

Подавление оже-рекомбинации в диодных лазерах на основе гетеропереходов II типа InAsSb/InAsSbP и InAs/GaInAsSb

© Г.Г. Зегря, М.П. Михайлова, Т.Н. Данилова, А.Н. Именков, К.Д. Моисеев, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев

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

(Получена 23 июля 1998 г. Принята к печати 5 августа 1998 г.)

Сравнительное исследование температурной зависимости порогового тока, дифференциальной квантовой эффективности и поляризации света выполнено для гетероструктур I и II типа InAsSb/InAsSbP, а также для туннельно-инжекционного лазера на основе разьединенного гетероперехода II типа GaInAsSb/InGaAsSb. Получено экспериментальное доказательство подавления безызлучательной оже-рекомбинации в лазерах InAsSb/InAsSbP II типа с большим отношением разрывов зон на гетерогранице $\Delta E_v/\Delta E_c = 3.4$. Ослабление температурной зависимости порогового тока установлено для обоих видов лазеров II типа. Максимальная рабочая температура $T_{lim} = 203$ и 195 К и характеристическая температура $T_0 = 40$ и 47 К были достигнуты соответственно для традиционного лазера InAsSb/InAsSbP II типа и туннельно-инжекционного лазера II типа на основе p -GaInAsSb/ n -InGaAsSb.

В последние годы возрос интерес к созданию и исследованию длинноволновых лазеров на основе соединений $A^{III}B^V$ для спектрального диапазона $\lambda = 2 \div 5$ мкм, перспективных для высокоточной лазерной диодной спектроскопии и экологического мониторинга [1,2]. Однако до сих пор отсутствуют длинноволновые лазеры ($\lambda > 3$ мкм) на межзонных переходах, работающие при комнатной температуре. Работы по созданию длинноволновых лазеров, работающих при высоких температурах, ведутся в ряде ведущих научных центров [2–7]. До настоящего времени инфракрасные лазеры на основе двойных гетероструктур InAsSb/InAs, GaInAsSb/InAs, AlGaAsSb/InAsSb, выращенные методами 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. Поэтому важной задачей является создание лазеров среднего инфракрасного (ИК) диапазона, работающих вблизи комнатной температуры.

Имеется несколько физических причин, лимитирующих работу длинноволновых лазеров 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 InAs, 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 Δ_{so} [8]. В последние годы было предложено несколько физических подходов для ослабления процессов оже-рекомбинации в узкозонных гетероструктурах и улучшения температурных характеристик длинноволновых лазеров. Эти подходы включают в себя использование структур с

напряженными слоями, сверхрешеток II типа, а также создание квантово-каскадных лазеров, работающих на межподзонных переходах [5–7]. В настоящее время оба типа лазеров, как традиционные биполярные, так и квантово-каскадные униполярные, по параметрам оптической мощности и пороговому току достигли примерного паритета. Большим преимуществом биполярных лазеров на основе двойных гетероструктур является относительная простота конструкции и технологии создания, что очень важно для практического использования таких приборов. Однако с уменьшением ширины запрещенной зоны безызлучательные оже-процессы начинают преобладать в традиционных лазерных структурах на межзонных переходах на основе узкозонных соединений $A^{III}B^V$ [8].

В настоящей работе на основе теоретического предсказания приводится экспериментальное подтверждение подавления процесса оже-рекомбинации в длинноволновых лазерных структурах на основе гетеропереходов II типа. Проведены сравнительные исследования лазерных гетероструктур I и II типа и сравнительный анализ скорости оже-рекомбинации в них.

