

Конечное время рассеяния энергии носителей заряда как причина ограничения оптической мощности полупроводниковых лазеров

© С.О. Слипченко[¶], З.Н. Соколова, Н.А. Пихтин, К.С. Борщев*, Д.А. Винокуров, И.С. Тарасов

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

* Воронежский государственный университет,
394006 Воронеж, Россия

(Получена 20 декабря 2005 г. Принята к печати 13 января 2006 г.)

Установлено, что причиной, ограничивающей максимально достижимую мощность оптического излучения в полупроводниковых лазерах, является конечная величина времени рассеяния энергии электронов на неравновесных оптических фонах в квантово-размерной активной области.

Экспериментально исследованы мощностные и спектральные характеристики полупроводниковых лазеров при высоких уровнях возбуждения (до 100 кА/см^2) в импульсном режиме генерации (100 нс, 10 кГц). Получено, что с увеличением тока накачки максимальная интенсивность стимулированного излучения насыщается, а рост излучаемой мощности происходит за счет расширения спектра в коротковолновую область. Насыщение интенсивности излучения обусловлено ограничением скорости стимулированной рекомбинации. Фактором, ограничивающим скорость стимулированной рекомбинации, является конечная величина времени рассеяния энергии электронов на полярных оптических фонах. Обнаружено, что расширение спектра стимулированного излучения связано с ростом концентрации носителей тока в активной области, что приводит к усилению выброса электронов в волноводные слои.

С ростом тока накачки концентрация носителей тока в волноводе достигает порогового значения и возникает эффективный канал токовых утечек из активной области. Экспериментально показано, что появление волноводной полосы генерации коррелирует с резким снижением дифференциальной квантовой эффективности полупроводникового лазера.

PACS: 42.55.Px, 78.45.th, 63.40.Kr

Увеличение оптической мощности излучения полупроводниковых лазеров является актуальной проблемой. Во всех ведущих центрах мира по разработке полупроводниковых лазеров максимально достижимая мощность оптического излучения превысила рубеж в 5 Вт в непрерывном режиме генерации в диапазоне длин волн 800–1500 нм [1–8]. Лучшие результаты достигнуты для длин волн излучения $\sim 1060 \text{ нм}$ [5,6]. В основе достижений, полученных в ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, лежит концепция создания мощных полупроводниковых лазеров на базе асимметричных гетероструктур с расширенным волноводом [9,10].

В непрерывном режиме генерации все полупроводниковые лазеры имеют насыщающуюся ватт-амперную характеристику (более слабую, чем линейная). Снижение дифференциальной квантовой эффективности наблюдается во всех полупроводниковых лазерах независимо от состава используемых твердых растворов, диапазона длин волн, уровня эпитаксиальной технологии и оптимизации конструкции полупроводниковой гетероструктуры. Для объяснения этого явления было предпринято несколько попыток, включающих экспериментальные и расчетно-аналитические подходы. В работах [11,12] впервые было обращено внимание на расширение спектра генерации и наличие излучения из волноводных слоев при высоких уровнях возбуждения. Однако исследование полупроводниковых лазеров, полученных методом жидкостной эпитаксии, не позволяло делать обобщающие

выводы. Позже в работах [13,14] подробно проанализирован эффект накопления носителей тока у эмиттера p -типа, приводящий к росту внутренних оптических потерь. В работе [15] теоретически рассматривался температурный выброс носителей тока в волновод из квантовой ямы, что объясняет рост токовых утечек с увеличением тока накачки. В работе [16] была предпринята попытка проанализировать рост внутренних оптических потерь за счет насыщения усиления с ростом тока накачки. В лазерах на основе четверных твердых растворов на подложке фосфида индия экспериментально исследовалось насыщение ватт-амперной характеристики с ростом тока накачки, которое было вызвано ростом температуры активной области и пороговой плотности тока [17].

Все перечисленное вносит вклад в снижение мощности оптического излучения полупроводниковых лазеров. Однако ответа на вопрос о фундаментальной причине, ограничивающей максимально достижимые мощности оптического излучения в полупроводниковом лазере, не установлено.

