

# Особенности спонтанного и когерентного инфракрасного излучения лазеров, изготовленных на основе одиночного разьединенного гетероперехода II типа

© К.Д. Моисеев<sup>†</sup>, М.П. Михайлова, Ю.П. Яковлев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 11 февраля 2003 г. Принята к печати 17 февраля 2003 г.)

Исследованы электролюминесцентные характеристики одиночной гетероструктуры II типа  $p\text{-Ga}_{0.84}\text{In}_{0.16}\text{As}_{0.22}\text{Sb}_{0.78}/n\text{-In}_{0.83}\text{Ga}_{0.17}\text{As}_{0.80}\text{Sb}_{0.20}$  в интервале температур 77–300 К. Предложена и реализована новая улучшенная лазерная структура на основе разьединенного гетероперехода II типа  $p\text{-GaInAsSb}/n\text{-InGaAsSb}$  в активной области и получена одномодовая генерация на длине волны  $\lambda = 3.14$  мкм при плотности порогового тока  $j_{\text{th}} = 400$  А/см<sup>2</sup> ( $T = 77$  К). Обнаружено преобладание ТМ-поляризации над ТЕ-поляризацией излучения как для спонтанного, так и для когерентного режима работы новой лазерной структуры, что может быть объяснено участием в рекомбинации легких дырок, туннелирующих через гетерограницу.

## 1. Введение

В последние годы возрастает интерес к созданию и исследованию длинноволновых диодных лазеров на основе соединений  $A^{III}B^V$  для среднего инфракрасного (ИК) спектрального диапазона  $\lambda = 2\text{--}5$  мкм. Такие приборы имеют много важных применений, таких как дистанционный анализ газообразного загрязнения атмосферы, лазерная дальнометрия в безопасном для глаз диапазоне длин волн, контроль высоких технологий в промышленности, медицинская диагностика [1,2]. Другим возможным применением являются оптические коммуникации в свободном пространстве в окне пропускания атмосферы 3–5 мкм. При этом для большинства применений важно, чтобы диодные лазеры работали при комнатной температуре.

Работы по созданию длинноволновых лазеров, работающих при высоких температурах, ведутся в ряде ведущих научных центров [3–6]. До настоящего времени сообщалось только о неохлаждаемых инжекционных лазерах на основе  $\text{GaInAsSb}/\text{GaAlAsSb}$  для длин волн  $\lambda < 2.7$  мкм [3] и квантово-каскадных лазерах с длиной волны излучения свыше 5 мкм [4], а также лазерах на основе квантово-размерных гетероструктур II типа, работающих при оптической накачке [5]. Однако до сих пор отсутствуют длинноволновые лазеры ( $3 < \lambda < 5$  мкм) на межзонных переходах, работающие при комнатной температуре. Инфракрасные лазеры на основе узкозонных гетероструктур  $\text{InAsSb}/\text{InAs}$ ,  $\text{GaInAsSb}/\text{InAs}$ ,  $\text{AlGaAsSb}/\text{InAsSb}$ , выращенные методом жидкофазной эпитаксии, молекулярно-пучковой эпитаксии и газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений, работают в непрерывном режиме до температуры  $T = 120$  К и в импульсном режиме до  $T = 255$  К [6].

Имеется ряд фундаментальных причин, лимитирующих работу длинноволновых лазеров на основе соеди-

нений  $A^{III}B^V$  при высоких температурах. Основными факторами, влияющими на предельную рабочую температуру лазера, являются: а) процесс оже-рекомбинации; б) внутризонное поглощение излучения; в) процессы разогрева носителей заряда. Наиболее сильное влияние на температурную зависимость порогового тока оказывает процесс оже-рекомбинации. Этот процесс преобладает над процессом излучательной рекомбинации в объемных узкозонных полупроводниках типа  $\text{InAs}$ ,  $\text{GaSb}$  и их твердых растворах с „резонансной“ структурой энергетических зон, где ширина запрещенной зоны  $E_g$  по энергии близка к величине спин-орбитального расщепления валентной зоны  $\Delta_{\text{so}}$  [7]. Важным фактором, который следует учитывать, является также утечка носителей из активной области лазера на основе обогащенных арсенидом индия соединений вследствие небольшой высоты потенциальных барьеров на гетерограницах с ограничительными слоями  $\text{InAsSbP}$ , в отличие от системы твердых растворов  $\text{AlGaAs}(\text{Sb})/\text{GaAs}(\text{Sb})$ .

В последние годы было предложено несколько оригинальных физических подходов для ослабления процессов оже-рекомбинации в узкозонных гетероструктурах и улучшения температурных характеристик инфракрасных диодных лазерных структур, связанных с использованием гетеропереходов II типа [8,9]. Четверные твердые растворы  $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$  являются перспективными материалами для создания эффективных оптоэлектронных приборов, поскольку они образуют с  $\text{InAs}$  и  $\text{GaSb}$  как ступенчатые, так и разьединенные гетеропереходы II типа и полностью перекрывают спектральный ИК диапазон 2–5 мкм.

Отличительной чертой разьединенных гетеропереходов II типа  $\text{GaInAsSb}/\text{InAs}$  является такое взаимное расположение зон на границе раздела, при котором валентная зона широкозонного твердого раствора  $\text{GaInAsSb}$  расположена выше по энергии зоны проводимости узкозонного материала ( $\text{InAs}$ ) на величину 60–100 мэВ [10]. В термодинамическом равновесии после контакта двух

<sup>†</sup> E-mail: mkd@iropt2.ioffe.rssi.ru

полупроводников благодаря изгибу зон на гетерогранице образуется глубокая потенциальная яма для электронов на стороне InAs, которые удерживаются вблизи гетерограницы внутренним электрическим полем за счет дырок, локализованных в самосогласованной потенциальной яме на стороне твердого раствора. В результате на гетерогранице создается квантово-размерный полуметаллический канал пространственно разделенных носителей, локализованных по разные стороны границы раздела. При приложении отрицательного потенциала к  $p$ -InAs глубина ям увеличивается за счет притока внешних носителей настолько, что возможно образование одного или даже двух заполненных уровней в электронной квантовой яме. В такой структуре становятся возможными туннельные переходы носителей через гетерограницу с их последующей излучательной рекомбинацией.

