

## Люминесценция в $p-i-n$ -структурах с компенсированными квантовыми ямами

© Р.Б. Адамов<sup>1</sup>, Г.А. Мелентьев<sup>1</sup>, А.А. Подоскин<sup>2</sup>, М.И. Кондратов<sup>2</sup>, А.Е. Гришин<sup>2</sup>,  
С.О. Слипченко<sup>2</sup>, И.В. Седова<sup>2</sup>, С.В. Сорокин<sup>2</sup>, Г.В. Климко<sup>2</sup>,  
И.С. Махов<sup>3</sup>, Д.А. Фирсов<sup>1</sup>, В.А. Шалыгин<sup>1,†</sup>

<sup>1</sup> Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,  
195251 Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

<sup>3</sup> Национальный исследовательский университет „Высшая школа экономики“,  
190008 Санкт-Петербург, Россия

†E-mail: shalygin@rphf.spbstu.ru

Поступила в Редакцию 14 ноября 2023 г.

В окончательной редакции 26 ноября 2023 г.

Принята к публикации 29 ноября 2023 г.

Исследованы фото- и электролюминесценция в  $p-i-n$ -структурах с компенсированными квантовыми ямами GaAs/AlGaAs с различными профилями легирования: с пространственным разделением доноров и акцепторов (доноры локализованы в квантовых ямах, акцепторы — в барьерах) и без него (и доноры, и акцепторы локализованы в квантовых ямах). Изучались спектральные характеристики люминесценции в ближнем ИК диапазоне при гелиевых температурах. Выявлены линии излучательной рекомбинации донор–основная подзона тяжелых дырок ( $D-hh1$ ) и основная подзона электронов–акцептор ( $e1-A$ ). В спектрах электролюминесценции при больших токах накачки наблюдалась лазерная генерация на указанных переходах. Установлено, что интегральная интенсивность лазерного излучения на переходах  $D-hh1$  в структуре без пространственного разделения доноров и акцепторов была в 5 раз больше, чем в структуре с пространственным разделением. Именно эти переходы обеспечивают эффективное опустошение донорных уровней, что актуально для эмиссии терагерцового излучения на переходах  $e1-D$ . Результаты работы могут быть использованы при разработке терагерцовых эмиттеров с электрической накачкой.

**Ключевые слова:** квантовые ямы,  $p-i-n$ -структуры, GaAs, AlAs, фотолюминесценция, электролюминесценция, ближний инфракрасный диапазон.

DOI: 10.61011/FTP.2023.08.56965.5748

### 1. Введение

Терагерцовое (ТГц) излучение находит все более широкое применение в науке и технике (см. [1,2] и ссылки в этих работах). Для практических применений особенно удобны твердотельные источники ТГц излучения с электрической накачкой. В первую очередь это квантово-каскадные лазеры (ККЛ), основанные на межподзонных переходах в квантовых ямах (КЯ). Одно из недавних достижений — ККЛ с частотой излучения 4 ТГц, работающий вплоть до температуры 261 К [3,4]. Однако широкое использование квантово-каскадных лазеров ограничено высокой стоимостью таких приборов, обусловленной чрезвычайно сложной технологией их производства. Возможной альтернативой являются источники ТГц излучения, использующие примесные переходы носителей заряда в объемных полупроводниках и наноструктурах. Этот механизм эмиссии ТГц излучения можно реализовать при инъекции неравновесных носителей заряда в  $p-n$ -переходе. Экспериментальные исследования инъекционных источников терагерцового излучения, основанных на примесных переходах в объемных полупроводниках, проводились в  $p-n$ -структурах на основе  $4H-SiC$  [5] и кремния [6]. Наблюдалась так-

же ТГц электролюминесценция (ЭЛ) в  $\delta$ -легированных квантовых ямах  $p$ -GaAs/AlAs, помещенных между двумя слоями  $p^+$ -GaAs [7].

Недавно была обнаружена и исследована ТГц фотолюминесценция (ФЛ) в наноструктурах с компенсированными квантовыми ямами GaAs/AlGaAs [8–10]. Было показано, что основные вклады в ТГц ФЛ обусловлены электронными переходами из первой подзоны размерного квантования в зоне проводимости ( $e1$ ) и возбужденных состояний доноров ( $D2p_{xy}$ ) на основной донорный уровень ( $D1s$ ). Установлено, что заметный выигрыш в интегральной интенсивности ТГц эмиссии при оптической накачке дают структуры с пространственным разделением доноров и акцепторов (когда доноры локализованы в квантовых ямах, а акцепторы — в барьерах) по сравнению со структурами, в которых и доноры, и акцепторы были локализованы в квантовых ямах. Причина в том, что пространственное разделение доноров и акцепторов выключает нежелательный конкурирующий механизм рекомбинации неравновесных электронов подзоны  $e1$  с дырками на основном уровне акцепторов ( $A1s$ ) [10].

Перспективным представляется использование компенсированных квантовых ям GaAs/AlGaAs для создания

ТГц эмиттеров с электрической накачкой. Например, можно вырастить  $p-i-n$ -структуру на проводящей подложке  $n$ -GaAs, расположив  $n$ -эмиттер AlGaAs:Si между подложкой и активным слоем с компенсированными квантовыми ямами ( $i$ -слой) с последующим выращиванием  $p$ -эмиттера AlGaAs:Be. При прямом смещении таких диодных структур будет происходить инжекция электронов из  $n$ -эмиттера и дырок из  $p$ -эмиттера в  $i$ -слой с последующим захватом неравновесных носителей заряда в квантовые ямы. В результате можно ожидать, что в этих условиях будут наблюдаться излучательные процессы, аналогичные тем, которые наблюдались в компенсированных квантовых ямах при оптической накачке [9,10]. Переходы неравновесных электронов  $e1-D1s$  будут сопровождаться эмиссией ТГц фотонов, а рекомбинационные переходы  $D1s-hh1$ , сопровождающиеся излучением ближнего инфракрасного (БИК) диапазона, будут обеспечивать эффективное опустошение донорных уровней  $D1s$ .

В данной работе мы исследуем БИК люминесценцию в  $p-i-n$ -структурах с компенсированными квантовыми ямами GaAs/AlGaAs при температуре 10 К. Исследована структура с пространственным разделением доноров и акцепторов, а также структура, в которой и доноры, и акцепторы были локализованы в квантовых ямах. Исследования проведены как при оптической, так и при электрической накачке. Определены основные каналы излучательной рекомбинации в различных экспериментальных условиях. Кроме того, исследованы вольт-амперные характеристики (ВАХ)  $p-i-n$ -диодов, изготовленных из этих структур. Основная цель работы — сравнить перспективы использования двух исследованных структур с компенсированными квантовыми ямами для создания эмиттеров ТГц излучения с электрической накачкой.

## 2. Образцы

Гетероструктуры с селективно-легированными множественными квантовыми ямами (МКЯ) были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подготовленных для эпитаксии („epi-ready“) легированных кремнием подложках  $n^+$ -GaAs (001) с использованием двухкамерной установки SemiTEq (Россия). Подложка была легирована кремнием, уровень легирования составлял  $(2-3) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . В качестве источников молекулярных пучков использовались стандартные эффузионные ячейки галлия и алюминия, а также вентильный источник мышьяка (Veeco, США). Кремний и бериллий использовались в качестве легирующих примесей  $n$ - и  $p$ -типа соответственно. Температура подложки при выращивании всей структуры составляла  $580^\circ\text{C}$ .

Были выращены две гетероструктуры (обозначаемые далее буквами  $W$  и  $B$ ). Каждая из них включала следующие слои (в направлении от подложки к поверхности): буферный слой  $n$ -GaAs толщиной  $\sim 500 \text{ нм}$  (с концентрацией электронов  $n \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ),  $n$ -эмиттер

