

## ДЛИННОВОЛНОВЫЕ НИЗКОПороГОВЫЕ ЛАЗЕРЫ НА ОСНОВЕ СОЕДИНЕНИЙ $A^{III}B^V$

М. Айдаралиев, Н. В. Зотова, С. А. Карандашев,  
Б. А. Матвеев, Н. М. Стусь, Г. Н. Талалакин

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021, Санкт-Петербург, Россия  
(Получена 22.05.1992. Принята к печати 27.05.1992)

Приведены данные об инжекционных низкопороговых ( $J_{th} < 100 \text{ А/см}^2$ ) лазерах в диапазоне длин волн 3—4 мкм, созданных на основе гетероструктур  $\text{InAsSbP/InGaAsSb}$  для составов, близких к  $\text{InAs}$ .

Основные свойства лазерных структур рассмотрены на примере двойных гетероструктур (ДГС) с активной областью из  $\text{InAs}$ .

Показано, что величина и температурная зависимость порогового тока, а также максимальная температура, при которой наблюдается генерация, определяются конкуренцией излучательного и безызлучательного механизмов рекомбинации. В области низких температур ( $T \leq 50 \text{ К}$ ) преобладает излучательная рекомбинация, и величина внутреннего квантового выхода  $\eta_i \approx 100\%$ . В интервале 77—150 К преобладает межзонная оже-рекомбинация с возбуждением тяжелой дырки в спин-орбитально отщепленную зону, уменьшающая  $\eta_i$  до 2.5% при 150 К.

Из экспериментальных зависимостей плотности порогового тока от толщины активной области, уровня легирования, длины резонатора определены оптимальные параметры лазеров на основе  $n\text{-InAs}$  и поглощение на свободных носителях в  $n\text{-InAs}$ : для  $n = 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$   $\alpha_j \approx 5 \text{ см}^{-1}$  (77 К).

Наблюдаемый разброс энергий лазерных пиков в ДГС  $\text{InAsSbP/InAs}$  ( $h\nu = 393\text{—}410 \text{ мэВ}$ , 77 К) следует связать, по-видимому, как с возможной реализацией переходов зона—зона, зона—акцептор, так и с интерфейсной рекомбинацией, т. е. переходом из энергетического кармана в зоне проводимости на акцепторные уровни, характерном для гетеропереходов II рода в этой системе.

Лазерные источники в спектральной области 3—4 мкм представляют интерес в связи с созданием нового поколения средств волоконно-оптических линий связи на основе флюоритных стекол, уменьшающих величину оптических потерь до  $2.5 \cdot 10^{-4} \text{ дБ/км}$ . Их применение может также существенно повысить эффективность приборов газового анализа, лазерной дальнометрии и т. п.

В качестве материалов для создания инжекционных лазеров в спектральном диапазоне 3—4 мкм могут быть использованы прямозонные во всей области составе твердые растворы  $\text{InAsSbP}$  и  $\text{InGaAsSb}$ , изопериодные с бинарными материалами  $\text{InAs}$  и  $\text{GaSb}$ . При этом система  $\text{InAs}_{1-x-y}\text{Sb}_x\text{P}_y$ , изопериодная с  $\text{InAs}$  ( $y = 2, 2x$ ), предпочтительнее для создания ограничивающих слоев двойных гетероструктур (ДГС), так как в отличие от  $\text{InGaAsSb}$  с ростом  $E_g$  коэффициент преломления  $\bar{n}$  в  $\text{InAsSbP}$  уменьшается.

Первые попытки создания и исследования инжекционных лазеров в области 3—4 мкм на основе соединений  $A^{III}B^V$  были предприняты более 25 лет назад, однако публикаций, посвященных таким приборам, до сих пор крайне мало [1—8]. Созданию длинноволновых низкопороговых лазеров с высокими рабочими температурами препятствуют как трудности получения совершенных гетеропереходов  $\text{InAsSbP/InAs}$ , так и безызлучательная оже-рекомбинация, вероятность которой возрастает с уменьшением ширины запрещенной зоны материала активной области и с ростом температуры.