Ранее нами был предложен новый физический подход к созданию полупроводникового диодного лазера для среднего ИК диапазона, в котором используется туннельная инжекция носителей через границу II типа в одиночном разьединенном гетеропереходе  $p$ -GaInAsSb/ $p$ -InAs. В такой гетероструктуре на границе раздела благодаря асимметричному разрыву краев зоны проводимости и валентной зоны ( $\Delta E_C \approx 0.64$  эВ и  $\Delta E_V \approx 0.42$  эВ) создаются одновременно потенциальные барьеры для электронно-дырочного размерного квантования, что приводит к сильной аккумуляции носителей в активной области и увеличивает эффективность рекомбинации пространственно разделенных электронов и дырок вблизи гетерограницы [11]. При этом рабочий ток может поддерживаться за счет туннельной инжекции электронов из объема узкозонного полупроводника.

Интенсивная электролюминесценция (ЭЛ) наблюдалась в спектральном интервале 0.3–0.7 эВ. Спектры ЭЛ при  $T = 77$  К содержали 2 четко выраженные полосы излучения с энергиями фотона в максимуме  $h\nu_A = 0.314$  эВ и  $h\nu_B = 0.378$  эВ. При увеличении тока через структуру наблюдался „голубой“ сдвиг второй полосы в область больших энергий фотона. Третья, высокоэнергетическая полоса  $h\nu_C = 0.633$  эВ, более широкая и менее интенсивная, наблюдалась только при сильном уровне инжекции и была обусловлена рекомбинацией оже-электронов из квантовой ямы с объемными дырками твердого раствора  $\text{Ga}_{0.84}\text{In}_{0.16}\text{As}_{0.22}\text{Sb}_{0.78}$  ( $E_g = 0.635$  эВ [12]). Эта полоса указывала на то, что высота эффективного потенциального барьера для электронов в изотипной  $p$ - $p$ -гетероструктуре значительно меньше разрыва зоны проводимости на гетерогранице ( $V_e < 0.4$  эВ).

Нами также был создан и исследован новый туннельно-инжекционный лазер, в активной области которого был помещен разьединенный изотипный гетеропереход II типа  $p$ -Ga<sub>0.84</sub>In<sub>0.16</sub>As<sub>0.22</sub>Sb<sub>0.78</sub>/ $p$ -In<sub>0.83</sub>Ga<sub>0.17</sub>As<sub>0.80</sub>Sb<sub>0.20</sub> [13]. Одномодовая генерация была получена в интервале температур 77–125 К. При  $T = 77$  К длина волны стимулированного излучения

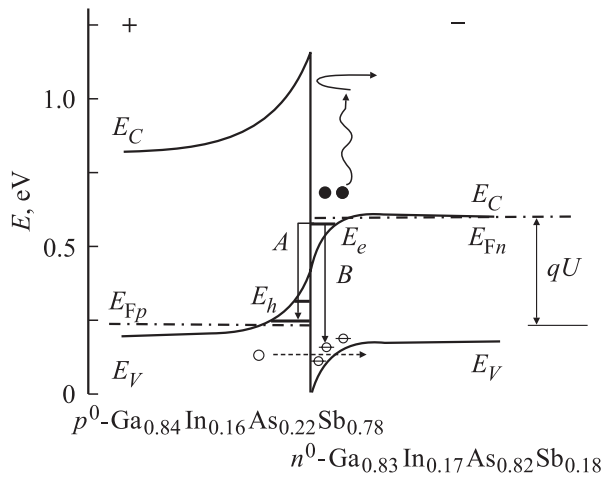
составляла  $\lambda = 3.26$  мкм, плотность порогового тока достигала  $j_{th} = 2$  кА/см<sup>2</sup>. В такой лазерной структуре наблюдались подавление оже-рекомбинации на гетерогранице и ослабление температурной зависимости порогового тока: в области температур 80–110 К было достигнуто высокое значение характеристической температуры  $T_0 = 60$  К, что указывало на перспективность улучшения рабочих характеристик ИК лазера на основе разьединенного гетероперехода II типа.

Дальнейшие исследования температурных и пороговых характеристик такого лазера выявили несколько основных причин, лимитирующих его работу при повышении температуры. Во-первых, основная из них была связана с большим током утечки носителей из активной области лазера: дырок из валентной зоны широкозонного полупроводника в валентную зону узкозонного через узкий барьер на гетерогранице, обусловленный энергетической диаграммой  $p$ - $p$ -гетероструктуры при обратном смещении, и электронов из квантовой ямы на стороне узкозонного твердого раствора в зону проводимости широкозонного слоя раствора за счет заброса, оже-электронов через потенциальный барьер  $V_e$  на гетерогранице. Во-вторых, из-за наличия беспорогового оже-процесса [14] неосновные носители, в данном случае электроны, локализуются вблизи гетерограницы, и это приводит к усилению внутризонного поглощения, экспоненциально зависящего от температуры.

