

Вклад оже-рекомбинации в насыщение ватт-амперных характеристик мощных полупроводниковых лазеров ($\lambda = 1.0\text{--}1.9\text{ мкм}$)

© А.В. Лютецкий, К.С. Борщёв*, Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко, З.Н. Соколова[†], И.С. Тарасов

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

* Воронежский государственный университет,
394006 Воронеж, Россия

(Получена 29 мая 2007 г. Принята к печати 6 июня 2007 г.)

В импульсном режиме генерации исследованы спектральные и ватт-амперные характеристики лазеров на основе асимметричных гетероструктур раздельного ограничения InGaAs/InGaAsAl/InP и InGaAs/GaAs/AlGaAs/GaAs. Показано, что при высоких уровнях токовой накачки в полупроводниковых лазерах ближнего инфракрасного диапазона излучения концентрация носителей заряда в активной области возрастает за порогом генерации и наблюдается насыщение ватт-амперных характеристик. Теоретически исследованы процессы, происходящие в лазерах при возрастании концентрации носителей заряда за порогом генерации. Установлено, что при высоких уровнях накачки уменьшается скорость стимулированной рекомбинации, возрастает время жизни носителей заряда, уменьшаются концентрация излучаемых фотонов и квантовый выход стимулированного излучения. Показано, что падение квантовой эффективности и насыщение ватт-амперной характеристики полупроводниковых лазеров при высоких уровнях токовой накачки определяются вкладом безызлучательной оже-рекомбинации.

PACS: 42.55.Px, 78.67.De, 85.30.De, 85.35.Be

1. Введение

Увеличение мощности излучения полупроводниковых лазеров останется актуальной задачей по крайней мере в ближайшее десятилетие. Сегодня большое внимание уделяется лазерам длинноволнового диапазона, но увеличение длины волны генерации связано с дополнительными трудностями в разработке полупроводниковых лазеров с предельными мощностными характеристиками.

Общей причиной ограничения максимальной мощности полупроводниковых лазеров в непрерывном режиме генерации является перегрев их активной области, так как повышение температуры приводит к усилению безызлучательных процессов и оптических потерь. При накачке лазеров импульсным током перегрев активной области существенно уменьшается и становится возможным значительное увеличение тока накачки и мощности оптического излучения. Тем не менее независимо от длины волны излучения и используемой системы твердых растворов наблюдается замедление роста — насыщение — излучаемой оптической мощности полупроводниковых лазеров. Этот процесс наиболее выражен в длинноволновых лазерах, в которых максимально достижимая мощность излучения в несколько раз ниже, чем в лазерах ближнего инфракрасного (ИК) диапазона излучения [1–3].

Наши последние исследования [1,3–5] продемонстрировали рост концентрации носителей заряда в активной области полупроводникового лазера за порогом генерации при высоком уровне токовой накачки. Возрастание концентрации начинается, когда скорость стимулированной рекомбинации сравнивается со скоростью энергетической релаксации электронов в квантовой яме активной

области. Увеличение концентрации носителей является причиной возрастания оптических потерь и безызлучательных процессов при высоких уровнях возбуждения, особенно в излучателях длинноволнового диапазона на основе узкозонных полупроводниковых материалов.

Цель данной работы состояла в экспериментальных и теоретических исследованиях процессов стимулированной рекомбинации в условиях возрастания концентрации носителей заряда за порогом генерации в лазерах ближнего ИК диапазона, полученных на основе асимметричных гетероструктур раздельного ограничения InGaAs/InGaAsAl/InP и InGaAs/GaAs/AlGaAs/GaAs.

2. Исследование асимметричных лазерных структур

В длинноволновых асимметричных лазерных гетероструктурах раздельного ограничения, согласно концепции создания мощных полупроводниковых лазеров [6–8], волновод можно расширить до 2.5–3.0 мкм, сохраняя генерацию на основной поперечной моде. На рис. 1 приведена схематичная зонная диаграмма асимметричной лазерной структуры раздельного ограничения с рассчитанными зависимостями факторов оптического ограничения активной области Γ_{QW} для основной, первой и второй поперечных мод лазерного диода от положения активной области в волноводе. Смещение активной области относительно центра волновода к p - или n -эмиттеру обеспечивает максимальное превышение фактора оптического ограничения основной моды по отношению к модам высших порядков. Следствием этого является снижение пороговой плотности тока для основной моды по отношению к модам высших порядков.

[†] E-mail: zina.sokolova@mail.ioffe.ru

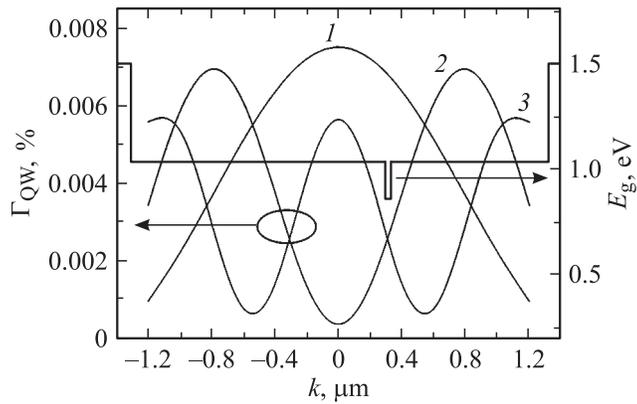


Рис. 1. Зависимость фактора оптического ограничения активной области Γ_{QW} от ее положения в волноводе k для нулевой (1), первой (2) и второй (3) поперечных мод — тонкие линии и левая шкала. Схематичная зонная диаграмма лазерной структуры — жирные линии и правая шкала.