В непрерывном режиме генерации увеличение температуры активной области при пропускании больших токов накачки очевидно. Простые расчеты и эксперименты по определению перегрева активной области дают величину в $50\text{--}100^\circ\text{C}$ в зависимости от длины резонатора (2–4 мм) и уровня тока (15–25 А). Перегрев активной области приводит к различного рода последствиям: выбросу носителей в волновод, росту

[¶] E-mail: Serghpl@mail.ioffe.ru

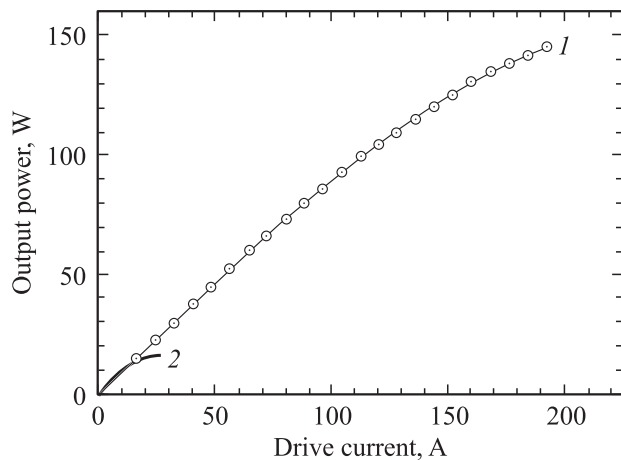


Рис. 1. Ватт-амперные характеристики в импульсном (1) и непрерывном (2) режимах генерации для лазерного диода с длиной резонатора $L = 3$ мм и шириной полоска 100 мкм с высокоотражающим (95%) и просветляющим (5%) покрытиями на гранях резонатора при температуре 20° ($I_{th} = 400$ мА).

порогового тока, увеличению внутренних оптических потерь и другим. В результате наблюдается насыщение ватт-амперной характеристики. Исследование эффекта насыщения в непрерывном режиме генерации проходит в условиях, при которых может наступить деградация лазерного диода в любой момент времени. Поэтому в настоящей работе мы попытались исключить перегрев полупроводникового лазера за счет перехода от непрерывного режима накачки к импульсному. Для этого был использован импульсный генератор тока с длительностью импульса менее 100 нс, током в импульсе до 200 А и частотой повторений 1–10 кГц. Использование такого режима при токах накачки 20–25 А практически полностью исключает перегрев лазерного кристалла. Однако при токах накачки в 200 А за время импульса активная область полупроводникового лазера перегревается на 20–30 градусов.

В работе исследованы полупроводниковые лазеры с $\lambda \approx 1040$ нм со 100 мкм апертурой, полученные на основе асимметричных гетероструктур раздельного ограничения методом МОС-гидридной эпитаксии. Их свойства и характеристики подробно исследованы в наших работах [6,10,18].

На рис. 1 приведены ватт-амперные характеристики полупроводникового лазера в непрерывном и импульсном режимах генерации. При токах накачки около 20 А в непрерывном режиме наблюдается насыщение ватт-амперной характеристики, а в импульсном режиме признаков насыщения не отмечено. Это позволяет нам сделать вывод, что температурный разогрев полупроводникового лазера в непрерывном режиме генерации является основной причиной насыщения ватт-амперной характеристики. Все остальные причины являются его производными. Однако и при импульсном режиме накачки, когда перегрев активной области значительно

ниже, чем в непрерывном режиме, в ватт-амперных зависимостях наблюдается снижение дифференциальной квантовой эффективности. Это происходит в диапазоне токов 100–200 А в зависимости от конструктивных особенностей лазерной гетероструктуры и лазерного диода.

1. Спектральные характеристики полупроводниковых лазеров при высоких уровнях накачки

Известно, что мощные полупроводниковые лазеры имеют широкий спектр излучения [12,18–20]. Однако нам не известны работы, посвященные исследованию причин, приводящих к увеличению ширины спектра в полупроводниковых лазерах при высоких уровнях накачки. На рис. 2 приведены спектры генерации полупроводникового лазера в зависимости от тока накачки в импульсном режиме. С ростом тока накачки в развитии спектра имеется несколько особенностей. Наблюдается смещение спектра в длинноволновую область спектра, обусловленное разогревом активной области за время импульса тока накачки. Коротковолновая граница спектра генерации также смещается с ростом тока накачки. При токе накачки 80–100 кА/см² в некоторых случаях ширина спектра генерации достигает 60 нм. Еще одной важной особенностью является насыщение максимума интенсивности спектра излучения. После достижения некоторой величины тока накачки интенсивность излучения прекращает расти, и наблюдается только уширение спектра генерации. На рис. 3 приведены типичная ватт-амперная характеристика и зависимость интенсивности максимума спектра генерации от тока накачки. Очевидных причин, объясняющих этот эффект, нет. Работы [21–25], посвященные вопросу многомодового (продольные моды) режима генерации, не могут объяснить возникновение в полупроводниковом лазере

