

Температурная делокализация носителей заряда в полупроводниковых лазерах

© С.О. Слипченко[¶], И.С. Шашкин, Л.С. Вавилова, Д.А. Винокуров, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, А.А. Подоскин, А.Л. Станкевич, Н.В. Фетисова, И.С. Тарасов

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

(Получена 23 сентября 2009 г. Принята к печати 29 сентября 2009 г.)

Исследованы температурные зависимости излучательных характеристик лазерных диодов на основе асимметричных гетероструктур раздельного ограничения с расширенным волноводом. Установлено, что в непрерывном режиме генерации основным механизмом насыщения ватт-амперной характеристики с ростом температуры является увеличение концентрации носителей заряда в волноводном слое. Экспериментально показано, что температурная делокализация носителей заряда ведет к росту величины внутренних оптических потерь и падению внешней дифференциальной квантовой эффективности. Продемонстрировано, что степень делокализации носителей заряда зависит от температурного распределения носителей заряда, пороговой концентрации и глубины квантовой ямы.

Рассмотрено влияние толщины и энергетической глубины квантовой ямы на температурную чувствительность порогового тока и выходной оптической мощности.

1. Введение

Интерес к мощным полупроводниковым лазерам обусловлен широким спектром их практических применений: источники оптической накачки твердотельных и волоконных лазеров, газоанализаторы и медицина. Оптическая мощность является одним из основных параметров, определяющих сферы их применений. Однако полупроводниковые лазеры обладают высокой температурной чувствительностью выходных оптических характеристик: выходной оптической мощности (P_0) и порогового тока (I_{th}). Именно высокая температурная чувствительность характеристик полупроводниковых лазеров ограничивает возможность увеличения оптической мощности непрерывных излучателей и является одним из барьеров для более широкого их использования.

Данная работа продолжает цикл исследований, посвященный теме мощных непрерывных полупроводниковых лазеров [1–5]. Применение концепции мощных полупроводниковых лазеров позволило при использовании квантово-размерной асимметричной гетероструктуры с расширенным волноводом получить внутренние оптические потери менее 1 см^{-1} [1–5], повысить выходную оптическую мощность лазерного излучения до 16 Вт и достичь КПД 74% в непрерывном режиме генерации. Дальнейшее увеличение оптической мощности ограничивалось разогревом кристалла полупроводникового лазера [6,7]. Цель настоящей статьи — исследование причин, ограничивающих увеличение оптической мощности непрерывных полупроводниковых лазеров на основе асимметричных гетероструктур раздельного ограничения с расширенным волноводом.

2. Экспериментальные образцы

В качестве базовой конструкции исследуемых лазерных гетероструктур была выбрана квантово-размерная асимметричная двойная гетероструктура раздельного ограничения (АРО ДГС) с расширенным волноводом. Эмиттеры выполнены на основе твердых растворов $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ с концентрациями легирующих примесей p -типа (Mg) и n -типа (Si) на уровне 10^{18} см^{-3} . Волноводный слой толщиной 1.7 мкм выполнен из нелегированного GaAs. Активная область была сформирована одной квантовой ямой из твердого раствора InGaAs и располагалась на расстоянии 0.7 мкм от p -эмиттера. Для гетероструктуры А-типа толщина активной области (d_{QW}) составляла 4 нм, для В-типа — 8 нм. Расчет уровней размерного квантования показал, что в структурах А и В энергетическая глубина ямы для электронов составила 115 и 125 мэВ, для дырок — 225 и 250 мэВ соответственно.

Лазерные гетероструктуры выращивались методом МОС-гидридной эпитаксии на модифицированной установке EMCORE-3100 GS. Гетероструктуры проходили цикл стандартных постростовых операций, в результате которых формировались мезаполоски шириной 100 мкм и омические контакты. Обе структуры раскалывались на кристаллы с длиной резонатора Фабри–Перо от 2 до 5 мм. Кристаллы лазерных диодов напаивались с помощью индиевого припоя p -контактом на медные теплоотводы.

3. Результаты экспериментальных исследований

Для всех лазерных диодов проводились измерения ватт-амперных характеристик (ВтАХ) в непрерывном режиме при постоянной температуре теплоотвода 25°C .

