпитаксиальных пленок InGaN была показана сравнительно недавно [9]. В сравнении же с GaN-структурами слои InGaN с высокой долей индия остаются весьма дефектными, что определяет тенденцию как к сильному ($\sim 10^{18}{-}10^{19}\,\text{см}^{-3}$) их фоновому легированию n-типа [10], так и к кластеризации индия и возможных примесей [11]. Возникающий структурный беспорядок может влиять на кинетику роста и электронные свойства различных гетероструктур, формируемых на таких подслоях, а потому диагностика особенностей электронных состояний в "узкозонном" InGaN видится актуальной задачей. В то время как эффекты, связанные с неоднородностью структур и соответствующими хвостами плотности состояний, часто анализируются средствами абсорбционной спектроскопии, подобные измерения не дают информации о характере локализации носителей в случайном потенциале и могут быть затруднены проявлением интерференции в тонких эпитаксиальных пленках, в том числе при работе в области малых коэффициентов поглощения. Кроме того, в измеряемые спектры поглощения вносят вклад буферные слои и подложка, что и не всегда удобно и может влиять на интерпретацию получаемых данных. Люминесцентные же измерения позволяют проводить такую диагностику локально, вблизи ростовой поверхности,

[1)]См. дополнительный материал к данной статье на сайте нашего журнала www.jetpletters.ru

[2)]e-mail: konstantin@ipmras.ru

и потенциально позволяют "сканировать" структуру по глубине путем подбора длины волны возбуждающего излучения. В данной работе мы фокусируемся на излучательных свойствах эпитаксиальных пленок InGaN ($x_{\mathrm{In}} \sim 60\,\%$) с целью охарактеризовать масштаб хвостов зон и параметры локализации неравновесных дырок, опираясь на измерения фотолюминесценции (ФЛ) с временным разрешением.

Исследуемый образец был выращен методом молекулярно-лучевой эпитаксии с плазменной активацией азота на сапфировой подложке с кристаллической ориентацией (0001). После осаждения буферных слоев AlN (200 нм) и GaN (700 нм) выращивался активный слой $\mathrm{In_{0.6}Ga_{0.4}N}$ толщиной 680 нм. Для подавления фазового распада тройного раствора InGaN и получения структурно-однородного слоя применялся высокотемпературный (470 °C) рост в азотобогащенных условиях в соответствии с [12]. Плотность прорастающих дислокаций в слое InGaN составила, по данным рентгеновской дифракции, $N_{\mathrm{TD}} \sim 6 \times 10^{10}\,\text{см}^{-2}$, а концентрация электронов, по результатам холловских измерений – $n_e^{\mathrm{Hall}} \sim 1.5 \times 10^{19}\,\text{см}^{-3}$. Трансмиссионные измерения проводились по стандартной методике с помощью фурье-спектрометра Bruker Vertex80. Для исследований ФЛ с временным разрешением образец возбуждался излучением фемтосекундного Ti:Sa лазера (Spectra Physics Tsunami), генерирующего импульсы длительностью ~ 150 фс на длине волны 720 нм. Люминесцентный отклик анализировался двойным монохроматором, работающим в режиме компенсации дисперсии (как полосовой фильтр с шириной линии $\Delta\lambda \sim 5$ нм), и детектировался стрик-камерой с временным разрешением ~ 7 пс (Optronis). При регистрации стимулированного излучения (СИ) накачка осуществлялась излучением параметрического генератора света с длительностью импульса ~ 10 нс.

Спектр низкотемпературной ФЛ исследуемого образца показан на рис. 1a и представляет собой широкую, ~ 200 мэВ, асимметричную полосу эмиссии. Здесь следует отметить нерезкий коротковолновый край спектра ФЛ с эффективной температурой T_{eff}, совершенно не соответствующий температуре измерений. Это указывает на распределение носителей (дырок), существенно отличное от равновесного теплового, что возможно при локализации носителей заряда в экстремумах зонного потенциала. Характерную протяженность "хвоста" плотности состояний дырок здесь позволяют определить абсорбционные измерения (рис. 1b), а величина T_{eff} дает качественные представления об энергетическом масштабе такой локализации – ширине функции распределения дырок. Эффекты локализации проявляются и в кинетике ФЛ (рис. 1c) – характер спада ФЛ зависит от длины волны наблюдения, что типично для InN-структур [13, 14] и часто трактовалось в рамках модели "туннелирования локализованных экситонов" [15]. В то же время, в отличие от [13, 14], спад ФЛ на рис. 1c явно двухэкспоненциальный; даже при больших энергиях излучательных переходов (> 1400 мэВ), существенно отстроенных от максимума ФЛ, вклад медленной компоненты с практически неизменным временем спада остается заметным. Это означает, что носители, обеспечивающие данную компоненту ФЛ, "защищены" от термализации и остывания, и позволяют получить информацию об "установившемся" распределении неравновесных дырок.

