

Лазеры на основе двойных гетероструктур InAsSb/InAsSbP, излучающие в спектральной области 3–4 мкм. Часть I

© Т.Н. Данилова, А.Н. Именков, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев[¶]

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

(Получена 28 апреля 2000 г. Принята к печати 28 апреля 2000 г.)

Представлен обзор опубликованных нами сообщений о создании и исследовании лазеров на основе двойных гетероструктур InAsSb/InAsSbP, излучающих в области длин волн $\lambda = 3\text{--}4\text{ мкм}$, изготовленных методом жидкофазной эпитаксии. В импульсном режиме получены максимальная рабочая температура 203 К, характеристическая температура 35 К, дифференциальная квантовая эффективность $20 \pm 5\%$. Лазеры меза-полосковой геометрии с шириной полоска 10–30 мкм и длиной резонатора 200–500 мкм работают в непрерывном режиме до 110 К. Общая оптическая выходная мощность лазеров, работающих на постоянном токе, больше 10 мВт при температуре 82 К ($\lambda = 3.6\text{ мкм}$), и мощность, приходящаяся на одну моду, ограничивается величиной 2 мВт на одну поверхность. Достигается одномодовый режим генерации излучения в интервале температур 12–90 К.

Введение

Спектральная область 3–4 мкм интересна тем, что в ней гораздо больше фундаментальных линий поглощения молекул многих атмосферных и промышленных газов, чем в ближней инфракрасной области, для которой имеются высококачественные лазерные диоды. С другой стороны, в этой области спектра нет сильных линий поглощения воды, что важно для дальнометрии. Излучение в этой спектральной области имеет низкие оптические потери во флюоритных стеклах, используемых в волоконно-оптических линиях связи нового поколения. Поэтому источники излучения на спектральную область 3–4 мкм могут использоваться для решения многих практических и научных задач в области разработки систем оптической связи лазерных радаров, газовых анализаторов с высокой чувствительностью и быстродействием для химического анализа, медицинской диагностики, контроля загрязнения окружающей среды, контроля за технологическими процессами, молекулярной спектроскопии высокого разрешения. В некоторых случаях используются источники спонтанного излучения, работающие в этой спектральной области при комнатной температуре. Однако для ряда применений, таких, например, как молекулярная спектроскопия высокого разрешения, передача информации, когерентные методы обработки сигналов и др., требуются источники излучения с узкой спектральной линией, шириной 1–10 МГц (иногда достаточна ширина 10–100 МГц). Для лазеров, излучающих в области длин волн вблизи $\lambda = 3\text{ мкм}$, это составляет приблизительно $10^{-3}\text{--}10^{-2}\text{ \AA}$. Полупроводниковые диодные лазеры в этой спектральной области очень перспективны, несмотря на то что созданные в настоящее время лазеры работают при охлаждении.

Ранее исследовалась возможность создания лазеров для спектрального диапазона $\lambda = 3\text{--}4\text{ мкм}$ на узко-

зонных полупроводниковых материалах $A^{IV}B^{VI}$ (соли свинца), $A^{II}B^{VI}$, $A^{III}B^V$. Лазеры на основе солей свинца, излучающие в области $\sim 4\text{ мкм}$, работают до температуры $T = 282\text{ К}$ в импульсном режиме [1] и до $T = 200\text{ К}$ в непрерывном режиме [2]. Однако в этих лазерах, так же как в лазерах на основе $A^{II}B^{VI}$ [3], не получено высоких выходных мощностей, и их достижение не предвидится, поскольку эти полупроводники имеют низкую теплопроводность; кроме того, такие лазеры чувствительны к повреждениям. Полупроводники $A^{III}B^V$ обладают лучшими металлургическими и термическими характеристиками, и для них имеются подложки высокого качества. Для лазеров рассматриваемого спектрального диапазона используются многокомпонентные твердые растворы $A^{III}B^V$ на основе InAs и GaSb, как тройные (InAsSb, InGaSb), так и четверные (GaInAsSb, InAsSbP, GaAlAsSb).

Первое сообщение о создании лазеров, излучающих в области 3 мкм, появилось в 1980 г. [4]. Лазерные двойные гетероструктуры $p\text{-InAs}_{0.82}\text{P}_{0.10}\text{Sb}_{0.08}/n\text{-InAs}_{0.94}\text{P}_{0.04}\text{Sb}_{0.02}/n\text{-InAs}_{0.82}\text{P}_{0.12}\text{Sb}_{0.06}$ выращивались на подложках $n\text{-InAs}$ с ориентацией (001) методом жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ). Лазеры имели при $T = 77\text{ К}$ пороговую плотность тока $j_{th} = 3\text{ кА/см}^2$, характеристическую температуру $T_0 = 23\text{ К}$ в температурном интервале 77–145 К и максимальную рабочую температуру $T_{max} = 145\text{ К}$. Лазерные структуры были выполнены в полосковой геометрии с шириной полоска 20 мкм и длиной 350 мкм. Спектр излучения при $T = 77\text{ К}$ и токе 0.6 А содержит одну довольно слабую спектральную моду.

В конце 80-х годов работы по лазерам, излучающим в диапазоне $\lambda = 3\text{--}4\text{ мкм}$ и изготовленным методом ЖФЭ, развивались в России, в Физико-техническом институте (Санкт-Петербург) [5–7] и во Франции (Universite des Sciences et Techniques du Languedoc, Montpellier) [8]. В работах [5–7] изготавливались и исследовались лазерные структуры с активной обла-

[¶] Факс: (812) 247 00 06
E-mail: yak@iropt1.ioffe.rssi.ru

стью, состоящей из нелегированных слоев n -InAs, n -InAsSb, n -InGaAs, n -InGaAsSb. В качестве ограничительных слоев использовались твердые растворы, содержащие фосфор, $\text{InAs}_{1-x-y}\text{Sb}_x\text{P}_y$ с $0.05 \leq x \leq 0.06$, $0.09 \leq y \leq 0.13$. Разность показателей преломления между ограничительными и активными слоями составляла $\Delta n = 0.02-0.05$. Выращивались слои, изопериодные с подложкой. Рассогласование параметров решеток составляло $\Delta a/a \approx 0.05\%$ (a — период решетки). Лазеры изотавливались скалыванием с четырех сторон и имели размер 200×300 мкм². При $T = 77$ К была получена непрерывная генерация излучения с пороговой плотностью тока $j_{\text{th}} = 240$ А/см² и длиной волны $\lambda \approx 3.1$ мкм. При других составах слоев активной области достигнута длина волны лазерного излучения $\lambda \approx 3.5$ мкм, пороговая плотность тока $j_{\text{th}} = 117$ А/см² при 77 К.