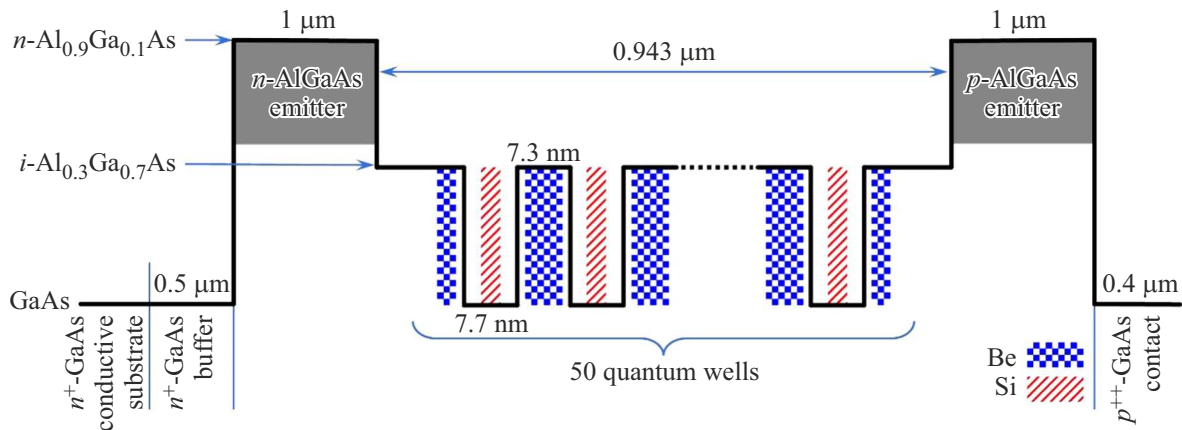
$\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}:\text{Si}$  толщиной  $1 \text{ мкм}$  ( $n \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ), нелегированный волноводный слой  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  толщиной  $0.1 \text{ мкм}$ , область МКЯ с 50 квантовыми ямами GaAs шириной  $L_{\text{QW}} = 7.7 \text{ нм}$ , разделенными барьерами  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  шириной  $7.3 \text{ нм}$ , нелегированный волноводный слой  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  толщиной  $0.1 \text{ мкм}$ ,  $p$ -эмиттер  $\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}:\text{Be}$  толщиной  $1 \text{ мкм}$  (с концентрацией дырок  $p \sim 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ) и контактный слой  $p^{++}$ -GaAs толщиной  $0.4 \text{ мкм}$  ( $p \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ). Параметры выращенных структур с МКЯ (их период и ширина квантовых ям) были определены с помощью метода рентгеновской дифрактометрии (XRD-анализ) и спектров фотолюминесценции в БИК диапазоне.

В гетероструктурах  $W$  и  $B$  использовались различные схемы легирования квантовых ям и барьеров. В одном случае (структура  $W$ ) центральная часть ( $\sim 2.6 \text{ нм}$ ) квантовых ям GaAs легировалась одновременно и донорами, и акцепторами примерно с одинаковой концентрацией  $\sim 1.2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  (что соответствует поверхностной концентрации Si и Be  $\sim 3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ ), а барьеры оставались нелегированными. В другом случае (структура  $B$ , см. рис. 1) центральная часть ( $\sim 2.6 \text{ нм}$ ) квантовых ям GaAs легировалась только донорами (объемная и поверхностная концентрации атомов Si составляли  $\sim 1.2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  и  $\sim 3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ , соответственно), а барьеры легировались только акцепторами. Легированию подвергалась центральная часть ( $\sim 5 \text{ нм}$ ) каждого барьера, при этом обеспечивалась поверхностная концентрация атомов Be также на уровне  $\sim 3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$  (объемная концентрация атомов Be составляла  $\sim 0.6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ). Чтобы сбалансировать концентрации доноров и акцепторов вблизи внешних квантовых ям GaAs, приграничные области обоих волноводных слоев (толщиной  $2.5 \text{ нм}$  на расстоянии  $\sim 1.0 \text{ нм}$  от интерфейса AlGaAs/GaAs) были легированы Be с объемной концентрацией  $\sim 0.6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ .

Для исследований люминесценции из обеих структур путем скальвания по плоскостям спайности изготавливались образцы прямоугольной формы. Исследования фотолюминесценции проводились на образцах с латеральными размерами  $4 \times 4 \text{ мм}$ . Для исследований электролюминесценции изготавливались отдельные двухполюсные приборы с латеральными размерами  $0.5 \times 2 \text{ мм}$ . С целью пропускания электрического тока использовались многослойные металлические контакты: на тыльную сторону подложки  $n^+$ -GaAs напылялся контакт Au-Ge/Au, а поверх слоя  $p^{++}$ -GaAs создавался контакт Ti/Pt/Au. Каждый прибор, изготовленный на основе гетероструктуры  $W$  или  $B$ , представляет собой  $p-i-n$ -диод, поскольку множественные квантовые ямы обладают собственной проводимостью за счет компенсации доноров акцепторами. Диоды припаивались  $p$ -стороной к медным теплоотводам с помощью индиевого припоя.

## 3. Исследования фотолюминесценции

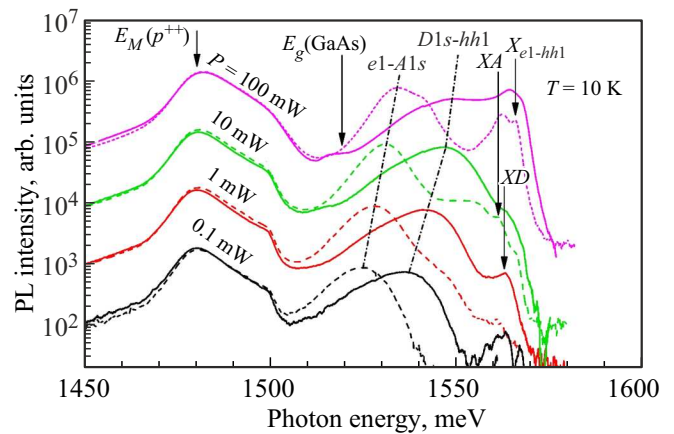
Исследуемые образцы монтировались на холодном пальце оптического криостата замкнутого цикла Janis



**Рис. 1.** Схематическая диаграмма  $p-i-n$ -структуры с легированными КЯ с пространственным разделением доноров и акцепторов (структура  $B$ ). Жирной линией показан потенциальный профиль дна зоны проводимости.

РТСМ-4–7. Оптическая накачка образцов осуществлялась с помощью непрерывного твердотельного лазера на длине волны 532 нм. Лазерный пучок фокусировался по центру поверхности образца в пятно диаметром 510 мкм. Мощность пучка варьировалась в пределах 0.1–100 мВт. Излучение ФЛ собиралось сквозь окно из плавленого кварца в направлении нормали к излучающей поверхности в телесном угле 0.12 ср. Спектры ФЛ в БИК диапазоне исследовались с помощью монохроматора Horiba Jobin Yvon FHR-640, оборудованного голографической дифракционной решеткой (1200 штрих/мм) и кремниевой ПЗС матрицей. Исследования были проведены в диапазоне энергий фотонов 1450–1600 мэВ со спектральным разрешением  $\sim 0.1$  мэВ.

Спектры ФЛ с поверхности структур  $B$  и  $W$  при температуре 10 К представлены на рис. 2. Когда энергия фотонов  $\hbar\omega$  меньше, чем ширина запрещенной зоны арсенида галлия  $E_g(\text{GaAs}) = 1519$  мэВ, спектры ФЛ обеих структур совпадают в пределах погрешности измерений. Наблюдается широкая полоса люминесценции с максимумом интенсивности при  $\hbar\omega \cong 1480$  мэВ, причем спектральная форма этой полосы не зависит от накачки, а интегральная интенсивность линейно меняется с мощностью фотовозбуждения. Очевидно, эта полоса ФЛ формируется верхним контактным слоем  $p^{++}\text{-GaAs}$ , параметры которого были одинаковы для структур  $B$  и  $W$ . Особенности БИК ФЛ сильно легированного арсенида галлия были детально исследованы в работах [11–13]. Было показано, что при концентрациях дырок  $\sim 10^{19}$  см $^{-3}$  примесная акцепторная зона сливается с валентной зоной. Излучательная рекомбинация неравновесных дырок в этой зоне с электронами в зоне проводимости может быть описана как комбинация прямых и непрямых межзонных переходов. При низких температурах форма линии межзонной рекомбинации имеет ступенчатое плечо с высокочастотной стороны, спектральное положение которого определяется уровнем Ферми. Спектральные положения этого плеча и точки максимума спектральной линии однозначно связаны



**Рис. 2.** Спектры фотолюминесценции с поверхности структур  $B$  (сплошные линии) и  $W$  (штриховые линии) при различных мощностях оптической накачки. Штрихпунктирные линии демонстрируют сдвиг максимумов линий ФЛ за счет переходов  $D1s-hh1$  ( $e1-A1s$ ) с увеличением мощности накачки для структуры  $B$  ( $W$ ). Стрелками обозначены спектральные положения максимумов линий экситонной рекомбинации для КЯ ( $XA$ ,  $XD$  и  $X_{e1-hh1}$ ) и характерные энергии для слоя  $p^{++}\text{-GaAs}$  в исследованных структурах. (Цветной вариант рисунка представлен в электронной версии статьи).

с концентрацией дырок. На полученных нами спектрах ФЛ это 1499 мэВ и  $E_M(p^{++}) = 1480$  мэВ соответственно. Согласно данным работы [11], эти параметры соответствуют  $p\text{-GaAs}$  с концентрацией дырок  $\sim 10^{19}$  см $^{-3}$ , что совпадает с концентрацией дырок в контактном слое  $p^{++}\text{-GaAs}$  у исследуемых структур  $B$  и  $W$ .