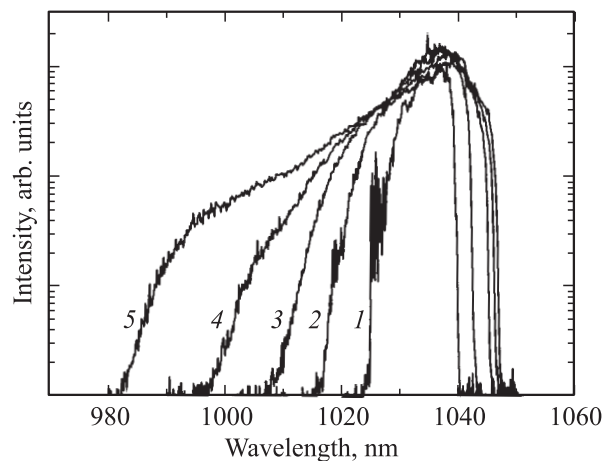


Рис. 2. Спектры генерации в импульсном режиме при различных плотностях тока накачки для лазерного диода с длиной резонатора $L = 1.5$ мм и шириной полоска 100 мкм: 1 — 13 кА/см², 2 — 40 кА/см², 3 — 67 кА/см², 4 — 73 кА/см², 5 — 80 кА/см².

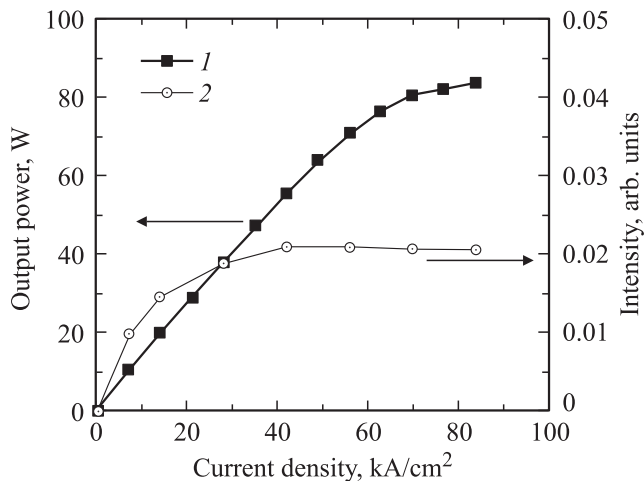


Рис. 3. Зависимости мощности излучения (1) и интенсивности максимума спектра генерации (2) от плотности тока накачки для лазерного диода с длиной резонатора $L = 1.5$ мм и шириной полоска 100 мкм в импульсном режиме генерации при температуре 20°C.

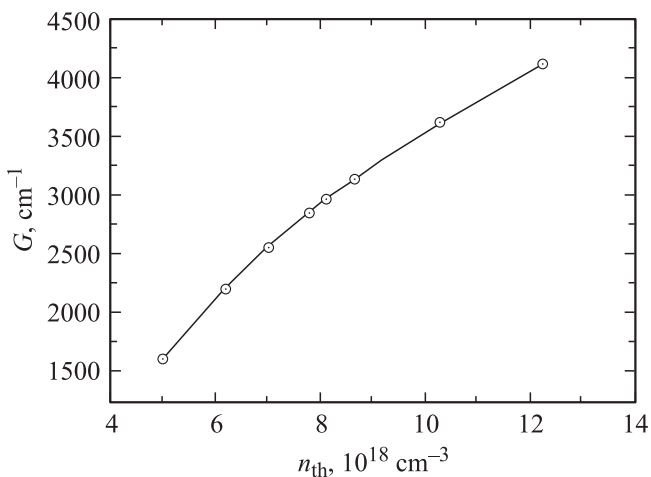


Рис. 4. Экспериментальная зависимость материального усиления (G) от пороговой концентрации (n_{th}) для InGaAs-квантово-размерной активной области исследуемых гетероструктур.

длиной 1.5 мм по крайней мере 750 продольных мод (межмодовое расстояние 0.8 Å). Расширение спектра генерации до 50–60 нм возможно только при условии выполнения пороговых условий для вышележащих энергетических уровней по отношению к уже участвующим в генерационном процессе. Для этого на вышележащих уровнях концентрация носителей тока должна возрасти до порогового значения. Используя набор полупроводниковых лазеров с различной длиной резонатора, как и в [26], была определена связь между коэффициентом усиления и пороговой плотностью тока, из которой мы получили зависимость усиления от концентрации (рис. 4). Согласно этой зависимости, для обеспечения ширины спектра генерации в 60 нм необходимо дости-

жение в квантовой яме активной области концентрации $1.2 \cdot 10^{19}$ см⁻³ и коэффициента усиления 4100 см⁻¹.

