

# Насыщение ватт-амперных характеристик мощных лазеров ( $\lambda = 1.0–1.1$ мкм) в импульсном режиме генерации

Д.А.Веселов, В.А.Капитонов, Н.А.Пихтин, А.В.Лютецкий, Д.Н.Николаев, С.О.Слипченко, З.Н.Соколова, В.В.Шамахов, И.С.Шашкин, И.С.Тарасов

*Исследованы полупроводниковые лазеры на основе асимметричных гетероструктур раздельного ограничения с расширенным волноводом, излучающие в диапазоне длин волн 1.0–1.1 мкм и изготовленные методом МОС-гидридной эпитаксии. Установлено, что интенсивность спонтанного излучения из активной области с увеличением тока накачки растёт за порогом генерации; показано, что это обусловлено ростом концентрации носителей заряда в активной области, вызванной увеличением модального усиления для компенсации возрастающих внутренних оптических потерь при высоких уровнях импульсной токовой накачки. Установлено, что рост внутренних оптических потерь с увеличением уровня импульсной токовой накачки является одной из основных причин насыщения ватт-амперной характеристики мощных полупроводниковых лазеров.*

**Ключевые слова:** полупроводниковый лазер, внутренние оптические потери, импульсная накачка, спонтанное излучение.

## 1. Введение

Полупроводниковые лазеры, излучающие в диапазоне длин волн 1000–1100 нм, используются как в качестве непосредственных источников излучения, так и для оптической накачки [1]. По мере улучшения их мощностных рабочих характеристик они становятся все более привлекательной заменой лазеров других типов. Непрерывные полупроводниковые лазеры, работающие в этом диапазоне длин волн, уже продемонстрировали близкие к предельным излучательные характеристики [2–4]. Однако в импульсном режиме при высоких уровнях токовой накачки лазеров импульсами длительностью в несколько сотен наносекунд насыщение ватт-амперной характеристики [2, 3, 5] наблюдается независимо от технологии изготовления и состава используемых полупроводниковых твёрдых растворов. Исследованию причин насыщения импульсной мощности при высоких накачках посвящено множество работ, в которых рассматриваются факторы, определяющие это насыщение. Среди них рост концентрации носителей заряда в волноводных слоях, токовые утечки электронов в волноводе и р-эмиттере, генерация высших поперечных мод, насыщение усиления и «выжигание» носителей заряда [2–8], а также немгновенный захват носителей в наноразмерную активную область [9].

В настоящей работе мы продолжаем экспериментальные и теоретические исследования с целью определения возможных причин насыщения оптической мощности импульсных полупроводниковых лазеров на основе си-

стемы твёрдых растворов AlGaAs/InGaAs/GaAs при высоких уровнях токовой накачки.

## 2. Экспериментальные образцы и основные методики исследований

В качестве объекта исследования были выбраны полупроводниковые лазеры на основе квантоворазмерной асимметричной гетероструктуры раздельного ограничения с широким волноводом, изготовленной методом МОС-гидридной эпитаксии [10]. В настоящее время такая лазерная структура является стандартной и общепринятой для использования в непрерывных полупроводниковых лазерах, однако она не оптимизирована для работы в импульсном режиме генерации. Параметры лазерной гетероструктуры приведены в табл.1. Состав твёрдого раствора волновода обусловлен необходимостью подавления процесса утечки носителей заряда из активной области в волноводные слои [11, 12]. Ширина волновода увеличена для снижения внутренних оптических потерь, уменьшения расходимости излучения и плотности оптической мощности на выходном зеркале лазера [13, 14]. Состав эмиттеров лазерной гетероструктуры рассчитан так, чтобы обеспечить минимальный фактор оптическо-

Табл.1. Параметры лазерной гетероструктуры.