При энергиях фотонов  $\hbar\omega > E_g(\text{GaAs})$  спектры ФЛ обусловлены процессами в квантовых ямах. Для структур  $B$  и  $W$  спектры существенно различаются (см. рис. 2). На спектрах можно выявить те же линии спонтанной ФЛ, которые ранее были идентифицированы в аналогичных структурах с компенсированными квантовыми ямами без  $n$ - и  $p$ -эмиттеров [9]. Так, в

структуре  $B$  при мощностях накачки  $0.1\text{--}10\text{ мВт}$  доминирует линия  $D1s\text{--}hh1$ , обусловленная переходами электронов с основных уровней доноров в первую подзону тяжелых дырок. С ростом накачки на 2 порядка максимум интенсивности этой линии испытывает „голубой“ сдвиг от  $1537\text{ мэВ}$  на  $+10\text{ мэВ}$ , причем величина сдвига пропорциональна  $\ln(P/P_m)$ , где  $(P/P_m)$  — мощность накачки  $P$ , нормированная на минимальную мощность накачки  $P_m = 0.1\text{ мВт}$ . Заметим, что ширина линии (измеренная на ее полувысоте) практически не меняется ( $20\text{--}21\text{ мэВ}$ ). Указанный сдвиг может быть обусловлен двумя причинами. Первая связана с тем, что легированный донорами слой в КЯ имеет ненулевую ширину (он составляет  $\sim 30\%$  от ширины ямы). Как известно, энергия связи максимальна для доноров, локализованных в центре ямы, и убывает по мере удаления доноров от центра. При малых уровнях накачки преобладает рекомбинация с самых глубоких донорных уровней, которые заселяются неравновесными электронами в первую очередь. С ростом накачки эти переходы постепенно насыщаются и все более интенсивными становятся переходы с мелких уровней, что приводит к „голубому“ сдвигу результирующей линии ФЛ на переходах  $D1s\text{--}hh1$ . При достаточно больших концентрациях неравновесных дырок в подзоне  $hh1$  этот механизм сходит на нет, но постепенно включается другой. Он связан с тем, что квазиуровень Ферми для дырок по мере увеличения накачки сдвигается вглубь подзоны  $hh1$ .

В области спектра  $\hbar\omega > E_g(\text{GaAs})$  при слабых накачках наблюдается также слабый узкий пик при  $\hbar\omega = 1562.6\text{ мэВ}$ , который соответствует рекомбинации экситона, связанного на доноре ( $XD$ ) [9]. При накачке  $100\text{ мВт}$  экситонная линия  $XD$  становится доминирующей.

В спектрах ФЛ структуры  $W$  доминирует асимметричная линия  $e1\text{--}A1s$ , обусловленная рекомбинацией свободных электронов в подзоне  $e1$  с дырками на основном уровне акцепторов [9]. При возрастании мощности накачки на 3 порядка эта линия демонстрирует „голубой сдвиг“ от  $1525$  на  $+9\text{ мэВ}$  (см. рис. 2) и уменьшение ширины от  $16$  до  $13\text{ мэВ}$ , при этом ее максимальная интенсивность возрастает пропорционально уровню накачки. К „голубому“ сдвигу этой линии по мере увеличения накачки приводят конечная ширина легированного акцепторами слоя в КЯ (и зависимость энергии связи акцептора от места его расположения в яме), а также смещение квазиуровня Ферми для электронов вверх по подзоне  $e1$ .

Кроме того, при максимальной накачке в спектре ФЛ структуры  $W$  видны также две экситонные линии. Линия при  $\hbar\omega = 1561\text{ мэВ}$  обусловлена рекомбинацией экситона, связанного на акцепторе ( $XA$ ), а энергия фотона  $1565.6\text{ мэВ}$  соответствует излучательной рекомбинации свободных экситонов ( $X_{e1\text{--}hh1}$ ), сформированных из электронов подзоны  $e1$  и дырок подзоны  $hh1$ . Более подробно аргументация по идентификации линий

БИК ФЛ в компенсированных квантовых ямах изложена в работе [9].

Как отмечено выше, спектральные положения максимумов линии  $D1s\text{--}hh1$  (в структуре  $B$ ) и линии  $e1\text{--}A1s$  (в структуре  $W$ ) монотонно меняются с интенсивностью оптической накачки. Это позволяет оценить, насколько в исследуемых здесь структурах излучение накачки ослабляется в контактном слое  $p^{++}\text{-GaAs}$  и в  $p$ -эмиттере, прежде чем оно достигнет активного слоя с квантовыми ямами. Так, в структуре  $B$  при мощности накачки  $10\text{ мВт}$  (интенсивность  $4.9\text{ Вт/см}^2$ ) максимум линии  $D1s\text{--}hh1$  наблюдается при  $\hbar\omega = 1546.7\text{ мэВ}$ . Такое же положение максимума этой линии для аналогичной структуры без  $p$ -эмиттера и контактного слоя  $p^{++}\text{-GaAs}$  соответствует интенсивности накачки  $1.5\text{ Вт/см}^2$  (см. [9]). Таким образом, интенсивность излучения накачки ослабляется верхними проводящими слоями структуры  $B$  в 3.2 раза. Аналогичным образом, по зависимости спектрального положения максимума линии  $e1\text{--}A1s$  в структуре  $W$  от интенсивности накачки, были определены оптические потери в проводящих слоях этой структуры: излучение лазерной накачки ослабляется в 6.3 раза. Введем для удобства величину  $I_i$ , которая характеризует эффективную интенсивность оптической накачки активного слоя структур  $B$  и  $W$  с учетом оптических потерь в контактном слое  $p^{++}\text{-GaAs}$  и  $p$ -эмиттере.

Поскольку в дальнейшем проводились исследования электролюминесценции в этих же структурах, причем конструкция образцов обеспечивала возможность регистрации излучения ЭЛ с торцов структур и не позволяла исследовать излучение с поверхности, дополнительно была исследована фотолюминесценция с торцов структур  $B$  и  $W$  (фотовозбуждение при этом по-прежнему осуществлялось по центру квадратной лицевой поверхности структуры). Анализ спектров излучения ФЛ, собранного с торца структуры, показал, что линия  $D1s\text{--}hh1$  (в КЯ структуры  $B$ ) и линия  $e1\text{--}A1s$  (в КЯ структуры  $W$ ), а также линия межзонного рекомбинационного излучения в контактном слое  $p^{++}\text{-GaAs}$  имеют те же самые закономерности, которые были выявлены в спектрах излучения ФЛ, собранного непосредственно с возбуждаемой поверхности. Принципиальным отличием спектров ФЛ с торца является отсутствие на них линий экситонной рекомбинации. Это обусловлено эффектом самопоглощения: рекомбинационное излучение экситонов, возбужденных в центре структуры, практически полностью поглощается на пути от области генерации до торца структуры благодаря большому коэффициенту поглощения в области экситонного резонанса ( $> 10^3\text{ см}^{-1}$  [14]).

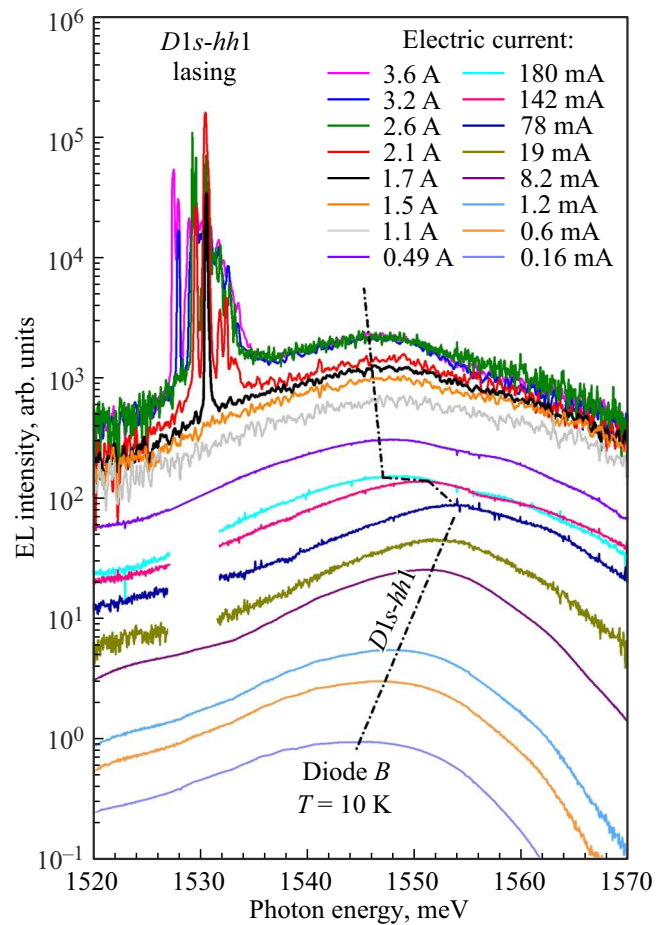
#### 4. Исследования электролюминесценции