В длинноволновых лазерах, изготовленных на основе таких гетероструктур, сохраняется генерация на основной поперечной моде, достигаются минимальные внутренние оптические потери и длина резонатора лазерных диодов может быть увеличена до 4–5 мм без существенного снижения величины внешней дифференциальной квантовой эффективности вблизи порога генерации [2,9,10]. В длинноволновых лазерах расчетная величина суммарных внутренних оптических потерь, состоящих из потерь в активной области, кулоновской квантовой яме, волноводе и эмиттерах, составляет величину $0.6\text{--}1.7\text{ см}^{-1}$.

Экспериментально исследовались лазерные асимметричные структуры раздельного ограничения с длиной волны генерации $\lambda = 1.04, 1.76$ и 1.88 мкм . В длинноволновых лазерных гетероструктурах с $\lambda = 1.76\text{ мкм}$ активная область состояла из двух сжато-напряженных квантовых ям из твердого раствора $\text{In}_{0.72}\text{Ga}_{0.28}\text{As}$ толщиной 55 \AA . Толщина волновода составляла 1.7 мкм , а смещение активной области от центра волновода к p -эмиттеру — 0.2 мкм . Эмиттеры изготавливались из AlInAs , а волноводные слои из твердых растворов AlGaInAs , изопериодических с фосфидом индия.

Длинноволновые лазерные гетероструктуры с $\lambda = 1.88\text{ мкм}$ имели активную область из твердого раствора $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$, смещенную от центра волновода к p -эмиттеру на 0.3 мкм , и отличались толщиной волновода в 2.8 мкм . Экспериментальные лазерные структуры соответствовали оптимально-расчетным, схема которых приведена на рис. 1.

Лазерные структуры с длиной волны излучения $\lambda = 1.04\text{ мкм}$ изготавливались в соответствии с результатами работ [6–8] и состояли из следующих эпитаксиальных слоев: $\text{In}_{0.27}\text{Ga}_{0.73}\text{As}$ (активная область — напряженная квантовая яма)/ GaAs (волновод)/ $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ (эмиттеры).

Из лазерных структур были изготовлены мезаполосковые лазеры с излучающей апертурой 100 мкм и различ-

ными длинами резонатора Фабри–Перо. В длинноволновых лазерных структурах ($\lambda = 1.88\text{ мкм}$) экспериментальное значение внутренних оптических потерь было снижено до величины в 1 см^{-1} (рис. 2), что сравнимо с величиной внутренних оптических потерь на пороге генерации для лазеров с длиной волны 1.04 мкм . В непрерывном [9,10] и в импульсном [2] режимах генерации при высоких уровнях возбуждения мощность оптического излучения лазеров с длиной волны $1.75\text{--}1.88\text{ мкм}$ в несколько раз ниже, чем в коротковолновых лазерах ($\lambda = 1.04\text{ мкм}$) [1,3–8]. На рис. 3 приведены измеренные в импульсном режиме генерации (длительность импульсов 100 нс , частота повторения 1 кГц) ватт-амперные характеристики лазеров с шириной полоска 100 мкм , излучающих в диапазоне длин волн $1.04\text{--}1.88\text{ мкм}$.

Как мы уже отмечали [1,3], при высоких уровнях токовой накачки в связи с насыщением скорости стимулированной рекомбинации происходит рост концен-

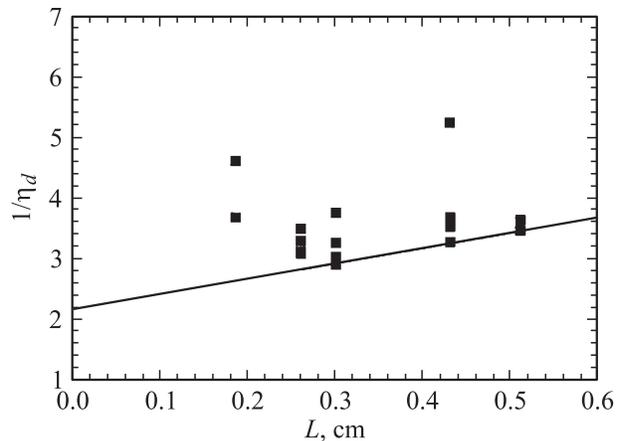


Рис. 2. Экспериментальная зависимость обратной величины внешней дифференциальной квантовой эффективности η_d от длины резонатора лазерного диода L ($\lambda = 1.88\text{ мкм}$). Внутренние оптические потери $\alpha_i = 1\text{ см}^{-1}$.