В работе [8] сообщается об изготовлении лазеров, излучающих на длине волны $\lambda \approx 3.2$ мкм при 78 К, полученных методом ЖФЭ на подложке n -InAs, ориентированной в плоскости (100). Лазеры имели активную область n -InAs_{0.95}Sb_{0.05} и ограничительные слои InAs_{0.50}Sb_{0.19}P_{0.31}. Рассогласование решетки эпитаксиальных слоев по отношению к подложке составляло $3.5 \cdot 10^{-3}$, разность показателей преломления $\Delta n = 0.15-0.20$. Лазер конструкционно представлял собой резонатор Фабри–Перо шириной 100 мкм и длиной 300 мкм с зеркалами, полученными скалыванием. При 77 К пороговая плотность тока была $j_{\text{th}} = 4.5$ кА/см², а характеристическая и максимальная рабочая температуры соответственно $T_0 = 30$ К и $T_{\text{max}} = 110$ К в импульсном режиме. Длина волны излучения составляла 3.2 мкм. Спектры в основном были многомодовыми, некоторые лазеры имели практически одномодовый спектр.

Дальнейшей целью развития лазеров, излучающих в области 3–4 мкм, являлось достижение больших мощностей излучения и улучшение спектра излучения — получение спектра, содержащего практически одну моду, стабильно плавно смещающуюся с изменением температуры или тока, что необходимо для применения лазеров, в частности, в спектроскопии высокого разрешения.

В 90-х годах большое развитие получили методы молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) и газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений (МОСГФЭ). Эти методы позволили растить слои твердых растворов $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$ и $\text{InAs}_{1-x-y}\text{Sb}_y\text{P}_x$ в широком интервале составов, в то время как методом ЖФЭ раствор $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$ можно вырастить либо близким по составу к GaSb ($0 < x < 0.29$), либо близким по составу к InAs ($0.74 < x < 1$) [9]. Раствор $\text{InAs}_{1-x-y}\text{Sb}_y\text{P}_x$ методом ЖФЭ был получен только для составов $0 < x < 0.35$ [10]. Наличие больших областей составов, недоступных для получения методом ЖФЭ, является следствием ограничений, связанных с несмешиваемостью твердых растворов, т.е. существует область их спиноподобного распада, и ограничений по условию молекулярности расплава [9].

Метод ЖФЭ не дает возможности контролировать выращивание очень тонких слоев, ~ 10 Å. Такие тонкие слои можно получить с использованием методов МПЭ и МОСГФЭ, что позволяет создать этими методами в активной области квантовые ямы. Обычно выращиваются структуры с толстыми ограничительными слоями, изопериодными с подложкой, и активной областью на основе напряженных квантовых ям. В лазерах с активной областью, состоящей из многих напряженных квантовых ям, уменьшается температурная зависимость порогового тока, так как можно уменьшить скорость ожереккомбинации вследствие изменения профиля валентной зоны в напряженной квантовой яме. Изменяя ширину квантовой ямы, можно в некоторых пределах изменить длину волны лазерного излучения. Тем не менее для лазеров, излучающих в области 3–4 мкм, не была достигнута комнатная рабочая температура. Лучшие результаты получены на лазерах, излучающих в области 3.20–3.55 мкм, с активной областью InAs_{0.935}Sb_{0.065}. Лазеры имели предельную рабочую температуру 225 К в импульсном режиме и 175 К на постоянном токе [11]. Несколько большая предельная рабочая температура получена для лазеров, излучающих в области 3 мкм: 255 К в импульсном режиме и 170 К на постоянном токе. Лазеры создавались методом МПЭ на основе двойной гетероструктуры с метастабильным слоем твердого раствора в активной области [12]. Недавно появилось сообщение [13] о создании диодного лазера, излучающего на длине волны $\lambda = 3.3$ мкм в импульсном режиме при комнатной температуре. Ширина многомодового спектра этого лазера при 300 К не превосходит 12 нм. Активная область состоит из 5 или 10 периодов, состоящих из слоев InAs/GaInSb/InAs/AlGaSb, имеющих W -образный профиль зоны проводимости в каждом периоде. В лазерах создан расширенный волновод за счет окружения активной области с n - и p -стороны слоем AlGaAsSb толщиной 0.6 мкм, затем следуют слои оптического ограничения. Значительные результаты достигнуты на квантово-каскадных лазерах, полученных методом МПЭ, но излучающих в более длинноволновой области спектра ($\lambda > 5$ мкм).

Квантово-каскадные лазеры могут иметь дифференциальную квантовую эффективность значительно больше единицы. Квантово-каскадные лазеры, работающие на межподзонных переходах, позволяют достичь предельной рабочей температуры комнатной и даже 320 К в импульсном режиме [14,15]. Квантово-каскадные лазеры, использующие оптические переходы между зоной проводимости и валентной зоной, излучают в области 3–4 мкм. Достигнуты большие выходные мощности (4 Вт на одну сторону), но максимальная рабочая температура составляет всего лишь 210 К в импульсном режиме. При температуре 100 К внешняя дифференциальная квантовая эффективность достигает 480% и длина волны излучения составляет 3.8–3.9 мкм [16]. Имеется теоретически рассчитанная модель квантово-каскадного лазера на основе межзонных переходов, излучающего

на длине волны 3.15 мкм и работающего при комнатной температуре [17].

Необходимо однако заметить, что МПЭ и МОСГФЭ — достаточно сложные и дорогостоящие технологические методы, и поэтому ЖФЭ остается привлекательной для изготовления оптоэлектронных приборов.