Для исследований электролюминесценции использовалась та же спектральная установка, что и для исследований фотолюминесценции.  $P\text{--}i\text{--}n$ -диоды, изготовленные из структур  $B$  и  $W$  (см. разд. 2), монтировались

на холодном пальце криостата с помощью медного держателя. Излучение ЭЛ собиралось с узкого торца диодов (0.5 мм). Исследования проводились при прямом смещении. При слабых токах инжекции измерения осуществлялись на постоянном токе — до тех пор, пока рассеиваемая в диоде мощность не достигала 60 мВт, при этом джоулев нагрев диода был пренебрежимо мал. Для этих экспериментов использовался источник-измеритель напряжения и силы тока Keithley 2601A. Измерения при более сильных токах проводились в импульсном режиме с использованием периодических импульсов длительностью 1 мкс с частотой повторения 87 Гц. При этом усредненная по времени рассеиваемая мощность не превышала 10 мВт. Для генерации импульсов тока применялся генератор оригинальной конструкции. Осциллограммы импульсов тока и напряжения регистрировались с помощью осциллографа Tektronix TDS2024B. Области измерений на постоянном токе и в импульсном режиме перекрывались в диапазоне токов 5–50 мА, при этом в области перекрытия оба способа измерений давали совпадающие результаты — с точностью до погрешности измерений. Использование двух методов измерений позволило охватить широкий диапазон уровней возбуждения: величина инжекционного тока варьировалась в пределах 4 порядков. Заметим, что протекание электрического тока через контактный слой  $p^{++}$ -GaAs не приводит к межзонной люминесценции в этом слое, поскольку, в отличие от случая межзонного фотовозбуждения, не сопровождается генерацией неравновесных электронов и дырок. Поэтому регистрация спектров ЭЛ проводилась при энергиях фотонов  $\hbar\omega > E_g$  (GaAs).

Спектры электролюминесценции для  $p-i-n$ -диода, изготовленного из структуры  $B$ , представлены на рис. 3. При токах инжекции 0.16–78 мА в спектре ЭЛ наблюдается одна широкая линия  $\sim 21$  мэВ, которая с ростом тока испытывает „голубой“ сдвиг. Сопоставляя эту линию со спектрами ФЛ структуры  $B$  (рис. 2), можно сделать вывод, что данная линия обусловлена спонтанными излучательными переходами  $D1s-hh1$ . Спектральное положение максимума линии  $D1s-hh1$  в спектре ЭЛ при токе 0.16 А (1544.6 мэВ) совпадает со спектральным положением этой линии в спектре ФЛ (см. рис. 2) при мощности оптической накачки 3.2 мВт (что соответствует эффективной интенсивности пучка накачки  $I_i = 0.49$  Вт/см<sup>2</sup>). На основании этого, в первом приближении, можно заключить, что указанный ток инжекции и мощность оптической накачки создают одинаковые уровни возбуждения неравновесных носителей заряда в квантовых ямах.

Величина „голубого“ сдвига этой линии в случае ЭЛ несколько ниже по сравнению с ФЛ. При изменении уровня накачки на 2 порядка линия  $D1s-hh1$  в спектрах ЭЛ сдвигается на +7.5 мэВ (см. рис. 3), а в спектрах ФЛ на +10 мэВ. Уменьшение скорости „голубого“ сдвига в условиях протекания электрического тока объясняется действием электрического поля, которое приводит к квантово-размерному эффекту Штарка. Подробнее речь об этом пойдет далее.

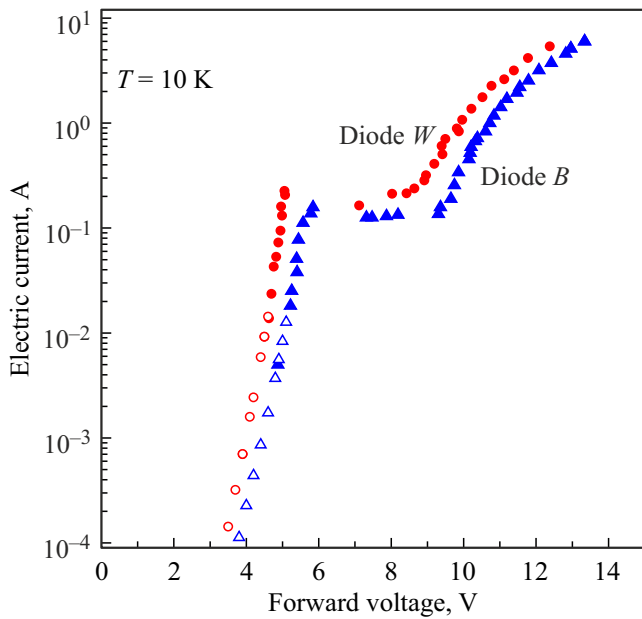


**Рис. 3.** Спектры электролюминесценции при различных токах инжекции для  $p-i-n$ -диода, изготовленного из структуры  $B$ . Штрихпунктирная линия демонстрирует положения максимумов полосы спонтанного излучения, обусловленного переходами  $D1s-hh1$ . Острые пики при больших токах демонстрируют лазерную генерацию на этих переходах. Измерения при токах 0.16–8.2 мА выполнены на постоянном токе, а измерения при более сильных токах — в импульсном режиме. (Цветной вариант рисунка представлен в электронной версии статьи).

При увеличении тока инжекции от 78 до 180 мА линия  $D1s-hh1$  испытывает резкий „красный“ сдвиг на 7 мэВ, а при дальнейшем увеличении тока до 1.5 А наблюдается дополнительное „красное“ смещение, но скорость этого смещения заметно уменьшается. При токах 1.7 А и более на низкочастотном крыле линии спонтанной ЭЛ возникают интенсивные узкие пики, очевидно, связанные с лазерной генерацией.

„Красный“ сдвиг становится понятным при анализе вольт-амперной характеристики диода  $B$  (см. рис. 4). При напряжениях  $< 5.8$  В наблюдается экспоненциальный рост тока с напряжением, характерный для светоизлучающих диодов на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs [15,16]. Затем ВАХ демонстрирует участок отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП). На этом участке ток незначительно убывает ( $< 20\%$ ), а напряжение резко растет от 5.8 до 9.3 В.





**Рис. 4.** Вольт-амперные характеристики  $p-i-n$ -диодов, изготовленных из структур  $B$  и  $W$ . Латеральные размеры образцов:  $0.5 \times 2$  мм. Результаты измерений на постоянном токе показаны пустыми символами. Результаты измерений с использованием импульсов напряжения длительностью 1 мкс представлены закрашенными символами.

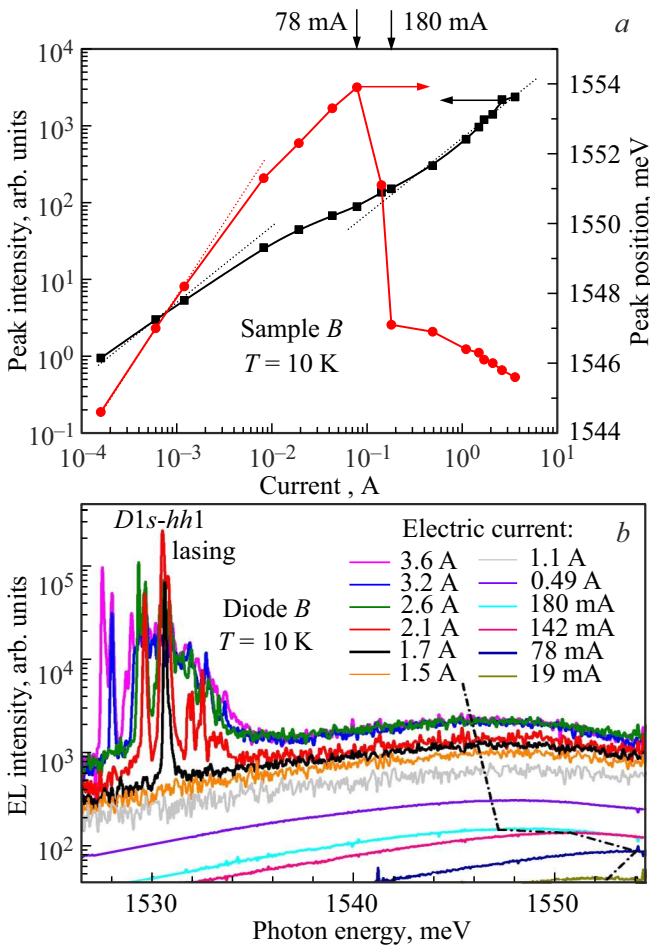
В этих условиях наблюдались токовые неустойчивости: осцилляции на осциллограммах тока и напряжения. При дальнейшем увеличении напряжения ток поначалу экспоненциально растет с напряжением, а затем, когда сопротивление активного слоя становится меньше сопротивления внешних слоев структуры (последнее, по нашей оценке, имеет величину  $\sim 0.4$  Ом), ВАХ имеет тенденцию к выходу на линейную зависимость. Отметим, что ранее участок ОДП экспериментально наблюдался в работе [17] при гелиевой температуре в  $n^+-n-n^+$ -структурах с 50 квантовыми ямами GaAs/Al<sub>0.36</sub>Ga<sub>0.64</sub>As шириной 7 нм. В работе было показано, что особенности ВАХ такой структуры при прямом смещении объясняются эффектами резонансного туннелирования, возникающими при последовательном формировании доменов сильного поля в квантовых ямах. В исследуемых нами структурах активный слой имеет параметры, близкие к параметрам активного слоя в работе [17], и ширина участка ОДП для диода  $B$  составляет 3.5 В, что близко к ширине участка ОДП на ВАХ в цитируемой работе ( $\sim 3.2$  В), поэтому мы также связываем наблюдавшиеся токовые неустойчивости с резонансным туннелированием.

