

07.2;08.3

## Исследование динамики выходной оптической мощности полупроводниковых лазеров (1070 nm) с маломодовым латеральным волноводом мезаполосковой конструкции при сверхвысоких токах накачки

© И.С. Шашкин, А.Ю. Лешко, В.В. Шамахов, Д.Н. Романович, В.А. Капитонов, К.В. Бахвалов, С.О. Слипченко, Н.А. Пихтин, П.С. Копьев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия  
E-mail: shashkin@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 4 декабря 2020 г.  
В окончательной редакции 24 декабря 2020 г.  
Принято к публикации 28 декабря 2020 г.

В области сверхвысоких уровней импульсной токовой накачки исследованы характеристики полупроводниковых лазеров на основе асимметричной гетероструктуры с расширенным латеральным волноводом мезаполосковой конструкции. Продемонстрирована пиковая мощность 5.1 W при амплитуде тока накачки 10 A. Определены три типа пространственной динамики лазерного излучения: для начального уровня токов накачки характерно медленное ( $\sim 200$  ns) перестроение интенсивности вдоль выходной апертуры, для умеренных уровней токов накачки характерно наличие быстрых ( $\sim 10$  ns) процессов модовых перестроений, в области максимальных токов накачки перестроения не повторяются от импульса к импульсу и имеют хаотический характер.

**Ключевые слова:** полупроводниковые лазеры, одномодовые лазеры, мезаполосковая конструкция, гетероструктура.

DOI: 10.21883/PJTF.2021.07.50799.18644

Полупроводниковые лазеры, излучающие на длине волны  $\sim 1060$  nm, с узким мезаполосковым контактом используются для нелинейного преобразования частоты как запускающие источники в волоконных усилителях. При этом генерация в импульсном режиме позволяет поднять уровень выходной мощности за счет минимального перегрева активной области. Однако при переходе к накачке импульсами тока высокой амплитуды динамика лазерной генерации может существенно отличаться от формы импульса тока. Изучение особенностей лазерной динамики является важным для эффективного использования и оптимизации конструкции таких источников. В работе [1] исследовалась динамика лазерной генерации в ближнем поле полупроводниковых лазеров мезаполосковой конструкции ( $W = 5 \mu\text{m}$ ) на длине волны 970 nm. Было выделено два режима модуляции лазерной генерации, для которых характерные времена переходных процессов не превышали 1 ns. Аналогичные исследования проводились для мощных одномодовых лазеров с распределенным брэгговским зеркалом [2] и распределенной обратной связью (РОС) [3]. В работе [2] исследуемые лазеры демонстрировали пиковую мощность 660 mW при накачке импульсами длительностью 50 ns и амплитудой 880 mA. Показано, что для образцов с длиной волны 976 nm при определенном токе наблюдается периодическая модуляция оптического сигнала, выражающаяся в изменении оптической мощности с периодом в единицы наносекунд. В работе [3] исследуемые лазеры (1060 nm) демонстрировали пико-

вую мощность 1.1 W при накачке импульсами длительностью 50 ns и амплитудой 2.5 A. Авторы показали, что в РОС-лазерах с узким мезаполосковым контактом ( $W = 3 \mu\text{m}$ ) для всех режимов переходные процессы происходили с субнаносекундными временами, при этом периодичность находилась в диапазоне от единиц наносекунд до десятков пикосекунд. В указанных работах исследовалась пространственная динамика оптического излучения полупроводниковых лазеров с узким мезаполосковым контактом, оптимизированным для одномодового режима, что ограничивает уровень выходной оптической мощности. Расширение латерального волновода при сохранении одномодового или маломодового режима лазерной генерации позволит повысить уровень выходной оптической мощности и при этом сохранить характеристики направленности для эффективного ввода излучения в маломодовые оптические волокна. В настоящей работе проводились исследования динамических характеристик маломодовых полупроводниковых лазеров с расширенным мезаполосковым волноводом при сверхвысоких уровнях импульсного возбуждения, для которых характерно нетепловое насыщение ватт-амперных характеристик [4].