При модельном анализе получаемых данных мы считаем, что как в зоне проводимости, так и в валентной зоне присутствуют случайные флуктуации потенциала (рис. 2a), которые предполагаются подчиняющимися гауссовой статистике и характеризуются стандартным отклонением W_e и W_h соответственно. В этом случае плотности состояний электронов ρ_e и дырок ρ_h можно записать, согласно модели Томаса–Ферми [16], в виде:

$$\rho_e(E) = \frac{m_e^{3/2}}{\pi^{5/2}\hbar^3} \int\limits_{-\infty}^{E-E_g} \sqrt{E-E_g-x} \times \exp(-x^2/2W_e^2)dx, \tag{1}$$

$$\rho_h(E) = \frac{m_h^{3/2}}{\pi^{5/2}\hbar^3} \int\limits_{E}^{\infty} \sqrt{x-E} \times \exp(-x^2/2W_h^2)dx. \tag{2}$$

Здесь m_e и m_h – эффективные массы электронов и дырок ($m_e \sim 0.12 m_0, m_h \sim m_0$), получаемые интерполяцией между соответствующими значениями для InN [17] и GaN [18], E_g – номинальная ширина запрещенной зоны, а энергия отсчитывается от потолка валентной зоны. После (короткого) импульса возбуждения неравновесные горячие электроны и дырки, генерируемые с распределением по энергии, близким к дельта-функции (рис. 2b), рассеивают избыточную энергию и охлаждаются к краям соответствующих зон (переходы $1 \to 2$ на рис. 2a). Это происходит на масштабе долей или единиц пикосекунд [19], и на этой временной шкале роль каких-либо межзонных процессов предполагается малой. В силу фонового легирования на уровне $n_e \sim 10^{19}\,\text{см}^{-3}$ флуктуации потенциала в зоне проводимости (при не слишком большой их величине, $W_e \ll E_F - E_c$)