Теоретическое рассмотрение

Рассмотрим схематическую зонную диаграмму гетероструктуры II типа с квантовыми ямами (рис. 1). В гетеропереходах II типа основными являются два процесса оже-рекомбинации: 1) оже-процесс с участием электрона и дырки с переходом дырки в спин-орбитально отщепленную зону (CHNS-процесс) и 2) СНСС-процесс, когда горячий электрон переходит в зону проводимости. СНСС-процесс преобладает над СННС-процессом при условии, если

$$(E_g - \Delta_{so})/E_g > m_c/m_{so},$$

где Δ_{so} — величина спин-орбитального расщепления валентной зоны, E_g — эффективная ширина запрещенной

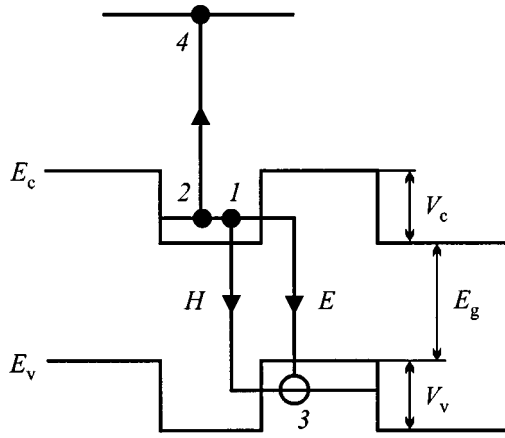


Рис. 1. Зонная энергетическая диаграмма гетероструктуры II типа с квантовыми ямами: 1, 2 — начальные состояния частиц при рекомбинации; 3, 4 — конечные состояния. H , E — два возможных канала рекомбинации электрона и дырки.

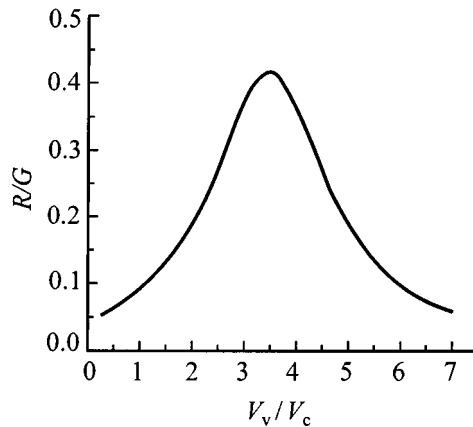


Рис. 2. Зависимость соотношения скорости излучательной (R) и безызлучательной (G) рекомбинации от соотношения высот барьеров в валентной зоне и зоне проводимости на гетерогранице V_v/V_c . Расчет выполнен для прямоугольной квантовой ямы с размерами ямы и барьера $a = b = 80 \text{ \AA}$. $T = 250 \text{ K}$.

зоны, m_c и m_{so} — эффективные массы электрона и дырки в спин-орбитально отщепленной зоне соответственно.

В гетероструктурах II типа, где разрывы зон имеют одинаковый знак, неравновесные электроны и дырки пространственно разделены — они находятся по разные стороны от гетерограницы. Поэтому излучательная рекомбинация неравновесных электронов и дырок становится возможной при их туннелировании через гетерограницу. Следовательно, в таких структурах могут существовать два канала рекомбинации: канал E — туннелирующий электрон рекомбинирует с дыркой в квантовой яме и канал H — туннелирующая дырка рекомбинирует с электроном в квантовой яме. В результате, как было показано в работе [9], амплитуды двух каналов вносят деструктивный вклад в матричный

элемент кулоновского взаимодействия, а следовательно, и в скорость оже-рекомбинации. При этом скорость оже-рекомбинации становится немонотонной функцией высот гетеробарьеров для электронов (V_c) и дырок (V_v). При определенном соотношении между V_c и V_v скорость оже-рекомбинации имеет минимум, как это показано на теоретической кривой на рис. 2. Для реальных гетероструктур минимум сдвигается в сторону меньших отношений V_v/V_c . Поскольку скорость излучательной рекомбинации R слабо зависит от V_v/V_c , то соотношение скоростей излучательной и безызлучательной рекомбинации R/G будет иметь максимум при том значении V_v/V_c , где G проходит через минимум.