Слой	Толщина	Состав	Легирование ( $\text{см}^{-3}$ )
барьерный	0.45 мкм	GaAs	$n = 5 \times 10^{18}$
п-эмиттер	2 мкм	$\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$	$n = 5 \times 10^{18}$
п-волновод	1.64 мкм	$\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$	нелегирован
квантовая яма	63 Å	$\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$	нелегирован
барьерный	200 Å	$\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$	нелегирован
квантовая яма	63 Å	$\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$	нелегирован
р-волновод	1.16 мкм	$\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$	нелегирован
р-эмиттер	1.2 мкм	$\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{As}$	$p = 5 \times 10^{18}$
контактный	0.3 мкм	GaAs	$p = 5.4 \times 10^{19}$

Д.А.Веселов, В.А.Капитонов, Н.А.Пихтин, А.В.Лютецкий, Д.Н.Николаев, С.О.Слипченко, З.Н.Соколова, В.В.Шамахов, И.С.Шашкин, И.С.Тарасов. Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Россия, 194021 С.-Петербург, ул. Политехническая, 26; e-mail: nike@hpld.ioffe.ru

Поступила в редакцию 22 мая 2014 г., после доработки – 3 июля 2014 г.

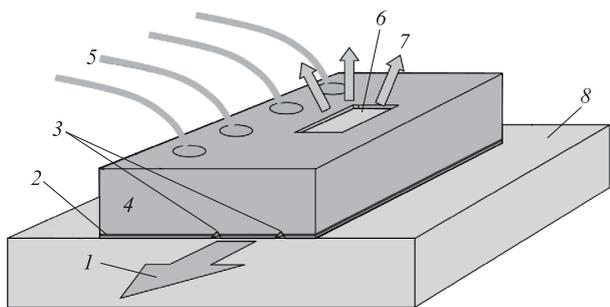


Рис.1. Схема образца для исследования спонтанного излучения, прошедшего сквозь подложку:

1 – стимулированное излучение лазера; 2 – лазерная гетероструктура; 3 – мезаполосковые канавки; 4 – подложка из GaAs; 5 – золотые проволоочки; 6 – окно в p-контакте; 7 – спонтанное излучение, прошедшее через подложку; 8 – теплоотвод.

го ограничения в эмиттерных слоях и максимальный – в активной области [13, 14]. Активная область состоит из двух квантоворазмерных ям, толщина которых обеспечивает наличие одного электронного уровня в спектрах спонтанного и стимулированного излучения.

Одиночные полупроводниковые лазеры с шириной излучающего слоя 100 мкм изготавливались с применением конструкции активного элемента «глубокая меза», которая предусматривает его нахождение между протравленными через всю лазерную структуру глубокими наклонными мезами и позволяет предотвратить срыв генерации [15, 16]. Исследуемые излучатели имели различную длину резонатора Фабри–Перо и монтировались на медный теплоотвод мезаструктурами вниз. В отличие от наших предыдущих работ [11, 17], в исследуемых образцах для наблюдения спонтанного излучения формировалось окно в верхнем контактном омическом слое со стороны подложки (рис.1). Размеры окна составляли  $100 \times 50$  мкм, что обеспечивало постоянство доли выходящего из окна спонтанного излучения во всем диапазоне токов накачки. Такая геометрия эксперимента позволяет снизить долю стимулированного излучения при регистрации спонтанной составляющей излучения активной области лазерной структуры.

Для исследований электролюминесцентных характеристик полупроводниковых лазеров использовался генератор токовых импульсов с амплитудой импульсов до 100 А, длительностью  $100 \pm 20$  нс на полувысоте и частотой следования  $1040 \pm 20$  Гц. Ток контролировался по напряжению на сопротивлении 0.2 Ом, включенном последовательно с лазером. Напряжение регистрировалось осциллографом Tektronix TDS2024C.

Измерение ватт-амперной характеристики всех образцов осуществлялось в два этапа: сначала с помощью болометра 3A-P-FS-12 (Ophir Photonics) регистрировалась средняя мощность, затем посредством интегрирующей сферы IS200-4 и фотоприёмника SM05PD4A (оба – Thorlabs) определялась форма светового импульса. На основании этих данных рассчитывалась максимальная мощность оптического излучения лазера.