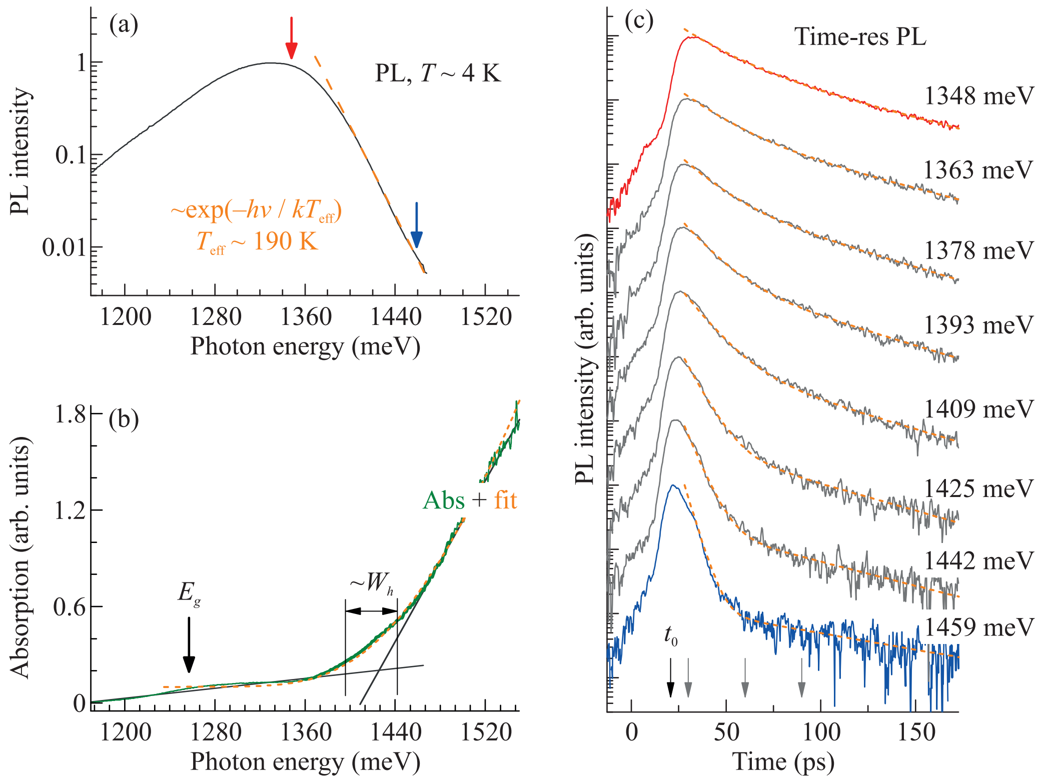

Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Спектр ФЛ исследуемого образца (средняя мощность накачки 30 мВт) и эффективная температура носителей, определяемая по наклону высокоэнергетического края ФЛ. Стрелками для наглядности отмечены энергии переходов с преимущественно быстрым либо медленным спадом ФЛ; см. панель (c); (b) – спектр поглощения структуры вблизи края зоны и его модельное описание (подробнее см. в дополнительных материалах). Обозначены “номинальная” ширина запрещенной зоны E_g и, по порядку величины, масштаб флуктуаций потенциала валентной зоны W_h; (c) – Кривые спада ФЛ, измеренные на различных длинах волн в пределах спектра ФЛ (разнесены по вертикальной оси). Для каждой осциллограммы пунктиром приводится аппроксимация функцией вида $\mathrm{PL}(t) = A_{\mathrm{slow}} \times \exp(-t/\tau_{\mathrm{slow}}) + A_{\mathrm{fast}} \times \exp(-t/\tau_{\mathrm{fast}})$. Характерные значения τ_{slow} составляют ~ 60 пс, а τ_{fast} – 10 пс. Все измерения выполнены при $T \sim 4$ К

полностью заполнены равновесными электронами, оставляя большую часть электронов свободными, делокализованными (при этом электронную плотность можно в первом приближении считать пространственно однородной, что позволяет пренебречь эффектами разделения зарядов). Напротив, в валентной зоне плотность состояний высока даже в хвостах зоны, для локализованных состояний, и эти состояния преимущественно свободны при реалистичных концентрациях неравновесных дырок. По этой причине имеет место захват дырок в локальные минимумы зонного потенциала (переходы 2 → 3 на рис. 2a) и переход от “термализованного” распределения (2 на рис. 2c), напрямую отражающего величину флуктуаций зонного потенциала в валентной зоне, к “нетепловому” (3 на рис. 2d), формирующемуся несколько ниже энергии края подвижности. Здесь логично предположить, что медленная компонента ФЛ на рис. 1b соответствует межзонной рекомбинации таких локализованных дырок, в то время как быстрая компонента ФЛ как раз и отражает переходные процессы их локализации.

На рисунке 2e приведены “мгновенные” спектры ФЛ, восстановленные из данных кинетики ФЛ (рис. 1c), для различных моментов времени: непосредственно после импульса накачки ($t \le t_{\mathrm{fast}}$), и после окончания переходных процессов локализации ($t \gg \tau_{\mathrm{fast}}$). Для модельного описания этих спектров используется выражение

$$I_{\mathrm{PL}}(\hbar\omega, t) \propto \iint \rho_e(E_e) f_e(E_e) \times$$
$$\times \exp(-[E - E_0(t)]^2/2W_0^2(t)) \times$$
$$\times\, \delta(E_e - E_h - \hbar\omega) dE_e dE_h. \qquad (3)$$

Здесь распределение электронов является равновесным, тепловым, и задается функцией Ферми–Дирака $f_e(E)$, в то время как распределение дырок предполагается в каждый момент времени гауссовым; его