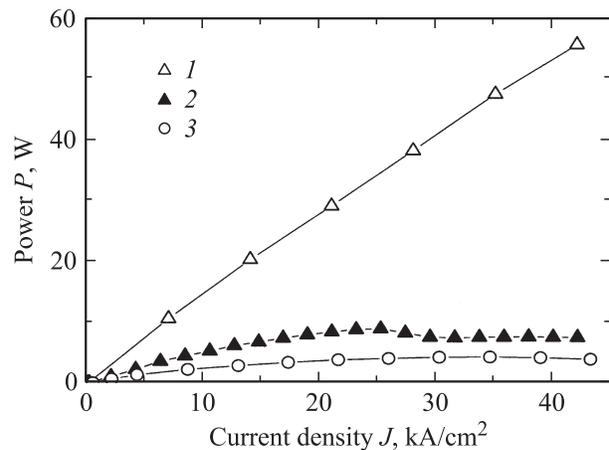


Рис. 3. Ватт-амперные характеристики лазеров (ширина полоска 100 мкм , длина резонатора $L = 1.5\text{ мм}$) в импульсном режиме генерации с различной длиной волны излучения $\lambda, \text{ мкм}$: 1 — 1.04 , 2 — 1.76 , 3 — 1.88 .

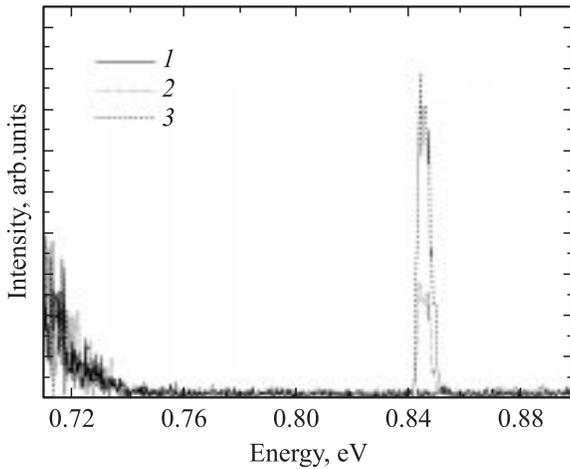


Рис. 4. Интенсивность излучения из волноводного слоя лазера с длиной волны основной генерации 1.76 мкм при различных плотностях тока накачки J , кА/см²: 1 — 8, 2 — 23, 3 — 31.

трации носителей заряда в активной области лазерной структуры и в волноводных слоях. В лазерах на основе узкозонных материалов рост концентрации в активной области приводит к усилению процессов безызлучательной оже-рекомбинации и поглощения в SO-зону (зону, отщепленную спин-орбитальным взаимодействием [1,11]). Вклад этих процессов в насыщение ватт-амперных характеристик зависит от концентрации носителей заряда в активной области лазерной гетероструктуры. Одновременно с ростом концентрации носителей заряда в активной области усиливается их выброс в волноводные слои лазерной гетероструктуры и при некотором токе накачки возникает генерация в волноводной кулоновской яме, что наблюдалось в спектрах излучения (см. работу [1]). В полупроводниковых лазерах с длиной волны основной генерации 1.76 мкм генерация в волноводной кулоновской яме наступала при плотности тока накачки $J = 20\text{--}30$ кА/см² (рис. 4), при этом в ватт-амперной характеристике наблюдалось не только насыщение, но в некоторых случаях — излом и даже снижение излучаемой оптической мощности (рис. 3). Далее в работе теоретически исследуются различные процессы, обуславливающие насыщение ватт-амперных характеристик в лазерах, и обсуждаются различные типы оптических потерь и процессы безызлучательной рекомбинации.

3. Внутренние оптические потери

Оптические потери в полупроводниковых лазерах на основе структур разделенного ограничения с расширенным волноводом исследовались нами достаточно подробно [7,12]. В лазерных структурах без существенных технологических неоднородностей эпитаксиальных слоев внутренние оптические потери обусловлены поглощением света свободными носителями заряда. Поглощение фотонов приводит к возбуждению электронов и дырок

внутри одной зоны (внутризонные переходы) или к их возбуждению в другие зоны (межзонные переходы).

3.1. Внутризонные переходы

В силу закона сохранения импульса переход носителя внутри одной зоны возможен лишь при его взаимодействии с фоном или примесью. Тип частицы, участвующей в рассеянии импульса, определяет величину показателя степени K в зависимости коэффициента поглощения света от длины волны излучения: $\alpha_i \sim \lambda^K$ [13]. При рассеянии на акустических фонах $K = 1.5$, на полярных оптических фонах $K = 2.5$, на ионизованных примесях $K = 3.5$ [13].

В лазерных структурах, состоящих из эпитаксиальных слоев прямозонных полупроводниковых материалов типа $A^{III}B^V$ и изготовленных согласно концепции мощных полупроводниковых лазеров, 90–95% излучения распространяется по волноводным слоям. Волноводные слои и активная область лазерной структуры преднамеренно не легируются. Основным механизмом рассеяния импульса при внутризонных переходах является взаимодействие носителей заряда с полярными оптическими фонами.