В данной работе был изучен механизм излучательной рекомбинации в гетеропереходе II типа  $p$ -GaInAsSb/ $n$ -InGaAsSb как перспективного варианта активной области лазера. Исследованы электролюминесценция в диапазоне температур 77–300 К и особенности когерентного излучения в асимметричной лазерной структуре на основе  $p$ -Ga<sub>0.84</sub>In<sub>0.16</sub>As<sub>0.22</sub>Sb<sub>0.78</sub>/ $n$ -In<sub>0.83</sub>Ga<sub>0.17</sub>As<sub>0.80</sub>Sb<sub>0.20</sub>, в том числе люминесцентные поляризационные характеристики.

## 2. Методика эксперимента

Для этой цели была создана модельная одиночная гетероструктура  $p$ -Ga<sub>0.84</sub>In<sub>0.16</sub>As<sub>0.22</sub>Sb<sub>0.78</sub>/ $n$ -In<sub>0.83</sub>Ga<sub>0.17</sub>As<sub>0.80</sub>Sb<sub>0.20</sub> на основе нелегированных слоев четверного твердого раствора GaInAsSb, широкозонного Ga<sub>0.84</sub>In<sub>0.16</sub>As<sub>0.22</sub>Sb<sub>0.78</sub> с концентрацией дырок  $p = 2 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup> и узкозонного In<sub>0.83</sub>Ga<sub>0.17</sub>As<sub>0.80</sub>Sb<sub>0.20</sub> ( $E_g = 0.395$  эВ при  $T = 77$  К) с концентрацией электронов  $n = 10^{16}$  см<sup>-3</sup>. Изопериодная гетероструктура была выращена методом жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ) на нелегированной подложке  $n$ -InAs(100) ( $n = 2 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>). Эпитаксиальные структуры, полученные в условиях термодинамического равновесия фазовой диаграммы раствора-расплава, и наращиваемые слои не были напряженными и были получены с высоким качеством резкой гетерограницы, что подтверждается результатами рентгеноструктурной диагностики. Расогласование эпитаксиальных слоев с подложкой не превышало  $\Delta a/a \approx 2 \cdot 10^{-3}$  [15].



**Рис. 1.** Энергетическая диаграмма гетероперехода II типа  $p\text{-Ga}_{0.84}\text{In}_{0.16}\text{As}_{0.22}\text{Sb}_{0.78}/n\text{-In}_{0.83}\text{Ga}_{0.17}\text{As}_{0.80}\text{Sb}_{0.20}$  при приложении внешнего смещения  $U$ . Стрелками указаны возможные излучательные переходы.

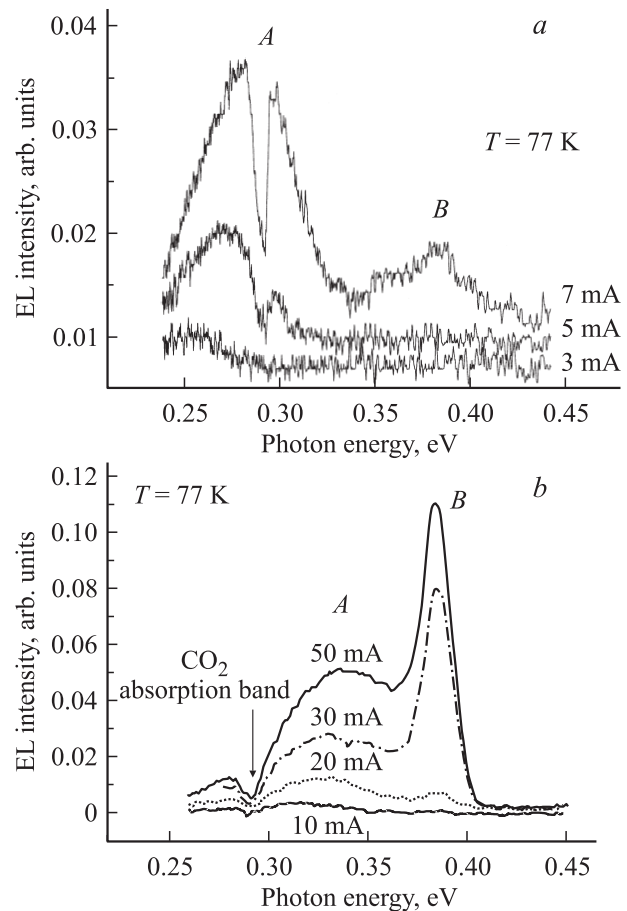
Полученные твердые растворы образуют между собой гетеропереход II типа (рис. 1), близкий к ступенчатому. Перекрытие валентной зоны широкозонного полупроводника с зоной проводимости узкозонного составляет, по нашим оценкам, величину порядка  $\Delta \approx 10\text{--}20\text{ мэВ}$ . При расчете энергетической величины перекрытия  $\Delta$  использовалась линейная интерполяция значений электронного сродства бинарных соединений, входящих в состав четверного твердого раствора GaInAsSb. Сравнительно малый изгиб зон на границе раздела обеспечивал большое значение потенциального барьера в зоне проводимости  $V_e \approx \Delta E_C = 0.6\text{ эВ}$ , что позволяло достичь размерного квантования электронного газа и подавить оже-процессы с забросом горячих электронов в зону проводимости твердого раствора  $p\text{-GaInAsSb}$ . Разъединенный гетеропереход II типа  $p\text{-Ga}_{0.84}\text{In}_{0.16}\text{As}_{0.22}\text{Sb}_{0.78}/n\text{-InAs}$ , включенный в обратном направлении, обеспечивал хороший омический контакт к эпитаксиальной гетероструктуре.