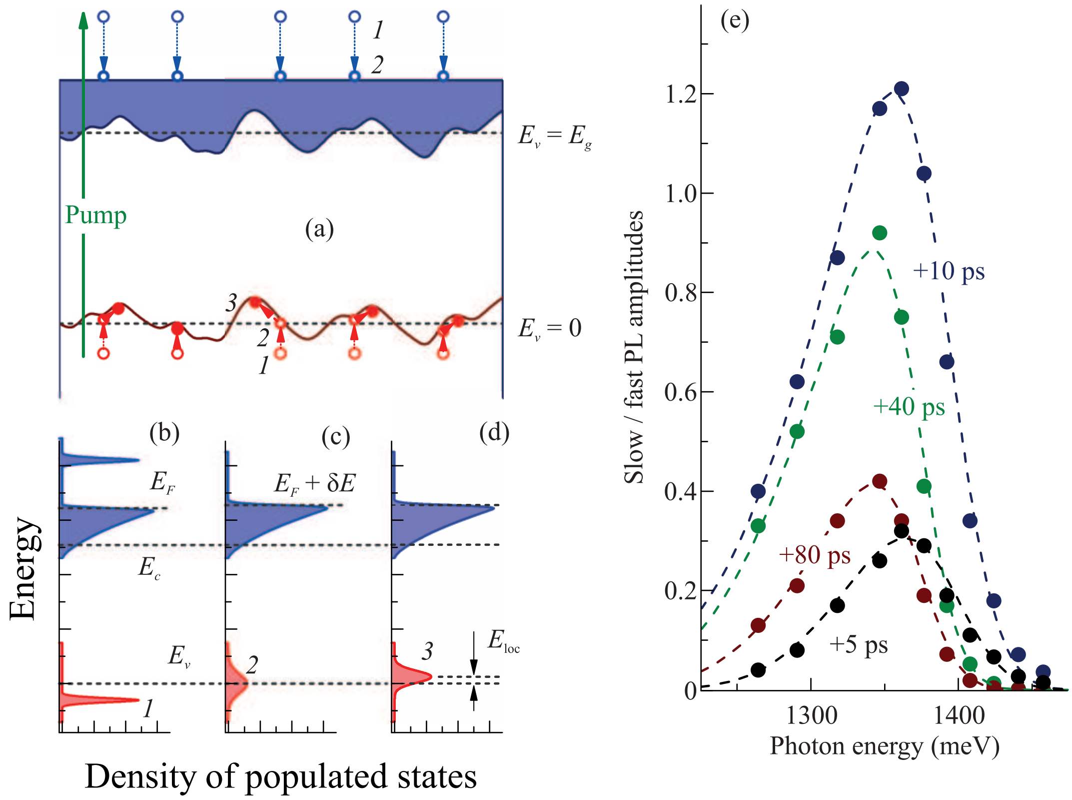

Рис. 2. (Цветной онлайн) (a) – Схема внутризонной релаксации фотоносителей в вырожденных слоях n-InGaN с учетом флуктуаций зонного потенциала. E_c и E_v – номинальные энергии дна зоны проводимости и потолка валентной зоны. Заполненная область в зоне проводимости отражает фоновую (равновесную) концентрацию электронов. Символы представляют различные стадии релаксации носителей: *1* – электроны и дырки сразу после фотовозбуждения; *2* – охлажденные до соответствующих "локальных" краев зоны; *3* – локализация дырок в потенциальном рельефе. (b)–(d) Функция распределения электронов и дырок, соответствующая стадиям *1–3*. Распределение (*2* центрировано по среднему значению случайного потенциала валентной зоны $E = E_v = 0$; $E_{\rm loc}$ – средняя энергия локализации дырок; (e) – символы: "мгновенные" спектры ФЛ в различные моменты времени после импульса накачки ($t = t_0 + 5$, 10, 40, 80 пс); пунктир: модельные спектры, рассчитанные в соответствии с (3)

центральная энергия E_0 и ширина W_0 – зависящие от времени подгоночные параметры (в начальный момент времени $E_0(0) = E_v = 0$, см. рис. 2c). Конечно же, это весьма грубое приближение, не способное корректно отразить заселенность *наиболее глубоких* локализованных дырочных состояний, но все же позволяющее достаточно хорошо описать получаемые экспериментальные данные. С помощью процедуры подгонки (рис. 2e) мы получаем ширину "установившегося" (3 на рис. 2d) распределения дырок ($W_0^{t>40\,\rm ps} \sim 21$ мэВ) и оценку средней энергии локализации дырок $E_{\rm loc} \equiv E_0(t > 40\,\text{пс}) - E_0(t \to 0) \sim$ ~ 18 мэВ на рис. 2d. "Свертка" электронных и дырочных состояний в (3) предполагает излучательные переходы с нарушением правил отбора по импульсу, что соответствует принятым представлениям о межзонной рекомбинации в вырожденных слоях InN с участием локализованных дырок [3–5]. Возможно, это ограничивает применимость (3) при $t < t_{\rm fast}$, не позволяя корректно восстановить "исходное" распределение (2) на рис. 2c. Более подробное рассмотрение данных вопросов приведено в дополнительных материалах к статье.

Полученное значение $E_{\rm loc}$ можно сопоставить с характером включения безызлучательных процессов по мере роста температуры. На рисунке 3 приведена зависимость времени межзонной рекомбинации $\tau_{\rm slow}(T)$, напрямую измеряемая в кинетике ФЛ. Полученные данные можно описать активационной формулой вида

$$\tau_{\rm slow}^{-1}(T) = \tau_{\rm rad}^{-1} + \tau_{\rm Auger}^{-1} + \tau_{\rm SRH}^{-1}(T) \equiv$$
$$\equiv (\tau_{\rm rad}^{-1} + \tau_{\rm Auger}^{-1}) + AT^{1/2}\exp(-E_d/kT), \qquad (4)$$

отражающей конкуренцию дефектно-примесной рекомбинации Шокли–Рида–Холла (ШРХ, с темпом