Таблица 1

Тип структуры	Состав активного слоя	$\lambda_{77\text{ К}}$ , мкм	$J_{\text{th}}$ , (77 К, имп.), А/см <sup>2</sup>	Рабочая температура, К	Метод изготовления	Литература
ГОМО	<i>p</i> -InAs	3.1	5000	4.2—150	Диффузия Zn	[ <sup>1</sup> ], 1966
ГОМО	<i>p</i> -InAs <sub>0.98</sub> Sb <sub>0.02</sub>	3.19	1000	77	»	[ <sup>2</sup> ], 1966
ГОМО	<i>p</i> -InAs	3.23	4500	77	Диффузия Cd	[ <sup>3</sup> ], 1967
ГОМО	<i>p</i> -InAs	3.1	2000	77—150	Диффузия Zn	[ <sup>4</sup> ], 1967
ГОМО	<i>p</i> -InAs	3.13	500	12	»	[ <sup>5</sup> ], 1969
ДГС	<i>n</i> -InAs <sub>0.94</sub> P <sub>0.04</sub> Sb <sub>0.02</sub>	3.0	3000	77—145	ЖФЭ	[ <sup>6</sup> ], 1980
ДГС	<i>p</i> -InAs	3.0	1000	4.2—150	ЖФЭ	[ <sup>7</sup> ], 1985
ДГС	<i>n</i> -InAs <sub>0.95</sub> Sb <sub>0.05</sub>	3.2	4500	78—110	ЖФЭ	[ <sup>8</sup> ], 1988

В табл. 1 приведены параметры лучших на сегодняшний день инжекционных лазеров в области 3—4 мкм из имеющихся в литературе.

В табл. 2 приведены параметры гетероструктур и инжекционных лазеров, созданных и исследованных в ФТИ им. А. Ф. Иоффе [<sup>9—11</sup>]. Совершенные гетероструктуры для лазеров на основе InAsSbP и InGaAsSb выращивались методом ЖФЭ в условиях высокой пластичности подложки InAs, при которых напряжения несоответствия снимаются за счет преимущественного образования дислокаций в подложке.

Таблица 2

Тип структуры	Состав активного слоя In <sub>1-x</sub> Ga <sub>x</sub> As <sub>1-y</sub> Sb <sub>y</sub>		$\lambda_{77\text{ К}}$ , мкм	$J_{\text{th}}$ , (77 К, имп.), А/см <sup>2</sup>	$J_{\text{th}}$ , (77 К, непр.), А/см <sup>2</sup>	Рабочая температура, К	Импульсная мощность (77 К), Вт	Непрерывная мощность (77 К), мВт	$\eta_{\text{диф}}$ (77 К), %	$\eta_{\text{вн}}$ (77 К), %
	<i>x</i>	<i>y</i>								
ГОМО	0	0.13	3.90	200 4.2 К	—	4.2	—	—	—	—
ОГС	0	0.08	3.60	4000	—	4.2—100	—	—	—	—
ДГС	0	0	3.05	64	103	4.2—140	0.23	6	16	13
ДГС	0.01	0	3.04	100	130	4.2—140	—	—	—	—
ДГС	0.07	0.065	3.23	39	60	4.2—180	0.7	15	30	20
ДГС	0.065	0.065	3.29	60	80	4.2—180	0.7	15	30	20
ДГС	0	0.07	3.55	87	130	4.2—140	0.13	—	15	12

В данной работе рассмотрены основные особенности длинноволновых инжекционных лазеров на примере ДГС с активной областью из *n*-InAs. Структуры выращивались методом жидкофазной эпитаксии на подложке *n*-InAs (111). Вышеописанная методика выращивания и выбор составов позволили получить структурно совершенные эпитаксиальные слои твердых растворов InAsSbP с рекордно низкой плотностью дислокаций  $N \leq 10^3 \text{ см}^{-2}$  и создать ДГС *n*-InAs<sub>1-x-y</sub>Sb<sub>x</sub>P<sub>y</sub>/*n*-InAs/*p*-InAs<sub>1-x-y</sub>Sb<sub>x</sub>P<sub>y</sub> ( $0.05 < x < 0.09$ ,  $0.09 < y < 0.18$ ). Легирующей примесью в эмиттере *p*-типа служил цинк. Толщины ограничивающих слоев составляли 4—6 мкм; активного слоя (*n*-InAs) — от 1.5 до 6 мкм. Создавались и исследовались как четырехколотые лазеры, работающие на модах полного внутреннего отражения, так и лазеры с широким контактом, в которых