[¶] E-mail: serghpl@mail.ioffe.ru

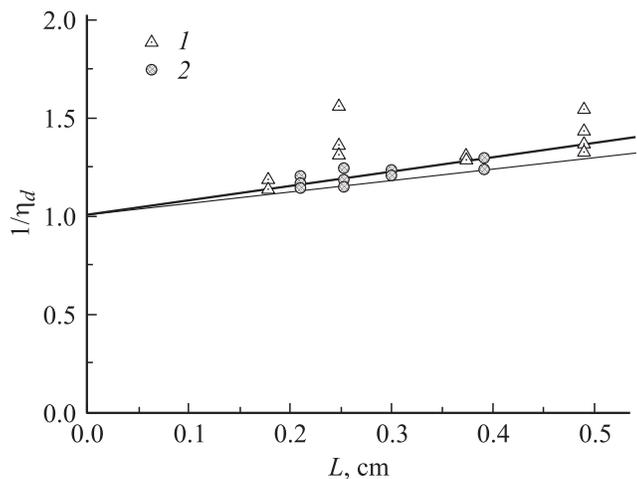


Рис. 1. Зависимость обратной величины внешней дифференциальной квантовой эффективности от длины резонатора лазерных диодов, изготовленных на основе структур: 1 — А, 2 — В.

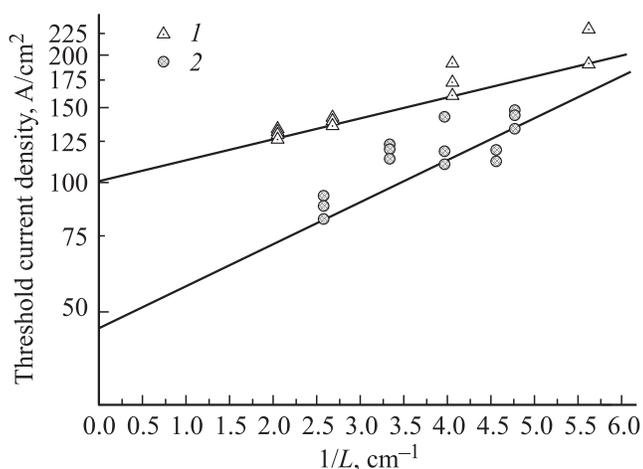


Рис. 2. Зависимость пороговой плотности тока от обратной длины резонатора лазерных диодов, изготовленных на основе структур: 1 — А, 2 — В.

Используя полученные характеристики, вычислялись значения внешней дифференциальной квантовой эффективности (η_d) и порогового тока. На рис. 1 показаны зависимости обратной величины внешней дифференциальной квантовой эффективности от длины резонатора (L). Используя методику [1], были вычислены значения внутренней квантовой эффективности η_i и внутренних оптических потерь (α_i). Принимая во внимание погрешность определения дифференциальной квантовой эффективности, полученные значения η_i оказались одинаковыми для обеих структур и составили $\sim 99\%$. Внутренние оптические потери составили 0.9 и 0.7 см^{-1} для структур А и В соответственно.

На рис. 2 показаны зависимости пороговой плотности тока от обратной длины резонатора лазерных диодов. Толщина квантовой ямы существенным образом влияет

на значение порогового тока для лазеров с длиной резонатора более 3 мм . Так, в лазерах на основе структуры А плотность тока при бесконечной длине резонатора достигала 100 А/см^2 . Увеличение толщины активной области в 2 раза для лазерных диодов на основе структуры В позволило снизить плотность тока при бесконечной длине резонатора до 46 А/см^2 .