### 3. Исследование спонтанного излучения лазеров в импульсном режиме

Насыщение ватт-амперной характеристики полупроводникового лазера может быть обусловлено двумя при-

чинами: снижением внутреннего квантового выхода стимулированного излучения  $\eta_{in}$  и ростом внутренних оптических потерь  $\alpha_{in}$ . Снижение коэффициента  $\eta_{in}$  означает наличие токовой утечки за порогом генерации, например в результате рекомбинации в волноводе или утечки электронов в p-эмиттер. При этом излучательные характеристики активной области не претерпевают изменений (за исключением вызванных влиянием возможного разогрева). Второй причиной может быть увеличение внутренних оптических потерь  $\alpha_{in}$ , ведущее к снижению наклона ватт-амперной характеристики, что иллюстрируется известной зависимостью выходной мощности излучения  $P$  от тока накачки  $I$ :

$$P = \eta_{in} \frac{\alpha_{out}}{\alpha_{out} + \alpha_{in}} \frac{hv}{q} (I - I_{th}). \quad (1)$$

Здесь  $\alpha_{out}$  – оптические потери на выход излучения;  $hv$  – энергия фотона;  $q$  – заряд электрона;  $I_{th}$  – пороговый ток или ток, необходимый для компенсации всех потерь. Если мы допускаем, что внутренние оптические потери  $\alpha_{in}$  растут с током накачки, то величину  $I_{th}$  можно представить в виде  $I_{th} = I_{th}^* + \Delta I_{th}^*$ , где  $I_{th}^*$  – пороговый ток, состоящий из тока, идущего на спонтанную люминесценцию, и тока безызлучательной рекомбинации, а  $\Delta I_{th}^*$  – увеличение тока  $I_{th}^*$ , необходимое для роста модального усиления и компенсации возросших внутренних оптических потерь с ростом тока накачки. Интенсивность спонтанного излучения активной области полупроводникового лазера полностью определяется величиной тока спонтанной люминесценции и уровнем концентрации носителей заряда в активной области. Конечно, всегда существует канал безызлучательной рекомбинации, но современный уровень развития эпитаксиальных технологий позволяет снизить его до минимума, поэтому лазеры, излучающие на длинах волн  $\sim 1$  мкм, имеют квантовый выход спонтанной люминесценции, уверенно достигающий величины, близкой к 100%. Следовательно, если в эксперименте создать условия, позволяющие при регистрации спонтанного излучения полностью подавить долю стимулированного излучения (что нам удалось реализовать в нашем эксперименте, рис.2), то можно говорить о существовании зависимости между интенсивностью спонтанной люминесценции, концентрацией носителей заряда в активной области и током накачки полупроводникового лазера.

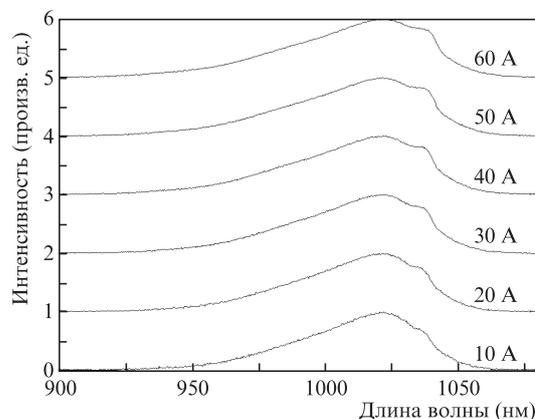


Рис.2. Спектры спонтанного излучения лазера в импульсном режиме при различных амплитудах тока накачки. В длинноволновой части спектра наблюдается линия рассеянного стимулированного излучения.

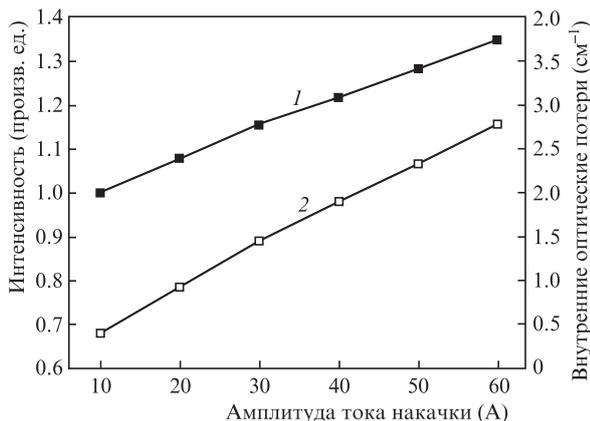


Рис.3. Относительный рост интенсивности пика спонтанного излучения (1) и соответствующие ему расчетные значения внутренних оптических потерь (2) в зависимости от амплитуды тока накачки.