Данная работа представляет собой обзор наших сообщений о создании и исследовании лазеров на основе двойных гетероструктур, излучающих в области 3–4 мкм и изготовленных методом ЖФЭ. Мы ставили перед собой две задачи — во-первых, создание лазеров, имеющих высокие предельные рабочие температуры, и, во-вторых, создание лазеров с такими спектральными характеристиками, которые позволили бы использовать их в спектроскопии высокого разрешения. Обзор распадается на две части в соответствии с двумя поставленными задачами.

1. Методика изготовления

Лазерные структуры изготавливались методом жидкофазной эпитаксии на подложках InAs, ориентированных в плоскости (100). Все лазерные слои выращивались изопериодными с подложкой,

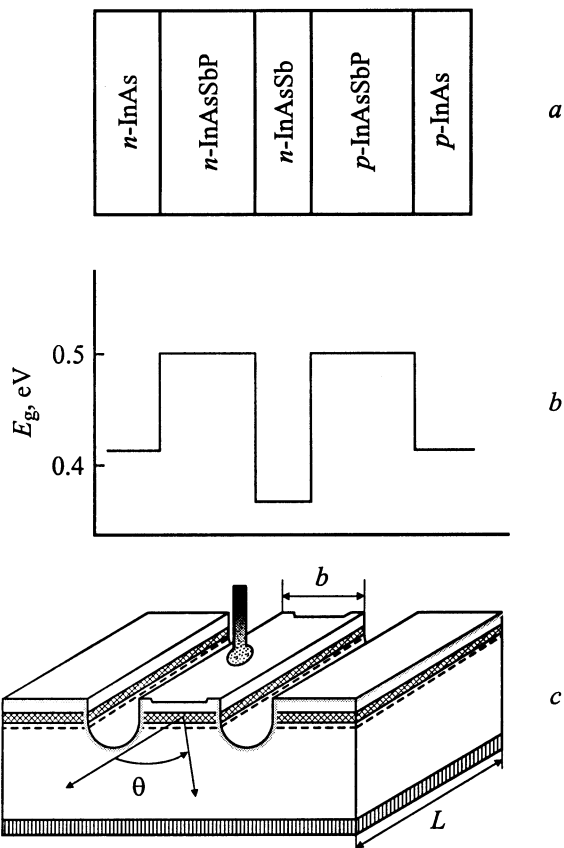


Рис. 1. Структура трехслойного диодного лазера (ДГС): *a* — расположение слоев, *b* — послойный профиль ширины запрещенной зоны, *c* — конструкция меза-полоскового лазера.

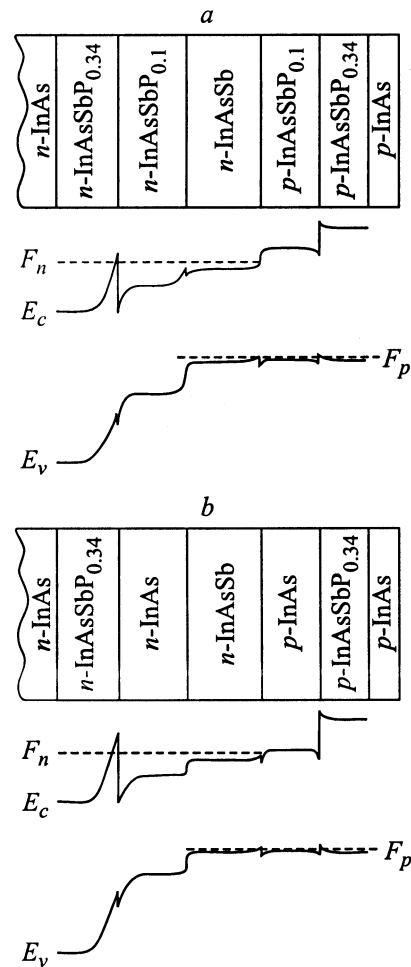


Рис. 2. Схемы расположения слоев в пятислойных лазерах с разделным ограничением (ПО ДГС) и энергетические диаграммы в рабочем режиме для лазеров с гетеропереходами I (*a*) и II типов (*b*).

рассогласование решеток составляло $\Delta a/a = 1 \cdot 10^{-4} - 6 \cdot 10^{-3}$. Лазеры представляли собой трехслойные двойные гетероструктуры (ДГС) $p\text{-InAsSbP}/n\text{-InAsSb}/n\text{-InAsSbP}$ (рис. 1) и пятислойные с разделным электронным и оптическим ограничением (ПО ДГС) двух типов $p\text{-InAsSbP}_{0.34}/p\text{-InAsSbP}_{0.1}/n\text{-InAsSb}/n\text{-InAsSbP}_{0.1}/n\text{-InAsSbP}_{0.34}$ (рис. 2, *a*) и $p\text{-InAsSbP}_{0.34}/p\text{-InAs}/n\text{-InAsSb}/n\text{-InAs}/n\text{-InAsSbP}_{0.34}$ (рис. 2, *b*). ДГС (тройные) имели гетерограницу I типа. ПО ДГС (пятислойные) в случае слоя электронного ограничения $\text{InAsSbP}_{0.1}$ имели гетерограницу с активной областью I типа и в случае электронного ограничения InAs II типа. Активная узкозонная область специально не легировалась и была *n*-типа проводимости с концентрацией электронов $\sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Ширина запрещенной зоны E_g в активной области изменялась в пределах 0.31–0.41 эВ. Выращивание широкозонных слоев оптического ограничения на основе четверных растворов InAsSbP методом ЖФЭ представляет собой большую проблему. Нами были рассмотрены условия

выращивания твердого раствора InAsSbP методом ЖФЭ при использовании модели жидкой и твердой фаз [18]. Оказалось, что точка пересечения кривых, очерчивающих область ограничения по спинодальному распаду и область ограничения по молекулярности, является теоретическим предельным значением содержания фосфора ($x \approx 0.40$) в четверном растворе. Этой точке соответствует температура эпитаксии ~ 820 К. Практически нами был получен твердый раствор InAsSbP_x на подложке InAs с максимальным содержанием фосфора $x = 0.35$ при температуре эпитаксии $\sim 570^\circ\text{C}$ [19]. Использовались ограничительные слои с содержанием фосфора $x = 0.25\text{--}0.35$, их состав соответствовал $E_g = 0.55\text{--}0.60$ эВ при температуре 77 К. Широкозонные *p*-слои легировались обычно Zn, в некоторых случаях Mn и имели концентрацию свободных дырок $(2\text{--}5) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Широкозонные слои *n*-InAsSbP легировались Sn и имели концентрацию свободных электронов $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Толщина этих слоев составляла 2–3 мкм. Расчетная разность показателей преломления активной области и области оптического ограничения $\Delta n = 0.02\text{--}0.09$.