3.2. Межзонные переходы

Поглощение света при межзонных переходах в исследуемых полупроводниках возможно при переходе электронов в боковые долины X или L , а также при переходе дырок в спин-орбитально отщепленную SO-зону.

Поглощение света электронами из долины Γ с их возбуждением в долину L начинает проявляться, когда энергия квантов света становится больше энергетического расстояния между минимумами долин Γ и L . В твердых растворах $In_{1-x}Ga_xAs$, являющихся активной областью лазерных структур, долина X расположена выше по энергии, чем долина L . Поглощение света при непрямых переходах происходит только при концентрациях электронов более $6 \cdot 10^{18}$ см⁻³ [14], однако коэффициент межзонного поглощения при непрямых переходах с участием долины L на 2 порядка меньше, чем для прямых переходов [15]. Поэтому даже при значительном увеличении тока накачки этот тип внутренних оптических потерь не вносит существенного вклада в насыщение ватт-амперных характеристик длинноволновых лазеров.

Поглощение света с переходом дырок в SO-зону (межподзонное поглощение в валентной зоне) исследовалось нами в работах [11,16]. Особенностью зонной структуры InAs и близких к нему по составу твердых растворов (в частности, $In_{0.8}Ga_{0.2}As$, $\lambda = 1.88$ мкм) является близость значений ширины запрещенной зоны E_g и спин-орбитального расщепления Δ . Поэтому генерируемое в лазере излучение с $\hbar\omega \approx E_g$ испытывает поглощение дырками в валентной зоне, которые возбуждаются в спин-орбитально отщепленную зону. Благодаря этому механизму коэффициент поглощения света в прямозонном $A^{III}B^V$ полупроводнике p -типа намного превышает

коэффициент поглощения света в полупроводнике n -типа проводимости [17]. В работах [11,16] показано, что коэффициент внутризонного поглощения в валентной зоне практически линейно зависит от концентрации дырок.

Все указанные механизмы потерь возрастают с ростом концентрации носителей. В слабо легированных полупроводниках коэффициент поглощения света свободными носителями линейно зависит от их концентрации, а в сильно легированных полупроводниках — квадратично [18].

Таким образом, в длинноволновых лазерах вклад во внутренние оптические потери вносят внутризонные переходы носителей при их взаимодействии с полярными оптическими фононами и межподзонное поглощение света дырками в валентной зоне.

4. Влияние процесса оже-рекомбинации на лазерные характеристики при больших токах накачки

При больших токах накачки в длинноволновых полупроводниковых лазерах проявляются безызлучательные процессы, основным из которых является оже-рекомбинация. Оже-рекомбинация — процесс взаимодействия трех частиц, в результате которого появляются высокоэнергетические носители. Скорость оже-рекомбинации R_{nr} резко возрастает с уменьшением ширины запрещенной зоны полупроводника и с ростом концентрации носителей n в слоях, так как $R_{nr} \propto n^3$ [19–21].

Процесс стимулированной рекомбинации претерпевает изменения в условиях возрастания концентрации носителей заряда в активной области за порогом генерации, когда вклад оже-рекомбинации оказывается существенным. Это выражается в изменении скорости стимулированной рекомбинации, времени жизни электронов, концентрации излучаемых фотонов и внутренней квантовой эффективности за порогом генерации. Для определения этих величин используем систему уравнений баланса электронов (1) и баланса фотонов (2) в стационарных условиях [22]:

$$\frac{\eta_i I}{qV_a} - \frac{n}{\tau} = R_{st}, \quad (1)$$

$$\Gamma_a (R_{st} + R_{sp}) = \frac{N_p}{\tau_p}, \quad (2)$$

где n — концентрация электронов в активной области лазера, N_p — концентрация фотонов в резонаторе лазера, I — ток накачки, q — заряд электрона, V_a — объем активной области, τ — время жизни электронов в активной области, τ_p — время жизни фотонов, R_{st} — скорость стимулированной рекомбинации, R_{sp} — скорость спонтанной рекомбинации, Γ_a — фактор оптического ограничения активной области, η_i — внутренняя квантовая эффективность, определяемая как доля

электронов, инжектируемых в активную область лазера. Это определение справедливо в околороговом режиме работы лазерного диода, когда в активной области сохраняются пороговые значения физических величин; в первую очередь, когда концентрация носителей заряда не изменяется выше порога генерации. В случае изменения концентрации в активной области, имеющего место при сверхвысоких уровнях возбуждения, необходимо использовать более точное определение внутренней квантовой эффективности, которое будет дано далее.

В уравнении (1) первое слагаемое определяет „приход“ носителей заряда в активную область полупроводникового лазера в результате инжекции, а второе слагаемое — их „уход“ вследствие излучательной спонтанной рекомбинации R_{sp} и безызлучательной рекомбинации R_{nr} :

$$\frac{n}{\tau} = R_{sp} + R_{nr}. \quad (3)$$

Согласно работам [19,20], скорости безызлучательной и излучательной спонтанной рекомбинации определяются из следующих выражений:

$$R_{nr} = Cnp^2, \quad R_{sp} = Bnp, \quad (4)$$

где C — коэффициент оже-рекомбинации, B — коэффициент излучательной спонтанной рекомбинации, а n, p — концентрации электронов и дырок в активной области.