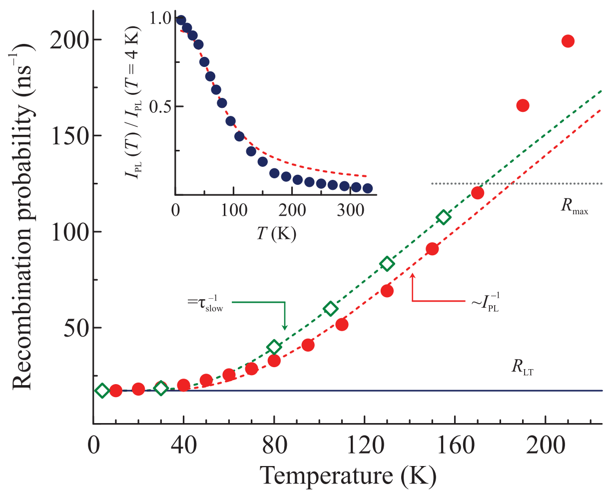

Рис. 3. (Цветной онлайн) Температурное включение безызлучательных процессов. Приведены вероятности межзонной рекомбинации, измеренные напрямую в кинетике ФЛ ($\lozenge, \tau_{\mathrm{slow}}^{-1}$), и оцениваемое исходя из гашения ФЛ ($\bullet, I_{\mathrm{PL}}^{-1}$); соответствующая зависимость интегральной интенсивности ФЛ образца от температуры $I_{\mathrm{PL}}(T)$ приведена на вставке. Привязка данных проводилась по значению τ_{slow} при $T \to 0$. Пунктир на всех графиках – модельное описание в соответствии с (4)

$R_{\mathrm{SRH}} = \delta n/\tau_{\mathrm{SRH}}$) и других межзонных процессов – излучательной ($R_{\mathrm{rad}} = \delta n/\tau_{\mathrm{rad}} \equiv B_{\mathrm{rad}} \times n_e \times \delta n$) и оже-рекомбинации $R_{\mathrm{Auger}} = \delta n/\tau_{\mathrm{Auger}} \equiv C_{\mathrm{Auger}} \times n_e^2 \times \delta n$). При этом времена как излучательных, так и оже-процессов предположительно слабо зависят от температуры, что обусловлено спецификой исследуемых вырожденных n-In(Ga)N-структур: фоновая концентрация электронов n_e практически не меняется с температурой (косвенно подтверждается модельным описанием вида спектров и ширины линии ФЛ), а температурная зависимость коэффициентов рекомбинации B_{rad} и C_{Auger} (типично имеющая для прямозонных полупроводников вид $B_{\mathrm{rad}}(T) \sim T^{3/2}$ [20] и $C_{\mathrm{Auger}}(T) \sim \exp(-E_{\mathrm{A}}/kT)$ [21]) подавляется в силу "несохранения" импульса. В случае оже-рекомбинации избыточный импульс может обеспечиваться испусканием фононов [22] или, например, рассеянием носителей заряда на примесных центрах [23, 24]. Измеряемое в данной работе "низкотемпературное" время жизни неравновесных дырок ($\sim$60 пс) качественно согласуется с результатами [22], указывая на возможно доминирующую роль "непрямых" оже-процессов. В то же время температурная зависимость скорости ШРХ-процессов – сильная, активационного типа: при низких температурах неравновесные дырки эффективно захватываются в минимумы случайного потенциала, и потому не могут достичь центров рекомбинации [7]. С ростом же температуры это ограничение снимается, что и приводит к выражению вида (4). Подобное выражение применялось и ранее при анализе межзонных процессов в широкозонных InGaN-структурах [25, 26]. Модельное описание зависимости $\tau_{\mathrm{slow}}^{-1}(T)$ на рис. 3 с помощью (4) дает значение средней энергии локализации дырок относительно номинального потолка валентной зоны $E_d^{[\tau]} \sim 16$ мэВ, что близко к ранее определенной величине E_{loc}. Отметим, что поскольку интенсивность эмиссии задается выражением вида

$$I_{\mathrm{PL}}(T) \propto \frac{R_{\mathrm{rad}}}{R_{\mathrm{SRH}} + R_{\mathrm{rad}} + R_{\mathrm{Auger}}}, \tag{5}$$

то и гашение ФЛ, а именно зависимость $I_{\mathrm{PL}}^{-1}(T)$, в рамках сделанных допущений также должно описываться выражением (4). Это действительно так (и дает значение $E_d^{[I]} \sim 19$ мэВ), однако лишь в области относительно низких температур ($T < 150$ K). Здесь зависимости $\tau_{\mathrm{slow}}^{-1}(T)$ и $I_{\mathrm{PL}}^{-1}(T)$ на рис. 3 имеют сходный вид, что косвенно оправдывает предположение $\tau_{\mathrm{rad}}, \tau_{\mathrm{Auger}} = \mathrm{const}(T)$ и задает область его применимости. При больших же температурах ($k_T \sim E_d$), по-видимому, локализация дырок становится все менее выраженной, для излучательных переходов "включаются" правила отбора по импульсу и модельное описание $I_{\mathrm{PL}}(T)$ отклоняется от данных эксперимента.