В работах [16,27] рассматривался эффект насыщения усиления в квантово-размерных гетероструктурах. Насыщением усиления в полупроводниковых лазерах принято называть отклонение от линейного закона возрастания усиления с током, характерное для лазеров с объемной активной областью. В полупроводниковых лазерах с квантово-размерной активной областью эмпирически установлено, что усиление возрастает как логарифм пороговой концентрации [28]. Однако насыщение усиления при возрастании тока пока не может служить причиной насыщения интенсивности стимулированного излучения. Интенсивность стимулированного излучения полностью определяется скоростью стимулированной излучательной рекомбинации или временем жизни носителей тока, участвующих в стимулированных излучательных переходах. Скорость стимулированной излучательной рекомбинации пропорциональна количеству инжектированных носителей и количеству фотонов в резонаторе. Оба эти параметра не имеют физических причин, ограничивающих их рост при увеличении тока накачки в полупроводниковом лазере. В случае процесса спонтанной излучательной рекомбинации, когда времена жизни ограничены несколькими наносекундами, можно наблюдать заполнение плотности состояний квантово-размерных уровней в фотолюминесцентных спектрах излучения. Это было сделано многими исследователями в период экспериментов с квантово-размерными эпитаксиальными слоями [11,27,29]. Снятие ограничений по скорости излучательной рекомбинации (выполнение пороговых условий) приводит к росту интенсивности стимулированных излучательных переходов в некотором спектральном диапазоне.

2. Токовые утечки в волноводном слое

Ток носителей заряда в полупроводнике обусловлен диффузионной и дрейфовой составляющими. Учитывая, что слой объемного заряда в исследуемых лазерных гетероструктурах не превышает 0.1–0.3 мкм, а толщина волноводного слоя, прилегающего к n - и p -эмиттеру, достигает толщины в один микрон, для обеспечения тока излучательной рекомбинации в активной области необходимо создание некоторой концентрации носителей тока в волноводных слоях. Коэффициент диффузии и подвижность дырок в полупроводниковых твердых растворах, используемых для создания лазеров, обычно в десятки раз меньше, чем электронов [30]. Для обеспечения непрерывности рекомбинационного тока в активной области, прилегающей к p -эмиттеру части волновода концентрация носителей тока превышает концентрацию в части волновода, прилегающей к n -эмиттеру. Этот эффект, отмеченный впервые в работе [11], а затем изученный в работах [13,14], может привести к росту токовой утечки в p -эмиттер. Расчет величин токовой утечки и внутренних оптических потерь в этом случае

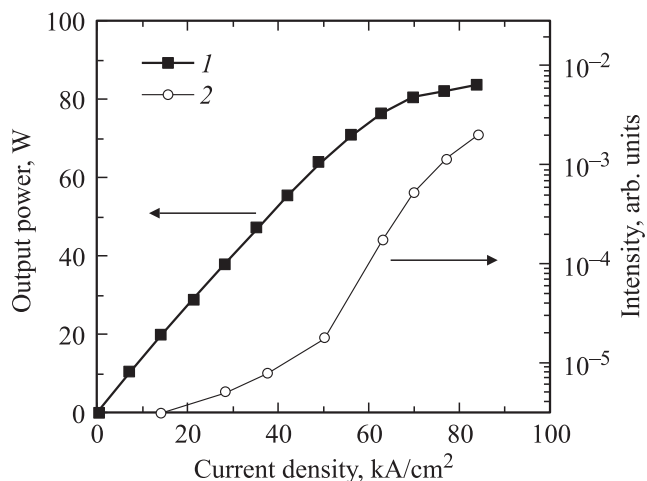


Рис. 5. Зависимости выходной оптической мощности (1) и интенсивности максимума спектра люминесценции волноводного слоя в направлении, перпендикулярном оси резонатора (2) от плотности тока накачки для лазерного диода с длиной резонатора $L = 1.5$ мм и шириной полоска 100 мкм в импульсном режиме генерации при температуре 20°C .

полностью зависит от выбора констант и экспериментально определенных параметров, а главное, эти потери плавно возрастают с током накачки, что не согласуется с пороговым характером насыщения ватт-амперной зависимости в импульсном режиме генерации.

Для установления характера токовых утечек в волноводе лазерной гетероструктуры мы исследовали излучение из волноводного слоя в направлении оси резонатора Фабри–Перо и перпендикулярно ей для снижения доли стимулированного излучения в регистрируемом спектре. На рис. 5 приведена зависимость интенсивности излучения из волноводного слоя ($\lambda = 870\text{--}890$ нм) в лазерной гетероструктуре от тока накачки, в которой появляются две характерные области при плотностях тока 15 и 60 кА/см². Первая соответствует значениям тока, при которых наступает насыщение интенсивности в спектре генерации. Вторая — плотностям тока, соответствующим резкому падению дифференциальной квантовой эффективности. При наблюдении излучения вдоль оси резонатора появление второй области совпадает с порогом генерации излучения из волноводных слоев.