### 3. Результаты эксперимента и обсуждение

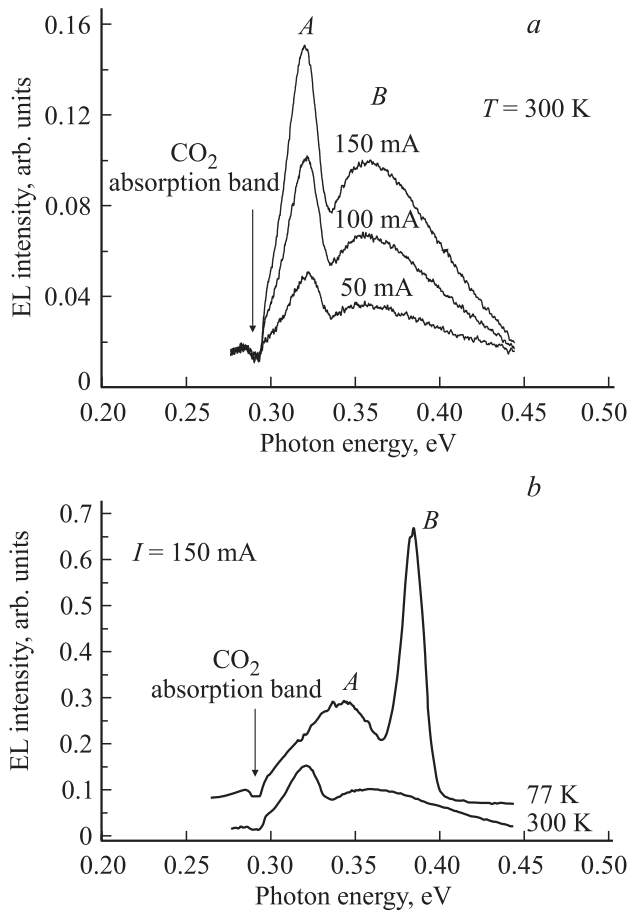
При приложении внешнего смещения таким образом, что отрицательный потенциал прикладывался к эпитаксиальному слою  $n\text{-InGaAsSb}$ , а положительный — к  $n\text{-InAs}$ , наблюдалось интенсивное спонтанное излучение в спектральном диапазоне  $0.24\text{--}0.45\text{ эВ}$  в широком интервале температур вплоть до комнатной (рис. 2, 3). Как видно из рис. 2, спектры электролюминесценции (ЭЛ) при  $T = 77\text{ К}$  содержали две ярко выраженные полосы излучения с энергиями фотона в максимуме  $h\nu_A = 0.280\text{ эВ}$  и  $h\nu_B = 0.383\text{ эВ}$  соответственно. Следует отметить, что спектральное положение наблюдаемых в эксперименте полос почти совпадает со спек-

тральным положением полос ЭЛ для гетероструктуры  $p\text{-GaInAsSb}/p\text{-InAs}$ , что позволяет предположить общую природу рекомбинационных переходов, обусловленную влиянием гетерограницы II типа.

Аналогично спектрам для  $p\text{-}p\text{-}$ структуры, при малых уровнях инжекции ( $I < 10\text{ мА}$ ) в спектрах ЭЛ на рис. 2, *a* доминирует низкоэнергетическая полоса A ( $h\nu_A = 0.250\text{ эВ}$ ), при этом полуширина пика составляет  $50\text{ мэВ}$ . При увеличении тока накачки  $I$  максимум излучения данной полосы сдвигается в сторону больших энергий и достигает значения  $0.345\text{ эВ}$ , тогда как спектральное положение максимума высокоэнергетической полосы B с полушириной  $18\text{ мэВ}$  почти не изменяется в зависимости от тока (рис. 2, *b*). Дальнейшее увеличение тока не приводит к заметному изменению положения пика A, поскольку он мог быть закрыт низкоэнергетическим хвостом распределения излучения в области более интенсивного пика B. Полоса B появляется при более высоких уровнях инжекции ( $I = 7\text{ мА}$ ), ее интенсивность быстро возрастает с ростом тока, проходящего через структуру, и при  $I \gtrsim 30\text{ мА}$  она доминирует в спек-



**Рис. 2.** Спектры электролюминесценции для одиночной гетероструктуры II типа  $p\text{-Ga}_{0.84}\text{In}_{0.16}\text{As}_{0.22}\text{Sb}_{0.78}/n\text{-In}_{0.83}\text{Ga}_{0.17}\text{As}_{0.80}\text{Sb}_{0.20}$  при прямом смещении при  $T = 77\text{ К}$  для разных величин токов при уровнях инжекции: *a* — малых, *b* — больших. Стрелкой обозначена полоса поглощения  $\text{CO}_2$  в атмосфере ( $\lambda \approx 4.25\text{ мкм}$ ).



**Рис. 3.** Спектры ЭЛ для одиночной гетероструктуры II типа  $p\text{-Ga}_{0.84}\text{In}_{0.16}\text{As}_{0.22}\text{Sb}_{0.78}/n\text{-In}_{0.83}\text{Ga}_{0.17}\text{As}_{0.80}\text{Sb}_{0.20}$  при прямом смещении: *a* — при  $T = 300$  К и разных токах через гетероструктуру; *b* — при  $T = 77$  и  $300$  К и токе  $150$  мА. Стрелкой обозначена полоса поглощения  $\text{CO}_2$  в атмосфере ( $\lambda \approx 4.25$  мкм).

трах ЭЛ. Обе полосы имеют одинаково асимметричную форму пика: резкий край со стороны высоких энергий и экспоненциально спадающий хвост в область низких энергий фотона.