Заметим, что участок резкого „красного“ сдвига линии спонтанной ЭЛ на рис. 3 начинается при токе через диод 78 мА и закачивается при токе 180 мА. На ВАХ первая из этих точек предшествует началу участка ОДП, а вторая соответствует его концу. Если рассчитать напряженность электрического поля  $F_i$  в активном слое структуры с учетом омических потерь в ее внешних

слоях, оказывается, что в начале участка ОДП она составляет величину  $\sim 6 \cdot 10^4$  В/см, а в конце —  $10^5$  В/см. Это позволяет предположить, что наблюдаемый „красный“ сдвиг линии  $D1s-hh1$  величиной  $\sim 7$  мэВ обусловлен эффектом Штарка. Эту гипотезу подтверждают расчеты квантово-размерного эффекта Штарка, опубликованные в работе [18], согласно которым при возрастании электрического поля от  $6 \cdot 10^4$  до  $10^5$  В/см в квантовых ямах Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As шириной 10 нм уровень размерного квантования для электронов  $E_1$  опускается вниз на 4 мэВ, а уровень размерного квантования в валентной зоне  $HH_1$  поднимается вверх на 9 мэВ. У наших квантовых ям ширина меньше (7.7 нм). Поскольку величины штарковских сдвигов  $\Delta E_1$  и  $\Delta HH_1$  пропорциональны, соответственно,  $(eF_i L_{QW})^2/E_1$  и  $(eF_i L_{QW})^2/HH_1$  [18], штарковские сдвиги для исследуемого диода  $B$  будут меньше:  $\Delta E_1 \approx -1.5$  мэВ и  $\Delta HH_1 \approx +4$  мэВ. За счет этого энергия излучательного перехода  $D1s-hh1$  при прохождении полосы ОДП должна измениться на  $\Delta E_1 - \Delta HH_1 \approx -6$  мэВ, что близко к величине наблюдавшегося в эксперименте „красного“ сдвига линии  $D1s-hh1$  ( $\sim 7$  мэВ).

Более детально поведение линии спонтанной ЭЛ  $D1s-hh1$  демонстрирует рис. 5, а. При токах накачки  $J = 0.1-1$  мА эта линия испытывает „голубой“ сдвиг, величина которого пропорциональна  $\ln(J/J_0)$ , что аналогично указанной выше зависимости  $\ln(P/P_0)$  для „голубого“ сдвига на спектрах люминесценции при оптической накачке. Однако при увеличении тока инжекции вплоть до 78 мА величина „голубого“ сдвига линии ЭЛ  $D1s-hh1$  начинает отставать от зависимости  $\ln(J/J_0)$ , что в значительной степени может быть связано с наложением „красного“ сдвига, обусловленного эффектом Штарка. На участке ОДП ток накачки и, следовательно, концентрации неравновесных носителей заряда в КЯ практически не меняются, и эффект Штарка проявляет себя в чистом виде, приводя, как обсуждалось выше, к резкому „красному“ сдвигу. При напряжениях смещения, превышающих верхнюю границу области ОДП, что соответствует токам накачки от 180 мА до 3.6 А, линия спонтанной ЭЛ  $D1s-hh1$  демонстрирует „красный сдвиг“, однако он сравнительно мал ( $\sim 1.5$  мэВ). Последнее обстоятельство обусловлено тем, что при изменении тока накачки на порядок заметно растет обсуждавшийся выше „голубой“ сдвиг, который накладывается на „красный“ штарковский сдвиг и уменьшает его результирующую величину.

На рис. 5, а представлена также токовая зависимость интенсивности в максимуме линии спонтанного излучения, обусловленного переходами  $D1s-hh1$ , для диода  $B$ . Эта зависимость является линейной при слабых накачках (что характерно и для люминесценции при оптической накачке) и становится сублинейной, когда начинает себя проявлять квантово-размерный эффект Штарка. Зависимость снова выходит на линейный режим в диапазоне токов за верхней границей области ОДП, когда „голубой“ сдвиг и штарковский сдвиг линии спонтанной ЭЛ  $D1s-hh1$  почти компенсируют друг друга.



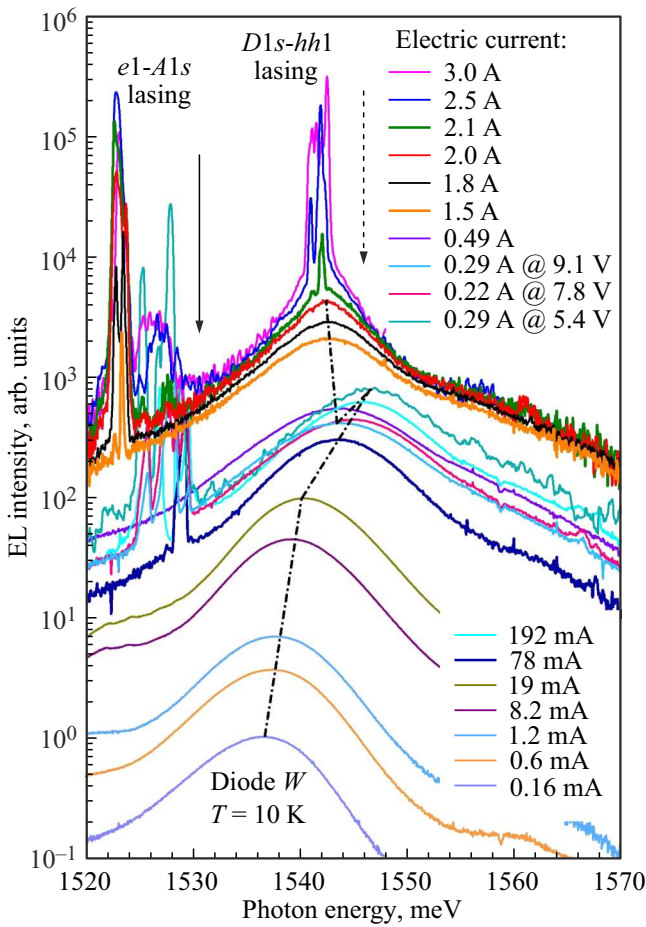
**Рис. 5.** *a* — положение максимума (правая ось) и интенсивность в максимуме (левая ось) линии спонтанного излучения, обусловленного переходами  $D1s-hh1$ , в зависимости от электрического тока в диоде  $B$ . Прямыми пунктирными линиями показаны линейные участки зависимостей. Сплошные линии проведены для наглядности. *b* — модовая структура стимулированного излучения диода  $B$ . Штрихпунктирная линия показывает положения максимумов полосы спонтанного излучения, обусловленного переходами  $D1s-hh1$ . (Цветной вариант рисунка представлен в электронной версии статьи).

Перейдем к обсуждению процесса генерации стимулированного излучения, который наблюдался в диоде  $B$  при токах накачки 1.7 А и более. Поскольку исследуемые диоды изготавливались путем скалывания выращенных структур GaAs/AlGaAs по плоскостям спайности, эти сколы представляли собой две пары идеально плоскопараллельных зеркал со взаимно ортогональным расположением плоскостей. В таких структурах могут возникать высокодобротные замкнутые моды стимулированного излучения благодаря эффекту полного внутреннего отражения [19,20]. Рис. 5, *b* позволяет проследить, как меняется модовая структура стимулированного излучения в зависимости от тока инжекции в диоде. На пороге лазерной генерации ( $J \approx 1.7$  А) наблюдается одиночная линия с энергией фотонов 1530.60 мэВ шириной 0.09 мэВ,

что совпадает со спектральным разрешением экспериментальной установки. Таким образом, добротность собственно этой линии, определяемая через отношение длины волны генерации к истинной ширине линии на полувысоте (за вычетом аппаратного уширения), значительно превышает  $2 \cdot 10^4$ . Лазерная линия возникает на низкочастотном крыле линии спонтанной ЭЛ  $D1s-hh1$  (максимум линии спонтанной ЭЛ находится при энергии фотона 1545.6 мэВ) и, очевидно, обусловлена именно этими переходами. При увеличении тока через диод возникают дополнительные замкнутые моды, характеризующиеся различным числом отражений от сколотых граней. При токах 2.6 А и более отдельные линии замкнутых мод сливаются в полосы стимулированного излучения шириной в несколько мэВ.