Токовые утечки в волноводном слое представляют собой три процесса с последовательно нарастающей интенсивностью. На первом участке (рис. 5), с наименьшей интенсивностью, излучательная рекомбинация в волноводе, прилегающем к *p*-эмиттеру, пропорциональна токовым утечкам из активной области и определяется наличием избыточной концентрации дырок в этой части волновода [11,14]. На втором участке, после насыщения максимума интенсивности спектра генерации, концентрация в активной области начинает резко расти, и выброс носителей в волноводные слои также резко увеличивается [15]. Соответственно возрастает концентрация электронов в волноводе, прилегающем к

p-эмиттеру, и токовые утечки в виде излучательной рекомбинации в волноводе растут. На третьем участке, когда концентрация носителей в волноводе достигает пороговой и наблюдается генерация излучения в волноводе, открывается интенсивный канал утечек тока, приводящий к резкому снижению дифференциальной квантовой эффективности (рис. 5).

3. Время рассеяния энергии носителей тока и время стимулированных излучательных переходов в активной области

Насыщение интенсивности в максимуме спектра генерации из активной области четко коррелирует с ростом токовых утечек в волноводные слои. Поэтому, по нашему мнению, процессы, приводящие к насыщению интенсивности в спектре генерации, приводят также к росту концентрации в активной области и росту токовых утечек и играют решающую роль в насыщении дифференциальной квантовой эффективности (рис. 1, рис. 5).

Согласно классическим представлениям о скорости рассеяния энергии носителей тока на полярных оптических фонах в квантовой яме лазерной гетероструктуры, время рассеяния энергии можно представить следующим образом [31,32]:

$$\tau_e = \frac{\hbar\omega_0}{dE/dt} \approx \frac{\sqrt{E_{e,h}}}{N_q \hbar\omega_0 \sqrt{m_{e,h}}}, \quad (1)$$

где dE/dt — скорость рассеяния энергии носителя тока, $\hbar\omega_0$ — энергия полярного оптического фона, $m_{e,h}$ — эффективная масса электрона или дырки, N_q — функция распределения оптических фононов и $E_{e,h}$ — энергия электрона или дырки ($N_q > 1$, $E > \hbar\omega_0$). Из формулы (1) следует, что медленнее релаксируют легкие электроны, поэтому в дальнейшем мы ограничимся только рассмотрением релаксации электронов. Используя материалы работ [31,32], была проведена оценка времени рассеяния энергии электронов в исследуемой лазерной гетероструктуре. В расчете учитывалось неравномерное распределение полярных оптических фононов (N_q), приводящее к эффекту их накопления. Время рассеяния энергии для электронов при взаимодействии с полярными оптическими фононами составило величину $2 \cdot 10^{-11}$ с. Необходимо отметить, что время рассеяния энергии электронов имеет тенденцию роста с увеличением концентрации электронов [31]. Другими словами, при высоких уровнях накачки время рассеяния энергии электронов возрастает и может различаться на порядки. Из этой оценки времени рассеяния энергии электронов в квантовой яме следует, что электроны доставляются на энергетические уровни с конечной скоростью за время $2 \cdot 10^{-11}$ с. Дырки в этих же условиях из-за большей массы успевают термализоваться.

Теперь рассмотрим время жизни носителей заряда или скорость стимулированной излучательной рекомбинации. Время стимулированных излучательных переходов можно представить в следующем виде [28]:

$$\tau_{\text{stim}} = \frac{N}{GV_{\text{gr}}N_{\text{ph}}\Gamma}, \quad (2)$$

при этом скорость стимулированной излучательной рекомбинации принимает следующий вид: $R_{\text{stim}} = N/\tau_{\text{stim}}$, где N — концентрация электронов в активной области, G — коэффициент материального усиления, V_{gr} — групповая скорость световой волны, N_{ph} — концентрация фотонов в резонаторе и Γ — фактор оптического ограничения активной области. Используя скоростные уравнения для электронов и фотонов, можно выразить время стимулированных излучательных переходов в другом виде:

$$\tau_{\text{stim}} = \frac{qNV_{\text{ar}}}{\eta_i I}, \quad (3)$$

где q — заряд электрона, V_{ar} — объем активной области, η_i — квантовый выход стимулированного излучения, I — ток накачки полупроводникового лазера. В режиме генерации можно связать ток накачки с мощностью излучения известным способом [28]:

$$P = \eta_i \frac{\alpha_{\text{mirr}}}{\alpha_{\text{mirr}} + \alpha_i} \frac{h\nu}{q} (I - I_{\text{th}}), \quad (4)$$

где α_{mirr} — оптические потери на выход, α_i — внутренние оптические потери, $h\nu$ — энергия фотона, I_{th} — пороговый ток полупроводникового лазера. Подставив выражение (4) в (3), можно выразить время стимулированных переходов в полупроводниковом лазере через мощность оптического излучения.