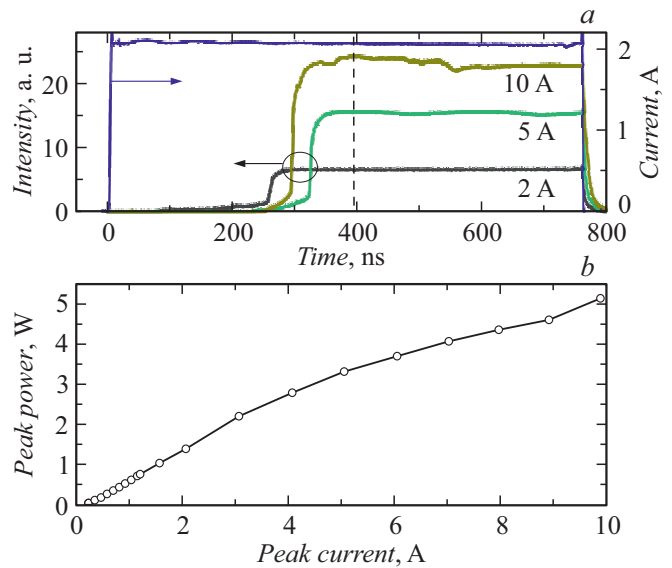
Для изготовления полупроводниковых лазеров была выбрана асимметричная гетероструктура с широким волноводом, обеспечивающая низкие оптические потери ( $0.6 \text{ cm}^{-1}$ ). Гетероструктура включала широкозонные эмиттеры на основе  $n\text{-AlGaAs}$  ( $x = 30\%$ ) и  $p\text{-AlGaAs}$  ( $x = 30\%$ ), которые ограничивали волноводный слой

на основе AlGaAs ( $x = 10\%$ ) толщиной  $1.7 \mu\text{m}$ , в котором располагалась квантовая яма InGaAs толщиной  $9 \text{ nm}$ , смещенная относительно центра в сторону  $p$ -эмиттера на  $0.2 \mu\text{m}$ . Результаты исследований одно-модовых лазеров с узким мезаполосковым контактом ( $W = 5 \mu\text{m}$ ), изготовленных на основе данной структуры, представлены в [5]. В рамках настоящей работы для экспериментальных исследований были изготовлены образцы полупроводниковых лазеров с расширенным мезаполосковым волноводом шириной  $10 \mu\text{m}$  и длиной резонатора Фабри–Перо  $4.6 \text{ mm}$ . На грани резонатора наносились отражающие ( $R = 95\%$ ) и просветляющие ( $5\%$ ) покрытия. Образцы напаялись  $p$ -стороной на медные теплоотводы с помощью индиевого припоя.

Исследования оптических характеристик полупроводниковых лазеров в импульсном режиме проводились с помощью генератора, обеспечивающего накачку импульсами тока длительностью  $200\text{--}800 \text{ ns}$  и амплитудой до  $10 \text{ A}$ . Для измерения интегральной формы оптических импульсов все излучение полупроводниковых лазеров собиралось с помощью системы асферических линз и фокусировалось на площадке фотоприемника Hamamatsu G8421-03, а динамика сигнала с фотоприемника фиксировалась с помощью осциллографа реального времени Tektronix TDS 5104. Для исследования динамики лазерной генерации в ближнем поле с помощью объектива строилось увеличенное изображение выходной апертуры, при этом фотоприемник размещался в плоскости изображений в положениях, соответствующих различным частям излучающей апертуры лазера. Для измерений было выбрано три положения: правый край, левый край, а также центр излучающей апертуры.

На рис. 1, *a* показаны интегральные лазерные импульсы и типичная форма импульса тока накачки. Для построения зависимости пиковой мощности от пикового тока (рис. 1, *b*) был выбран момент времени  $395 \text{ ns}$ , отмеченный штриховой линией на рис. 1, *a*. Оценки, сделанные в непрерывном режиме, показали, что максимальная дифференциальная эффективность исследуемых в работе образцов достигала  $52\%$ , а пороговый ток  $176 \text{ mA}$  (длина резонатора  $4.6 \text{ mm}$ ). Максимальная пиковая мощность при токе  $10 \text{ A}$  достигала  $5.1 \text{ W}$  (рис. 1, *b*). Видно, что с ростом тока накачки имеет место насыщение пиковой выходной оптической мощности. Аналогичный характер зависимости в мощных многомодовых лазерах объяснялся вкладом ряда механизмов: увеличение внутренних оптических потерь, связанных с накоплением носителей в волноводе [6], продольное выгорание носителей заряда и двухфотонное поглощение [7].

Характерной особенностью работы лазера в области нелинейной оптической динамики является низкий уровень выходного оптического сигнала в первой части импульса (так называемый „оптический провал“), несмотря на накачку электрическим током (рис. 1, *a*). При этом длительность „оптического провала“ может достигать  $300 \text{ ns}$ . Видно, что для диапазона  $4\text{--}10 \text{ A}$  имеет место