Типичные зависимости выходной оптической мощности от тока накачки для лазерных диодов, изготовленных из структур А и В, показаны на рис. 3. Зависимости были получены при импульсной токовой накачке и постоянных температурах теплоотвода 15 и 70°C . Длительность импульса тока накачки выбиралась таким образом, чтобы разогревом лазерного кристалла в результате увеличения тока накачки можно было пренебречь. Для этого при увеличении тока накачки до 10 А длительность импульса должна быть не менее 3 мкс при частоте повторений менее 3 кГц . В рассматриваемом диапазоне токов накачки при температуре теплоотвода 15 и 70°C наблюдалась линейная ВтАХ без признаков насыщения оптической мощности. При температуре 15°C в лазерных диодах из обоих типов гетероструктур наблюдались близкие значения выходной оптической мощности. Это явилось следствием близких значений η_i и α_i для лазерных диодов на основе исследуемых гетероструктур.

Полученные при температуре теплоотвода 70°C ВтАХ существенно отличались от зависимостей, зарегистрированных при 15°C . В результате разогрева теплоотвода и лазерного кристалла выходная оптическая мощность для лазеров на основе структур А и В снизилась до 3.5 и 5 Вт соответственно. Различие в максимальной мощности обусловлено тем, что снижение внешней дифференциальной квантовой эффективности для лазеров на основе структуры А составило 34% , а для структуры В 15% относительно 15°C .

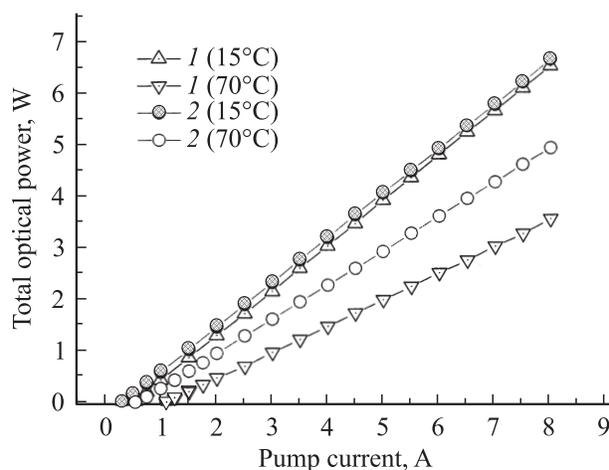


Рис. 3. Зависимость суммарной выходной оптической мощности от тока накачки при 15 и 70°C в лазерных диодах с длиной резонатора $L = 3750$ (структура А) и 3900 мкм (структура В), изготовленных на основе структур: 1 — А, 2 — В. Зеркала резонатора получены естественным сколом.

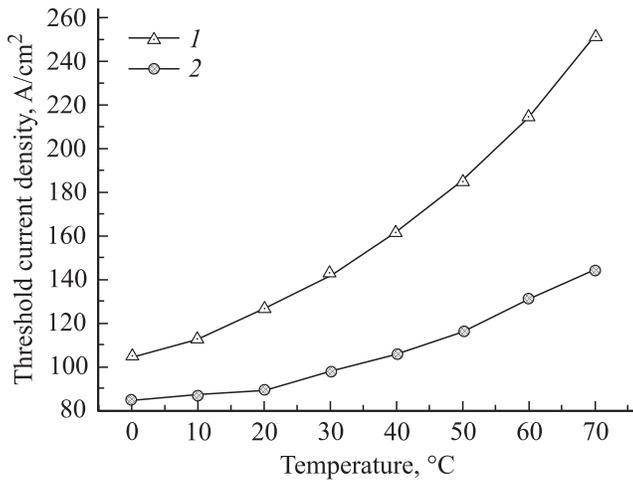


Рис. 4. Зависимость пороговой плотности тока от температуры лазерных диодов, изготовленных на основе структур: 1 — А, 2 — В.

Для последующего анализа результатов исследования была определена температурная зависимость порогового тока в интервале температур 0–70°C для лазеров, изготовленных из структур А и В (рис. 4). Лазеры, выполненные на основе структуры В, продемонстрировали большую температурную стабильность. Типичные значения характеристической температуры T_0 для лазеров с длиной резонатора 3–4 мм составили 80 и 150 К соответственно для структур А и В.