Воспользовавшись выражением (3), можно построить зависимость времени жизни носителей тока, участвующих в стимулированной излучательной рекомбинации, от плотности тока накачки полупроводникового лазера (рис. 6, кривая 2). В расчетах концентрация электронов принималась равной пороговой $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, а внутренний квантовый выход стимулированного излучения 100%. За начало отсчета было принято время спонтанной излучательной рекомбинации на пороге генерации. Ход зависимости указывает, что в идеальном полупроводниковом лазере с ростом тока накачки время стимулированной излучательной рекомбинации уменьшается независимо от величины тока.

Наибольший интерес представляет рассчитанная из экспериментальных данных зависимость времени стимулированной излучательной рекомбинации от плотности тока накачки полупроводникового лазера, приведенная на рис. 6 (кривая 1). Для построения этой зависимости использовались экспериментальная ватт-амперная характеристика (рис. 5) и зависимость усиления от концентрации (рис. 4). Затем, применяя выражение (3), мы рассчитали усредненное время жизни носителей заряда, участвующих в стимулированной излучатель-

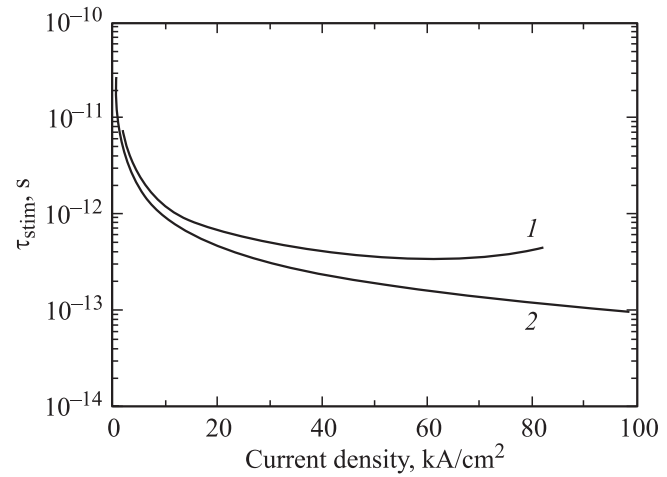


Рис. 6. Зависимости усредненного стимулированного времени жизни носителей заряда в квантово-размерной активной области от плотности тока накачки лазерного диода с длиной резонатора $L = 1.5$ мм и шириной полоска 100 мкм. 1 — пороговая концентрация носителей заряда в активной области растет с ростом тока накачки, 2 — пороговая концентрация и материальное усиление постоянны во всем диапазоне токов накачки ($n_{\text{th}} = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $G = 1600 \text{ см}^{-1}$).

ной рекомбинации в зависимости от плотности тока накачки полупроводникового лазера (рис. 6, кривая 1). При достижении величины порядка 10^{-12} с произошла стабилизация времени стимулированной излучательной рекомбинации (рис. 6, кривая 1).

4. Обсуждение результатов

Наблюдаемый эффект можно объяснить следующим образом. За порогом генерации с увеличением тока накачки происходит уменьшение времен жизни носителей заряда, участвующих в стимулированной излучательной рекомбинации, и интенсивность излучения растет. При некотором токе накачки время жизни носителей заряда, участвующих в стимулированной излучательной рекомбинации, сравнивается с временем рассеяния энергии электронов, и для определенной группы энергетических переходов наступает насыщение скорости стимулированной излучательной рекомбинации. С увеличением тока накачки возрастает концентрация носителей (электронов) на энергетических уровнях, лежащих выше по энергии, и достигает порогового значения. Спектр генерации расширяется. Далее с ростом тока накачки процедура повторяется. При этом с ростом концентрации в активной области увеличивается выброс электронов в волноводные слои. Экспериментально это подтверждается ростом интенсивности излучения из волноводных слоев. Затем при некотором токе накачки концентрация выброшенных носителей достигает пороговой в части волноводного слоя и наблюдается генерация излучения из волноводного слоя. Это означает, что открывается

эффективный канал утечек рекомбинационного тока из активной области. На ватт-амперной характеристике наблюдается излом и снижение дифференциальной квантовой эффективности (рис. 5).