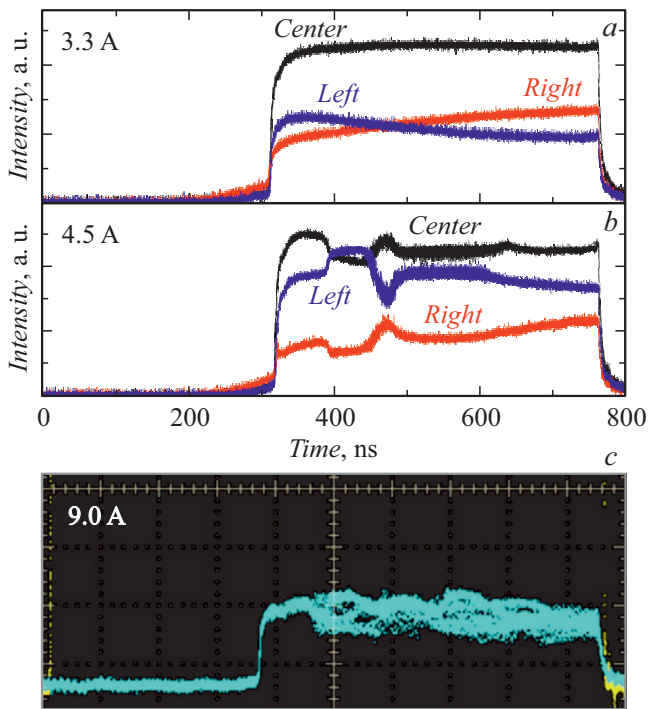


**Рис. 1.** *a* — форма импульса тока накачки и форма интегральной интенсивности лазерных импульсов при уровнях токов накачки 2, 5 и 10 А (штриховая линия показывает момент времени, для которого определялась пиковая мощность). *b* — зависимость пиковой оптической мощности от пикового тока накачки.

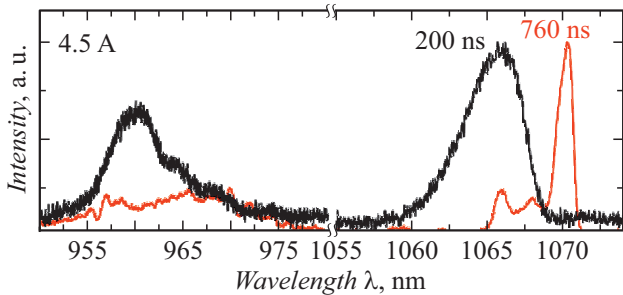
модуляция оптического сигнала, глубина которой не превышает  $10\%$  от максимума оптического сигнала.

Для более детального исследования данного эффекта были проведены измерения динамики лазерной генерации для различных областей излучающей апертуры (рис. 2). Исследования показали, что можно выделить три характерных режима лазерной генерации для полупроводниковых лазеров с расширенным латеральным волноводом мезаполосковой конструкции, работающих в условиях маломодовой генерации. Первый режим ограничивается током  $3.3 \text{ A}$  и характеризуется плавным перераспределением интенсивности лазерной генерации между крайними областями латерального волновода (рис. 2, *a*). В исследуемом случае время процесса перераспределения интенсивности составляло более  $200 \text{ ns}$ . Второй режим ограничивается током  $4.5 \text{ A}$  и характеризуется тем, что на фоне медленного перестроения интенсивности ближнего поля появляются быстрые переходные процессы длительностью менее  $10 \text{ ns}$  (рис. 2, *b*). Для третьего режима сохраняются характерные признаки, отмеченные для второго режима, однако переходные процессы не воспроизводятся от импульса к импульсу. Для демонстрации хаотического характера этих процессов приведен снимок экрана осциллографа (рис. 2, *c*) для центральной точки ближнего поля. В остальных частях ближнего поля хаотический характер переключений также сохранился.

Спектры лазерной генерации, измеренные в различных частях ближнего поля, близки по форме, поэтому для анализа условий лазерной генерации при перестроении ближнего поля были использованы спектры из



**Рис. 2.** Зависимости интенсивности лазерного излучения при уровне импульса тока накачки 3.3 (а) и 4.5 А (b), полученные в левой, правой и центральной областях ближнего поля. с — фотография экрана осциллографа, показывающая оптический сигнал, полученный при токе 9 А, накопленный от нескольких импульсов для центральной области ближнего поля (горизонтальная шкала 80 ns/div).



**Рис. 3.** Спектры лазерной генерации, полученные для центральной области ближнего поля при накачке импульсами тока амплитудой 4.5 А и длительностью 200 и 760 ns.