Как было показано в работе [10], вклады в матричный элемент оже-перехода (M) от двух каналов рекомбинации E и H — величины одного порядка благодаря взаимной трансформации легких и тяжелых дырок при их взаимодействии с гетерограницей. Эти вклады в M имеют противоположные знаки и компенсируют друг друга. В результате матричный элемент M процесса оже-рекомбинации в гетеропереходах II типа имеет добавочную малость порядка $[Tm_h/V_cm_c]^{3/2} < 1$, где T — температура решетки, m_h — эффективная масса дырки. Поскольку два канала рекомбинации деструктивно интерферируют, это приводит к уменьшению скорости оже-рекомбинации в гетероструктурах II типа. Об этом свидетельствует глубокий минимум для скорости оже-рекомбинации на зависимости G от V_v/V_c (рис. 2). Важно сравнить скорость оже-рекомбинации в гетероструктурах II типа в минимуме (G^{\min}) со скоростью оже-рекомбинации в гетероструктуре I типа (G_I),

$$\frac{G^{\min}}{G_I} \sim \left(\frac{T m_h}{V_c m_c} \right)^3 \frac{V_c}{E_g} \ll 1.$$

Таким образом, в гетероструктурах II типа по сравнению с гетероструктурами I типа возможно существенное подавление процесса оже-рекомбинации. В то же время

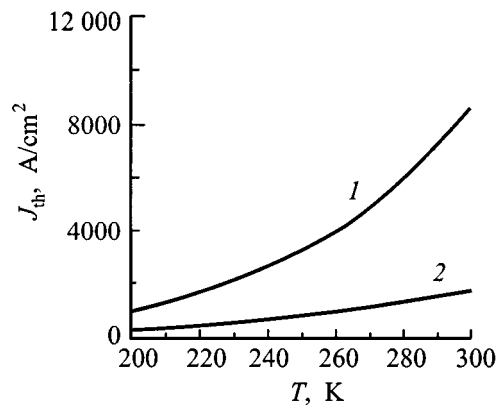


Рис. 3. Расчетная температурная зависимость плотности порогового тока J_{th} лазерной структуры с гетеропереходом II типа для $V_v = V_c$ (1) и $V_v = 3V_c$ (2). Расчет выполнен для прямоугольной квантовой ямы с размерами ямы и барьера $a = b = 80 \text{ \AA}$.

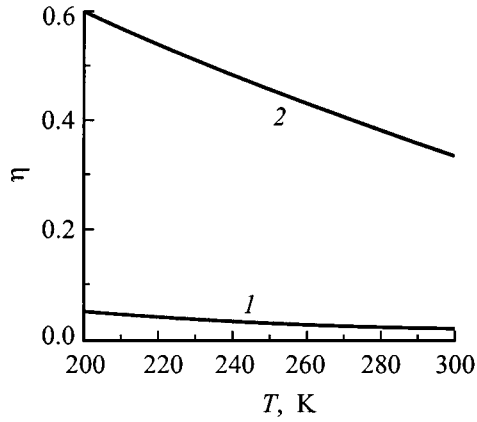


Рис. 4. Расчетная зависимость внутренней квантовой эффективности η от температуры для $V_v = V_c$ (1) и $V_v = 3V_c$ (2). Расчет выполнен для прямоугольной квантовой ямы с размерами ямы и барьера $a = b = 80 \text{ \AA}$.

скорости излучательной рекомбинации для гетеропереходов I и II типа сравнимы: $R_{II}/R_I \sim 1$.

Следовательно, теоретический анализ показывает, что отношение скорости излучательной рекомбинации (R_{II}) к скорости безызлучательной оже-рекомбинации в гетероструктурах II типа может иметь резкий максимум, зависящий в свою очередь от соотношения высот барьеров V_c и V_v на гетерогранице. Поэтому при соответствующем выборе параметров гетероструктуры II типа мы можем подавить скорость оже-рекомбинации. Соответственно, температурная зависимость внутреннего квантового выхода (η) и пороговой плотности тока (J_{th}) также сильно будут зависеть от соотношения V_v/V_c , как это показано на рис. 3 и 4 [11]. Экспериментальное доказательство подавления оже-рекомбинации было проведено нами на примере длинноволновых лазерных гетероструктур InAs(Sb)/InAsSbP с гетеропереходами I и II типа между слоем активной области и ограничительными слоями, а также на гетероструктурах II типа GaInAsSb/InGaAsSb.