Если представить зависимость интенсивности излучения в виде выражения

$$\Phi_m \propto I^\eta,$$

где  $\Phi_m$  — интенсивность электролюминесценции и  $I$  — ток, протекающий через структуру, то для полосы *A* на зависимости интенсивности ЭЛ от тока можно выделить 2 участка:

$$\Phi_m \propto I^2$$

для малых токов  $I < 20$  мА, который трансформируется в линейный участок,

$$\Phi_m \propto I$$

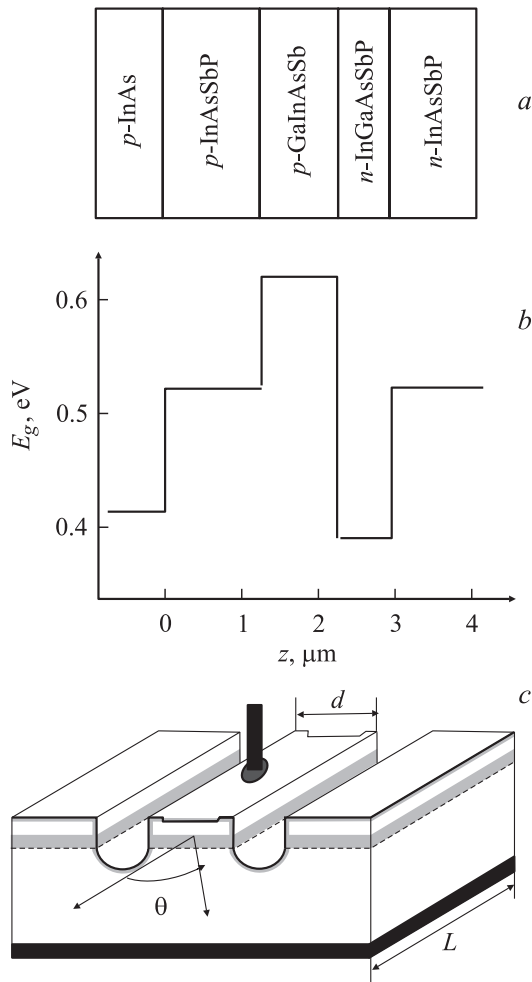
для токов  $I > 30$  мА. Интенсивность излучения в максимуме полосы *B* во всем интервале токов, при которых

наблюдалась спонтанная ЭЛ, возрастала по зависимости  $\Phi_m \propto I^\eta$  с параметром  $\eta > 1$ . Такой сложный характер зависимости интенсивности от тока может быть объяснен вкладом сразу нескольких механизмов протекания тока через структуру вблизи гетерограницы. Отсутствие в спектрах ЭЛ для  $p$ - $n$ -структуры высокоэнергетической полосы типа  $h\nu_C = 0.633$  эВ, наблюдаемой ранее в  $p$ - $p$ -структуре и связанной с оже-рекомбинацией в объеме широкозонного твердого раствора GaInAsSb, подтверждает наше предположение об улучшении удержания электронов в активной области исследованных гетероструктур.

„Голубой“ сдвиг полосы *A* с ростом тока и ее большая полуширина могут быть связаны с заполнением потенциальной ямы для дырок на стороне широкозонного слоя GaInAsSb. При высоком уровне инжекции и, следовательно, большем смещении, приложенном к структуре, создаются условия для формирования квантовых уровней локализации дырок, что в эксперименте проявляется в стабилизации положения полосы *A* ( $h\nu_A = 0.345$  эВ). В свою очередь положение полосы *B* остается неизменным с ростом тока, что объясняется вкладом в рекомбинационный процесс переходов с участием поверхностных уровней на гетерогранице.

Наиболее впечатляющим фактом было наблюдение интенсивной ЭЛ при комнатной температуре (рис. 3). Спектры ЭЛ также содержат 2 полосы излучения, однако в отличие от низких температур ( $T = 77$  К) очевидно перераспределение интенсивности между пиками *A* и *B*. При  $T = 300$  К доминирующей в спектре становится полоса *A* с энергией фотона в максимуме  $h\nu_A = 0.320$  эВ и полушириной  $26$  мэВ, тогда как пик *B* с энергией фотона в максимуме  $h\nu_B = 0.355$  эВ проявлялся в виде более слабой и широкой полосы излучения с полушириной  $68$  мэВ. Наблюдение ЭЛ при  $T = 300$  К в полосе *A* показало перспективность создания эффективных излучающих приборов на основе разьединенных гетеропереходов II типа, работающих при температурах, близких к комнатной. При более высокой температуре ( $T > 200$  К) гетеропереход  $p\text{-Ga}_{0.84}\text{In}_{0.16}\text{As}_{0.22}\text{Sb}_{0.78}/n\text{-In}_{0.83}\text{Ga}_{0.17}\text{As}_{0.80}\text{Sb}_{0.20}$  становится разьединенным, при этом изначально мы имеем заполненный носителями полуметаллический канал на границе раздела. Привлечение небольшого внешнего смещения приводит к возникновению интенсивной интерфейсной ЭЛ ( $h\nu_A = 0.320$  эВ), которая доминирует над объемной люминесценцией, отражаемой полосой *B* ( $h\nu_B = 0.355$  эВ).