центральной части. На рис. 3 показаны спектры, полученные во втором режиме при длительности импульса тока накачки 200 и 760 ns. Длительность импульса 200 ns была выбрана для оценки условий лазерной генерации в области „оптического провала“. Максимум интенсивности спектров приходится на 1064 nm, а ширина на уровне половины максимума составляет  $\sim 4$  nm, при этом также наблюдается генерация с более высокоэнергетических состояний квантовой ямы, соответствующих переходам  $2e - 2hh$  (рис. 3). Двухполосная генерация на-

блюдалась ранее в мощных импульсных многомодовых лазерах при сверхвысоких уровнях токовой накачки [8]. Однако для исследуемого кристалла плотность тока, при которой появляется двухполосная генерация, не превышает  $5 \text{ kA/cm}^2$ . При увеличении длительности импульса до 760 ns (условия, когда существенная часть импульса составляет область эффективной лазерной генерации, рис. 1) наблюдаются заметное сужение основной линии генерации до 1 nm и перестроение спектра в длинноволновую область настолько, что максимум интенсивности приходится на длину волны  $\sim 1070$  nm (рис. 3). Установленные закономерности поведения спектра генерации могут объяснять причины возникновения области „оптического провала“ и двухполосной генерации следующим образом. За время импульса изменяются свойства латерального волновода. В начале импульса, в области „оптического провала“, инжектированные носители заряда уменьшают эффективный показатель преломления под полосковым контактом, в результате меза-структура теряет волноводные свойства, а моды захватывают пассивные области, где нет эффективной накачки и усиления. Поэтому в области „оптического провала“ наблюдается достаточно интенсивная вторая линия, а также основная линия, смещенная в коротковолновую область. Смещение линии генерации в коротковолновую область, соответствующую большему материальному усилению, является показателем того, что для лазерной моды имеют место более высокие потери, т.е. работа лазера в области „оптического провала“ соответствует низкоэффективной лазерной генерации. За время импульса происходит локальный термический разогрев, который увеличивает эффективный показатель преломления в области полоскового контакта, и, таким образом, свойства латерального волновода восстанавливаются, обеспечивая локализацию мод под полосковым контактом, что способствует переходу в режим эффективной лазерной генерации. При работе в области эффективной лазерной генерации происходит смещение основной линии в длинноволновую область и снижение интенсивности второй линии, что подтверждает снижение пороговой концентрации, связанное с восстановлением свойств латерального волновода. Следует заметить, что переход в область эффективной лазерной генерации немонотонно зависит от амплитуды тока накачки. Дополнительные исследования данной особенности выходят за рамки краткого сообщения и будут представлены в последующих работах.

Полученные результаты демонстрируют, что использование расширенного латерального волновода мезаполосковой конструкции позволяет существенно повысить уровень выходной оптической мощности в импульсном режиме, при этом в эффект насыщения оптической мощности могут вносить вклад процессы модовой конкуренции, усиливающиеся в области сверхвысоких токов накачки.

## Финансирование работы

Исследования выполнены за счет гранта Российского научного фонда (проект № 19-79-30072).

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] M.O. Ziegler, M. Münkel, T. Burkhard, G. Jennemann, I. Fischer, W. Elsässer, *J. Opt. Soc. Am. B*, **16** (11), 2015 (1999). <https://doi.org/10.1364/JOSAB.16.002015>
- [2] J.K. O'Daniel, M. Achtenhagen, in *Novel in-plane semiconductor lasers IX*. Proc. SPIE, **7616**, 76160W (2010). <https://doi.org/10.1117/12.848064>
- [3] A. Klehr, H. Wenzel, O. Brox, S. Schwertfeger, R. Staske, G. Erbert, *Opt. Express*, **21** (3), 2777 (2013). <https://doi.org/10.1364/OE.21.002777>
- [4] X. Wang, P. Crump, H. Wenzel, A. Liero, T. Hoffmann, A. Pietrzak, C.M. Schultz, A. Klehr, A. Ginolas, S. Einfeldt, F. Bugge, G. Erbert, G. Trankle, *IEEE J. Quant. Electron.*, **46** (5), 658 (2010). DOI: 10.1109/JQE.2010.2047381
- [5] И.С. Шашкин, А.Ю. Лешко, Д.Н. Николаев, В.В. Шамахов, Н.А. Рудова, К.В. Бахвалов, Н.А. Пихтин, *ФТП*, **54** (4), 408 (2020). DOI: 10.21883/FTP.2020.04.49149.9333
- [6] D.A. Veselov, Y.K. Bobretsova, A.Y. Leshko, V.V. Shamakhov, S.O. Slipchenko, N.A. Pikhitin, *J. Appl. Phys.*, **126** (21), 213107 (2019). <https://doi.org/10.1063/1.5115117>
- [7] J. Piprek, *Opt. Quant. Electron.*, **51** (2), 60 (2019). <https://doi.org/10.1007/s11082-019-1776-1>
- [8] Г.С. Соколовский, Д.А. Винокуров, А.Г. Дерягин, В.В. Дюделев, В.И. Кучинский, С.Н. Лосев, И.С. Тарасов, *Письма в ЖТФ*, **34** (16), 58 (2008).