Трансформация спектров ЭЛ диода  $W$  при варьировании тока инжекции имеет более сложный характер (см. рис. 6 и 7). Предварительно заметим, что диод  $W$ , в котором и доноры, и компенсирующие их акцепторы локализованы в узком слое по центру КЯ, обеспечивает большие инжекционные токи во всем диапазоне прямых смещений по сравнению с диодом  $B$ , в котором доноры и акцепторы пространственно разделены (см. ВАХ на рис. 4). В первом случае в активном слое структуры отсутствуют объемные заряды, а во втором имеются области с положительным объемным зарядом ионизованных доноров по центру квантовых ям, а также области с отрицательным объемным зарядом ионизованных акцепторов на протяжении 2/3 толщины барьеров. Согласно расчету, напряженность встроенного поля в области, свободной от объемных зарядов, составляет  $\sim 2300$  В/см. Это поле, пронизывающее каждый интерфейс КЯ/барьер (оно направлено из КЯ в барьер), препятствует туннелированию инжектированных электронов через барьеры, разделяющие КЯ, и способствует туннелированию инжектированных дырок. Очевидно, вклад инжектированных электронов в полный ток через диод превышает вклад инжектированных дырок, поэтому ослабление первого вклада вследствие встроенного поля приводит к снижению полного тока в диоде  $B$  по сравнению с диодом  $W$  (при заданном прямом смещении).

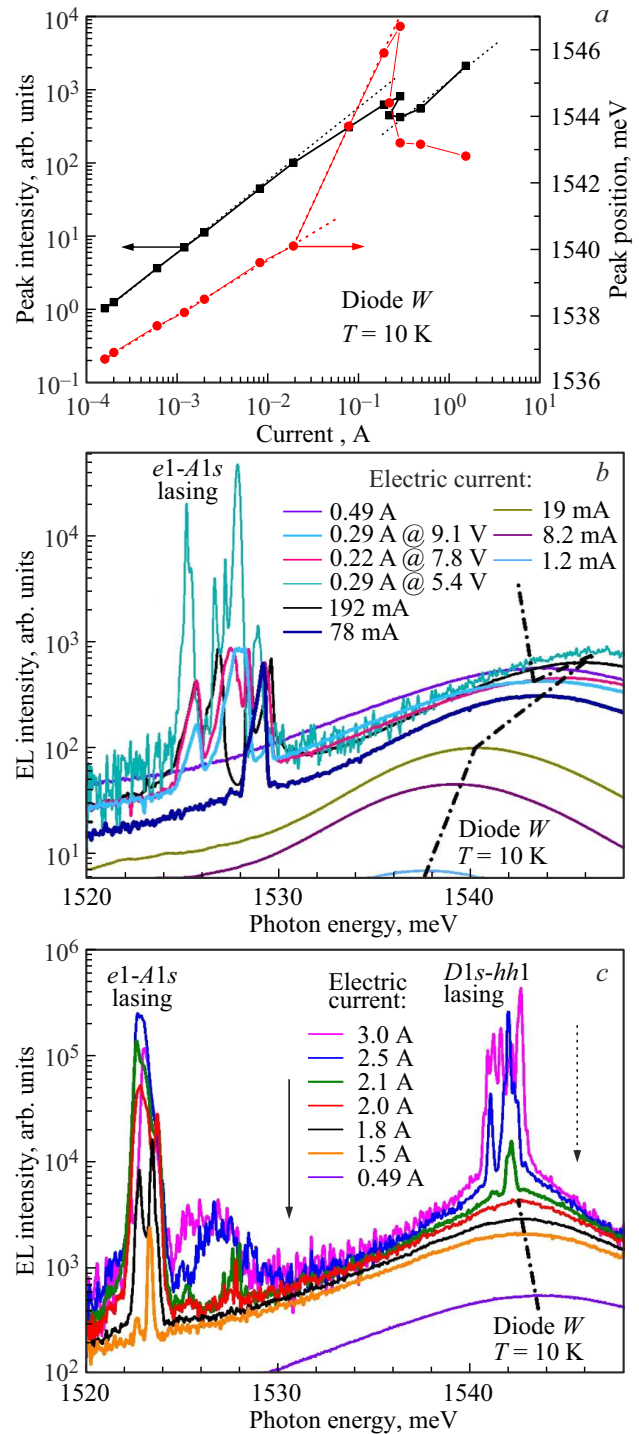
При исследованиях ФЛ в аналогичных структурах без эмиттеров было установлено, что в структуре типа  $W$  при слабых накачках ( $< 1$  Вт/см<sup>2</sup>) амплитуда линии  $e1-A1s$  на порядок больше, чем у линии  $D1s-hh1$ . По мере возрастания уровня накачки, обе линии монотонно увеличивают свою амплитуду, но относительный вклад линии  $e1-A1s$  в интегральную интенсивность спонтанного излучения растет медленнее по сравнению с линией  $D1s-hh1$ . В результате при накачке  $\sim 9$  Вт/см<sup>2</sup> амплитуды этих линий в спектре ФЛ становятся равными, и так как их относительное спектральное смещение невелико ( $\sim 7$  мэВ, т.е. в  $\sim 2$  раза меньше ширины самих линий), они сливаются воедино, при этом результирующая линия спонтанной люминесценции имеет максимум в точке посередине между спектральными положениями максимумов двух линий



**Рис. 6.** Спектры электролюминесценции при различных токах инжекции для  $p-i-n$ -диода, изготовленного на основе структуры  $W$ . Штрихпунктирная линия показывает спектральное положение максимумов полосы спонтанного излучения. Серия узких пиков при больших токах связаны с лазерной генерацией на переходах  $e1-A1$  и  $D1s-hh1$ . Сплошная и штриховая стрелки указывают, соответственно, положения лазерной линии и максимума линии спонтанной ЭЛ для переходов  $D1s-hh1$  в диоде  $B$  на пороге генерации. (Цветной вариант рисунка представлен в электронной версии статьи).

(1533.5 мэВ). При накачках  $> 20 \text{ Вт/см}^2$  в результирующую линию спонтанной люминесценции доминирующий вклад дают переходы  $D1s-hh1$ . При возрастании интенсивности оптической накачки примерно на один порядок (от 1 до  $20 \text{ Вт/см}^2$ ), когда в спонтанной ФЛ доминирование переходов  $e1-A1s$  сменяется доминированием переходов  $D1s-hh1$ , максимум результирующей линии спонтанной ФЛ на переходах  $e1-A1s$  и  $D1s-hh1$  испытывает довольно большой „голубой“ сдвиг:  $\sim 8 \text{ мэВ}$ .

В исследуемой здесь структуре  $W$  верхние слои ослабляют оптическую накачку в  $\sim 6$  раз, тем не менее при максимальной накачке  $100 \text{ мВт}$  (что соответствует эффективной интенсивности фотовозбуждения активного слоя с квантовыми ямами  $I_i \approx 8 \text{ Вт/см}^2$ ) в спектре ФЛ заметно появление выступа на высокочастотном крыле линии  $e1-A1s$ , обусловленного наложением линии



**Рис. 7.**  $a$  — положение максимума (правая ось) и интенсивность в максимуме (левая ось) полосы спонтанного излучения в зависимости от тока в диоде  $W$ . Прямыми пунктирными линиями показаны линейные участки зависимостей. Сплошные линии проведены для наглядности.  $b, c$  — модовая структура стимулированного излучения диода  $W$  при различных токах инжекции. Штрихпунктирная линия показывает спектральное положение максимумов полосы спонтанного излучения. Сплошная и штриховая стрелки указывают, соответственно, положения лазерной линии и максимума линии спонтанной ЭЛ для переходов  $D1s-hh1$  в диоде  $B$  на пороге генерации. (Цветной вариант рисунка представлен в электронной версии статьи).