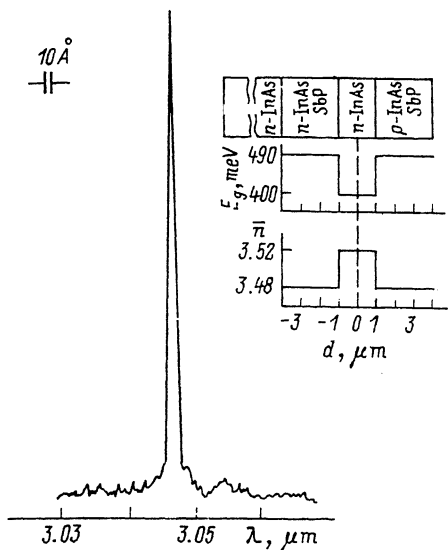


Рис. 1. Квазиодномодовый спектр излучения InAsSbP/n-InAs ДГС лазера. На вставке — схема расположения слоев, изменение ширины запрещенной зоны и показателя преломления по толщине лазерной структуры.

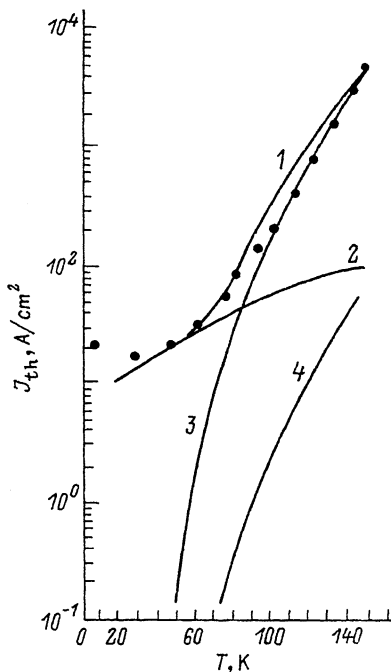


Рис. 2. Температурная зависимость порогового тока InAsSbP/n-InAs ДГС лазера. 1 — расчетное значение полной плотности порогового тока, 2 — излучательная компонента, 3 — CHHS-компонента, 4 — SHCC-компонента. Точки — экспериментальные данные.

шероховатость двух боковых граней была достаточна для подавления внутренних замкнутых мод. Ширина структур варьировалась от 35 до 200 мкм; длина резонаторов — от 100 до 1500 мкм.

На вставке к рис. 1 представлена схема расположения слоев в лазерной структуре, изменения ширины запрещенной зоны и показателя преломления по толщине структуры для состава ограничивающих слоев вблизи гетерограницы:  $x = 0.09$ ,  $y = 0.18$ .

Энергия лазерного пика при 77 К для разных структур варьировалась в интервале от 393 до 410 мэВ. Наиболее характерной являлась длина волны генерации 3.05 мкм, что соответствовало максимуму фотолуминесценции нелегированного n-InAs в активной области. Для структур с шириной полосы менее 50 мкм был осуществлен квазиодномодовый режим генерации (рис. 1). Лазерная генерация наблюдалась как в импульсном, так и в непрерывном режимах возбуждения с минимальными плотностями пороговых токов соответственно 60 и 100 А/см<sup>2</sup>.

Рассмотрим температурную зависимость плотности порогового тока  $J_{th}$ . При пренебрежении токами утечки и тепловым выбросам носителей из активной области пороговый ток  $J_{th}$  связан с пороговой концентрацией  $n_{th}$  неравновесных носителей заряда (ННЗ) следующим соотношением [7]:

$$J_{th} = qd (An_{th} + Bn_{th}^2 + Cn_{th}^3), \quad (1)$$

где  $q$  — заряд электрона,  $d$  — толщина активной области.

Таблица 3

Температура, К	Коэффициент излучательной рекомбинации $B$ , см <sup>3</sup> /с	Коэффициент оже-рекомбинации, см <sup>6</sup> /с		Пороговая концентрация носителей $n_{th}$ , см <sup>-3</sup>
		$C_{CHCC}$	$C_{CHNS}$	
77	$4.8 \cdot 10^{-10}$	$1.26 \cdot 10^{-26}$	$8.8 \cdot 10^{-26}$	$5.0 \cdot 10^{16}$
140	$1.6 \cdot 10^{-10}$	$1.5 \cdot 10^{-27}$	$7.5 \cdot 10^{-26}$	$1.2 \cdot 10^{17}$

Величина  $n_{th}$  вносит малый вклад в выражение (1). Коэффициент  $A$  связан с безызлучательной рекомбинацией через глубокие центры и ловушки в активной области, что для InAs можно не учитывать [12], и через центры рекомбинации на гетерограницах. Скорость безызлучательной рекомбинации на гетерограницах линейно связана с рассогласованием параметров решетки  $\Delta a/a$  [13]. Эта величина в рассматриваемых структурах  $< 10^{-3}$ , что приводит к малой величине  $A < 10^6$  с<sup>-1</sup>.