Эксперимент

Два типа лазеров на основе гетероструктур InAsSb/InAsSbP с отдельным электронным и оптическим ограничением были выращены методом жидкофазной эпитаксии на подложках InAs(100) (рис. 5). В одной из этих структур слой активной области образовывал с ограничительными слоями гетеропереход II типа (рис. 5, a), в то время как вторая структура имела гетеропереход I типа (рис. 5, b). В первом случае электронное ограничение обеспечивалось слоями InAs, а во втором — InAs_{0.84}Sb_{0.06}P_{0.1}. Состав активной области и слоев оптического ограничения для обеих структур был одинаков (InAs_{0.95}Sb_{0.05} и InAs_{0.5}Sb_{0.16}P_{0.34} соответственно). Значения разрывов зон (ΔE_c и ΔE_v) на гетерограницах между активной областью и ограничительными слоями в лазерах II типа были выбраны $\Delta E_c \sim 15 \text{ мэВ}$

и $\Delta E_v \sim 52 \text{ мэВ}$, т.е. их соотношение составляло $\Delta E_v/\Delta E_c = 3.4$, что должно соответствовать минимальному значению скорости оже-рекомбинации G^A (рис. 2).

Кроме того, два типа туннельно-инжекционных лазеров с гетеропереходом II типа GaInAsSb/InGaAsSb в активной области были также выращены методом жидкофазной эпитаксии на подложках InAs(100) [12]. Активная область таких лазеров состояла из двух четверных твердых растворов Ga_{1-x}In_xAs_ySb_{1-y}, широкозонного ($x = 0.17, y = 0.22$) и узкозонного ($x = 0.83, y = 0.78$), образующих разьединенный гетеропереход II типа (рис. 6). Слои твердого раствора InAs_{0.62}Sb_{0.12}P_{0.26} использовались для улучшения оптического ограничения. Хорошее электронное ограничение в этой структуре обеспечивалось за счет высоких барьеров на гетерогранице ($\Delta E_c = 640 \text{ мэВ}$ и $\Delta E_v = 420 \text{ мэВ}$).

Межа-полосковые лазеры были изготовлены методом стандартной фотолитографии с шириной полоска 15 мкм и длиной резонатора порядка 350 мкм. Все типы лазерных структур исследовались в импульсном режиме с

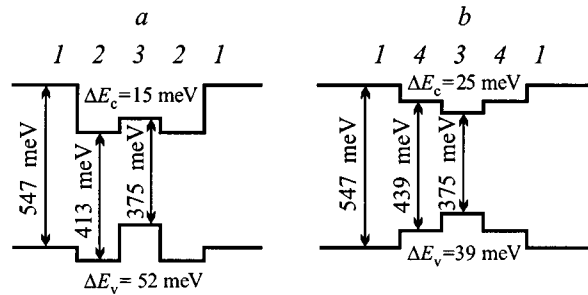


Рис. 5. Лазерные структуры на основе InAsSb/InAsSbP: a — с гетеропереходом II типа на границе с активной областью, b — с гетеропереходом I типа на границе с активной областью. 1 — слой твердого раствора InAs_{0.52}Sb_{0.18}P_{0.3}, 2 — InAs, 3 — InAs_{0.95}Sb_{0.05}, 4 — InAs_{0.84}Sb_{0.06}P_{0.1}.

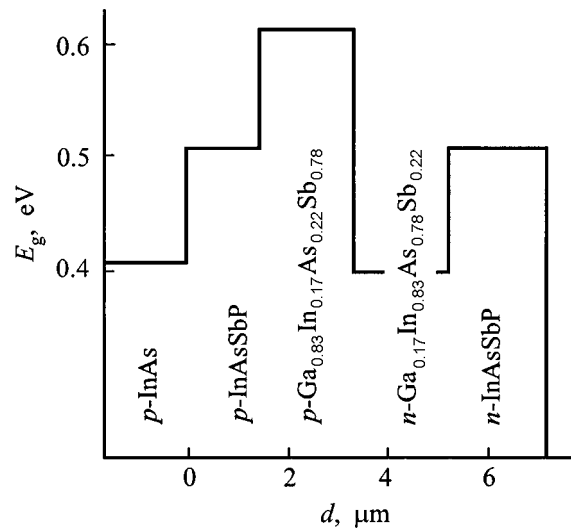


Рис. 6. Схематическое изображение структуры туннельно-инжекционного лазера с разьединенным гетеропереходом II типа p-GaInAsSb/n-InGaAsSb в активной области.

