

Ватт-амперные характеристики мощных импульсных полупроводниковых лазеров (1060 нм), работающих при повышенных (до 90 °С) температурах

П.С.Гаврина, А.А.Подоскин, Е.В.Фомин, Д.А.Веселов, В.В.Шамахов, С.О.Слипченко, Н.А.Пихтин, П.С.Копьев

Исследованы импульсные излучательные характеристики мощных полупроводниковых лазеров на основе асимметричной гетероструктуры InGaAs/AlGaAs/GaAs с активной областью, включающей две квантовые ямы, и градиентным волноводом со стороны р-эмиттера. Показано, что использование предложенной конструкции позволяет обеспечить эффективную работу лазеров при накачке импульсами тока длительностью 100 нс в интервале температур 25–90 °С. Лазеры с длиной резонатора Фабри–Перо 2900 мкм продемонстрировали пиковую мощность 62 Вт (ток инжекции 123 А) и 43 Вт (122 А) при температурах 25 °С и 90 °С соответственно. Показано, что при комнатной температуре и уровне токов ~50 А уменьшение длины резонатора до 600 мкм не приводит к снижению излучаемой мощности по сравнению с лазерами с длинным (2900 мкм) резонатором. Увеличение температуры до 90 °С при высоких токах накачки приводит к резкому падению излучательной эффективности лазеров с коротким (600 мкм) резонатором и переходу их в режим с двухполосным спектром генерации.

Ключевые слова: полупроводниковые лазеры, гетероструктура, импульсная накачка, спектр лазерной генерации.

1. Введение

Мощные импульсные полупроводниковые лазеры имеют широкий спектр практических приложений (связь в свободном пространстве, метрология, обработка материалов и др.). В последнее время для автономных транспортных средств интенсивно развивается направление лазерной дальнометрии и лидарных комплексов с целью построения 3D изображения пространства. Работы в этом направлении требуют использования лазеров с широким температурным диапазоном при минимальном падении их излучательной эффективности. Ранее нами были исследованы полупроводниковые лазеры, излучающие в спектральном диапазоне 1000–1100 нм и работающие при азотных температурах на сверхвысоких уровнях накачки [1]. Было показано, что в импульсном режиме (длительность импульса 100 нс, частота следования 1 кГц) снижение температуры с 300 до 110 К позволяет увеличить излучательную эффективность в области высоких токов и, как следствие, поднять пиковую оптическую мощность с 58 до 90 Вт (для тока накачки 100 А). Данное увеличение мощности при снижении температуры было связано с уменьшением концентрации избыточных носителей заряда в волноводных слоях гетероструктуры. В экспериментальных [2] и теоретических [3, 4] работах было показано, что у лазеров, излучающих в спектральном диапазоне 1000–1100 нм, оптическая мощность существенно снижается при увеличении внутренних оптических потерь, которое связано с накоплением избыточных носителей за-

ряда в волноводных слоях. Кроме того, исследовалось влияние пространственного выжигания носителей [5] и насыщения усиления [6] на дифференциальную эффективность импульсной ватт-амперной характеристики. С другой стороны, работа лазера при сверхвысоких уровнях возбуждения сопровождается изменениями его спектральных характеристик. В статьях [7, 8] отмечалось наличие двухполосной лазерной генерации в области насыщения ватт-амперной характеристики. Подробные исследования динамики лазерной генерации показали, что за время лазерного импульса происходит переключение с основной, «длинноволновой», линии генерации (соответствующей переходу 1e – 1h), на «коротковолновую» линию (соответствующую переходам 2e – 2h). При этом могут реализоваться режимы как смешанной генерации, когда излучают обе линии, так и генерации только «коротковолновой» линии. В условиях, когда расстояние между линиями достигает 70 нм, данные режимы генерации усложняют решение задач дальнометрии и требуют использования спектральных фильтров для снижения влияния паразитной засветки.