Коэффициенты излучательной рекомбинации  $B$  и безызлучательной рекомбинации  $C$  для активной области ДГС лазера InAsSbP/ $n$ -InAs/InAsSbP были вычислены в работе [14]. В отличие от ранее существовавшего утверждения, что в условиях лазерного возбуждения в InAs в интервале температур 77—150 К основным механизмом рекомбинации является CHCC-процесс, т. е. межзонная рекомбинация электрона и дырки с возбуждением второго электрона высоко в зону проводимости на величину  $E_g$ , в работе [14] показано, что основным механизмом, определяющим квантовую эффективность и температурную зависимость плотности порогового тока, является CHNS-процесс, т. е. межзонная рекомбинация электрона и дырки с возбуждением второй дырки в спин-орбитально отщепленную зону. В InAs, где  $E_g$  близка к энергии спин-орбитального отщепления, в случае CHNS-процесса законы сохранения энергии и импульса не накладывают никаких ограничений на начальную энергию рекомбинирующих частиц, в то время как для CHCC-механизма пороговая кинетическая энергия  $\sim E_g m_e / m_h$ , что существенно затрудняет этот процесс. В расчетах [14] были использованы точные значения интегралов перекрытия, входящих в выражения для скоростей оже-рекомбинации, и непараболичность спектра носителей при больших значениях волнового вектора, что существенно меняет величину показателя экспоненты в выражении для скорости оже-рекомбинации.

В работе [14] показано также, что пороговая концентрация НЗ зависит от температуры степенным образом:

$$n_{th} = \frac{1}{3\pi^2} \left( \frac{2km_e}{\hbar^2} \bar{F}_{th} \right)^{3/2} T^{3/2}. \quad (2)$$

Для активной области  $n$ -InAs  $\bar{F}_{th} \approx 3.0$ .

В табл. 3 приведены значения коэффициента излучательной рекомбинации  $B$  и коэффициентов оже-рекомбинации  $C_{CHCC}$  и  $C_{CHNS}$  при 77 и 140 К для активной области  $n$ -InAs ДГС лазера.

Используя точные выражения для скоростей рекомбинации НЗ, в InAs [14] был оценен вклад каждого члена в выражении для плотности порогового тока (1) и построена их температурная зависимость (рис. 2). Сплошные кривые 2—4 соответствуют трем механизмам рекомбинации: 2 — излучательной; 3 — CHNS-процесс; 4 — CHCC. Суммарная зависимость  $J_{th} = f(T)$  представлена кривой 1. Результаты экспериментального исследования температурной зависимости плотности порогового тока для созданных нами ДГС лазеров представлены на рис. 2 точками. Максимальная рабочая температура лазера  $\sim 140$  К.

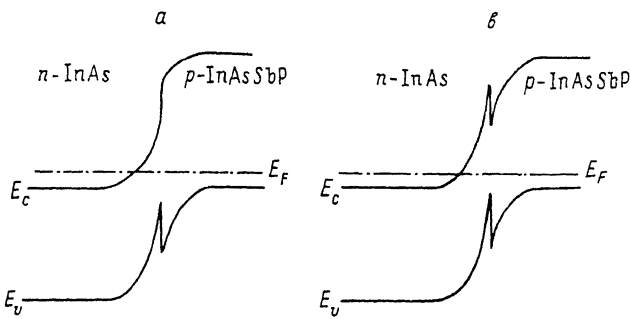


Рис. 3. Энергетическая зонная диаграмма гетероструктур  $p\text{-InAsSbP}/n\text{-InAs}$ .  $a$  — тип I,  $b$  — тип II.

Видно хорошее совпадение как величины, так и температурного хода плотности порогового тока.