длительностью импульса $100 \div 500$ нс и частотой повторения 10^5 Гц в температурном интервале $T = 77 \div 200$ К. Исследовались температурная зависимость порогового тока, дифференциальная квантовая эффективность и поляризация излучения в спонтанном и когерентном режимах.

Результаты и обсуждение

Гетероструктуры I и II типа на основе гетероперехода InAsSb/InAsSbP

Нами была поставлена задача исследовать характеристики лазерных структур с различным соотношением $\Delta E_v / \Delta E_c$. Как было показано в работе [10], максимальное подавление безызлучательного оже-процесса может быть достигнуто при соотношении $\Delta E_v / \Delta E_c \sim 3 \div 4$. Кроме того, увеличение ΔE_v положительно влияет на локализацию дырок в активной области лазерной структуры, что важно для достижения генерации вблизи комнатной температуры. Исследовалась температурная зависимость порогового тока (рис. 7) и дифференциальная квантовая эффективность (рис. 8) на структурах, изображенных на рис. 5. Если для лазера на основе гетероперехода II типа InAsSb/InAsSbP были достигнуты характеристическая температура $T_0 = 35 \div 40$ К и предельная рабочая температура $T_{lim} = 203$ К (рис. 7, кривая 2), то для лазерной структуры с гетеропереходом I типа были получены максимальные значения $T_0 = 25 \div 28$ К и $T_{lim} = 145$ К (рис. 7, кривая 3). Важно отметить, что абсолютные значения порогового тока J_{th} и квантовой эффективности η для обоих типов лазерных структур были близки при $T = 77$ К, однако их температурные зависимости сильно различались. Существенная разница для двух исследуемых типов структур

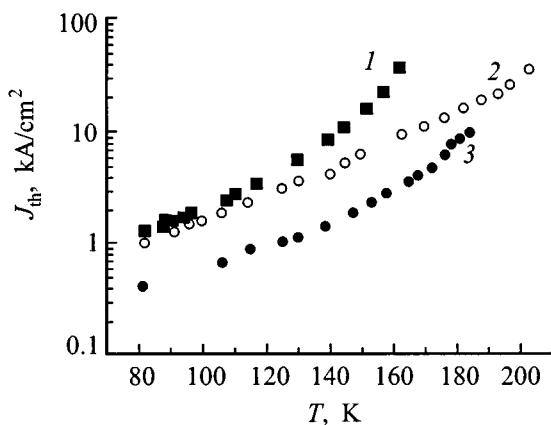


Рис. 7. Температурные зависимости порогового тока J_{th} для трех типов лазерных структур: 1 — InAsSb/InAsSbP-лазер с гетеропереходом I типа ($T_0 = 25$ К, $T_{lim} = 160$ К); 2 — InAsSb/InAsSbP-лазер с гетеропереходом II типа ($T_0 = 40$ К, $T_{lim} = 203$ К); 3 — GaInAsSb/InGaAsSb-лазер с гетеропереходом II типа в активной области ($T_0 = 47$ К, $T_{lim} = 195$ К).

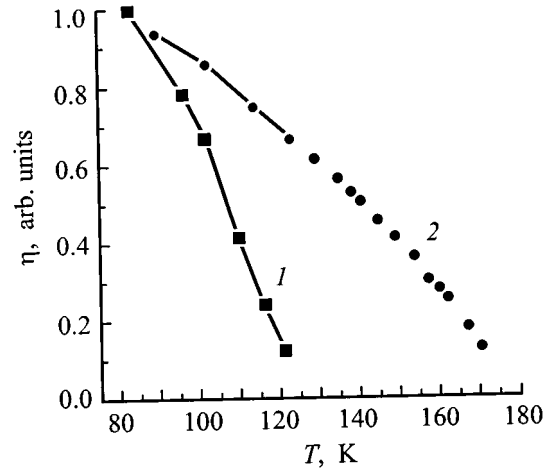


Рис. 8. Температурная зависимость дифференциальной квантовой эффективности для двух лазерных структур, представленных на рис. 5: 1 — гетероструктура I типа, 2 — гетероструктура II типа.