В целом, измерения спектров низкотемпературной ФЛ и их анализ в соответствии с (3) позволяют определить, по виду длинноволнового и коротковолнового краев спектра, величины W_e и W_{loc}, что проиллюстрировано на рис. 4a. Также оценивается "заливка" зоны проводимости $E_F - E_g$ ($\sim$120 мэВ) и, следовательно, "оптическая" концентрация электронов n_e (непосредственно в излучающей области; как правило, n_e ниже "холловской" концентрации n_e^{Hall}, учитывающей также и наиболее дефектную часть слоя вблизи интерфейса InGaN/GaN [27]). В то же время энергия локализации дырок E_{loc} относительно потолка валентной зоны может быть лишь приблизительно оценена по данным кинетики ФЛ (рис. 2e), а масштаб флуктуаций в валентной зоне W_h определяется только по спектрам поглощения (рис. 1b). По этой причине может быть интересен альтернативный подход к проверке значений E_{loc} и W_h, основанный на сопоставлении ФЛ и СИ. В предположении, что как излучение, так и поглощение света происходит без сохранения импульса (по крайней мере для энергий фотонов вблизи края запрещенной зоны), спектр усиления задается выражением

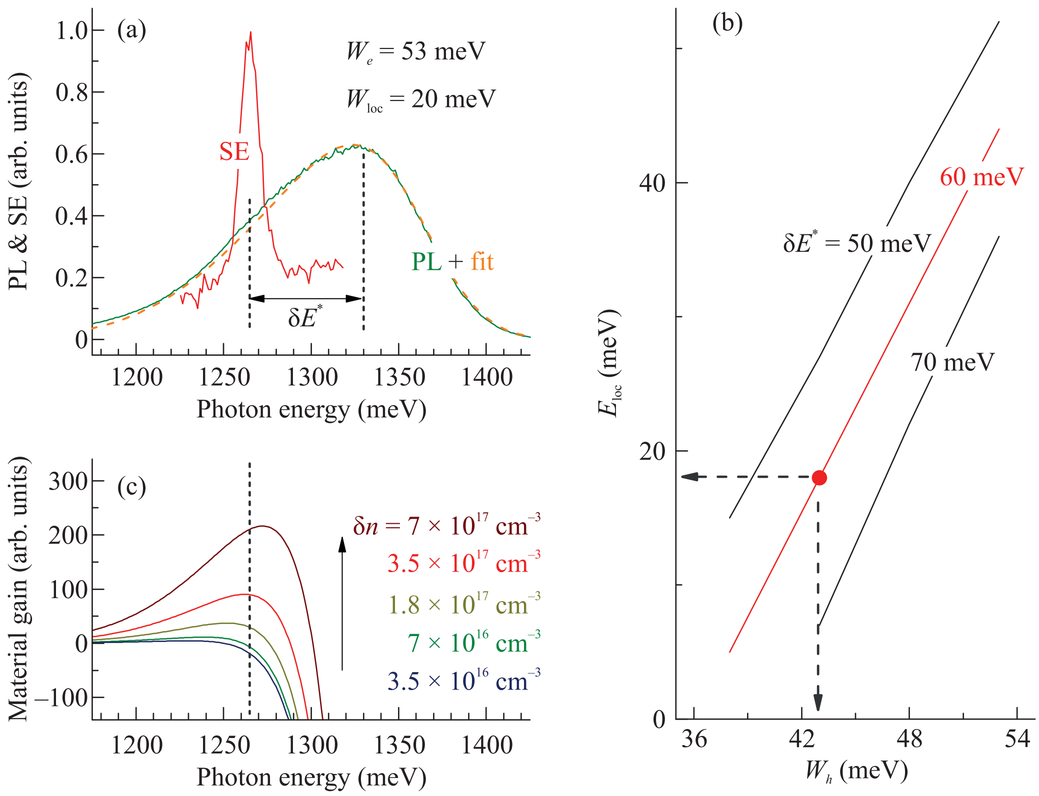

Рис. 4. (Цветной онлайн) (a) – Измеренные спектры спонтанного (PL; фс-накачка со средней мощностью ~ 10 мВт) и стимулированного (SE; нс-накачка с пиковой мощностью ~ 55 кВт/см^2) излучения исследуемого образца. Пунктир (fit) – модельное описание спектра ФЛ в соответствии с выражением (3). Приведены параметры подгонки: $W_e \sim 53$ мэВ и $W_{\rm loc} \sim 20$ мэВ; отмечены максимумы СИ и ФЛ; (b) – расчет спектрального сдвига δE^* линии СИ относительно максимума ФЛ (при неравновесной концентрации $\delta n = 3.5 \times 10^{17}$ см$^{-3}$) на плоскости параметров $(W_h, E_{\rm loc})$. Линия $\delta E^* = 60$ мэВ соответствует данным эксперимента. (c) – Вид спектров межзонного усиления в зависимости от δn (для ФЛ вид линии и положение максимума практически не зависят от δn в рассматриваемом диапазоне концентраций). Все данные приведены для $T \sim 4$ K

$$g(\hbar\omega) \propto \iint \rho_e(E_e)[G_h(E_h) - \rho_h(E_h)(1 - f_e(E_e))] \times \\ \times \delta(E_e - E_h - \hbar\omega) dE_e dE_h, \quad (6)$$