5. Заключение

Исследованы мощные полупроводниковые лазеры, полученные методом МОС-гидридной эпитаксии на основе асимметричных квантово-размерных лазерных гетероструктур раздельного ограничения с расширенным волноводом. Для возбуждения лазерного излучения применялся генератор токовых импульсов с длительностью 100 нс, частотой повторения 10 кГц и током в импульсе 200 А. Переход к импульсному режиму генерации позволил значительно снизить перегрев активной области и увеличить излучаемую мощность до 145 Вт из лазера с 100 мкм апертурой.

Исследование полупроводниковых лазеров в импульсном и непрерывном режимах показало, что насыщенные ватт-амперной характеристики в непрерывном режиме генерации полностью определяется перегревом активной области полупроводникового лазера. Другие причины носят второстепенный характер. Исследования в импульсном режиме генерации, снижающие влияние перегрева активной области, позволили определить фундаментальные причины, ограничивающие максимально достижимые оптические мощности излучения из полупроводниковых лазеров. Фундаментальной причиной, приводящей к ограничению максимально достижимой мощности оптического излучения полупроводникового лазера, является конечная величина времени рассеяния энергии носителей заряда в квантовой яме. При совпадении времени стимулированной излучательной рекомбинации и минимального значения времени рассеяния энергии наступает стабилизация интенсивности излучения с определенного энергетического уровня, что является причиной интенсивного роста концентрации носителей в активной области. Как следствие, растет ширина спектра генерации и увеличивается выброс электронов в волноводные слои.

Рост концентрации электронов в волноводных слоях приводит к выполнению порогового условия и наблюдается генерация излучения из волноводного слоя. Генерация излучения из волноводного слоя является эффективным каналом токовых утечек рекомбинационного тока активной области, приводящих к резкому снижению дифференциальной квантовой эффективности.

Работа выполнена при частичной поддержке Программы фундаментальных исследований ОФН РАН.

В заключение авторы выражают благодарность за полезные консультации и плодотворное обсуждение результатов Л.Е. Воробьеву и В.Л. Зеровой, С.А. Гуревичу за ценные замечания и за оказанную помощь в решении технических задач А.В. Рожкову.

Список литературы

- [1] J.K. Wade, L.J. Mawst, D. Botez, J.A. Morris. *Electron. Lett.*, **34**, 1100 (1998).
- [2] J. Sebastian, G. Beister, F. Bugge, F. Buhandt, G. Erbert, H.G. Hansel, R. Hulsewede, A. Knauer, W. Pittroff, R. Staske, M. Schroder, H. Wenzel, M. Weyers, G. Trankle. *IEEE J. Select. Topics Quant. Electron.*, **7**, 334 (2001).
- [3] X. He, S. Srinivasan, S. Wilson, C. Mitchell, R. Patel. *Electron. Lett.*, **34**, 2126 (1998).
- [4] A. Al-Muhanna, L.J. Mawst, D. Botez, D.Z. Garbuzov, R.U. Martinelli, J.C. Connolly. *Appl. Phys. Lett.*, **73**, 1182 (1998).
- [5] F. Bugge, G. Erbert, J. Fricke, S. Gramlich, R. Staske, H. Wenzel, U. Zeimer, M. Weyers. *Appl. Phys. Lett.*, **79**, 1965 (2001).
- [6] N.A. Pikhin, S.O. Slipchenko, Z.N. Sokolova, A.L. Stankevich, D.A. Vinokurov, I.S. Tarasov, Zh.I. Alferov. *Electron. Lett.*, **40**, 1413 (2004).
- [7] D.Z. Garbuzov, R.J. Menna, R.U. Martinelli, J.H. Abeles, J.C. Connolly. *Electron. Lett.*, **33**, 1635 (1997).
- [8] Е.Г. Голикова, В.А. Курешов, А.Ю. Лешко, Д.А. Лившиц, А.В. Лютецкий, Д.Н. Николаев, Н.А. Пихтин, Ю.А. Рябоштан, С.О. Слипченко, И.С. Тарасов, Н.В. Фетисова. *Письма ЖТФ*, **26**, 40 (2000).
- [9] Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, И.С. Тарасов. *ФТП*, **38**, 374 (2004).
- [10] С.О. Слипченко, Д.А. Винокуров, Н.А. Пихтин, З.Н. Соколова, А.Л. Станкевич, И.С. Тарасов, Ж.И. Алфёров. *ФТП*, **38**, 1477 (2004).
- [11] Д.З. Гарбузов, А.В. Овчинников, Н.А. Пихтин, З.Н. Соколова, И.С. Тарасов, В.Б. Халфин. *ФТП*, **25**, 928 (1991).
- [12] Н.А. Пихтин, И.С. Тарасов, М.А. Иванов. *ФТП*, **28**, 1983 (1994).
- [13] B.S. Ryvkin, E.A. Avrutin. *J. Appl. Phys.*, **97**, 123103 (2005).
- [14] B.S. Ryvkin, E.A. Avrutin. *J. Appl. Phys.*, **97**, 113106 (2005).
- [15] L.V. Asryan, N.A. Gun'ko, A.S. Polkovnikov, G.G. Zegrya, R.A. Suris, P.-K. Lau, T. Makino. *Semicond. Sci. Technol.*, **15**, 1131 (2000).
- [16] Г.Г. Зегря, И.Ю. Соловьев. *ФТП*, **39**, 636 (2005).
- [17] Е.Г. Голикова, В.А. Курешов, А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, Ю.А. Рябоштан, Г.А. Скрынников, И.С. Тарасов, Ж.И. Алфёров. *ФТП*, **34**, 886 (2000).
- [18] 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.Ф. Фетисова, И.С. Тарасов. *ФТП*, **39**, 388 (2005).
- [19] Al-Muhanna, A. Mawst, L.J. Botez, D.Z. Garbuzov, R.U. Martinelli, J.C. Connolly. *Lasers and Electro-Optics Society Annual Meeting. 1997. LEOS '97 10th Annual Meeting. Conf. Proc. IEEE*, **2**, 205 (1997).
- [20] J.G. Kim, L. Shterengas, R.U. Martinelli, G.L. Belenky, D.Z. Garbuzov, W.K. Chan. *Appl. Phys. Lett.*, **81**, 3146 (2002).
- [21] A.A. Chelny, M.Sh. Kobayakova, P.G. Eliseev. *IEEE J. Quant. Electron.*, **40**, 113 (2004).
- [22] Y. Nishimura. *IEEE J. Quant. Electron.*, **9**, 1011 (1973).
- [23] B. Zee. *IEEE J. Quant. Electron.*, **14**, 727 (1978).
- [24] T. Honc, J. Zavadil. *J. Appl. Phys.*, **73**, 7978 (1993).
- [25] M.P. Kesler, C.S. Harder, E.E. Latta. *Appl. Phys. Lett.*, **59**, 2775 (1991).