4. Анализ и обсуждение экспериментальных результатов

В общем виде связь выходной оптической мощности лазерного излучения за порогом генерации с током накачки может быть представлена следующим выражением [8].

$$P_0 = \eta_i \left(\frac{\alpha_m}{\alpha_i + \alpha_m} \right) \frac{h\nu}{q} (I - I_{th}), \quad (1)$$

где α_m — потери на зеркалах, $h\nu$ — энергия фотона, q — заряд электрона, I — ток накачки выше порогового. Из параметров, входящих в функцию выходной оптической мощности, зависимость от температуры могут обладать: внутренние оптические потери, стимулированный внутренний квантовый выход и плотность порогового тока. Анализ выражения (1) показывает, что наблюдаемая в эксперименте картина (рис. 3) может произойти при одновременном увеличении порогового тока и снижении стимулированного внутреннего квантового выхода или увеличении внутренних оптических потерь. При этом изменения стимулированного внутреннего квантового выхода и внутренних оптических потерь должны быть обусловлены ростом температуры теплоотвода и не зависеть от тока накачки для обеспечения линейности ВтАХ во всем исследуемом диапазоне

токов и температур. Однако в исследуемых образцах лазеров при температуре 25°C была экспериментально зафиксирована величина стимулированного внутреннего квантового выхода, близкая к 99% (рис. 1) для обоих типов структур А и В. Для того чтобы исследовать влияние температуры на величину внутреннего квантового выхода структур А и В, были проведены измерения внешней дифференциальной квантовой эффективности лазерных диодов при температуре 70°C. Экспериментальные результаты показали, что в этом случае величина η_i достигает 95%. Таким образом, можно утверждать, что для лазеров, изготовленных из обоих типов структур, η_i остается неизменным для температурного диапазона 15–70°C.

Необходимо отметить, что линейность ВтАХ во всем диапазоне токов накачки и температур теплоотвода свидетельствует о том, что за порогом генерации все приращение тока накачки ($10I_{th} - 20I_{th}$) преобразуется в стимулированную рекомбинацию в активной области. Другими словами, за порогом генерации каналы излучательных или безызлучательных токовых утечек остаются неизменными для обоих типов структур, и процессы, приведшие к снижению дифференциальной эффективности при увеличении температуры теплоотвода, произошли до порога генерации.

Процессом, ответственным за снижение дифференциальной квантовой эффективности с увеличением температуры теплоотвода, является рост пороговой плотности тока в активной области. Для лазеров из структуры А с тонкой активной областью пороговая плотность тока возрастает быстрее, чем для лазеров из структуры В (рис. 4), что объясняет различие в снижении дифференциальной квантовой эффективности для структур А и В (рис. 3).

Мы оценили возможный вклад величины внутренних оптических потерь в снижение дифференциальной квантовой эффективности из-за увеличения пороговой концентрации за счет роста температуры. Внутренние оптические потери в слое лазерной гетероструктуры зависят от фактора оптического ограничения волноводной моды в этом слое и концентрации свободных носителей заряда. Кроме этого для полупроводников $A^{III}B^V$ важен тип носителей заряда, т.к. сечение рассеяния для дырок в разы превосходит сечение рассеяния для электронов [9]. В общем случае внутренние оптические потери можно представить как сумму потерь в эмиттерах, волноводе и активной области. Для исследуемых лазерных диодов основная доля волноводной моды приходится на нелегированный волноводный слой (фактор оптического ограничения 96%). При концентрации фоновой примеси порядка 10^{16} см^{-3} оптические потери в волноводном слое не превышают 0.1 см^{-1} [1], что практически не влияет на суммарные внутренние оптические потери в структурах типа А и В. В эмиттерных слоях лазерной структуры с увеличением температуры уровень легирования и фактор оптического ограничения не изменяются,

из чего следует, что увеличения суммарных внутренних оптических потерь за счет увеличения их доли в эмиттерах не происходит. Таким образом, увеличение потерь с температурой может быть связано с ростом концентрации носителей заряда в активной области и волноводных слоях.