На выращенных структурах с использованием химического травления и фотолитографии формировались мезополосковые лазеры. Для твердых растворов на основе InAs предложен травитель состава HCl/CrO₃/HF/H₂O, который обеспечивает изотропное травление [20]. Ширина полосков (*b*) составляла 10–60 мкм. Резонаторы Фабри–Перо лазеров формировались скалыванием и имели длину $L = 50\text{--}2000$ мкм.

Лазеры исследовались в импульсном режиме, в квазинепрерывном режиме при питании их импульсами тока типа меандр со скважностью 2 и на постоянном токе.

2. Максимальная рабочая температура лазеров

Максимальная рабочая температура (T_{max}) зависит главным образом от изменения с температурой порогового тока (I_{th}) и дифференциальной квантовой эффективности (η_d). Эти характеристики определялись из зависимости интенсивности излучения от тока I (рис. 3) [21]. На рис. 3 приведены экспериментальные данные для лазера на основе ДГС InAsSb/InAsSbP (V1126-80) с шириной полоска $b = 45$ мкм и длиной резонатора $L = 300$ мкм. Для представленного лазера максимальная рабочая температура, определяемая по наличию генерации, составляла $T_{\text{max}} = 170$ К; при этом предельное значение тока — $I_{\text{th}}^{\text{lim}} = 4.3$ А. Инверсия заселенности наблюдалась до температуры 180 К. В интервале температур 80–150 К характеристическая температура имела значение $T_0 = 25$ К, отношение порогового тока генерации к току инверсии $I_{\text{th}}/I_{\text{inv}} \approx 1.07$. Затем с увеличением температуры I_{th} возрастает быстрее, чем I_{inv} .

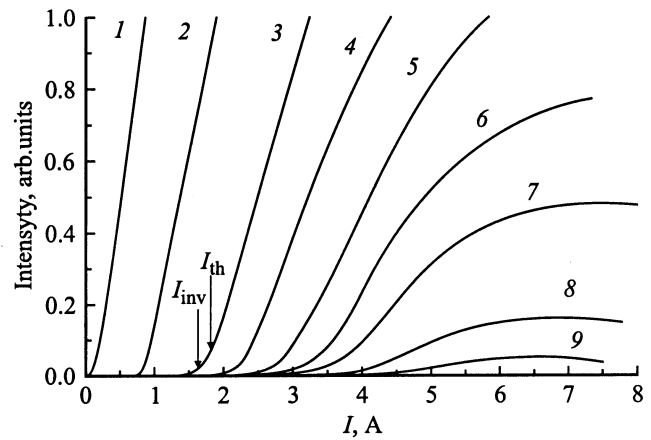


Рис. 3. Зависимость интенсивности излучения от тока лазера на основе ДГС InAsSb/InAsSbP (V1126-80) при температурах T , К: 1 — 83, 2 — 140, 3 — 153, 4 — 162, 5 — 167.5, 6 — 170, 7 — 173, 8 — 177, 9 — 180.

Поскольку I_{th} возрастает с температурой вследствие увеличения главным образом скорости оже-рекомбинации, которая различна в диодных лазерах с гетерограницами I и II типов, нами сравнивались РО ДГС [22], имеющие на границе активной области и области электронного ограничения гетеропереход I и II типа, (рис. 2). Лазеры имели одинаковые активные области InAs_{0.95}Sb_{0.05}, $E_g \approx 0.376$ эВ, что соответствует $\lambda \approx 3.3$ мкм, одинаковые слои оптического ограничения InAs_{0.5}Sb_{0.16}P_{0.34}, $E_g \approx 0.593$ эВ. Слои электронного ограничения представляли собой InAs ($E_g \approx 0.413$ эВ), создавая гетеропереход II типа на границе с активной областью с разрывами валентной зоны $\Delta E_v \approx 0.052$ эВ и зоны проводимости $\Delta E_c \approx 0.015$ эВ, отношение разрывов $\Delta E_v/\Delta E_c \approx 3.4$. Это наиболее благоприятное соотношение разрывов валентной зоны и зоны проводимости в гетеропереходах II типа для подавления интерфейсной оже-рекомбинации в соответствии с теорией [23]. Слои электронного ограничения в лазерной структуре с гетерограницей I типа имели состав InAs_{0.85}Sb_{0.05}P_{0.1}, $E_g \approx 0.464$ эВ, и разрывы зон на границе с активной областью $\Delta E_v \approx 0.039$ эВ и $\Delta E_c \approx 0.025$ эВ. Приведенные значения ширин запрещенных зон и разрывов зон рассчитаны при $T = 77$ К.