Новая лазерная структура содержит в качестве активной области гетеропереход II типа  $p\text{-Ga}_{0.84}\text{In}_{0.16}\text{As}_{0.22}\text{Sb}_{0.78}/n\text{-In}_{0.83}\text{Ga}_{0.17}\text{As}_{0.80}\text{Sb}_{0.20}$ , зонная диаграмма которого представлена на рис. 1. Нами была изготовлена пятислойная структура с раздельным размерным квантованием, представленная на рис. 4, которая была выращена методом ЖФЭ на подложке  $p\text{-InAs}(100)$ . В качестве накрывающих слоев использовались четверные твердые растворы  $\text{InAs}_{1-y-x}\text{Sb}_y\text{P}_x$  ( $x = 0.30$ ). Методом стандартной фотолитографии

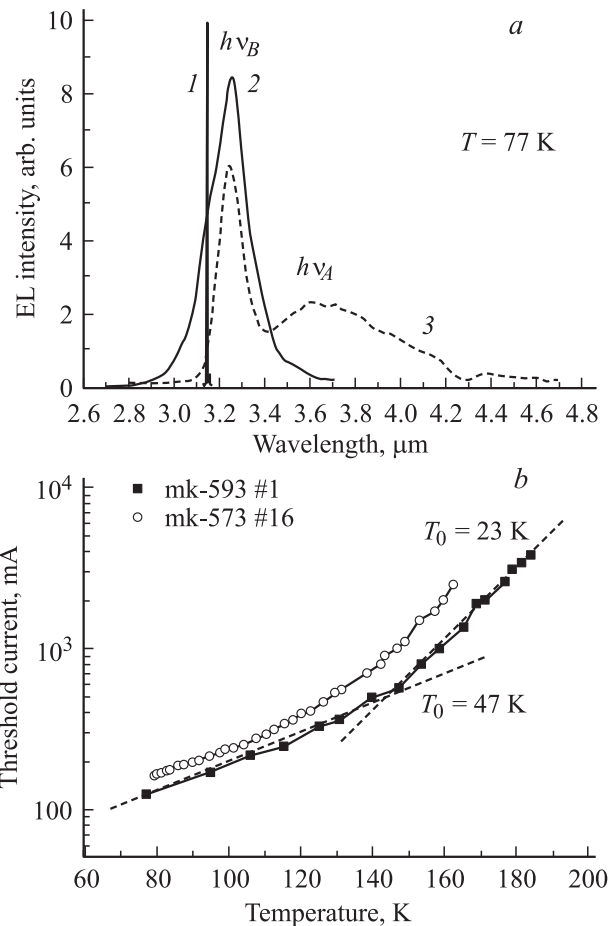


**Рис. 4.** *a* — материалы слоев и *b* — послойный профиль ширины запрещенной зоны новой лазерной структуры с гетеропереходом II типа  $p\text{-Ga}_{0.84}\text{In}_{0.16}\text{As}_{0.22}\text{Sb}_{0.78}/n\text{-In}_{0.83}\text{Ga}_{0.17}\text{As}_{0.80}\text{Sb}_{0.20}$  в активной области; *c* — рабочая лицевая грань лазерного чипа.

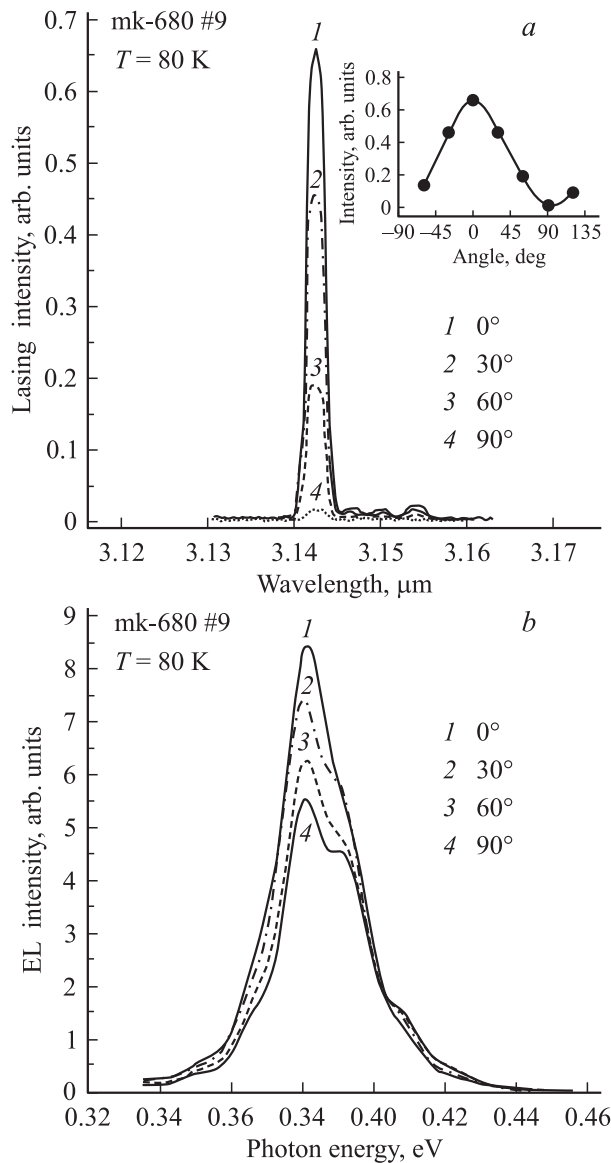
были получены мезаполосковые лазерные диоды с шириной полоска  $d = 60$  мкм и длиной резонатора  $L = 400$  мкм (рис. 4, *c*). Лазерные чипы крепились на медный теплоотвод. Измерение выходящего излучения производилось со стороны лицевой рабочей грани.

В такой структуре наблюдалось спонтанное и когерентное излучение. Одномодовая генерация была получена на длине волны  $\lambda = 3.14$  мкм при плотности порогового тока  $j_{\text{th}} = 400$  А/см<sup>2</sup> при  $T = 77$  К (рис. 5, *a*). Стимулированное излучение возникало на высокоэнергетическом краю спектра спонтанного излучения. Для сравнения на рисунке приведен спектр ЭЛ, полученный для круглой мезаструктуры на основе одиночного гетероперехода  $p\text{-Ga}_{0.84}\text{In}_{0.16}\text{As}_{0.22}\text{Sb}_{0.78}/n\text{-In}_{0.83}\text{Ga}_{0.17}\text{As}_{0.80}\text{Sb}_{0.20}$ , выращенного непосредственно на подложке  $n\text{-InAs}$ . Можно утверждать, что лазерное излучение обусловлено рекомбинационными переходами, связанными с гетерограницей.