Для активной области в случае, когда каналами безызлучательной рекомбинации можно пренебречь, связь между пороговым током и пороговой концентрацией носителей заряда устанавливается выражением для тока излучательной рекомбинации [8].

$$J_R = qd_{QW}NBn_{QW}p_{QW}, \quad (2)$$

где N — количество квантовых ям; B — коэффициент излучательной рекомбинации; n_{QW} , p_{QW} — пороговые концентрации электронов и дырок в активной области. Экспериментальные результаты (рис. 4) и выражение (2) позволили оценить изменение пороговой концентрации носителей заряда в активной области при увеличении температуры от 15 до 70°C, которое соответственно составило 1.28 и 1.44 раза для структур **B** и **A**. Такой рост концентрации в активной области дает увеличение внутренних оптических потерь с температурой на 0.42 и 0.43 см⁻¹ для структур **B** и **A**, что не может объяснить зарегистрированного снижения дифференциальной квантовой эффективности с увеличением температуры. Таким образом, по нашему мнению, остается единственная причина, обуславливающая снижение дифференциальной квантовой эффективности при увеличении температуры, — рост концентрации носителей заряда в волноводе лазерной асимметричной гетероструктуры раздельного ограничения с расширенным волноводом.

Для оценки эффекта увеличения концентрации носителей заряда в волноводе были исследованы спектры спонтанного излучения при температурах 15 и 70°C. Спектральные зависимости приведены на рис. 5. Для лазеров на основе структуры **A**, уже при 15°C коротковолновый край спектра спонтанного излучения начинает перекрываться с полосой излучения волновода. Необходимо отметить, что наблюдалось излучение из волновода, а не из кулоновской волноводной ямы. Это значит, что хвосты распределения электронов и дырок перекрываются с разрешенными состояниями волноводного слоя. Таким образом, квантовая яма не способна полностью ограничить (локализовать) носители заряда, обеспечивающие пороговую концентрацию. Как следствие, волноводный слой заполняется делокализованными носителями заряда. Происходит ли делокализация дырок в волноводном слое или в процессе рекомбинации участвуют инжектированные в волновод дырки, остается неясным. Можно утверждать, что в лазерах на основе структуры **A**, в результате слабого ограничения активной области концентрация электронов в волноводе на пороге генерации больше равновесной концентрации, определяемой уровнем легирования слоя. Спектры спонтанного излучения лазерных диодов на

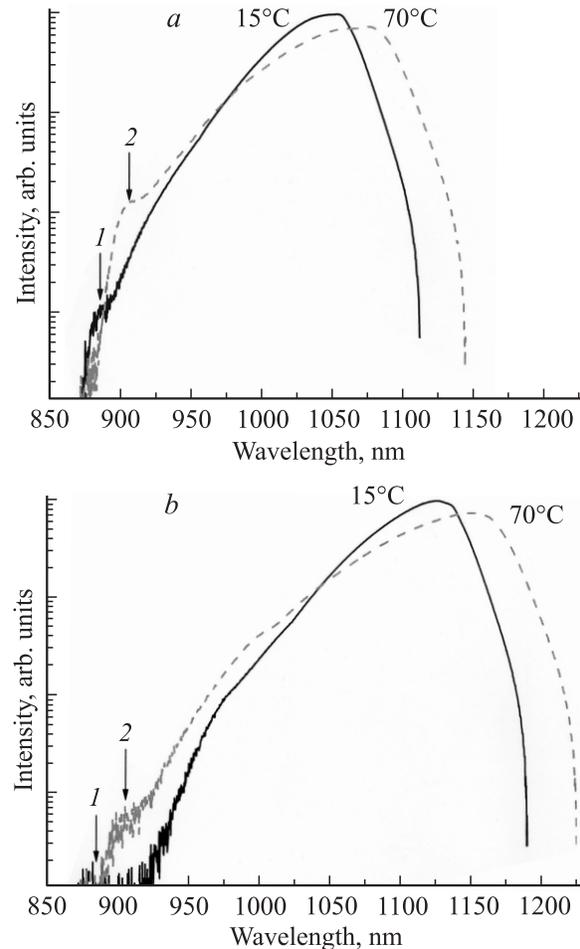


Рис. 5. Спектры спонтанной рекомбинации лазерных кристаллов, изготовленных на основе структур: *a* — **A** и *b* — **B**, 1, 2 — волноводные линии при температуре на теплоотводе 15 и 70°C соответственно.