Температурные зависимости пороговой плотности тока (j_{th}) представлены на рис. 4: кривая 1 — для лазера с гетеропереходом I типа, кривая 2 — для лазера с гетеропереходом II типа. Измерения проводились в импульсном режиме с длительностью импульса 100 нс и частотой следования 10^5 Гц. Как видно, лазер с гетеропереходом II типа (V1133-3N1) имел более высокую характеристическую температуру $T_0 \approx 35$ К и более высокую максимальную температуру $T_{\text{max}} \approx 203$ К по отношению к лазеру с гетеропереходом I типа (S286), для которого $T_0 \approx 22$ К и $T_{\text{max}} \approx 145$ К. Нужно заметить, что при $T = 77$ К j_{th} лазера с гетеропереходом I типа было меньше ($j_{\text{th}} = 800$ А/см), чем j_{th} лазера

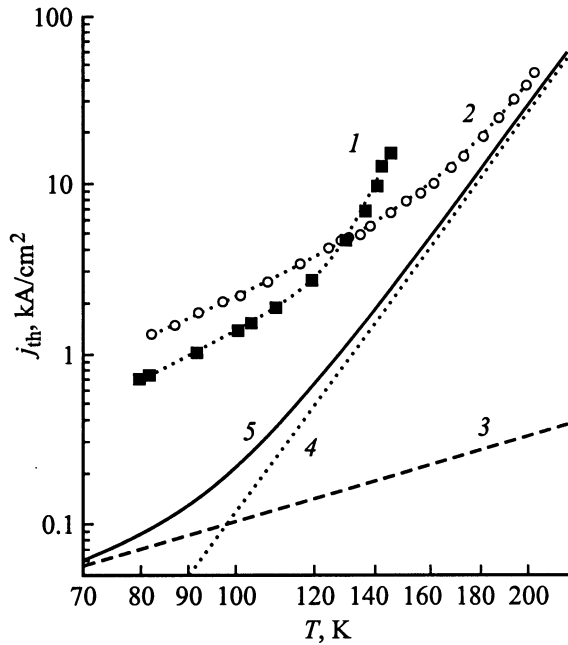


Рис. 4. Экспериментальные зависимости порогового тока от температуры для лазера с гетеропереходом I типа (S286) (1), для лазера с гетеропереходом II типа (V1133-3 N1) (2), теоретически рассчитанные при преобладании излучательной рекомбинации в объеме (3), при преобладании оже-рекомбинации за счет СНСС- и СННС-переходов (4), и суммарная теоретическая зависимость (5).

с гетеропереходом II типа ($j_{th} = 1000 \text{ A/cm}^2$). Для анализа температурной зависимости j_{th} на рис. 4 приведены расчетные температурные зависимости j_{th} при преобладании объемной рекомбинации с учетом только излучательной рекомбинации (кривая 3), с учетом только оже-рекомбинации (СНСС- и СННС-переходы) (кривая 4) и суммарная (кривая 5). Расчет производился в соответствии с теорией, изложенной в работе [24]. В этой работе исследованы лазеры с активной областью InGaAsSb ($E_g = 0.62 \text{ эВ}$) большой толщины ($\sim 2 \text{ мкм}$) и слоями оптического ограничения GaAlAsSb. Рассчитанная по этой теории температурная зависимость j_{th} совпадала с экспериментальной (см. [24]).

Пороговая плотность тока j_{th} для наших лазеров при преобладании излучательной рекомбинации в объеме должна увеличиваться с температурой по закону $j_{th} \propto T^{3/2}$ (рис. 4, кривая 3). При преобладании оже-рекомбинации за счет СНСС- и СННС-переходов $j_{th} \propto T^7$ (рис. 4, кривая 4). Расчетные скорости излучательной и безызлучательной объемной рекомбинации одинаковы при температуре $\sim 170 \text{ К}$. Температурные зависимости суммарных плотностей тока (рис. 4, кривая 5) описываются выражениями $j_{th} \propto T^{2.5}$ при 77–90 К и $j_{th} \propto T^7$ при 180–200 К.

В исследованных лазерах пороговая плотность тока почти на порядок больше расчетных значений при $T = 77\text{--}90 \text{ К}$, но возрастает с температурой с тем

же наклоном в координатах рис. 4. Малый наклон говорит о преобладании излучательной рекомбинации, но из того факта, что экспериментальные j_{th} больше рассчитанных для объемной рекомбинации, следует интерфейсный характер излучательной рекомбинации. В лазерах с гетерограницей II типа она больше, чем в лазерах с гетерограницей I типа. При температурах 180–200 К интерфейсная оже-рекомбинация в лазерах с гетерограницей II типа, вероятно, подавляется [23], так как экспериментальная плотность тока близка к теоретической. В лазерах с гетерограницей I типа оже-рекомбинация, по-видимому, существенна: экспериментальная плотность тока превышает рассчитанную с учетом объемной оже-рекомбинации почти на порядок во всем интервале температур.

Существенная роль интерфейсной рекомбинации в наших лазерах подтверждается и исследованием поляризации лазерного излучения. Лазеры с гетерограницей I и II типов имели преимущественно ТМ-поляризацию, вектор \mathbf{E} электрического поля волны перпендикулярен плоскости p - n -перехода. Как показано в работе [25], преимущественно ТМ-поляризацию имеют оптические переходы, происходящие без сохранения импульса в условиях взаимной трансформации легких и тяжелых дырок при отражении от гетерограницы. Степень поляризации σ определяется по известному соотношению

$$\sigma = (P_{TM} - P_{TE})(P_{TM} + P_{TE}), \quad (1)$$

где P_{TM} и P_{TE} — интенсивности излучения ТМ- и ТЕ-поляризованного света соответственно. Максимальная величина σ исследованных лазеров составляла 80% для структур с гетеропереходом II типа и 73% для структур с гетеропереходом I типа при токе $I = 1.5j_{th}$ [22]. Величина σ и ее изменение с током не зависят от ширины активной области [25]. У ДГС-лазеров также наблюдалась главным образом ТМ-поляризация порядка 89%, а у лазеров с эмиттерной областью, легированной Mn, величина σ составляла 96% [25].

Нужно заметить, что во всех исследованных лазерах когерентное излучение возникает в максимуме полосы спонтанного излучения с отклонениями в сторону больших или меньших энергий не более $\sim 1 \text{ мэВ}$ [25]. Величина порогового тока слабо зависит от толщины активной области.

Независимость порогового тока и степени поляризации от толщины активной области, а также отсутствие длинноволнового сдвига когерентного излучения относительно спонтанного говорит в пользу того, что основной вклад в интенсивность излучения дают узкие области вблизи гетерограницы порядка тепловой длины носителей $\lambda_T \approx h/(2m_e kT)^{1/2} \approx 0.02 \text{ мкм}$, где m_e — эффективная масса электронов. Толщина λ_T много меньше толщины активной области ДГС ($\sim 1 \text{ мкм}$).