Поскольку основным механизмом излучательной рекомбинации в таком гетеропереходе является туннельная излучательная рекомбинация через квантовые состояния на гетерогранице II типа, мы ожидали подавления оже-рекомбинации и достижения более слабой температурной зависимости порогового тока по сравнению с результатами работы [13], в которой использовался изотипный разьединенный  $p\text{-}p$ -гетеропереход II типа в активной области, где пороговый ток был достаточно велик из-за большой утечки носителей (как электронов, так и дырок) через гетерограницу. Действительно, наблюдаемая величина порогового тока в исследуемых структурах была в 5 раз ниже, чем в ранее изученной лазерной структуре с разьединенным  $p\text{-}p$ -гетеропереходом II типа в активной области. Как видно из рис. 5, *b*, в новом лазере нам удалось продлить участок слабой температурной зависимости порогового тока в импульсном режиме ( $\tau = 200\text{--}500$  нс) вплоть до  $T = 140\text{--}150$  К по сравнению с  $T = 110$  К, полученной для лазера с  $p\text{-}p$ -переходом. Мы достигли также более высокого значения характеристической температуры  $T_0 = 47$  К на участке  $77\text{--}140$  К и  $T_0 = 23$  К в интервале



**Рис. 5.** *a* — спектры лазерного излучения (1) и спонтанной эмиссии, полученные для полоскового лазера (2) и круглой мезы (3); *b* — температурные зависимости порогового тока для новых лазерных структур с  $p\text{-}n$ -гетеропереходом II типа в активной области.



**Рис. 6.** Степень поляризации спектров когерентного излучения (a) и спонтанной электролюминесценции (b), измеренные с лицевой грани полоска новой лазерной структуры с  $p$ - $n$ -гетеропереходом II типа в активной области.

150–200 К. Предельная рабочая температура лазера была повышена вплоть до  $T = 195$  К. При увеличении рабочей температуры свыше 150 К пороговый ток заметно возрастал ( $T_0 = 23$  К), что может быть объяснено вкладом в пороговый ток оже-процесса, связанного как с переходом горячих дырок в спин-орбитально отщепленную зону (CHHS), так и с поглощением излучения на свободных носителях внутри валентной зоны. Недавние удачные исследования по созданию новых гибридных лазерных структур  $A^{III}B^V/A^{II}B^VI$  показали возможные пути достижения размерного квантования дырочного газа и удержания дырок в активной области лазера [16].

Исследование поляризации света в спонтанном и когерентном режимах для исследуемой лазерной струк-

туры показало преобладающую роль ТМ-поляризации над ТЕ-поляризацией для люминесценции, возникающей с участием гетероперехода II типа (рис. 6). Это подтверждает туннельное происхождение оптических излучательных переходов через гетерограницу II типа. Как видно из рис. 6, a, максимальная интенсивность излучения была получена, когда направление вектора поляризатора было перпендикулярно плоскости гетероперехода (режим ТМ-поляризации). При повороте поляризатора на  $90^\circ$  лазерное излучение почти полностью исчезало, тогда как интенсивность полосы  $B$  в спектре спонтанной ЭЛ, полученной вблизи порога лазерной генерации при  $T = 80$  К, уменьшалась в 2 раза (рис. 6, b). Кроме того, появлялась дополнительная полоса  $h\nu_C = 0.410$  эВ, поляризационная зависимость интенсивности которой была противоположна наблюдаемым ранее полосам излучения  $A$  и  $B$ . Скорее всего, эта полоса отвечает излучательным переходам в объеме узкозонного твердого раствора  $n$ -InGaAsSb. Ранее, в работе [17] ТМ-поляризация излучения для ступенчатого гетероперехода II типа GaSb/GaInAsSb была объяснена туннелированием легких дырок из валентной зоны  $p$ -GaSb через гетерограницу под потенциальный барьер с их последующей рекомбинацией с электронами в слое  $n$ -GaInAsSb.

Таким образом, в предлагаемой новой лазерной структуре мы добились хорошего электронного ограничения и удержания электронов в активной области, однако остается существенной проблемой утечка дырок через слабый потенциальный барьер в разрыве валентной зоны на гетерогранице II типа  $p$ -Ga<sub>0.84</sub>In<sub>0.16</sub>As<sub>0.22</sub>Sb<sub>0.78</sub>/ $n$ -In<sub>0.83</sub>Ga<sub>0.17</sub>As<sub>0.80</sub>Sb<sub>0.20</sub>. По нашему мнению, полоса  $A$  является результатом туннелирования электронов и дырок с уровней локализации в самосогласованных квантовых ямах через гетерограницу за счет сильного перекрытия волновых функций, тогда как полоса  $B$  отвечает излучательным переходам в узкозонном твердом растворе  $n$ -InGaAsSb между электронами из квантовой ямы и дырками, туннелирующими через связанные состояния на гетерогранице.