наблюдалась в температурной зависимости дифференциальной квантовой эффективности (рис. 8). Если при низкой температуре (77 К) $\eta \sim 20\%$ для обоих типов структур, то для лазеров с гетеропереходом I типа она спадает с температурой более резко, что свидетельствует о большом вкладе безызлучательного оже-процесса. Так, при повышении рабочей температуры до 120 К квантовая эффективность в структурах с гетеропереходом II типа в 4 раза выше, чем для лазеров с гетеропереходом I типа. Сравнение двух типов лазерных структур с активной областью на основе гетероперехода II типа с различным соотношением $\Delta E_v / \Delta E_c$ показывает существенное ослабление температурной зависимости порогового тока и достижение более высокой рабочей температуры для лазеров с гетеропереходом II типа при $\Delta E_v / \Delta E_c \sim 3$. Этот экспериментальный факт, по нашему мнению, является прямым подтверждением механизма подавления оже-рекомбинации на гетерогранице II типа, теоретически предсказанного в работах [9–11].

Для того чтобы сравнить роль гетерограниц I и II типа в процессах излучательной рекомбинации, была исследована поляризация лазерного излучения. Оказалось, что в обоих типах лазерных структур имеется заметный вклад ТМ-поляризации (вектор \mathbf{E} перпендикулярен плоскости p - n -перехода). Степень поляризации α определялась по известному соотношению

$$\alpha = (P_{TM} - P_{TE}) / (P_{TM} + P_{TE}),$$

где P_{TM} и P_{TE} — интенсивности излучения для ТМ- и ТЕ-поляризованного света соответственно. Максимальная величина α составила 80 и 73% (при токе $J \sim 1.5J_{th}$) для гетероструктур II и I типа соответственно. Как было показано в [12], ТМ-поляризация характерна для непрямых излучательных переходов, связанных с взаимодействием носителей с гетерограницей.

Таким образом, мы можем заключить, что в лазерах с гетеропереходом II типа InAsSb/InAsSbP между активной областью и ограничительными слоями интерфейсная рекомбинация преобладает в интервале температур $77 \div 120$ К.

Нами были проведены оценки коэффициентов оже-рекомбинации для лазерных гетероструктур I и II типа из сравнения теоретических результатов с экспериментальными данными. Пороговый ток (J_{th}) может быть записан в следующем виде, учитывая вклад излучательной (J_{ph}) и безызлучательной (J_A) рекомбинации:

$$J_{th} \sim e(R_{ph} + G_A) = J_{ph} + J_A,$$

где R_{ph} и G_A — двумерные скорости излучательной рекомбинации и оже-рекомбинации соответственно. При высоких температурах ($T > 150$ К), где основной вклад в ток вносит оже-процесс, пороговый ток равен

$$J_{th} \sim J_A = eC_A(n_{th})^3,$$

где C_A — коэффициент Оже, n_{th} — двумерная концентрация на пороге генерации. Характеристическая температура T_0 определялась при этом из соотношения

$$1/T_0 = d(\ln J_{th})/dT.$$

С использованием экспериментально полученных значений пороговых токов в гетероструктурах I и II типа были оценены значения двумерных коэффициентов оже-рекомбинации при $T = 160$ К:

$$C_A^I \sim 2 \cdot 10^{-15} \text{ см}^4/\text{с} \quad \text{и} \quad C_A^{II} \sim 4.6 \cdot 10^{-16} \text{ см}^4/\text{с}.$$

Таким образом, в гетероструктурах II типа оже-рекомбинация подавлена в $C_A^I/C_A^{II} \sim 4.4$ раза. Это подтверждается также увеличением квантовой эффективности и уменьшением порогового тока примерно в таком же соотношении.