- [26] Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, И.С. Тарасов. ФТП, **36**, 364 (2002).
- [27] Д.З. Гарбузов, А.В. Тикун, В.Б. Халфин. ФТП, **21**, 1085 (1987).
- [28] L.A. Coldren, S.W. Corzine. *Diode lasers and photonic integrated circuits* (John Wiley and Sons, Inc., 1995).
- [29] Ж.И. Алфёров, Д.З. Гарбузов, С.В. Зайцев, А.Б. Нивин, А.В. Овчинников, И.С. Тарасов. ФТП, **21**, 825 (1987).
- [30] A. Dargys, J. Kundrotas. *Handbook on physical properties of Ge, Si, GaAs and InP* (Vilnius, Science and Encyclopedia Publishers, 1994).
- [31] Л.Е. Воробьев, С.Н. Данилов, В.Л. Зерова, Д.А. Фирсов. ФТП, **37**, 604 (2003).
- [32] Л.Е. Воробьев, С.Н. Данилов, Е.Л. Ивченко, М.Е. Левинштейн, Д.А. Фирсов, В.А. Шалыгин. *Кинетические и оптические явления в сильных электрических полях в полупроводниковых наноструктурах* (СПб., Наука, 2000).

Редактор Л.В. Беляков

Finite energy scattering time of charge carriers as an origin of optical power limitation in semiconductor lasers

S.O. Slipchenko, Z.N. Sokolova, N.A. Pikhitin,
K.S. Borschev*, D.A. Vinokurov, I.S. Tarasov

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

* Voronezh State University,
394006 Voronezh, Russia

Abstract We show that the origin of optical power limitation in semiconductor lasers is a finite energy scattering time of charge carriers on nonequilibrium optical phonons in quantum well active region.

We carry out experimental research of power and spectral characteristics of semiconductor lasers at high excitation levels (up to 100 kA/cm^2) in pulse operation (100 ns, 10 kHz). It is shown that the pump current increase gives rise to both a saturation of the peak intensity in stimulated emission spectra and emitted power raise due to spectrum extension in the short wavelength region. The limitation of stimulated emission rate is responsible for a saturation of the radiated power. We determine that it is just a finite energy scattering time of electrons on polar optical phonons that confines stimulated emission rate. We assume that the extension of stimulated emission spectrum is related to the increase of carrier density in the active region resulting in electron escape into the waveguide layers.

Carrier density in the waveguide reaches its threshold value with pump current increase resulting in an intensive current leakage from the active region.

We have shown experimentally the correlation between an onset of waveguide generation and considerable drop of differential quantum efficiency of semiconductor laser.