#### 4. Заключение

В данной работе были изучены электролюминесцентные характеристики одиночной гетероструктуры II типа  $p$ -Ga<sub>0.84</sub>In<sub>0.16</sub>As<sub>0.22</sub>Sb<sub>0.78</sub>/ $n$ -In<sub>0.83</sub>Ga<sub>0.17</sub>As<sub>0.80</sub>Sb<sub>0.20</sub> в интервале температур 77–300 К и была показана перспективность создания ИК лазерных структур на основе разьединенных гетеропереходов II типа, использующих туннельные излучательные рекомбинационные переходы через гетерограницу. Предложена и реализована новая улучшенная лазерная структура на основе использования разьединенного гетероперехода II типа  $p$ -GaInAsSb/ $n$ -InGaAsSb в активной области. Наблюдалась одномодовая генерация на длине волны  $\lambda = 3.14$  мкм при плотности порогового тока  $j_{th} = 400$  А/см<sup>2</sup> ( $T = 77$  К). Получено высокое значение

характеристической температуры  $T_0 = 47$  К и достигнута предельная рабочая температура лазера в импульсном режиме  $T = 195$  К. Для новой лазерной структуры обнаружено преобладание ТМ-поляризации над ТЕ-поляризацией излучения как для спонтанного, так и для когерентного режима работы. Этот факт может быть объяснен участием в рекомбинации легких дырок, туннелирующих через гетерограницу.

Для улучшения характеристик и повышения рабочей температуры длинноволновых лазеров на основе InAs вплоть до комнатной необходима дальнейшая оптимизация конструкции лазерной структуры, в том числе исследование фундаментальных механизмов безызлучательных потерь (оже-процессов, тепловых потерь в ограничивающих слоях структуры, процессов внутризонного поглощения и связанного с ним разогрева носителей).

Данная работа частично поддержана Министерством промышленности, науки и технологий России в рамках программы „Физика твердотельных наноструктур“ и Российским фондом фундаментальных исследований, грант № 02-02-17633.

## Список литературы

- [1] A.I. Nadezhdinski, A.M. Prokhorov. SPIE Proc., **1724**, 2 (1992).
- [2] А.Н. Именков, Н.М. Колчанова, П. Кубат, К.Д. Моисеев, С. Цивиш, Ю.П. Яковлев. ФТП, **35**, 375 (2001).
- [3] D. Garbuzov, M. Mayaorov et al. Appl. Phys. Lett., **74**, 2990 (1999).
- [4] F. Capasso et al. Electron. Lett., **30**, 865 (1994).
- [5] D.W. Stokes, L.J. Olafsen, W.W. Bewley, I. Vurgaftman, C.L. Felix, E.H. Aifer, J.R. Meyer, M.J. Yang. J. Appl. Phys., **86**, 4729 (1999).
- [6] A. Wilk, M.E. Gazouli, M.E. Skouri, P. Christol, P. Grech, A.N. Baranov, A. Joullie. Appl. Phys. Lett., **77**, 2298 (2000).
- [7] М.П. Михайлова, А.А. Рогачев, И.Н. Яснеевич. ФТП, **10**, 8 (1976).
- [8] A.A. Allerman et al. Electron. Lett., **34**, 369 (1998).
- [9] Yu.P. Yakovlev, T.N. Danilova, A.N. Imenkov, M.P. Mikhailova, K.D. Moiseev, O.G. Ershov, V.V. Sherstnev, G.G. Zegrya. SPIE Proc., **3001**, 237 (1997).
- [10] М.П. Михайлова, И.А. Андреев, Т.И. Воронина, Т.С. Лагунова, К.Д. Моисеев, Ю.П. Яковлев. ФТП, **29**, 353 (1995).
- [11] М.П. Михайлова, Г.Г. Зегря, К.Д. Моисеев, И.Н. Тимченко, Ю.П. Яковлев. ФТП, **29**, 687 (1995).
- [12] К.Д. Моисеев, А.А. Торопов, Я.В. Терентьев, М.П. Михайлова, Ю.П. Яковлев. ФТП, **34**, 1432 (2000).
- [13] К.Д. Моисеев, М.П. Михайлова, О.Г. Ершов, Ю.П. Яковлев. Письма ЖТФ, **21**, 83 (1995).
- [14] G.G. Zegrya, A.D. Andreev. Appl. Phys. Lett., **67**, 2683 (1996).
- [15] К.Д. Моисеев, А.А. Ситникова, Н.Н. Фалеев, Ю.П. Яковлев. ФТП, **34**, 1438 (2000).
- [16] Yu.P. Yakovlev, S.V. Ivanov, A.M. Monakhov, K.D. Moiseev, V.A. Solov'ev, I.V. Sedova, Ya.V. Terent'ev, A.A. Toropov, M.P. Mikhailova, B.Ya. Meltser, P.S. Kor'ev. SPIE Proc., **4651**, 203 (2002).

- [17] Н.С. Аверкиев, А.Н. Баранов, А.Н. Именков, А.А. Рогачев, Ю.П. Яковлев. Письма ЖТФ, **13**, 332 (1987).

Редактор Т.А. Полянская

## Peculiarities of spontaneous and coherent emission of IR-lasers based on a type II single broken-gap heterojunction

K.D. Moiseev, M.P. Mikhailova, Yu.P. Yakovlev

loffe Physicotechnical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St. Petersburg, Russia

**Abstract** Electroluminescence characteristics of the type II single  $p\text{-Ga}_{0.84}\text{In}_{0.16}\text{As}_{0.22}\text{Sb}_{0.78}/n\text{-In}_{0.83}\text{Ga}_{0.17}\text{As}_{0.80}\text{Sb}_{0.20}$  heterostructure were studied at 77–300 K. Novel advanced laser structure based on a type II broken-gap  $p\text{-GaInAsSb}/n\text{-InGaAsSb}$  heterojunction as an active region was proposed and realized. Single-mode lasing ( $\lambda = 3.14 \mu\text{m}$ ) was achieved at a threshold current density  $j_{\text{th}} = 400 \text{ A/cm}^2$  at  $T = 77$  K. The predominance of TM over TE-polarization was found out for both spontaneous and coherent regime of the novel laser structure. That could be explained by light holes contribution into radiative recombination due to their tunnelling across the interface.