В полупроводниках типа $A^{III}B^V$ при комнатной температуре коэффициент C практически не зависит от концентрации носителей [20,21,23,24], а коэффициент B медленно уменьшается с ростом концентрации носителей [20,23]. Поэтому скорости излучательной и безызлучательной рекомбинации в основном определяются концентрацией носителей заряда.

Подставляя (3) и (4) в (1), получим общее выражение для скорости стимулированной рекомбинации:

$$R_{st} = \frac{\eta_i I}{qV_a} - Cnp^2 - Bnp. \quad (5)$$

При небольших уровнях накачки, когда концентрация носителей в активной области стабилизируется на пороге генерации ($n = n_{th}$, $p = p_{th}$), а следовательно, стабилизируются и скорости безызлучательной и излучательной спонтанной рекомбинации ($R_{nr} = R_{nr}^{th}$, $R_{sp} = R_{sp}^{th}$), пороговый ток лазера I_{th} определяется из соотношения

$$\frac{\eta_i^{th} I_{th}}{qV_a} = R_{nr}^{th} + R_{sp}^{th}, \quad (6)$$

где η_i^{th} — значение внутренней квантовой эффективности лазерного диода вблизи порога генерации. Скорость стимулированной рекомбинации при небольших уровнях накачки определяется из [22]:

$$R_{st} = \frac{\eta_i (I - I_{th})}{qV_a}. \quad (7)$$

Из соотношения (5) следует, что при высоких уровнях токовой накачки, когда концентрация носителей в активной области возрастает за порогом генерации, происходит, во-первых, усиление безызлучательной оже-рекомбинации, скоростью которой имеет кубическую концентрационную зависимость, а во-вторых, увеличение спонтанного „фона“. Эти два процесса препятствуют нарастанию скорости стимулированного излучения при увеличении тока накачки, что отличает (5) от (7).

Время жизни электронов, участвующих в стимулированной рекомбинации τ_{st} , в условиях роста концентрации приобретает следующий вид:

$$\tau_{st} = \left(\frac{\eta_i I}{qnV_a} - Cp^2 - Bp \right)^{-1}. \quad (8)$$

Рост концентрации за порогом генерации и усиление оже-рекомбинации приводят к увеличению времени жизни электронов, что снижает внутреннюю квантовую эффективность излучения, которая в случае изменения условий в активной области за порогом генерации определена следующим образом [22]:

$$\eta_i = \frac{I_{st}}{I - I_{th}}, \quad (9)$$

$$I_{st} = qV_a R_{st}, \quad (10)$$

I_{st} — доля тока накачки I , идущая на создание стимулированного излучения. Подставляя (10) и (5) в (9), получим выражение для внутренней квантовой эффективности при больших уровнях накачки в условиях возрастания концентрации носителей в активной области лазера за порогом генерации:

$$\eta_i = \frac{\eta_i^{th} I - qV_a (Cnp^2 + Bnp)}{I - I_{th}}. \quad (11)$$

В условиях стабилизации концентрации за порогом генерации получаем, подставляя (10) и (7) в (9), что $\eta_i = \eta_i^{th}$, т.е. весь ток, доходящий до активной области, участвует в стимулированной рекомбинации.

В уравнении баланса фотонов (2) левая часть определяет „приход“ фотонов за счет излучательной рекомбинации (спонтанной и стимулированной). „Уход“ фотонов (за время τ_p) связан с их излучением через зеркала резонатора лазера (время „ухода“ τ_m) и с оптическими потерями (время „ухода“ τ_i) в эпитаксиальных слоях, поэтому время жизни фотонов τ_p определяется двумя составляющими:

$$\tau_p^{-1} = \tau_m^{-1} + \tau_i^{-1} \quad \text{или} \quad \tau_p^{-1} = v_g(\alpha_m + \alpha_i), \quad (12)$$

где v_g — групповая скорость фотонов, внешние (полезные) оптические потери на зеркалах $\alpha_m = L^{-1} \ln(R^{-1})$, где L — длина резонатора лазера, R — коэффициент отражения зеркал. Оптические потери внутри лазерной структуры α_i складываются из потерь, вызванных поглощением излучения свободными носителями в различных

слоях гетероструктуры,

$$\alpha_i = \sum_k \Gamma_k \alpha_k, \quad (13)$$

α_k — коэффициент внутренних оптических потерь в отдельном слое лазерной гетероструктуры, Γ_k — фактор оптического ограничения (доля электромагнитного излучения) в слое лазерной гетероструктуры.

Выражение для концентрации фотонов получается при подстановке (5) в уравнение (2):

$$N_p = \tau_p \Gamma_a \left(\frac{\eta_i I}{qV_a} - Cnp^2 \right). \quad (14)$$

Увеличению числа излучаемых в активной области лазера фотонов также препятствует процесс оже-рекомбинации, усиливающийся с ростом концентрации носителей заряда.