В качестве образца для исследований был выбран лазер с длиной резонатора 2600 мкм и зеркалами, образованными сколотыми гранями (коэффициенты отражения зеркал  $R_1 = R_2 \approx 0.3$ ). Исследование проходило в два этапа. На первом этапе благодаря измененной геометрии эксперимента были получены спектры спонтанного излучения с практически полным отсутствием линии рассеянного стимулированного излучения во всём диапазоне токов накачки (рис.2). На втором этапе регистрировалась амплитуда импульса фотоответа спонтанного излучения, что позволило получить зависимость относительного увеличения интенсивности спонтанного излучения от тока накачки (рис.3). При токе накачки 60 А интенсивность спонтанного излучения увеличивалась примерно в 1.35 раза по сравнению с интенсивностью при токе 10 А.

Каждой пороговой плотности тока накачки в лазере соответствует определённое модальное усиление. Зависимость его от пороговой плотности тока была определена экспериментально как сумма внутренних и внешних оптических потерь для лазеров с различной длиной резонатора, изготовленных из одной гетероструктуры (рис.4). Внутренние оптические потери на пороге генерации определялись стандартным способом из зависимости обратной дифференциальной квантовой эффективности от длины резонатора для набора полупроводниковых лазеров [14]. В ис-

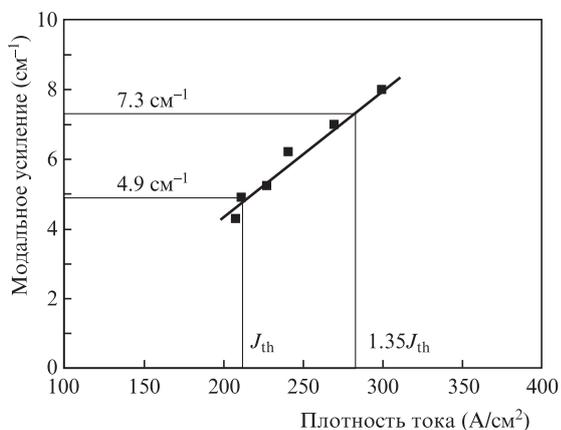


Рис.4. График соответствия модального усиления пороговой плотности тока. Квадраты – экспериментальные значения, сплошная линия – линейная аппроксимация.

следуемой лазерной структуре внутренние оптические потери вблизи порога генерации  $\alpha_{in}$  составляли 0.4 см<sup>-1</sup> и были постоянными для всех лазеров. Внешние оптические потери рассчитывались для лазеров с известными длиной резонатора и коэффициентами  $R_1$  и  $R_2$ . В этом случае рост модального усиления компенсирует увеличение внешних оптических потерь при уменьшении длины резонатора лазера, что выражается в росте пороговой плотности тока.

В нашем случае зависимость, приведенная на рис.4, позволяет определить изменение модального усиления при изменении плотности тока спонтанной люминесценции в лазере с фиксированной длиной резонатора. Интенсивность спонтанного излучения возросла в 1.35 раза с ростом тока накачки до 60 А (см. рис.3). Следовательно, при изменении плотности тока спонтанной люминесценции в 1.35 раза модальное усиление возросло с 4.9 до 7.3 см<sup>-1</sup> (рис.4). Таким образом, увеличение интенсивности спонтанной люминесценции в 1.35 раза приводит к увеличению модального усиления на 2.4 см<sup>-1</sup>. Поскольку рост модального усиления обусловлен только увеличением внутренних оптических потерь  $\alpha_{in}$ , можно сделать вывод о том, что они возросли на 2.4 см<sup>-1</sup> и составили 2.8 см<sup>-1</sup> при токе накачки 60 А. На рис.3 приведена зависимость внутренних оптических потерь от тока накачки в импульсном режиме генерации, рассчитанная по приведенной выше методике.