Из представленных расчетных кривых следует, что при низких температурах ( $T < 50$  К) основным механизмом рекомбинации ННЗ является излучательный. При  $T > 50$  К начинают доминировать  $CHCC$ - и  $CHHS$ -процессы, при  $T > 77$  К  $CHHS$ -механизм становится преобладающим. Таким образом, для достижения больших предельных температур работы лазера необходимо научиться подавлять оже-рекомбинацию с участием спин-орбитально отщепленной зоны.

Как уже отмечалось выше, при практически одинаковой геометрии лазерных структур и степени легирования активной области энергия лазерного пика для

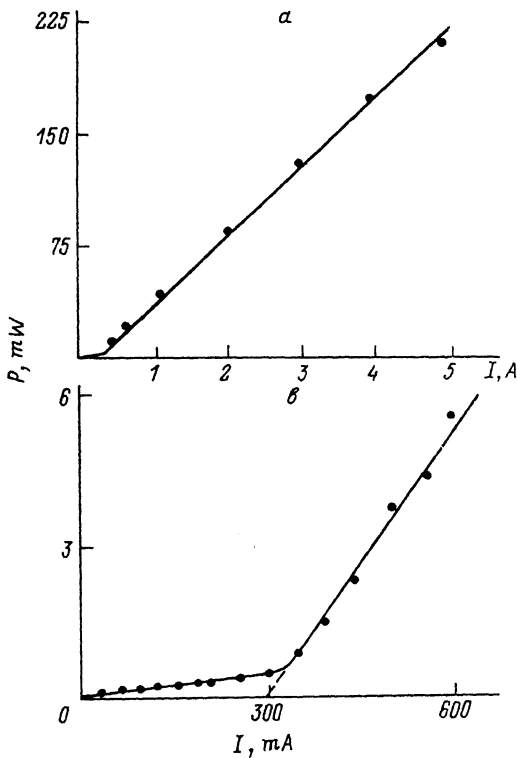


Рис. 4. Зависимость мощности излучения от тока накачки  $\text{InAsSbP}/n\text{-InAs}$  ДГС лазера при 77 К.  $a$  — импульсный режим (5 мкс, 500 Гц),  $b$  — непрерывный режим.

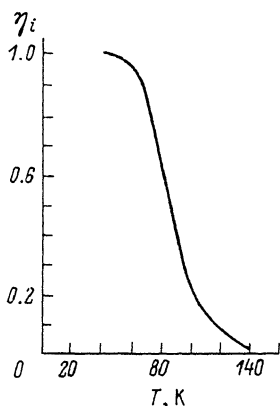


Рис. 5. Температурная зависимость внутреннего квантового выхода InAsSbP/n-InAs ДГС лазера.

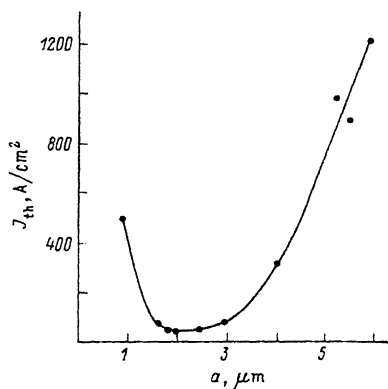


Рис. 6. Зависимость плотности порогового тока от толщины активной области InAsSbP/n-InAs ДГС лазера при 77 К.

разных структур варьируется от 410 до 393 мэВ (77 К). Для определения природы оптического перехода при стимулированной эмиссии в работе [15] при 4.2 К исследовалась фотолюминесценция (ФЛ) гетероструктур с активной областью из нелегированного *n*-InAs. Были обнаружены два пика, присущие переходам зона—природный акцептор ( $h\nu = 405$  мэВ) и переходам зона—зона ( $h\nu = 425$  мэВ). Кроме этого, в коротковолновой части спектра наблюдался третий пик с энергией от 445 до 480 мэВ, соответствующей рекомбинации в эмиттере *p*-InAsSbP и зависящей от состава эмиттера. В ряде структур при высоком уровне оптического возбуждения возникал лазерный пик с энергией ~400 мэВ, которая меньше энергии перехода зона проводимости—акцептор в InAs. Такой пик связывается с интерфейсной рекомбинацией, а соответствующая гетероструктура относится ко II типу. В работе [15] было показано, что вследствие различной зависимости от состава ширины запрещенной зоны  $\text{InAs}_{1-x-y}\text{Sb}_x\text{P}_y$  и положения края его валентной зоны относительно валентной зоны InAs гетеропереход InAs/InAsSbP может быть как I, так и II рода. На рис. 3 приведены схемы энергетических зонных диаграмм для гетероструктуры *n*-InAs/*p*-InAs $_{1-x-y}$ Sb $_x$ P $_y$  I и II рода. Видно, что в гетероструктурах II рода существует энергетический «карман» не только в валентной зоне, но и в зоне проводимости, глубина которого определяется разностью  $\Delta E_g - \Delta E_v$ , где  $\Delta E_g$  — разность запрещенных зон InAsSbP и InAs,  $\Delta E_v$  — разрыв валентных зон между ними. Наблюдаемая длинноволновая лазерная линия связывается с оптическим переходом неравновесных электронов из кармана в зоне проводимости на акцепторные состояния. В спектрах гетеропереходов I рода при тех же уровнях оптического возбуждения наблюдается лишь усиление излучения, соответствующего переходу зона—зона и зона—акцептор.