Отметим, что в проведенных ранее исследованиях основное внимание было уделено излучательным характеристикам полупроводниковых лазеров при сверхвысоких уровнях возбуждения, и отдельно не исследовалась их работа в импульсном режиме накачки при высоких температурах. В настоящей работе представлены результаты исследований излучательных характеристик полупроводниковых лазеров в импульсном режиме накачки при повышенных (до 90 °С) температурах и определены факторы, влияющие на излучательную эффективность лазеров в области высоких температур при высоких токах накачки.

2. Экспериментальные образцы

Экспериментальные исследования [9] показали, что полупроводниковые лазеры на основе асимметричных

П.С.Гаврина, А.А.Подоскин, Д.А.Веселов, В.В.Шамахов, С.О.Слипченко, Н.А.Пихтин, П.С.Копьев. Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Россия, 194021 С.-Петербург, Политехническая ул., 26; e-mail: podoskin@mail.ioffe.ru
Е.В.Фомин. ООО «Эльфолм», Россия, 194021 С.-Петербург, Политехническая ул., 28

Поступила в редакцию 5 ноября 2020 г., после доработки – 25 ноября 2020 г.

гетероструктур с широким многомодовым волноводом и одной квантоворазмерной активной областью имеют малые оптические потери и сохраняют высокую излучательную эффективность при комнатной температуре. Однако низкий фактор оптического ограничения в активной области приводит к сильной температурной зависимости порогового тока [10]. Кроме того, согласно расчетам, имеет место существенное накопление избыточных электронов и дырок в р-части волновода [4]. Поэтому в настоящем исследовании использовался оптимизированный дизайн гетероструктуры для работы лазера при высоких температурах и уровнях возбуждения.

Гетероструктура включала широкозонные эмиттеры N-AlGaAs ($x = 15\%$) и P-AlGaAs ($x = 30\%$), а также часть волновода со стороны p-эмиттера толщиной 1.05 мкм на основе AlGaAs ($x = 10\%$). Часть волновода со стороны p-эмиттера толщиной 0.64 мкм имела переходный состав от AlGaAs ($x = 10\%$) до AlGaAs ($x = 30\%$). Активная область включала две квантовые ямы InGaAs толщиной 9 нм каждая. Использование двух квантовых ям позволило повысить фактор оптического ограничения в активной области с 1% до 1.5%, а градиентный волновод со стороны p-эмиттера предназначался для снижения концентрации избыточных носителей при высоких токах накачки. Разработанная гетероструктура была выращена методом МОС-гидридной эпитаксии. Из гетероструктуры изготавливались полупроводниковые лазеры полосковой конструкции с шириной излучающей апертуры 100 мкм и длиной резонатора L в диапазоне 600–2900 мкм. На грани резонатора Фабри–Перо напылялись просветляющие [11] и отражающие покрытия с коэффициентами отражения 5% и 95% соответственно. Кристаллы полупроводниковых лазеров р-стороной монтировались на медные теплоотводы с помощью индиевого припоя.

3. Результаты эксперимента

Исследования излучательных характеристик проводились на стенде, включающем импульсный источник тока накачки (длительность импульса 100 нс, частота следования 1 кГц, амплитуда 0.5–123 А), систему термостабилизации, позволяющую поддерживать заданную температуру в диапазоне 20–90 °С, линзовую систему сбора излучения, InGaAs-фотоприемник G8421 (Hamamatsu) с быстродействием 500 пс для оценки формы оптического импульса с изменением чувствительности не более 20% в спектральном диапазоне 1010–1090 нм, осциллограф с полосой частот 2 ГГц, болометр Ophir 3A-P-FS-12, регистрирующий среднюю мощность оптического излучения в диапазоне 15 мкВт–3 Вт, а также спектроанализатор Advantest Q8384 для измерений спектров лазерной генерации.