основе структуры **B**, полученные при 15°C, показывают, что коротковолновый край полностью локализован в активной области (рис. 5, *b*). Таким образом, для лазерных диодов на основе структуры **B** при температуре 15°C дополнительные оптические потери в волноводе отсутствуют. Действительно, экспериментальные значения внутренних оптических потерь для лазеров на основе структуры **B** ниже, чем для лазеров на основе структуры **A** (рис. 1).

Увеличение температуры ведет к еще большему ослаблению ограничивающих свойств активной области. Это связано с ростом пороговой концентрации и усилением температурного размытия распределения носителей зарядов по энергиям. Так, при увеличении температуры до 70°C для лазеров на основе структуры **A** на пороге генерации был зарегистрирован рост интенсивности волноводной линии более чем на порядок. Данный факт можно объяснить увеличением на порядок концентрации делокализованных электронов и дырок в волноводном слое. Необходимо учитывать эффект самопогло-

щения для излучения волноводного слоя с излучением активной области. Из спектра спонтанного излучения для лазеров на основе структуры **B**, полученного при 70°C, видно, что коротковолновый край только начинает перекрываться по энергии с волноводом, и интенсивность волноводной линии при 70°C в лазерных диодах на основе структуры **B** гораздо ниже. Как следствие — существенно меньшая концентрация делокализованных носителей заряда в волноводном слое. С ростом температуры делокализованные носители определяют концентрации в волноводном слое. Важно отметить, что рост концентрации делокализованных носителей заряда определяется не столько величиной тока инжекции, сколько концентрацией носителей заряда в активной области и энергетической глубиной квантовой ямы.

Для того чтобы оценить вклад делокализованных носителей заряда в падение внешней дифференциальной квантовой эффективности, были рассчитаны внутренние оптические потери при 70°C, используя известное выражение [8]:

$$\eta_d = \eta_i \frac{\alpha_m}{\alpha_i + \alpha_m}. \quad (3)$$

При расчете величина η_i принимается равной 99%, а внешняя дифференциальная квантовая эффективность бралась из эксперимента (рис. 3). Для лазеров с длинами резонатора 3.9 и 3.75 мм внутренние оптические потери составили 1.75 и 3.23 см⁻¹ для структур **B** и **A** соответственно.

Как было отмечено выше, величина стимулированного внутреннего квантового выхода, определенного при температуре 70°C, составила величину в 95%, что подтверждает отсутствие токовых утечек в лазерах обоих типов **A** и **B**. Это позволяет утверждать, что основным механизмом, определяющим падение внешней дифференциальной эффективности при увеличении температуры в асимметричных гетероструктурах с расширенным волноводом, является рост внутренних оптических потерь в волноводном слое из-за увеличения концентрации делокализованных носителей заряда в активной области.

5. Заключение

Основным механизмом, определяющим температурную чувствительность ВТАХ полупроводниковых лазеров на основе АРО ДГС с расширенным волноводом, является увеличение концентрации делокализованных носителей заряда в волноводном слое. Именно данный факт ведет к температурному росту величины α_i и падению внешней дифференциальной квантовой эффективности. Степень делокализации носителей заряда в АРО ДГС с расширенным волноводом зависит от температурного распределения носителей заряда, пороговой концентрации и глубины квантовой ямы. Первый фактор определяется свойствами полупроводникового материала. Так, большее значение эффективной массы для обоих типов носителей заряда позволяет сократить „хвосты“

температурного распределения и таким образом усилить степень локализации. Также наличие нескольких квантовых уровней в активной области лазерной структуры позволяет поднять плотность состояний, что также ведет к сокращению энергетического интервала для хвостов температурного распределения носителей заряда. Оптимизация пороговой концентрации возможна за счет выбора состава и толщины квантовой ямы. Эксперимент показал, что увеличение толщины квантовой ямы с 4 до 7 нм позволяет снизить пороговую концентрацию и увеличить энергетическую глубину квантовой ямы для электронов. При этом снижение температурной чувствительности ВТАХ позволило увеличить выходную оптическую мощность с 3.5 до 5 Вт при 70°C

Другая возможность снижения эффекта делокализации состоит в увеличении ширины запрещенной зоны материала широкозонного волновода, что также позволит существенно снизить концентрацию делокализованных носителей заряда при высоких температурах и повысить температурную стабильность излучательных характеристик лазерных диодов.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 07-02-00714, программами президиума Академии наук № 27 и отделения ОФН III-7 и госконтрактом № 02.513.12.3011. С.О. Слипченко выражает благодарность за финансовую поддержку в рамках гранта президента РФ (МК-4434.2008.2) и субсидии правительства Санкт-Петербурга для молодых кандидатов наук.