Величина порогового тока лазеров зависит от длины резонатора L [26] и от ширины полоска b [21]. При $T = 77 \text{ К}$ (рис. 5) зависимость $I_{th}(L)$ имеет минимум при

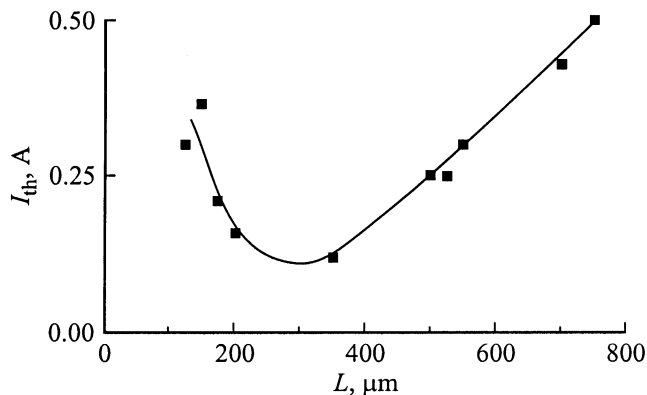


Рис. 5. Зависимость порогового тока I_{th} от длины резонатора L при $T = 77$ К.

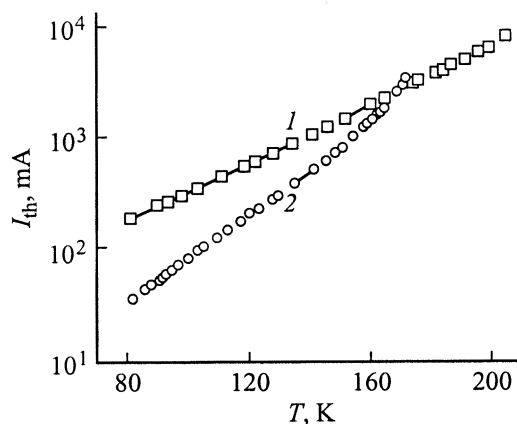


Рис. 6. Зависимость порогового тока генерации от температуры лазеров РО ДГС с гетеропереходом II типа (V1133) с разной шириной полоска b , мкм: 1 — 55 ($T_0 = 35$ К), 2 — 15 ($T_0 = 23$ К).

$L \approx 300$ мкм. При $L < 200$ мкм I_{th} резко увеличивается с уменьшением L , а при $L = 50$ мкм генерация когерентного излучения не получена. Резкое увеличение I_{th} с уменьшением L в области $L \leq 150$ мкм можно объяснить ограничением усиления на гетерогранице. При $L > 350$ мкм I_{th} плавно увеличивается с ростом L , что связано с увеличением внутризонных потерь. Температурные зависимости I_{th} для лазеров с разной длиной резонатора L показывают, что увеличение крутизны зависимости $I_{th}(T)$ начинается при тем меньшей температуре, чем меньше L , вследствие увеличения внутренних потерь, которые не компенсируются даже максимальным усилением.

Нами была исследована зависимость I_{th} от ширины полоска [21]. Для этого сравнивались в импульсном режиме температурные зависимости I_{th} для двух лазеров с шириной полоска 15 и 55 мкм ($L \approx 300$ мкм), изготовленных из одной и той же пластины (V-1133), (рис. 6). Как видно, лазер с большой шириной полоска (кривая 1) имеет $T_{max} = 203$ К, $T_0 = 35$ К. Пороговый ток при максимальной рабочей температуре составляет $I_{th} = 7.5$ А,

что соответствует плотности тока $j_{th} = 45$ кА/см². Лазер с меньшей шириной полоска (кривая 2) имеет $T_{max} = 170$ К, $T_0 = 23$ К, $I_{th} = 3$ А, $j_{th} = 67$ кА/см². Из приведенных данных видно, что по температурной зависимости порогового тока и пороговой плотности тока лазеры с широким плоском имеют преимущества. Вероятно, лазеры с узким плоском имеют дополнительные потери по сравнению с лазерами с широким плоском. Такими потерями могут быть токи утечки, обусловленные поверхностной рекомбинацией: она больше сказывается на лазерах с более узким плоском, так как составляет в этом случае большую часть от общего тока. Поверхностная рекомбинация на боковой стороне полоска в слоях твердых растворов на основе InAs возникает вследствие образования на поверхности p -слоя проводимости инверсионного слоя n -типа.

Теперь рассмотрим температурную зависимость дифференциальной квантовой эффективности наших лазеров. На рис. 7 представлены зависимости $\eta_d(T)$ для лазеров с гетеропереходами I (кривая 1) и II типов (кривая 2) — для тех же лазеров, для которых сравнивались I_{th} [22]. Дифференциальная квантовая эффективность резко падает с температурой, и более резко для лазеров с гетеропереходом I типа. Поскольку величина дифференциальной квантовой эффективности определяется в основном поглощением на свободных носителях, ее уменьшение с температурой означает возрастание с температурой потерь на свободных носителях, и в большей степени у лазеров с гетеропереходом I типа. Как указывалось ранее, активные области и области оптического ограничения у сравниваемых типов лазеров одинаковые и, следовательно, большие потери на поглощение у лазеров с гетерограницей I типа происходят либо в слоях электронного ограничения, либо на их гетерограницах. Кривая уменьшения дифференциальной квантовой эффективности с температурой не имеет перегибов. При 77 К η_d составляет величину $20 \pm 5\%$.

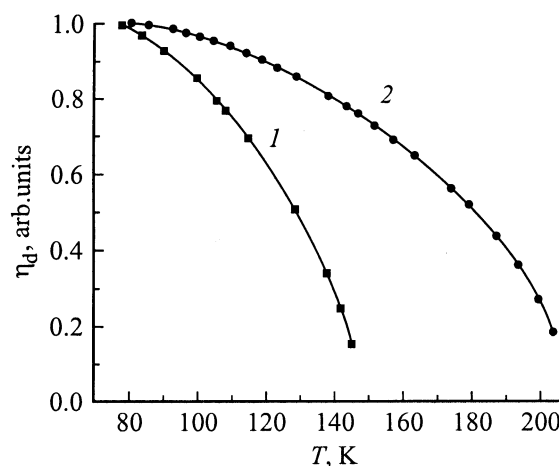


Рис. 7. Зависимость дифференциальной квантовой эффективности от температуры для лазеров с гетеропереходами I типа (S286) (1) и II типа (V1133) (2).