#### 4. Исследование насыщения ватт-амперных характеристик лазеров в импульсном режиме

Экспериментальная ватт-амперная характеристика исследовавшегося выше полупроводникового лазера приведена на рис.5. Мы предположили, что допущение  $\eta_{in} \approx 1$  (токовые утечки малы) действует во всем диапазоне импульсных токов. Применяв формулу (1) с учетом вышеизложенных допущений, мы построили зависимость внутренних оптических потерь от тока накачки из экспериментальной ватт-амперной характеристики (рис.5). Сравнивая полученные зависимости внутренних оптических потерь от тока накачки на рис.3 (рассчитаны из интенсивности спонтанного излучения для набора лазеров различной длины) и на рис.5 (рассчитаны из экспериментальной ватт-амперной характеристики), можно констатировать их практически полное совпадение. Полученный результат показывает, что наши предположения о мало-

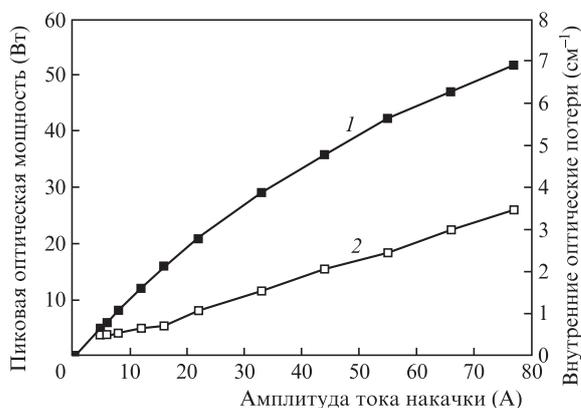


Рис.5. Зависимости пиковой оптической мощности, выходящей из двух зеркал резонатора (1), и расчётного значения внутренних оптических потерь (2) от амплитуды тока накачки

сти токовых утечек и слабой зависимости стимулированного квантового выхода от уровня токовой накачки ( $\eta_{in} \approx 1$ ) верны. В противном случае при снижении стимулированного внутреннего квантового выхода внутренние оптические потери, полученные из экспериментальной ватт-амперной зависимости (рис. 5), были бы существенно меньше рассчитанных из роста интенсивности спонтанного излучения (рис.3). Таким образом, проведенные эксперименты позволяют найти величину суммарных внутренних оптических потерь в лазерной структуре при различных токах накачки. Однако эксперименты не дают возможности определить изменение внутренних потерь в конкретных гетерослоях и непосредственно выявить физические механизмы, ответственные за рост этих потерь.

## 5. Обсуждение результатов и выводы

1. С использованием оригинальной экспериментальной методики исследования полупроводниковых лазеров при сверхвысоких уровнях импульсной токовой накачки выявлено, что с ростом амплитуды тока пропорционально увеличивается интенсивность спонтанного излучения из активной области.

2. Зависимость изменения интенсивности спонтанного излучения от тока накачки позволяет рассчитать для исследуемых лазеров аналогичную зависимость для суммарных внутренних оптических потерь.

3. Из экспериментальной ватт-амперной характеристики при условии малости утечек тока и постоянства стимулированного квантового выхода ( $\eta_{in} \approx 1$ ) рассчитаны зависимости внутренних оптических потерь от импульсного тока накачки.

4. Зависимости внутренних суммарных оптических потерь от импульсного тока накачки в полупроводниковых лазерах, определённые различными способами, носят квазилинейный характер и хорошо совпадают как при низких, так и при сверхвысоких уровнях токовой накачки.

Полученное соответствие экспериментальных данных позволяет сделать вывод о том, что рост внутренних оптических потерь служит одной из причин насыщения ватт-амперной характеристики исследуемых лазеров с расширенным волноводом в импульсном режиме генерации при сверхвысоких уровнях токовой накачки. Физические механизмы, обуславливающие рост внутренних оптических потерь при увеличении интенсивности токовой накачки, являются предметом наших дальнейших исследований. Вполне вероятно, что одним из таких меха-

низмов является немгновенный захват носителей заряда в квантоворазмерную активную область [9], который может приводить к существенному росту концентрации носителей в расширенном волноводе лазера при высоких уровнях токовой накачки.