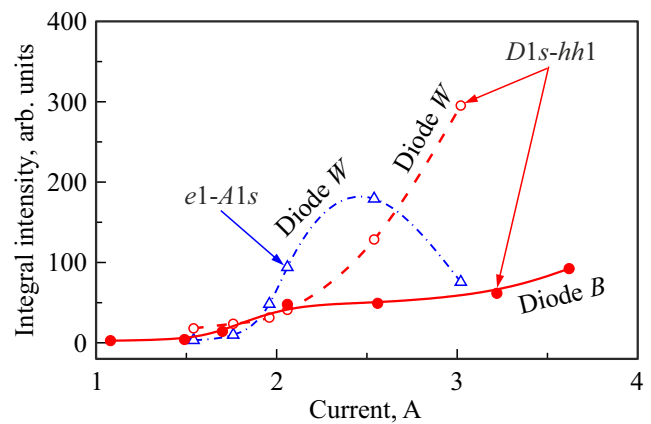
$D1s-hh1$  на линию  $e1-A1s$  (см. рис. 2). Мы не приводим экспериментальные спектры ФЛ при более высоких уровнях накачки, так как их интерпретация затруднена вследствие нагрева образцов.

Перейдем к анализу спектров ЭЛ структуры  $W$  (рис. 6 и 7). При минимальном токе инжекции 0.16 мА максимум линии спонтанной ЭЛ наблюдается при энергии фотонов  $\sim 1537$  мэВ. Можно утверждать, что при этом уровень возбуждения неравновесных электронов и дырок в квантовых ямах существенно превышает уровень, достигаемый при эффективной интенсивности оптического возбуждения активного слоя структуры  $B$   $I_i \approx 8$  Вт/см<sup>2</sup>. Действительно, согласно спектрам ФЛ этой структуры (рис. 2), наблюдение линии спонтанной ФЛ структуры  $W$  при такой энергии фотонов требует мощности оптической накачки  $> 100$  мВт, а значит, эффективной интенсивности  $> 8$  Вт/см<sup>2</sup>. Как отмечалось выше, при таких уровнях возбуждения линия спонтанной ФЛ в этой структуре содержит вклад и переходов  $e1-A1s$ , и переходов  $D1s-hh1$ , причем последние доминируют.

Заметим, что при минимальном токе инжекции  $J = 0.16$  мА уровень возбуждения неравновесных электронов и дырок в диоде  $W$  превышает более чем на порядок уровень возбуждения в структуре  $B$ . Поэтому неудивительно, что порог по току для лазерной генерации в диоде  $W$  (на переходах  $e1-A1s$ ) оказался в 22 раза ниже, чем в диоде  $B$  (на переходах  $D1s-hh1$ ). При  $J \approx 78$  мА на низкочастотном крыле линии спонтанной ЭЛ  $e1-A1s$  появляется одиночная лазерная линия. В отличие от диода  $B$ , в диоде  $W$  порог лазерной генерации предшествует участку ОДП на ВАХ, который начинается при смещении 5.4 В и токе 290 мА (см. рис. 4). На протяжении всего участка ОДП возникают новые замкнутые моды стимулированного излучения и одновременно наблюдается резкий „красный“ сдвиг линии спонтанного излучения, который мы связываем с квантово-размерным эффектом Штарка (см. рис. 6 и 7, *a*). За участком ОДП при возрастании тока максимум линии спонтанного излучения продолжает испытывать „красный“ сдвиг, только с меньшей скоростью, а лазерная генерация срывается (при токе  $\sim 0.49$  А). По-видимому, срыв генерации связан с возрастанием оптического поглощения в активном слое структуры при трансформации энергетического спектра электронов за счет квантово-размерного эффекта Штарка [20].

Дальнейшее увеличение тока снова приводит к генерации различных замкнутых мод на переходах  $e1-A1s$  (см. спектры на рис. 6 и 7, *b* при  $J = 1.5-2$  А). При этом одиночная линия на пороге лазерной генерации сдвинута на  $-6$  мэВ относительно лазерной линии при токе  $J \approx 78$  мА, что также связано с квантово-размерным эффектом Штарка.

При еще более сильной инжекции ( $J \approx 2.1$  А) появляется одиночная лазерная линия с энергией фотонов 1542.03 мэВ. Мы полагаем, что эта линия обусловлена переходами  $D1s-hh1$ . В пользу этого говорит то, что



**Рис. 8.** Интегральная интенсивность стимулированного излучения диодов  $B$  и  $W$  при различных токах инжекции. Заполненные (пустые) кружки соответствуют излучению за счет переходов  $D1s-hh1$  в диоде  $B$  (диоде  $W$ ). Треугольники демонстрируют интенсивность лазерной генерации на переходах  $e1-A1s$  в диоде  $W$ . Линии проведены для наглядности.

в диоде  $B$  при близком значении тока мы наблюдали появление первой моды лазерной генерации при энергии фотона 1530.60 мэВ на низкочастотном крыле линии спонтанной ЭЛ  $D1s-hh1$  с максимумом при 1545.6 мэВ (эти энергии указаны на рис. 6 и 7, *a* сплошной и штриховой стрелками соответственно). Лазерная линия при 1542.03 мэВ также лежит на низкочастотном крыле этой линии спонтанной ЭЛ.

Токовая зависимость интенсивности в максимуме полосы спонтанного излучения для диода  $W$  имеет более сложный вид, чем для диода  $B$  (см. рис. 5, *a* и 7, *a*). Она становится немонотонной в области ОДП, когда резко возрастает электрическое поле и происходит перестройка энергетического спектра электронов. Наблюдаемая  $N$ -образность этой зависимости для диода  $W$ , по-видимому, связана с перераспределением потоков рекомбинации свободных электронов и дырок между каналами  $e1-A1s/A1s-hh1$  и  $e1-D1s/D1s-hh1$ .

Интересно сопоставить интегральные интенсивности стимулированного излучения на переходах  $D1s-hh1$  для диодов  $B$  и  $W$ , поскольку эти переходы актуальны для создания терагерцовых эмиттеров на переходах  $e1-D1s$ . Интегральная интенсивность рассчитывалась в полосе, которая охватывает весь диапазон замкнутых мод на переходах  $D1s-hh1$ :  $\hbar\omega = 1526-1536$  мэВ для диода  $B$  и  $\hbar\omega = 1537-1547$  мэВ для диода  $W$ . Токовые зависимости интегральных интенсивностей для режима лазерной генерации представлены на рис. 8. На рисунке показана также токовая зависимость интегральной интенсивности стимулированного излучения на переходах  $e1-A1s$  для диода  $W$  (расчет проводился в полосе  $\hbar\omega = 1520-1530$  мэВ). Можно сделать вывод, что в диоде  $W$  в условиях одновременной лазерной генерации на переходах  $e1-A1s$  и  $D1s-hh1$  при токах  $> 2.5$  А происходит перераспределение потоков рекомбинации свободных электронов и дырок между каналами

$e1-A1s/A1s-hh1$  и  $e1-D1s/D1s-hh1$  в пользу последнего. При этом диод  $W$  может обеспечить пятикратный выигрыш в интенсивности излучательных переходов  $D1s-hh1$  по сравнению с диодом  $B$ . Значит, компенсированные квантовые ямы с одновременным легированием донорами и акцепторами по центру квантовых ям более предпочтительны для создания ТГц эмиттеров на переходах  $e1-D1s$  по сравнению со случаем пространственного разделения доноров и акцепторов. Следует заметить, что этот результат оказался неожиданным, поскольку при исследованиях БИК фотолюминесценции в аналогичных структурах с компенсированными квантовыми ямами результат был прямо противоположный [10].

## 5. Заключение

В работе проведены исследования люминесценции в ближнем инфракрасном диапазоне в  $p-i-n$ -структурах с компенсированными квантовыми ямами GaAs/AlGaAs. Исследованы структуры с различными профилями распределения донорной (Si) и акцепторной (Be) примеси. Люминесценция при межзонной оптической накачке исследована непосредственно на выращенных структурах. Для исследований электролюминесценции были изготовлены диоды с латеральными размерами  $0.5 \times 2$  мм. Все эксперименты проведены при гелиевой температуре.

На спектрах фотолюминесценции выявлены линии излучательной рекомбинации неравновесных электронов и дырок в квантовых ямах, связанные с участием примесных уровней: электронные переходы с основных состояний доноров  $D1s$  в первую подзону тяжелых дырок  $hh1$  и переходы из первой подзоны электронов  $e1$  на основные уровни акцепторов  $A1s$ . Кроме того, обнаружены пики, обусловленные свободными и связанными экситонами в квантовых ямах, а также широкая полоса межзонной люминесценции в поверхностном контактном слое  $p^{++}$ -GaAs. Полученные спектры были использованы для интерпретации спектров электролюминесценции.

При прямом смещении  $p-i-n$ -диодов были исследованы вольт-амперные характеристики и спектры электролюминесценции. На ВАХ наблюдались участки с отрицательной дифференциальной проводимостью, обусловленной формированием доменов сильного поля в квантовых ямах и резонансным туннелированием. Спектры электролюминесценции с ростом инжекционного тока в диоде демонстрируют сначала „голубой“ сдвиг линий рекомбинации, связанных с примесными уровнями  $D1s$  и  $A1s$ , который наблюдается также в спектрах фотолюминесценции при увеличении накачки и связан с увеличением концентраций неравновесных электронов и дырок в квантовых ямах. При более сильных токах инжекции, в области отрицательной дифференциальной проводимости, наблюдается „красный“ сдвиг этих линий электролюминесценции, вызванный квантово-размерным эффектом Штарка. При определенных уровнях возбуждения в спектрах электролюминесценции наблюдается стимулированное излучение на переходах  $D1s-hh1$

и (или)  $e1-A1s$ , связанное с возбуждением высокодобротных замкнутых мод за счет эффекта полного внутреннего отражения на четырех сколотых гранях диода.