Лазеры меза-полосковой геометрии с шириной полоска 10–30 мкм работают в непрерывном режиме до температуры 110 К. Общая выходная мощность лазеров, работающих на постоянном токе, больше 10 мВт при 82 К и $\lambda = 3.6$ мкм; оптическая мощность, приходящаяся на одну моду, ограничивается величиной 2 мВт на одну поверхность [27]. Увеличение потерь излучения с током за порогом инверсии может оказаться больше увеличения усиления. Генерация при этой температуре окажется невозможной.

Нами была оценена максимально возможная рабочая температура наших лазеров по упрощенной модели, в которой плотность носителей не зависит от энергии. По многим данным эта модель реализуется в ряде исследуемых лазеров [25], в которых на границе активной области и ограничивающих слоев возникают самосогласованные квантовые ямы.

Максимальный вклад в усиление дают разрешенные состояния вблизи дна квантовой ямы. При этом усиление g_0 определяется выражением

$$g_0 \approx g_m \frac{e^{F/kT} - 1}{e^{F/kT} + 1 + e^{F_i/kT}}, \quad (2)$$

где g_m — максимально возможное усиление при $F \rightarrow \infty$, F — превышение внешнего потенциала над необходимым для инверсии заселенности, F_i — глубина расположения квазиуровня Ферми в разрешенной зоне более легких носителей (электронов) на пороге инверсии.

Генерация возникает при таком $F = F_g$, при котором $g_0\Gamma = \alpha_\Sigma$, где Γ — коэффициент связи лазерного излучения с усиливающей средой, α_Σ — сумма всех потерь. При низких температурах, когда преобладает излучательная рекомбинация, удобно определить F_g из отношения экспериментально измеренных тока инверсии I_{inv} и тока генерации I_{th} . Вычисления показывают, что

$$\frac{F_g}{F_i} \approx \frac{I_{th}}{I_{inv}} - 1. \quad (3)$$

Максимальное усиление g_m определяется соотношением

$$g_m F \approx \alpha_\Sigma \frac{e^{F_i/kT} + 1}{(F_i/kT)[I_{th}/I_{inv} - 1]}. \quad (4)$$

Если использовать наши экспериментальные данные ($I_{th}/I_{inv} = 1.07$, $\alpha_\Sigma = \alpha_L = (1/L) \ln(1/R) \approx 40 \text{ см}^{-1}$, α_L — потери на выход излучения, $L = 0.03 \text{ см}$, $R = 0.3$ — коэффициент отражения от зеркала, $F_i = 2kT$), получим $g_m\Gamma = 250 \text{ см}^{-1}$.

С увеличением температуры возрастает роль поглощения на свободных носителях. Предполагается, что основной вклад в поглощение излучения дают переходы (тяжелая дырка)–(легкая дырка). Эти потери (α_p) можно выразить формулой

$$\alpha_p = \alpha_0 \exp\left\{-\left(\frac{m_l}{m_h}h\nu + F_p\right)/kT\right\} \exp\{F/(kT + F_i)\}, \quad (5)$$

где α_0 — коэффициент, m_l и m_h — эффективные массы легких и тяжелых дырок соответственно, F_p — глубина

залегания состояний дырок в квантовой яме, $h\nu$ — энергия фотона. Общие потери на излучение составляют

$$\alpha_\Sigma = \alpha_p + \alpha_L + \alpha_d, \quad (6)$$

где α_d — потери на рассеяние.

Отношение $g_0\Gamma/\alpha_\Sigma$ (4) сначала увеличивается с ростом F , достигает максимума при $\alpha_\Sigma \approx 0.7g_m\Gamma$ и далее уменьшается. Температура, при которой α_Σ достигает $0.7g_m\Gamma$, и есть максимальная температура генерации T_{max} . При этой температуре $F = F_i + kT$. Выражение для T_{max} имеет вид

$$kT_{max} \approx \left(\frac{m_l}{m_h}h\nu + F_p\right) / \left(1 + \frac{\alpha_L + \alpha_d}{0.7g_m\Gamma} + \ln \frac{\alpha_0}{0.7g_m\Gamma}\right). \quad (7)$$

Если использовать величины $m_l/m_h \approx 0.1$, $h\nu = 0.36 \text{ эВ}$, $F_p = 0.003 \text{ эВ}$, $g_m\Gamma = 250 \text{ см}^{-1}$, $\alpha_L + \alpha_d \approx 40 \text{ см}^{-1}$, $\alpha_0 = 700 \text{ см}^{-1}$, то находим $T_{max} = 173 \text{ К}$. Эта величина соответствует среднему из экспериментальных значений для исследованных нами лазеров.

Максимальную температуру генерации можно увеличить, если уменьшить α_0 , α_L , α_d и увеличить Γ . Например, α_L можно уменьшить нанесением отражающих покрытий на зеркала резонатора, а Γ можно увеличить, повысив содержание фосфора в ограничительных слоях или сделав несколько квантово-размерных ям. Только за счет уменьшения α_L можно увеличить T_{max} до 190 К, а если еще увеличить $g_m\Gamma$ в 2 раза, то можно получить $T_{max} = 265 \text{ К}$.

В изготовленных нами методом ЖФЭ и исследованных лазерах лучшее значение максимальной температуры генерации $T_{max} = 203 \text{ К}$. Оно получено на структурах с отдельным оптическим и электронным ограничением, имеющих между активной областью и слоем электронного ограничения гетеропереход II типа. Лазеры имели ширину полоска 55 мкм и длину резонатора 300 мкм. Отражающие покрытия на зеркала резонаторов не наносились.