где G_h – плотность заполненных дырочных состояний. Учитывая, что оптические потери (помимо межзонных) в рассматриваемых InGaN-структурах определяются в основном свободными носителями и шероховатостью поверхности, и имеют достаточно слабую спектральную зависимость, максимум межзонного усиления напрямую задает длину волны генерации. Величины $E_{\rm loc}$ и W_h явно входят в (6) и определяют соотношение межзонного усиления и потерь на различных длинах волн при заданной неравновесной концентрации δn, которая может быть оценена следующим образом. Спектр СИ, приведенный на рис. 4a, измерен при мощности накачки ~ 55 кВт/см^2 (близкой к порогу генерации), что при энергии фотонов накачки $E_{\rm exc} = 1.9$ эВ и глубине поглощения излучения накачки $d_{\rm abs} = 300$ нм (по данным [5]) соответствует темпу генерации носителей в активном слое $In_{0.6}Ga_{0.4}N$ $G_{\rm exc} = P_{\rm exc}/(E_{\rm exc} \times \times d_{\rm abs}) \sim 5.8 \times 10^{27}$ см$^{-3}$ с$^{-1}$. Поскольку в экспериментах по наблюдению СИ длительность импульсов накачки (~ 10 нс) значительно превышает время жизни неравновесных носителей ($\tau_{\rm slow} \sim 60$ пс), реализуется квазинепрерывный режим возбуждения, и установившаяся концентрация носителей оценивается как $\delta n = G_{\rm exc} \times \tau_{\rm slow} \sim 3.5 \times 10^{17}$ см$^{-3}$. Следует оговориться, что мы используем значение $\tau_{\rm slow}$, полученное для спонтанной эмиссии, поскольку даже при низких температурах время жизни носителей определяется безызлучательными процессами, и ускорение излучательных процессов в режиме СИ вблизи порога генерации слабо влияет на межзонную динамику носителей. Отметим, что даже вблизи порога генерации факторы заполнения дырочных состояний в максимуме распределения неравновесных дырок (при $E = E_{\mathrm{loc}}$) не превышают 10 %, т.е. здесь нет "заливки" локализованных состояний. Далее же мы фактически подбираем значения W_h и E_{loc}, обеспечивающие наблюдаемую в эксперименте разницу в спектральном положении ФЛ и СИ, и проверяем согласованность получаемого набора параметров.

На рисунке 4b приведены, на плоскости параметров (W_h, E_{loc}), расчетные линии, соответствующие различным смещениям δE^* линии СИ относительно ФЛ. Наблюдаемому в эксперименте значению $\delta E^* \sim 60$ мэВ можно сопоставить весьма узкий интервал W_h ($\sim$40–50 мэВ) и, хотя точность определения E_{loc} здесь невысока, полученные ранее значения ($W_h \sim 43$ мэВ, рис. 1b) и $E_{\mathrm{loc}} \sim 16-19$ мэВ (рис. 3) очень хорошо соответствуют ожидаемым для $\delta E^* \sim 60$ мэВ. Отметим также, что получаемые величины Wh достаточно слабо зависят от точности определения концентрации дырок δn. Действительно, даже при низких температурах часть дырок неизбежно рекомбинирует на дефектах, не успевая захватиться в минимумы потенциала и приводимая оценка $\delta n \sim 3.5 \times 10^{17}\,\text{см}^{-3}$ несколько завышена, однако в целом она видится корректной. Расчет спектров усиления (рис. 4c) показывает, что при изменении δn на порядок величины, в пределах $(0.7-7)\times 10^{17}\,\text{см}^{-3}$, пик усиления сдвигается на величину $\sim$20 мэВ, что на рис. 4b соответствует погрешности определения $\Delta W_h \sim 4$ мэВ. Наконец, необходимо обратить внимание на близкие значения величин W_e и W_h ($W_e : W_h \approx 1 : 1$, а не пропорционально соотношению разрывов зон между InN и GaN $\Delta E_c : \Delta E_v \approx 2.5 : 1$). Это, по-видимому, указывает на заряженные примеси и кластеры (а не флуктуации состава) как основной фактор, определяющий структуру и параметры случайного зонного потенциала в изучаемых слоях $In_{0.6}Ga_{0.4}N$.

Таким образом, в работе показано, что измерения кинетики ФЛ с достаточно высоким временным разрешением могут эффективно дополнять широко используемые абсорбционные измерения при диагностике структурного совершенства эпитаксиальных слоев InGaN. Подобный комбинированный подход позволяет раздельно оценить масштабы хвостов плотности состояний в зоне проводимости и валентной зоне, а также спектральную ширину формирующегося в случайном потенциале распределения неравновесных дырок. Получаемые при этом параметры локализации дырок корректно описывают как характер температурного гашения межзонной ФЛ (в той области температур, в которой случайный потенциал обеспечивает относительно эффективную локализацию), так и величину наблюдаемого красного смещения линии СИ относительно полосы ФЛ.