Мощность стимулированного излучения P , выходящего из лазера, находится из [22]:

$$P = v_g \alpha_m N_p \hbar \omega V_c, \quad (15)$$

где V_c — объем резонатора лазера. В условиях роста концентрации носителей заряда в активной области с учетом оже-рекомбинации мощность (ватт-амперная зависимость) принимает следующий вид:

$$P = \frac{\alpha_m}{\alpha_m + \alpha_i} \frac{\hbar \omega}{q} (\eta_i I - Cnp^2 qV_a). \quad (16)$$

Таким образом, в полупроводниковых лазерах ближнего ИК диапазона при больших уровнях накачки, когда концентрация носителей заряда растет за порогом генерации, безызлучательная оже-рекомбинация влияет на характеристики лазерного излучения.

5. Вклад оже-рекомбинации в насыщение ватт-амперных характеристик (сравнение расчета с экспериментом)

Используя методику определения концентрации носителей заряда в активной области лазерной гетероструктуры [1], была получена концентрация электронов в активной области лазерных гетероструктур n с толщиной волновода 1.7 и 2.8 мкм, излучающих на длине волны 1.76 и 1.88 мкм в зависимости от тока J_{th} (рис. 5). Концентрация носителей заряда в активной области обеих структур возрастает с током накачки в несколько раз, после чего наступает генерация в волноводных слоях. Полученные зависимости концентрации носителей заряда в активной области от плотности тока накачки позволяют определить вклад таких процессов, как оже-рекомбинация, рассеяние на свободных носителях заряда и поглощение в SO-зону в лазерах на основе

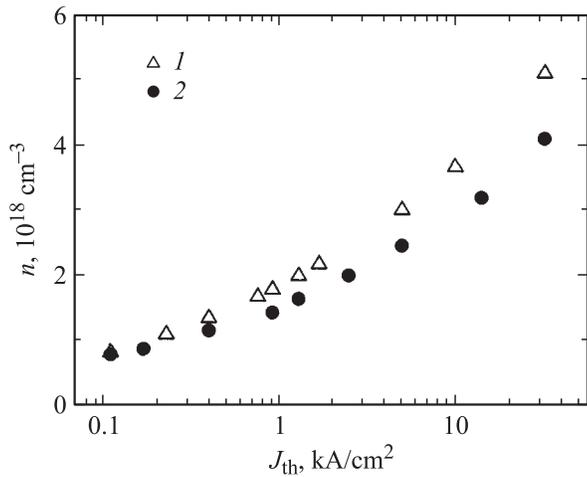


Рис. 5. Расчетные зависимости концентрации электронов в активной области n от плотности порогового тока J_{th} в лазерах с длиной волны генерации λ , мкм: 1 — 1.76, 2 — 1.88.

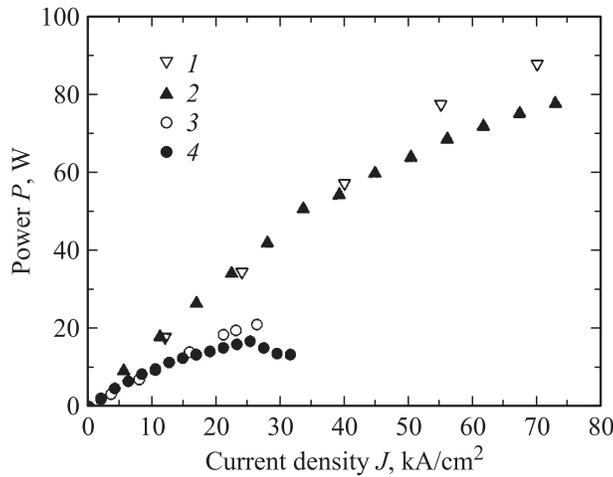


Рис. 6. Ватт-амперные характеристики лазеров в импульсном режиме генерации с длиной волны излучения λ , мкм: 1, 2 — 1.04; 3, 4 — 1.76 и длинами резонаторов L , мм: 1, 2 — 1.5; 3, 4 — 1.9. 1, 3 — расчет; 2, 4 — эксперимент.

узкозонных полупроводниковых материалов. Для лазеров, излучающих на длине волны 1.04 мкм, в дальнейших расчетах использовалась зависимость концентрации от тока, полученная нами в работе [1]. В [1] также была найдена зависимость излучаемой оптической мощности лазера от плотности тока накачки с использованием формулы [22]

$$P = \frac{\alpha_m}{\alpha_m + \alpha_i} \frac{\hbar\omega}{q} \eta_i (I - I_{th}). \quad (17)$$

В расчетах [1] пороговый ток определялся из экспериментальных зависимостей длины волны генерации от плотности порогового тока и зависимости положения коротковолнового края спектра генерации от плотности тока накачки. Другие параметры в формуле (17) принимались в работе [1] независимыми от тока накачки.