Наиболее характерной линией генерации в ДГС лазерах  $\text{InAs}_{1-x-y}\text{Sb}_y\text{P}_x/\text{InAs}$ , как уже упоминалось выше, является линия с  $\lambda = 3.05$  мкм (77 К), связанная с переходами зона—зона в *n*-InAs. Весь диапазон энергий лазерных пиков 393—410 мэВ (77 К) в исследованных структурах, по-видимому, включает в себя как переходы зона—зона, зона—акцептор, так и интерфейсную рекомбинацию в гетеропереходе II рода.

Ватт-амперные характеристики исследованных лазеров имеют обычный для ДГС лазеров вид (рис. 4), при этом дифференциальная квантовая эффективность при 77 К достигает 16%, а внешний квантовый выход — ≈13%. Излучаемая мощность в импульсном режиме при  $I = 20I_{th}$  достигает 0.23 Вт, а в непрерывном режиме  $I = 2I_{th}$ .

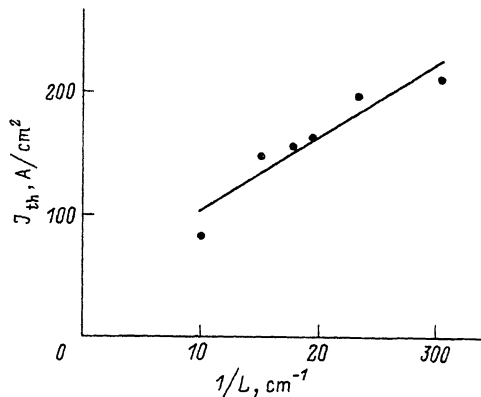


Рис. 7. Зависимость плотности порогового тока от длины резонатора InAsSbP/n-InAs ДГС лазера при 77 К.

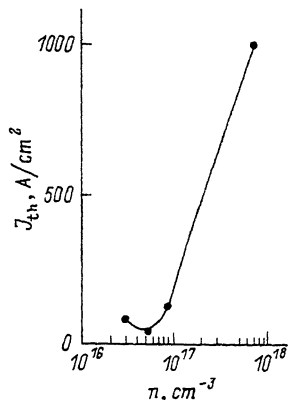


Рис. 8. Зависимость плотности порогового тока от концентрации свободных электронов в активной области InAsSbP/n-InAs ДГС лазера при 77 К.

Температурная зависимость внутреннего квантового выхода, полученная из теоретических оценок в [14], приведена на рис. 5. Видно, что срыв лазерной генерации наступает при значении внутреннего квантового выхода  $\sim 2.5\%$ .

Экспериментальная зависимость плотности порогового тока от толщины активной области  $d$  (рис. 6) аппроксимировалась известным соотношением

$$J_{th} = \frac{d}{\eta_i \Gamma \beta} \left[ \alpha_i + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R} \right], \quad (3)$$

где  $\eta_i$  — внутренний квантовый выход материала,  $\Gamma$  — коэффициент оптического ограничения,  $\beta$  — постоянная усиления,  $R$  — коэффициент отражения,  $\alpha_i$  — внутренние потери,  $L$  — длина резонатора. Возрастание порогового тока с уменьшением толщины активного слоя, связанное с ослаблением волноводных свойств гетероструктуры, начинается с толщин  $d \approx 1.5$ — $2$  мкм, которые являются оптимальными для данного типа лазеров.