Лазер на основе разьединенного гетероперехода II типа $p\text{-GaInAsSb}/n\text{-InGaAsSb}$ с улучшенной температурной характеристикой

Как отмечалось выше в п. 3, нами была изготовлена туннельно-инжекционная лазерная структура на основе разьединенного $p\text{-}n$ -гетероперехода II типа в системе твердых растворов $p\text{-Ga}_{0.83}\text{In}_{0.17}\text{As}_{0.22}\text{Sb}_{0.78}/n\text{-In}_{0.83}\text{Ga}_{0.17}\text{As}_{0.78}\text{Sb}_{0.22}$ (рис. 6). Идея и первая реализация такого лазера были впервые описаны нами в работе [13]. Как ожидалось, благодаря асимметричной структуре разрывов зон и большой величине отсечек в зоне проводимости и валентной зоне на гетерогранице ($\Delta E_c \sim 640$ мэВ и $\Delta E_v \sim 420$ мэВ), в такой структуре обеспечивается одновременно хорошее электронное и дырочное ограничение. Поскольку основным механизмом излучательной рекомбинации в такой структуре является туннельная излучательная рекомбинация через квантовые состояния на гетерогранице II типа,

мы ожидали получить подавление оже-рекомбинации и более слабую температурную зависимость порогового тока по сравнению с результатами работы [12], в которой использовался изотипный ($p\text{-}p$) разьединенный гетеропереход II типа в активной области и пороговый ток был достаточно велик из-за большой утечки дырок через гетерограницу. Действительно, как видно из рис. 7, пороговый ток в исследуемой структуре на основе $p\text{-}n$ -гетероперехода II типа был в 4 раза меньше, чем в предыдущей лазерной структуре на основе $p\text{-}p$ -гетероперехода II типа, описанной в работе [12]. Температурная зависимость порогового тока была слабее, чем в лазерах на основе InAsSb/InAsSbP, работающих в том же спектральном диапазоне $3.2 \div 3.4$ мкм при $T = 77$ К. Лазер на основе GaInAsSb/InGaAsSb работал в импульсном режиме до 200 К; характеристическая температура при этом равнялась $T_0 = 47$ К. При увеличении температуры свыше 150 К пороговый ток заметно возрастал ($T_0 = 30$ К). Данный факт может быть обусловлен как вкладом в пороговый ток оже-процесса, связанного с переходом горячей дырки в спин-орбитально отщепленную зону (CHHS), так и с поглощением излучения на свободных носителях внутри валентной зоны.

Исследование поляризации света в спонтанном и когерентном режимах для этой лазерной структуры также показало преобладающую роль ТМ-поляризации с ростом тока. Это подтверждает туннельное происхождение оптических излучательных переходов через гетерограницу II типа.

Для того чтобы еще улучшить характеристики длинноволновых лазеров и повысить их рабочую температуру до комнатной, необходима дальнейшая оптимизация лазерной структуры как с точки зрения ее конструкции, так и учета других процессов (утечка носителей через гетеробарьеры, внутризонное поглощение, разогрев носителей тока). Отметим, что процесс подавления оже-рекомбинации был обнаружен также в квантово-размерных лазерных структурах с гетеропереходами II типа [13–15].

Заключение

Проведены сравнительные исследования лазерных гетероструктур на основе гетеропереходов I и II типа в системах твердых растворов InAsSb/InAsSbP и GaInAsSb/InGaAsSb. Экспериментально наблюдалось подавление оже-рекомбинации в лазерах с гетерограницей II типа, предсказанное теоретически. Подавление оже-рекомбинации привело к значительному увеличению квантовой эффективности и повышению рабочей температуры лазерных структур на основе гетероперехода II типа GaInAsSb/InGaAsSb. Получена оценка коэффициентов скорости оже-рекомбинации в гетероструктурах I и II типа. Показано, что в разумных пределах можно управлять процессом безызлучательной

оже-рекомбинации, подбирая параметры гетероструктуры (относительные высоты барьеров на гетерогранице ΔE_c и ΔE_v). Дальнейшая оптимизация лазерной структуры с учетом других процессов (утечка носителей через гетеробарьеры, внутризонное поглощение, разогрев носителей тока) позволит повысить предельную рабочую температуру длинноволновых лазеров до комнатной и выше.