Список литературы

- [1] С.О. Слипченко, Д.А. Винокуров, Н.А. Пихтин, З.Н. Соколова, А.Л. Станкевич, И.С. Тарасов, Ж.И. Алферов. ФТП, **38**(12), 1477 (2004).
- [2] Д.А. Винокуров, А.Л. Станкевич, В.В. Шамахов, В.А. Капитонов, А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий, Д.Н. Николаев, Н.А. Пихтин, Н.А. Рудова, З.Н. Соколова, С.О. Слипченко, М.А. Хомылев, И.С. Тарасов. ФТП, **40**(6), 764 (2006).
- [3] А.В. Мурашова, Д.А. Винокуров, Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко, В.В. Шамахов, В.В. Васильева, В.А. Капитонов, А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий, Т.А. Налет, Д.Н. Николаев, А.Л. Станкевич, Н.В. Фетисова, И.С. Тарасов, Y.S. Kim, D.H. Kang, C.Y. Lee. ФТП, **42**(7), 882 (2008).
- [4] А.В. Алуев, А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко, Н.В. Фетисова, А.А. Чельный, В.В. Шамахов, В.А. Симаков, И.С. Тарасов. ФТП, **43**(4), 556 (2009).
- [5] А.Ю. Андреев, С.А. Зорина, А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий, А.А. Мармалюк, А.В. Мурашова, Т.А. Налет, А.А. Падалица, Н.А. Пихтин, Д.Р. Сабитов, В.А. Симаков, С.О. Слипченко, К.Ю. Телегин, В.В. Шамахов, И.С. Тарасов. ФТП, **43**(4), 543 (2009).
- [6] С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, Н.А. Пихтин, К.С. Борщев, Д.А. Винокуров, И.С. Тарасов. ФТП, **40**(8), 1017 (2006).
- [7] Д.А. Винокуров, В.А. Капитонов, А.В. Лютецкий, Д.Н. Николаев, Н.А. Пихтин, А.В. Рожков, Н.А. Рудова, С.О. Слипченко, А.Л. Станкевич, Н.В. Фетисова, М.А. Хомылев, В.В. Шамахов, К.С. Борщев, И.С. Тарасов. Письма ЖТФ, **32**(16), 47 (2006).

- [8] L.A. Coldren, S.W. Corzine. *Diode lasers and photonic integrated circuits* ((John Wiley & Sons, Inc., 1995).
- [9] S. Adachi. *Physical properties of III-V Semiconductor Compounds* (John Wiley & Sons Inc., 1992).

Редактор Л.В. Беляков

Temperature delocalization of charge carriers in semiconductor lasers

S.O. Slipchenko, I.S. Shashkin, L.S. Vavilova,
D.A. Vinokurov, A.V. Lyutetskiy, N.A. Pikhin,
A.A. Podoskin, A.L. Stankevich, N.V. Fetisova,
I.S. Tarasov

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

Abstract Temperature dependencies of radiative characteristics of diode lasers based on asymmetric separate confinement heterostructures with broadened waveguide have been investigated. It has been established, that an increase of carrier concentration in the waveguide layer is the main mechanism of continuous wave light-current characteristics saturation with temperature rise. It has been shown experimentally, that temperature delocalization of charge carriers results in an increase of internal optical loss and drop of external differential quantum efficiency. It has been demonstrated, that rate of delocalization of charge carriers depends on their temperature distribution, threshold concentration and quantum well depth.

The influence of thickness and energy depth of quantum well on temperature sensitivity of threshold current and output optical power has been examined.