В данной работе мы рассчитали по формуле (16) излучаемую оптическую мощность лазеров при высоких уровнях токовой накачки с учетом увеличения концентрации носителей заряда за порогом генерации. При расчете учитывались внутренние оптические потери и их увеличение в активной области за порогом генерации; внутренние оптические потери в слабо легированных волноводных слоях и сильно легированных эмиттерах; увеличение выброса электронов из активной области в волновод; изменение коэффициента излучательной рекомбинации и скорости оже-рекомбинации с ростом концентрации носителей заряда за порогом генерации. Экспериментальные значения выходной оптической мощности в импульсном режиме генерации и рассчитанные значения мощности в зависимости от тока накачки J для лазеров с $\lambda = 1.04$ мкм, длиной резонатора лазера $L = 1.5$ мм, а также с $\lambda = 1.76$ мкм и $L = 1.9$ мм приведены на рис. 6. При вычислении мощности по формуле (16) были проведены расчеты оптических потерь α_i в различных слоях гетероструктуры. Аналогично [12] для расчета предварительно были вычислены факторы оптического ограничения различных эпитаксиальных слоев. Для расчета вклада оже-рекомбинации использовались следующие значения коэффициентов Оже: $C = 2.5 \cdot 10^{-29}$ см⁶/с для гетероструктур, излучающих на длине волны $\lambda = 1.04$ мкм; $C = 3.6 \cdot 10^{-28}$ см⁶/с для гетероструктур с $\lambda = 1.76$ мкм и $C = 4.8 \cdot 10^{-28}$ см⁶/с для гетероструктур с $\lambda = 1.88$ мкм. Получено хорошее согласие расчетных и экспериментальных значений.

Насыщение оптической мощности наиболее сильно проявляется в лазерных структурах, излучающих на длине волны 1.76 (рис. 6) и 1.88 мкм. Это связано с большим „вкладом“ безызлучательных процессов оже-рекомбинации в длинноволновых структурах. Оже-процессы повышают пороговый ток длинноволновых лазеров, а за порогом генерации при больших токах накачки „отбирают“ часть тока от стимулированной рекомбинации, что приводит к более быстрому насыщению ватт-амперных характеристик. Оже-процессы также влияют на уширение спектра, причем чем больше скорость оже-рекомбинации, тем уширение меньше.

Некоторое расхождение экспериментальных и расчетных зависимостей при больших токах накачки, по нашему мнению, связано с увеличением концентрации носителей заряда в толстых волноводных слоях [25–27], которое в расчетах не учитывалось.

6. Заключение

Проведенные в данной работе исследования показывают, что насыщение ватт-амперных характеристик полупроводниковых лазеров ближнего ИК диапазона обусловлено усилением безызлучательной оже-рекомбинации и увеличением оптических потерь, которые вызваны ростом концентрации носителей в активной области полупроводникового лазера за порогом генерации при высоких уровнях возбуждения. Замедление роста

с последующим насыщением оптической мощности в полупроводниковых лазерах при больших токах накачки наблюдается в непрерывном и импульсном режимах генерации независимо от длины волны излучения и используемой системы твердых растворов. Этот процесс наиболее ярко выражен в длинноволновых лазерах на основе узкозонных полупроводниковых материалов.

Работа была выполнена при поддержке программ президиума Академии наук „Квантовые наноструктуры“, Отделения физических наук „Когерентное оптическое излучение полупроводниковых соединений и структур“ и РФФИ (грант № 06-02-08095-офи). С.О. Слипченко выражает благодарность за финансовую поддержку по гранту президента РФ по поддержке молодых ученых (МК-7502.2006.9) и „Фонду содействия отечественной науке“.