Работа частично поддержана Европейским отделением аэрокосмических исследований и разработок США (US EOARD), контракт F61775-99-WE016, и частично Российским фондом фундаментальных исследований, гранты № 99-02-18109 и № 00-02-17047.

Список литературы

- [1] Z. Shi, M. Tacke, A. Lambrecht, H. Bittner. Appl. Phys. Lett., **66**, 2537 (1999).
- [2] Z. Feit, D. Kostyk, R.J. Woods, P. Mark. Appl. Phys. Lett., **58**, 343 (1991).
- [3] J.M. Arias, M. Zandian, R. Zucca, J. Singh. Semicond. Sci. Technol., **8**, S255 (1993).
- [4] Kobayashi, Y. Horikishi. Japan. J. Appl. Phys., **19**, L641 (1980).

- [5] М.Ш. Айдаралиев, Н.В. Зотова, С.А. Карандашев, Б.А. Матвеев, Н.М. Стусь, Г.Н. Талалакин. Письма ЖТФ, **13** (9), 563 (1987).
- [6] М.Ш. Айдаралиев, Н.В. Зотова, С.А. Карандашев, Б.А. Матвеев, Н.М. Стусь, Г.Н. Талалакин. Письма ЖТФ, **14** (17), 1617 (1988).
- [7] М.Ш. Айдаралиев, Н.В. Зотова, С.А. Карандашев, Б.А. Матвеев, Н.М. Стусь, Г.Н. Талалакин. Письма в ЖТФ, **15** (15), 49 (1989).
- [8] H. Mani, A. Jolee, G. Boissier, E. Tournie, F. Pitard, A.-M. Joullie, C. Albert. Electron. Lett. **24**, 1542 (1988).
- [9] А.Н. Баранов, А.А. Гусейнов, А.М. Литвак, А.А. Попов, Н.А. Чарыков, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. Письма ЖТФ, **16** (5), 33 (1990).
- [10] Т.Н. Данилова, О.Г. Ершов, А.Н. Именков, И.Н. Тимченко, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. Письма ЖТФ, **20** (4), 87 (1994).
- [11] N.K. Choi, G.W. Turner, N.J. Manfra, M.K. Connor. Appl. Phys. Lett., **68**, 2936 (1996).
- [12] N.K. Choi, S.J. Eglash, G.W. Turner. Appl. Phys. Lett., **64**, 2474 (1994).
- [13] H. Lee, I.J. Olafsen, R.J. Menna, W.W. Bewley, R.U. Martinely, I. Yurgaftmen, D.Z. Garbuzow, C.L. Felix, M. Maiorov, J.R. Meyer, J.C. Connolly, A.R. Sugg, G.H. Olsen. Electron. Lett., **35**, 1743 (1999).
- [14] J. Faist, F. Capasso, C. Sirtori, D. Sivco, A.L. Hutchinson, F.Y. Cho. Electron. Lett., **32**, 560 (1996).
- [15] C. Gmachl, F. Capasso, J. Faist, A.L. Hutchinson, A.Y. Cho. Appl. Phys. Lett., **72**, 1430 (1998).
- [16] J.L. Brodshaw, R.Q. Yang, J.D. Bruno, J.T. Pham, D.E. Wortman. Appl. Phys. Lett., **75**, 2362 (1999).
- [17] I. Yurgaftman, J.R. Meyer, L.R. Ram-Mohan. IEEE Photon. Techn. Lett., **9**, 170 (1997).
- [18] А.Н. Баранов, Б.Е. Джуртанов, А.М. Литвак, Н.А. Чарыков, А.Г. Чернявский, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. ЖНХ, **35**, 3008 (1990).
- [19] Т.Н. Данилова, О.Г. Ершов, А.Н. Именков, И.Н. Тимченко, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. Письма ЖТФ, **20** (4), 87 (1994).
- [20] Е.А. Гребенщикова, А.М. Литвак, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. Письма ЖТФ, **24** (15), 27 (1998).
- [21] Т.Н. Данилова, О.Г. Ершов, А.Н. Именков, М.В. Степанов, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. ФТП, **30**, 1265 (1996).
- [22] Т.Н. Данилова, А.П. Данилова, О.Г. Ершов, А.Н. Именков, Н.М. Колчанова, М.В. Степанов, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. ФТП, **31**, 976 (1997).
- [23] Г.Г. Зегря, А.Д. Андреев. ЖЭТФ, **109**, 615 (1996).
- [24] А.А. Андаспаева, А.Н. Баранов, Б.А. Гельмонт, Б.Е. Джуртанов, Г.Г. Зегря, А.Н. Именков, Ю.П. Яковлев, С.Г. Ястребов. ФТП, **25**, 394 (1991).
- [25] Т.Н. Данилова, О.Г. Ершов, Г.Г. Зегря, А.Н. Именков, М.В. Степанов, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. ФТП, **29**, 1604 (1995).
- [26] А.Н. Баранов, Т.Н. Данилова, О.Г. Ершов, А.Н. Именков, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. Письма ЖТФ, **18** (22), 6 (1992).
- [27] A. Popov, V. Serstnev, Yu. Yakovlev, R. Mucke, P. Werle. Appl. Phys. Lett., **68**, 2970 (1996).

Редактор Л.В. Шаронова

InAsSb/InAsSbP double-heterostructure lasers emitting in spectral range 3–4 μm

T.N. Danilova, A.N. Imenkov, V.V. Sherstnev, Yu.P. Yakovlev

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

Abstract We present a review of our papers concerning InAsSb/InAsSbP double heterostructure diode lasers emitting at 3–4 μm , which were grown by liquid phase epitaxy. The lasers have exhibited pulsed operation up to 203 K with a characteristic temperature 35 K. Differential quantum efficiency was $20 \pm 5\%$ at 77 K. Meza-stripe geometry lasers with the stripe width 10–30 μm and the cavity length 200–500 μm are operating in CW regime up to 110 K. Total optical output power over 10 mW at wavelength 3.6 μm has been obtained at 82 K in CW operation. Output power per one mode was limited by 2 mW/facet. The single-mode regime has been reached in the temperature range 12–90 K.