Финансирование работы. Работа выполнена на оборудовании стенда "Фемтоспектр" (ИФМ РАН) при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант # 24-22-00320).

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. C. Weisbuch, S. Nakamura, Y.-R. Wu, and J. S. Speck, Nanophotonics **10**, 3 (2021).
2. T.-Y. Tsai, K. S. Qwah, J.-P. Banon, M. Filoche, C. Weisbuch, Y.-R. Wu, and J. S. Speck, Phys. Rev. Appl. **20**, 044069 (2023).
3. P. G. Eliseev, P. Perlin, J. Lee, and M. Osinski. Appl. Phys. Lett. **71**, 569 (1997)
4. B. Arnaudov, T. Paskova, E. M. Goldys, R. Yakimova, S. Evtimova, I. G. Ivanov, A. Henry, and B. Monemar, J. Appl. Phys. **85**, 7888 (1999).
5. В. Ю. Давыдов, А. А. Клочихин, ФТП **38**, 897 (2004).
6. S. P. Fu, Y. F. Chen, and K. Tan, Solid State Commun. **137**, 203 (2006).
7. S. F. Chichibu, A. Uedono, T. Onuma et al. (Collaboration), Nature Mater. **5**, 810 (2006).
8. M. Pristovsek, Appl. Phys. Lett. **102**, 242105 (2013).
9. S. T. Liu, X. Q. Wang, G. Chen, Y. W. Zhang, Y. W. Zhang, L. Feng, C. C. Huang, F. J. Xu, N. Tang, L. W. Sang, M. Sumiya, and B. Shen, J. Appl. Phys. **110**, 113514 (2011).
10. B. N. Pantha, H. Wang, N. Khan, J. Y. Lin, and H. X. Jiang, Phys. Rev. B **84**(7), 075327 (2011).
11. F. K. Yam and Z. Hassan, Superlatt. and Microstruct. **43**, 1 (2008).
12. Д. Н. Лобанов, М. А. Калинников, К. Е. Кудрявцев и др., ФТП **58**, 220 (2024).
13. G. W. Shu, P. F. Wu, M. H. Lo, J. L. Shen, T. Y. Lin, H. J. Chang, Y. F. Chen, C. F. Shih, C. A. Chang, and N. C. Chen, Appl. Phys. Lett. **89**, 131913 (2006).
14. A. Mohanta, D.-J. Jang, G.-T. Lin, Y.-T. Lin, and L. W. Tu, J. Appl. Phys. **110**, 023703 (2011).
15. C. Gourdon and P. Lavallard, Physica Status Solidi (b) **163**, 641 (1989).
16. E. O. Kane, Phys. Rev. **131**(1), 79 (1963).
17. J. Wu, W. Walukiewicz, W. Shan, K. M. Yu, J. W. Ager, E. E. Haller, H. Lu, and W. J. Schaff, Phys. Rev. B **66**, 201403 (2002).
18. I. Vurgaftman and J. R. Meyer, J. Appl. Phys. **94**, 3675 (2003).
19. S.-Ze Sun, Yu-C. Wen, S.-H. Guo, H.-M. Lee, S. Gwo, and C.-K. Sun, J. Appl. Phys. **103**, 123513 (2008).
20. G. Lasher and F. Stern, Phys. Rev. **133**, A553 (1964).

21. P. T. Landsberg and M. J. Adams, J. Lumin. **7**, 3 (1973).
22. F. Bertazzi, M. Goano, and E. Bellotti, Proc. SPIE **8619**, 86191G (2013).
23. S. Nargelas, R. Aleksiejunas, M. Vengris, and K. Jarasiunas, Physica Status Solidi (c) **7**, 1853 (2010).
24. A. C. Espenlaub, D. J. Myers, E. C. Young, S. Marcinkevicius, C. Weisbuch, and J. S. Speck, J. Appl. Phys. **126**, 184502 (2019).
25. A. Yamaguchi, M. Kuramoto, A. Kimura, M. Nido, and M. Mizuta, Jpn. J. Appl. Phys. **40**, L548 (2001).
26. T. Fujita, S. Sakai, Y. Ikeda, A. A. Yamaguchi, S. Kusanagi, Y. Kanitani, Y. Kudo, and S. Tomiya, Jpn. J. Appl. Phys. **59**, 091003 (2020).
27. V. Lebedev, V. Cimalla, T. Baumann, O. Ambacher, F. M. Morales, J. G. Lozano, and D. Gonzalez, J. Appl. Phys. **100**, 094903 (2006).