На рис.1 показаны ватт-амперные характеристики (ВтАХ) полупроводниковых лазеров с длинами резонатора 600, 1000 и 2900 мкм, полученные для температур $T = 25$ и 90 °С. Видно, что наибольшую мощность (62 Вт при токе 123 А) имеет образец с длиной резонатора 2900 мкм. При комнатной температуре максимальная мощность ограничена ростом внутренних оптических потерь, который дает заметный вклад в изменение наклона ВтАХ для токов более 20 А. Важно отметить, что при комнатной температуре для диапазона токов 0–50 А уменьшение длины резонатора с 2900 до 600 мкм не оказывает существенного влияния на наклон ВтАХ, несмотря на то что в

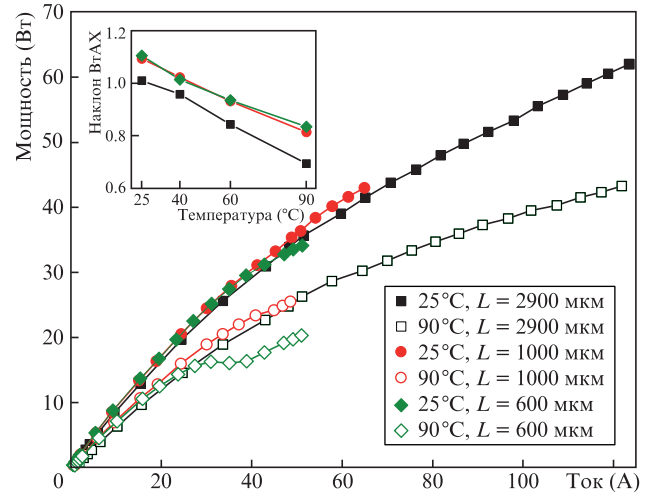


Рис.1. Ватт-амперные характеристики полупроводниковых лазеров с различными длинами резонатора при накачке импульсами тока (100 нс, 1 кГц) и температурах 25 и 90 °С. На вставке – температурная зависимость наклона ВтАХ на начальном участке.

лазерах с $L = 600$ мкм имеет место более сильное приращение внутренних оптических потерь, связанных с накоплением избыточных носителей заряда в волноводных слоях (плотность тока для лазеров с $L = 600$ мкм в 4.8 раза больше, чем для лазеров длиной 2900 мкм). Данный эффект обусловлен более слабым вкладом внутренних оптических потерь в снижение дифференциальной эффективности η у лазеров с более высокими потерями на выход, которые в нашем случае получены за счет уменьшения длины резонатора [12].

Увеличение температуры приводит к снижению дифференциальной эффективности. При этом наклон начального участка ВтАХ уменьшается на 22%–30% в зависимости от длины резонатора (см. вставку на рис.1), а максимальная мощность для лазеров с длиной резонатора 2900 мкм при $T = 90$ °С составляет 43 Вт при токе накачки 122 А. Кроме того, повышение температуры до 90 °С заметно изменяет характер ВтАХ лазеров с короткими резонаторами в области высоких токов накачки, что выражается в появлении изломов ВтАХ. Значение тока, при котором наблюдается излом ВтАХ, тем меньше, чем короче резонатор лазера. Если для образца с $L = 600$ мкм первый излом появляется уже при 30 А, то у лазеров с $L = 1000$ мкм – при 40 А, а у лазеров с $L = 2900$ мкм в исследуемом диапазоне токов излом не наблюдается вовсе.

Наиболее существенно повышение температуры сказывается на форме ВтАХ образцов с длиной резонатора 600 мкм, поэтому более подробно рассмотрим особенности их работы при различных температурах. На рис.2 представлены зависимости средней мощности излучения, измеренной болометром, от тока накачки при температурах 25, 40, 60 и 90 °С. Можно видеть, что при малых токах накачки ВтАХ при любой температуре имеет вид, близкий к линейному. Увеличение тока сопровождается заметным падением локальной дифференциальной эффективности η_{loc} (η_{loc} определяется как производная функции мощности от тока для выбранного значения тока). При температуре 90 °С и токе ~40 А происходит частичное восстановление величины η_{loc} .