Список литературы

- [1] Д.А. Винокуров, В.А. Капитонов, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, А.Л. Станкевич, М.А. Хомылев, В.В. Шамахов, К.С. Борщёв, И.Н. Арсентьев, И.С. Тарасов. *ФТП*, **41** (8), 1003 (2007).
- [2] А.В. Лютецкий, К.С. Борщёв, А.Д. Бондарев, Т.А. Налет, Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко, Н.В. Фетисова, М.А. Хомылев, А.А. Мармалюк, Ю.А. Рябоштан, В.А. Симаков, И.С. Тарасов. *ФТП*, **41** (7), 883 (2007).
- [3] С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, Н.А. Пихтин, К.С. Борщёв, Д.А. Винокуров, И.С. Тарасов. *ФТП*, **40** (8), 1017 (2006).
- [4] 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. Борщёв, И.С. Тарасов. *Письма ЖТФ*, **32** (16), 47 (2006).
- [5] I.S. Tarasov, N.A. Pikhtin, S.O. Slipchenko, Z.N. Sokolova, D.A. Vinokurov, V.A. Kapitonov, M.A. Khomylev, A.Yu. Leshko, A.V. Lyutetskiy, A.L. Stankevich. *Spectrochem. Acta Pt A*, **66** (4–5), 819 (2007).
- [6] N.A. Pikhtin, S.O. Slipchenko, Z.N. Sokolova, A.L. Stankevich, D.A. Vinokurov, I.S. Tarasov, Zh.I. Alferov. *Electron. Lett.*, **40** (22), 1413 (2004).
- [7] С.О. Слипченко, Д.А. Винокуров, Н.А. Пихтин, З.Н. Соколова, А.Л. Станкевич, И.С. Тарасов, Ж.И. Алфёров. *ФТП*, **38** (12), 1477 (2004).
- [8] Д.А. Винокуров, С.А. Зорина, В.А. Капитонов, А.В. Мурашова, Д.Н. Николаев, А.Л. Станкевич, М.А. Хомылев, В.В. Шамахов, А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий, Т.А. Налет, Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, Н.В. Фетисова, И.С. Тарасов. *ФТП*, **39** (3), 388 (2005).
- [9] Е.Г. Голикова, В.А. Курешов, А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, Ю.А. Рябоштан, С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, Н.В. Фетисова, А.Д. Бондарев, И.С. Тарасов. *Письма ЖТФ*, **28** (3), 66 (2002).
- [10] А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, Н.В. Фетисова, А.Ю. Лешко, В.В. Шамахов, А.Ю. Андреев, Е.Г. Голикова, Ю.А. Рябоштан, И.С. Тарасов. *ФТП*, **37** (11), 115 (2003).
- [11] N.A. Gun'ko, V.B. Khalfin, Z.N. Sokolova, G.G. Zegrya. *J. Appl. Phys.*, **84** (1), 547 (1998).
- [12] Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, И.С. Тарасов. *ФТП*, **38** (3), 374 (2004).
- [13] К. Зеегер. *Физика полупроводников* (М., Мир, 1977).
- [14] W.P. Dumke, M.R. Lorenz, G.D. Pettit. *Phys. Rev. B*, **1** (12), 4668 (1970).
- [15] Б.Л. Гельмонт, З.Н. Соколова, В.Б. Халфин. *ФТП*, **18** (10), 1803 (1984).
- [16] Н.А. Гунько, Г.Г. Зегря, Н.В. Зотова, З.Н. Соколова, Н.Н. Стусь, В.Б. Халфин. *ФТП*, **31** (11), 1396 (1997).
- [17] S. Adachi. *Physical properties of III–V semiconductor compounds* (John Wiley & Sons, Inc., 1992).
- [18] В.И. Фистуль. *Введение в физику полупроводников* (М., Наука, 1975).
- [19] Б.Л. Гельмонт, З.Н. Соколова. *ФТП*, **16** (9), 1670 (1982).
- [20] Д.З. Гарбузов, В.В. Агаев, З.Н. Соколова, В.Б. Халфин, В.П. Чалый. *ФТП*, **18** (6), 1069 (1984).
- [21] Z.N. Sokolova, D.I. Gurylev, N.A. Pikhtin, I.S. Tarasov. *Proc. 10th Int. Symp. „Nanostructures: Physics and Technology“* (St. Petersburg, Russia, June 17–21, 2002) p. 252.
- [22] L.A. Coldren, S.W. Corzine. *Diode lasers and photonic integrated circuits* (John Wiley & Sons, Inc., 1995).
- [23] Б.Л. Гельмонт, З.Н. Соколова, В.Б. Халфин. *ФТП*, **17** (3), 453 (1983).
- [24] Б.Л. Гельмонт, З.Н. Соколова, В.Б. Халфин. *ФТП*, **18** (10), 1803 (1984).
- [25] Д.З. Гарбузов, А.В. Овчинников, Н.А. Пихтин, З.Н. Соколова, И.С. Тарасов, В.Б. Халфин. *ФТП*, **25** (5), 928 (1991).
- [26] B.S. Ryvkin, E.A. Avrutin. *J. Appl. Phys.*, **97**, 123 103 (2005).
- [27] B.S. Ryvkin, E.A. Avrutin. *Electron. Lett.*, **42**, 1283 (2006).

Редактор Т.А. Полянская

The contribution of Auger recombination to the light–current characteristic saturation in high power laser diodes ($\lambda = 1.0–1.9 \mu\text{m}$)

A.V. Lyutetskiy, K.S. Borschev*, N.A. Pikhtin, S.O. Slipchenko, Z.N. Sokolova, I.S. Tarasov

loffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia
* Voronezh State University,
394006 Voronezh, Russia

Abstract We carry out in pulse operation spectral and light–current characteristics of separate confinement lasers based on asymmetric InGaAs/InGaAsAl/InP and InGaAs/GaAs/AlGaAs/GaAs heterostructures. It is shown that carrier density in active region does not clamp at threshold but continues increasing at high injection levels and saturation of light–current characteristics of long wavelength semiconductor lasers takes place. We study theoretically the processes existent above the threshold in lasers with carrier density increase in active region. A decrease of stimulated recombination rate, increase of carrier lifetime, reduction of radiated photon density and quantum efficiency of stimulated emission are established. It is shown that nonradiative Auger recombination is the main reason of quantum efficiency drop and saturation of light–current characteristic in long wavelength semiconductor lasers at high injection level.