Установлено, что структура с компенсированными квантовыми ямами с одновременным легированием донорами и акцепторами по центру квантовых ям обеспечивает пятикратный выигрыш в интегральной интенсивности стимулированного излучения на переходах  $D1s-hh1$  по сравнению со структурой с пространственным разделением доноров и акцепторов (когда доноры локализованы в квантовых ямах, акцепторы — в барьерах). Переходы  $D1s-hh1$  актуальны для создания источников ТГц излучения, поскольку они обеспечивают динамическое опустошение уровней  $D1s$ , которые являются конечными состояниями для излучательных переходов  $e1-D1s$ , соответствующих ТГц диапазону.

Таким образом, пространственное разделение доноров и акцепторов в МКЯ-слоях  $p-i-n$ -структур нецелесообразно. Для создания источников терагерцового излучения с электрической накачкой более перспективны структуры с селективным легированием квантовых ям одновременно и донорами, и акцепторами.

## Финансирование работы

Работа авторов Р.Б. Адамова, Г.А. Мелентьева и В.А. Шалыгина поддержана Российским научным фондом (грант № 22-22-00103).

## Благодарности

Авторы признательны М.В. Максимову за обсуждение дизайна  $p-i-n$ -структур с квантовыми ямами.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] M. Tonouchi. Nature Photonics, **1** (2), 97 (2007). <https://doi.org/10.1038/nphoton.2007.3>
- [2] D.M. Mittleman. J. Appl. Phys., **122** (23), 230901 (2017). <https://doi.org/10.1063/1.5007683>
- [3] A. Khalatpour, A.K. Paulsen, C. Deimert, Z.R. Wasilewski, Q. Hu. Nature Photonics, **15** (1), 16 (2021). <https://doi.org/10.1038/s41566-020-00707-5>
- [4] A. Khalatpour, M.C. Tam, S.J. Addamane, J. Reno, Z. Wasilewski, Q. Hu. Appl. Phys. Lett., **122** (16), 161101 (2023). <https://doi.org/10.1063/5.0144705>
- [5] A.V. Andrianov, J.P. Gupta, J. Kolodzey, V.I. Sankin, A.O. Zakhar'in, Yu.B. Vasil'ev. Appl. Phys. Lett., **103** (22), 221101 (2013). <https://doi.org/10.1063/1.4832824>
- [6] А.О. Захарын, Ю.Б. Васильев, Н.А. Соболев, В.В. Забродский, С.В. Егоров, А.В. Андрианов. ФТП, **51** (5), 632 (2017). <http://dx.doi.org/10.21883/FTP.2017.05.44420.8432>

- [7] S.M. Li, W.M. Zheng, A.L. Wu, W.Y. Cong, J. Liu, N.N. Chu, Y.X. Song. *Appl. Phys. Lett.*, **97** (2), 023507 (2010). <https://doi.org/10.1063/1.3463467>
- [8] I.S. Makhov, V.Yu. Panevin, D.A. Firsov, L.E. Vorobjev, G.V. Klimko. *J. Appl. Phys.*, **126** (17), 175702 (2019). <https://doi.org/10.1063/1.5121835>
- [9] Р.Б. Адамов, А.Д. Петрук, Г.А. Мелентьев, И.В. Седова, С.В. Сорокин, И.С. Махов, Д.А. Фирсов, В.А. Шалыгин. *НТВ СПбГПУ. Физ.-мат. науки*, **15** (4), 32 (2022). <https://doi.org/10.18721/JPM.15402>
- [10] R.B. Adamov, G.A. Melentev, I.V. Sedova, S.V. Sorokin, G.V. Klimko, I.S. Makhov, D.A. Firsov, V.A. Shalygin. *J. Luminesc.*, **266**, 120302 (2024). <https://doi.org/10.1016/j.jlumin.2023.120302>
- [11] D. Olego, M. Cardona. *Phys. Rev. B*, **22** (2), 886 (1980). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.22.886>
- [12] M.S. Feng, C.S. Ares Fang, H.D. Chen. *Mater. Chem. Phys.*, **42** (2), 143 (1995). [https://doi.org/10.1016/0254-0584\(95\)01566-3](https://doi.org/10.1016/0254-0584(95)01566-3)
- [13] S.V. Poltavtsev, R.I. Dzhiyev, V.L. Korenev, I.A. Akimov, D. Kudlacik, D.R. Yakovlev, M. Bayer. *Phys. Rev. B*, **102** (1), 014204 (2020). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.102.014204>
- [14] G. Bastard. *Wave Mechanics Applied to Semiconductor Heterostructures* (Les Ulis, Les Editions de Physique, 1988).
- [15] А.Е. Жуков, Н.Ю. Гордеев, Ю.М. Шерняков, А.С. Паюсов, А.А. Серин, М.М. Кулагина, С.А. Мингаиров, Н.А. Каложный, М.В. Максимов. *Письма ЖТФ*, **44** (15), 46 (2018). <http://dx.doi.org/10.21883/PJTF.2018.15.46439.17345>
- [16] А.В. Малевская, Н.А. Каложный, Ф.Ю. Солдатенков, Р.В. Левин, Р.А. Салий, Д.А. Малевский, П.В. Покровский, В.Р. Ларионов, В.М. Андреев. *ЖТФ*, **93** (1), 170 (2023). <http://dx.doi.org/10.21883/JTF.2023.01.54078.166-22>
- [17] K.-K. Choi, B.F. Levine, C.G. Bethea, J. Walker, R.J. Malik. *Appl. Phys. Lett.*, **50** (25), 1814 (1987). <https://doi.org/10.1063/1.97706>
- [18] G. Bastard, J.A. Brum, R. Ferreira. *Solid State Phys.*, **44**, 229 (1991). [https://doi.org/10.1016/S0081-1947\(08\)60092-2](https://doi.org/10.1016/S0081-1947(08)60092-2)
- [19] А.А. Подоскин, Д.Н. Романович, И.С. Шашкин, П.С. Гаврина, З.Н. Соколова, С.О. Слипченко, Н.А. Пихтин. *ФТП*, **53** (6), 839 (2019). <http://dx.doi.org/10.21883/FTP.2019.06.47739.9058a>
- [20] А.А. Подоскин, Д.Н. Романович, И.С. Шашкин, П.С. Гаврина, З.Н. Соколова, С.О. Слипченко, Н.А. Пихтин. *ФТП*, **54** (5), 484 (2020). <http://dx.doi.org/10.21883/FTP.2020.05.49266.9343>

Редактор Г.А. Оганесян

## Luminescence in $p-i-n$ structures with compensated quantum wells

R.B. Adamov<sup>1</sup>, G.A. Melentev<sup>1</sup>, A.A. Podoskin<sup>2</sup>, M.I. Kondratov<sup>2</sup>, A.E. Grishin<sup>2</sup>, S.O. Slipchenko<sup>2</sup>, I.V. Sedova<sup>2</sup>, S.V. Sorokin<sup>2</sup>, G.V. Klimko<sup>2</sup>, I.S. Makhov<sup>3</sup>, D.A. Firsov<sup>1</sup>, V.A. Shalygin<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University, 195251 St. Petersburg, Russia

<sup>2</sup> Ioffe Institute, 194021 St. Petersburg, Russia

<sup>3</sup> HSE University, 190008 St. Petersburg, Russia

**Abstract** Photo- and electroluminescence in  $p-i-n$  structures with compensated GaAs/AlGaAs quantum wells have been studied. Two structures with different doping profiles were studied: with spatial separation of donors and acceptors (donors are localized in quantum wells, while acceptors are localized in barriers) and without it (both donors and acceptors are localized in quantum wells). The studies were carried out in the near-IR range at helium temperatures. Luminescence lines due to electron transitions from donor states to the first heavy-hole subband ( $D-hh1$ ) and from the first electron subband to acceptor states ( $e1-A$ ) have been identified. At large electric currents, the near-IR lasing due to these transitions was observed in the electroluminescence spectra. It has been found that the integrated lasing intensity related to the  $D-hh1$  transitions in the structure without a spatial separation of donors and acceptors was three times higher than in the structure with the spatial separation. It is these transitions that ensure effective depletion of donor levels, which is important for the donor-assisted terahertz emission at  $e1-D$  electron transitions. The results of the work can be used in the development of electrically pumped terahertz emitters.