Данная работа поддержана частично Российским фондом фундаментальных исследований, проекты № 96-17841а и № 98-07-90336, а также программой Министерства науки "Физика твердотельных наноструктур", проекты № 96-1010 и № 97-0003.

Список литературы

- [1] A.I. Nadezhdinski, A.M. Prokhorov. Proc. SPIE, **1724**, 2 (1992).
- [2] A. Popov, A. Baranov, V. Sherstnev, Yu. Yakovlev, B. Scheumann, R. Mucke, P. Werle. *Progr. and Abstr. 4th Int. Symp.* (Freiburg, 1994).
- [3] A.N. Baranov, A.N. Imenkov, V.V. Sherstnev, Yu.P. Yakovlev. *Appl. Phys. Lett.* **64**, 2480 (1994).
- [4] M. Aidaraliev, N.V. Zotova, B.A. Matveev, N.M. Stus', G.N. Talalakin. *Semicond. Sci. Technol.*, **2**, 1575 (1993).
- [5] H.K. Choi, G.W. Turner, S.J. Eglash, Z.L. Liau. *Appl. Phys. Lett.*, **65**, 2251 (1994).
- [6] J.H. Zhang. *Appl. Phys. Lett.*, **66**, 118 (1995).
- [7] J. Faist, F. Capasso, D.L. Sivko, C. Sirtori, A.L. Hutchinson, A.J. Cho. *Science*, **264**, 553 (1994).
- [8] Б.Л. Гельмонт, З.Н. Соколова, И.Н. Ясиевич. *ФТП*, **16**, вып. 4, 592 (1982).
- [9] G.G. Zegrya, A.D. Andreev. *Appl. Phys. Lett.*, **67**, 2681 (1995).
- [10] Г.Г. Зегря, А.Д. Андреев. *ЖЭТФ*, **102**, 615 (1996).
- [11] Н.С. Аверкиев, А.Н. Баранов, А.Н. Именков, А.А. Рогачев, Ю.П. Яковлев. *Письма ЖТФ*, **13**, вып. 6, 332 (1987).
- [12] К.Д. Моисеев, М.П. Михайлова, О.Г. Ершов, Ю.П. Яковлев. *Письма ЖТФ*, **21**, 83 (1995).
- [13] J.R. Meyer, C.A. Hoffman, F.J. Bartoli. *Appl. Phys. Lett.*, **67**, 757 (1995).
- [14] C.L. Felix, J.R. Meyer, I. Vurgaftman, C.-H. Lin, S.J. Murry, D. Zhang, S.-S. Pei. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **9**, 734 (1997).
- [15] T. Hasenberg, R.H. Miles, A.R. Kost, L. West. *IEEE J. Quant. Electron.*, **33**, 1403 (1997).

Редактор Л.В. Шаронова

Suppression of Auger recombination in the diode lasers based on type II InAsSb/InAsSbP and InAs/GaInAsSb heterostructures

G.G. Zegrya, M.P. Mikhailova, T.N. Danilova, A.N. Imenkov, K.D. Moiseev, V.V. Sherstnev, Yu.P. Yakovlev

A.F. Ioffe Physicotechnical Institute, Russian Academy of Sciences, 194021 St. Petersburg, Russia

Abstract Comparative study of threshold current temperature dependence, differential quantum efficiency and light polarization was performed for type I and type II InAsSb/InAsSbP heterostructures as well as for tunneling-injection GaInAsSb/InGaAsSb laser based on the type II broken-gap heterojunction. Experimental evidence of non-radiative Auger-recombination suppression in type II InAsSb/InAsSbP lasers with high band-offset ratio $\Delta E_v/\Delta E_c = 3.4$ was obtained. Reduction of temperature dependence of the threshold current was demonstrated for both kinds of type II lasers. Maximum operation temperature and characteristic temperature $T = 203$ K with $T_0 = 40$ K and $T = 195$ K with $T_0 = 47$ K were achieved for type II InAsSb/InAsSbP and tunneling-injection p -GaInAsSb/ n -InGaAsSb lasers, respectively.