В другой серии экспериментов определялась зависимость порогового тока в лазерах с широким контактом от обратной длины резонатора при фиксированной толщине активного слоя  $d = 1.8$  мкм (рис. 7). Экстраполяция этой зависимости в точку  $1/L = 0$  дает значение плотности порогового тока для лазерного диода с четырьмя сколотыми гранями:  $J_{th} = 50$  А/см<sup>2</sup>. Полученная величина близка к экспериментально определенному значению пороговой плотности тока для такого лазера  $J_{th} = 60$  А/см<sup>2</sup>. Из наклона прямой  $J_{th} = f(1/L)$  были определены произведение  $\eta_i \beta = 1.05 \cdot 10^{-4}$  см<sup>2</sup>/А и поглощение на свободных носителях  $\alpha_i \approx 5$  см<sup>-1</sup>. Последняя величина согласуется с известными из литературы значениями, полученными при прямом измерении коэффициента поглощения [14].

Зависимость порогового тока от степени легирования активной области изучалась нами в образцах, имевших толщину активной области  $d = 1.8$  мкм, длину резонатора  $L = 400$  мкм и ограничивающие слои InAsSbP с шириной запрещенной зоны  $E_g = 490$  мэВ. Легирование активного слоя осуществлялось оловом в процессе выращивания. Как и ожидалось, из-за возрастания безызлучательной оже-рекомбинации при высоких уровнях легирования, с одной стороны, и улучшения условий лазерной генерации ( $E_F^c - E_F^v > E_g$ ) при увеличении концентрации свободных носителей, с другой — зависимость  $J_{th}$  от  $n$  оказалась немонотонной с минимумом  $J_{th} = 60$  А/см<sup>2</sup> при  $n = 5 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup> (рис. 8).

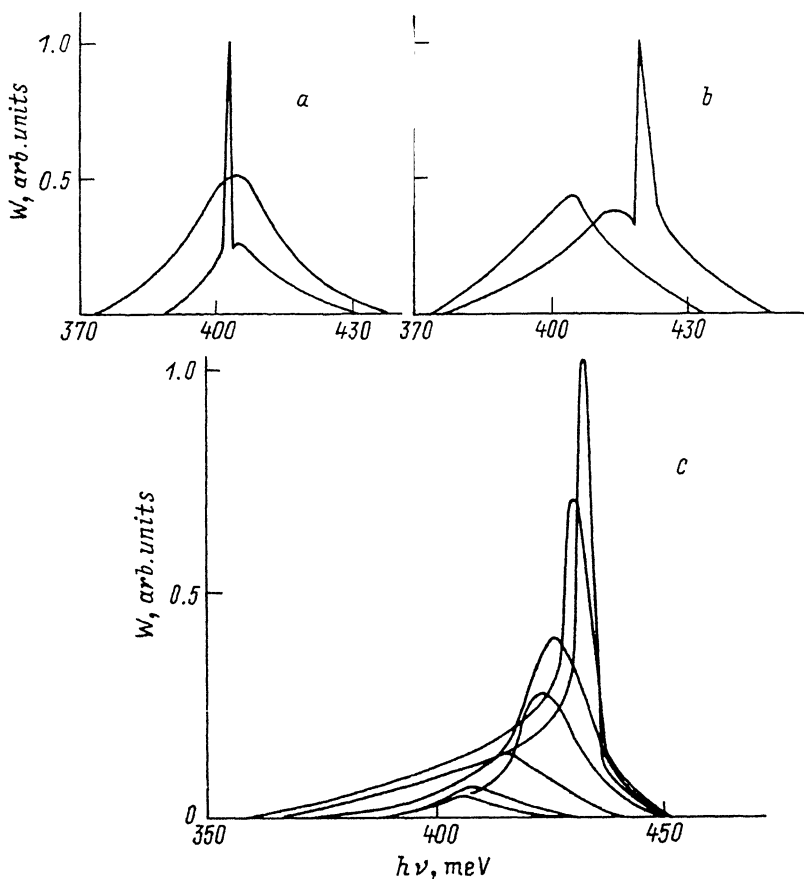


Рис. 9. Спектры спонтанного и стимулированного излучения для  $\text{InAsSbP}/n\text{-InAs}$  ДГС лазеров с разной степенью легирования активной области при 77 К.  $n, \text{см}^{-3}$ :  $a - 5 \cdot 10^{16}$ ,  $b - 1 \cdot 10^{17}$ ,  $c - 5 \cdot 10^{17}$ .