Работа выполнена в соответствии с Государственным заданием ФТИ им. А.Ф.Иоффе.

1. Brauch U., Loosen P., Opower H. *Topics Appl. Phys.*, **78**, 303 (2000).
2. Wang X., Crump P., Wenzel H., Liero A., Hoffmann T., Pietrzak A., Schultz C. M., Klehr A., Ginolas A., Einfeldt S., Bugge F., Erbert G., Tränkle G. *IEEE J. Quantum Electron.*, **46** (5), 658 (2010).
3. Винокуров Д.А., Капитонов В.А., Лютецкий А.В., Пихтин Н.А., Слипченко С.О., Соколова З.Н., Станкевич А.Л., Хомылев М.А., Шамахов В.В., Борщев К.С., Арсентьев И.Н., Тарасов И.С. *ФТП*, **41**(8), 1003 (2007).
4. Слипченко С.О., Соколова З.Н., Пихтин Н.А., Борщев К.С., Винокуров Д.А., Тарасов И.С. *ФТП*, **40** (8), 1017 (2006).
5. Мифтахутдинов Д.Р., Акимова И.В., Богатов А.П., Гушик Т.И., Дракин А.Е., Дьячков Н.В., Поповичев В.В., Некрасов А.П. *Квантовая электроника*, **38** (11), 993 (2008).
6. Wenzel H., Crump P., Pietrzak A., Roder C., Wang X., Erbert G. *Opt. Quantum Electron.*, **41**, 645 (2010).
7. Rvkin B.S., Avrutin E.A. *J. Appl. Phys.*, **97**, 123103 (2005).
8. Слипченко С.О., Подоскин А.А., Шашкин И.С., Золотарев В.В., Пихтин Н.А., Тарасов И.С. *ФТП*, **48** (5), 705 (2014).
9. Соколов З.Н., Тарасов И.С., Асрян Л.В. *ФТП*, **45** (11), 1553 (2011).
10. Булаев П.В., Капитонов В.А., Лютецкий А.В., Мармалюк А.А., Никитин Д.Б., Николаев Д.Н., Падалица А.А., Пихтин Н.А., Бондарев А.Д., Залевский И.Д., Тарасов И.С. *ФТП*, **36** (9), 1144 (2002).
11. Шашкин И.С., Винокуров Д.А., Лютецкий А.В., Николаев Д.Н., Пихтин Н.А., Растегаева М.Г., Соколова З.Н., Слипченко С.О., Станкевич А.Л., Шамахов В.В., Веселов Д.А., Бондарев А.Д., Тарасов И.С. *ФТП*, **46** (9), 1230 (2012).
12. Шашкин И.С., Винокуров Д.А., Лютецкий А.В., Николаев Д.Н., Пихтин Н.А., Рудова Н.А., Соколова З.Н., Слипченко С.О., Станкевич А.Л., Шамахов В.В., Веселов Д.А., Бахвалов К.В., Тарасов И.С. *ФТП*, **46** (9), 1234 (2012).
13. Пихтин Н.А., Слипченко С.О., Соколова З.Н., Тарасов И.С. *ФТП*, **38** (3), 374 (2004).
14. Слипченко С.О., Винокуров Д.А., Пихтин Н.А., Соколова З.Н., Станкевич А.Л., Тарасов И.С., Алферов Ж.И. *ФТП*, **38** (12) 1477 (2004).
15. Слипченко С.О., Винокуров Д.А., Лютецкий А.В., Пихтин Н.А., Станкевич А.Л., Фетисова Н.В., Бондарев А.Д., Тарасов И.С. *ФТП*, **43** (10), 1409 (2009).
16. Слипченко С.О., Подоскин А.А., Винокуров Д.А., Станкевич А.Л., Лешко А.Ю., Пихтин Н.А., Забродский В.В., Тарасов И.С. *ФТП*, **45** (10), 1431 (2011).
17. Слипченко С.О., Шашкин И.С., Вавилова Л.С., Винокуров Д.А., Лютецкий А.В., Пихтин Н.А., Подоскин А.А., Станкевич А.Л., Фетисова Н.В., Тарасов И.С. *ФТП*, **44** (5), 688 (2010).