При увеличении концентрации электронов возрастает полуширина спектров спонтанного излучения, при этом максимум спектров сдвигается в коротковолновую область в соответствии с увеличением степени вырождения (рис. 9). Длинноволновая граница излучения примерно одинакова для всех образцов и составляет 370 мэВ. Характеристическая энергия коротковолновых спадов спектров также слабо меняется от образца к образцу и близка к значению  $kT = 6$  мэВ. В слабо легированных образцах с  $n \approx 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  при увеличении тока накачки генерация возникает в максимуме спонтанной полосы, причем лазерный пик практически не смещается с изменением тока (рис. 9, *a*). В структурах с большей концентрацией электронов максимум спонтанной полосы сдвигается в коротковолновую область, при этом генерация возникает в коротковолновой части спонтанной полосы (рис. 9, *b*, *c*). Изменение спектров спонтанного и стимулированного излучения в зависимости от степени легирования активной области требует дальнейшего изучения.

Таким образом, в работе исследованы основные характеристики инжекционных лазеров на основе двойных гетероструктур  $\text{InAsSbP}/\text{InAs}$  и определены их оптимальные параметры: степень легирования и толщина активной области. Показано, что большинство свойств таких лазеров может быть объяснено в рамках классических представлений о свойствах двойных гетероструктур  $\text{InAsSbP}/\text{InAs}$ . В то же время ряд данных (разброс в энергии лазерного излучения,



характер изменения спектров спонтанного и стимулированного излучений при изменении степени легирования) указывает на необходимость использования нового подхода для объяснения особенностей таких лазеров. Одним из таких подходов может быть модель, учитывающая возможность перехода от гетероструктуры I рода к гетероструктуре II рода при изменении состава твердого раствора InAsSbP и появления интерфейсной рекомбинации.

Авторы благодарят А. А. Рогачева за поддержку и внимание к данной работе и Г. Г. Зегрю за проведение расчетов и обсуждение полученных результатов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] I. Melngailis, R. H. Rediker. *J. Appl. Phys.*, 37, 899 (1966).
- [2] Н. П. Басов, А. В. Дуденкова, А. Н. Красильников, В. В. Никитин, К. П. Федосеев. *ФТТ*, 8, 1060 (1966).
- [3] Н. П. Есина, Н. В. Зотова, Д. Н. Неследов. *ФТТ*, 9, 1324 (1967).
- [4] M. A. C. S. Brown, P. Porteous. *Sol. St. Electron.*, 10, 76 (1976).
- [5] И. Д. Анисимова, Н. А. Ивашнева, Ю. Д. Мозжорин. *ФТП*, 3, 1680 (1969).
- [6] N. Kobayashi, Y. Horikoshi. *Japan. J. Appl. Phys.*, 19, 1641 (1980).
- [7] Y. Horikoshi. *Semicond. Semimet.*, 22 (c), 93. N. Y. (1985).
- [8] H. Mani, A. Joullis, C. Boissier, E. Tournie, F. Pitard, A. M. Joullie, C. Alibert. *Electron. Lett.*, 24, 1542 (1988).
- [9] Н. В. Зотова, С. А. Карандашев, Б. А. Матвеев, Н. М. Стусь, Г. Н. Талалакин. *Письма ЖТФ*, 12, 1444 (1986).
- [10] M. Aidaraliev, N. V. Zotova, S. A. Karandashov, B. A. Matveev, N. M. Stus', G. N. Talalakin. *Phys. St. Sol. (a)*, 115, K117 (1989).
- [11] М. Айдаралиев, Н. В. Зотова, С. А. Карандашев, Б. А. Матвеев, Н. М. Стусь, Г. Н. Талалакин. *Письма ЖТФ*, 15, 49 (1989).
- [12] О. Маделунг. *Физика полупроводниковых соединений элементов III и V групп*, 477. М. (1967).
- [13] M. Ettomberg, G. H. Olsen. *J. Appl. Phys.*, 48, 4275 (1977).
- [14] М. Айдаралиев, Г. Г. Зегря, Н. В. Зотова, С. А. Карандашев, Б. А. Матвеев, Н. М. Стусь, Г. Н. Талалакин. *ФТП*, 26, 246 (1992).
- [15] О. Б. Гусев, М. С. Бреслер, Н. В. Зотова, Н. М. Стусь. *ФТП*, 26 (1992).

Редактор В. В. Чалдышев

---