Кроме того, в образцах с $L = 600$ мкм наблюдается деформация формы оптического импульса при высоких уровнях накачки, причем с ростом температуры эта де-

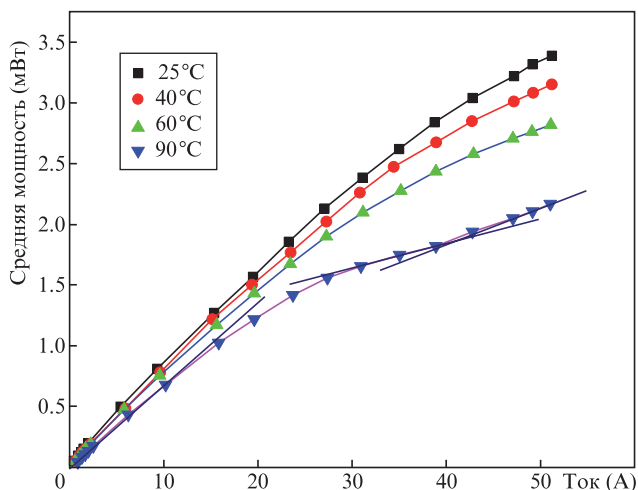


Рис.2. Зависимости от тока накачки средней мощности лазера с длиной резонатора 600 мкм при различных температурах.

формация увеличивается. На рис.3 показаны ряд характерных импульсов тока накачки с возрастающей от I_1 до I_4 амплитудой и соответствующие им оптические импульсы при $T = 90^\circ\text{C}$. Видно, что при малых токах накачки (I_1)

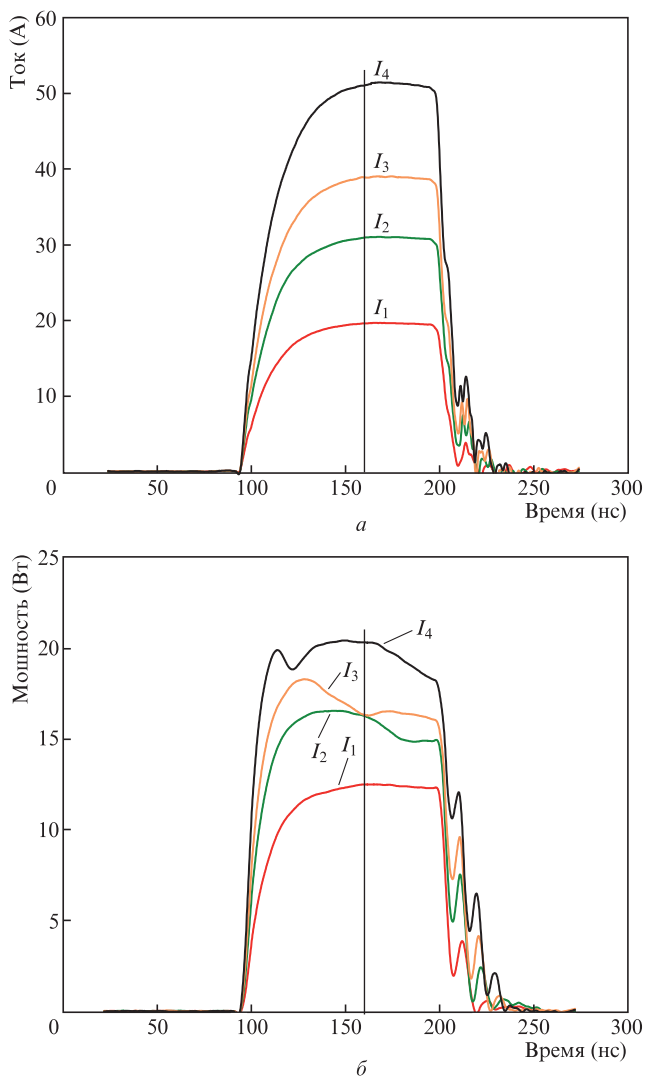


Рис.3. Формы импульса тока (а) и оптического импульса (б) лазера с длиной резонатора 600 мкм при температуре 90°C и возрастающих токах накачки $I_1 - I_4$. Вертикальная линия соответствует $t = 160$ нс.

формы оптического и электрического сигналов хорошо совпадают. С ростом тока оптический импульс искажается, деформация начинается с конца импульса и выражается в плавном падении уровня оптической мощности в области деформации относительно уровня, соответствующего началу импульса. Дальнейшее увеличение тока приводит к еще большему относительному снижению уровня мощности, при этом начало «провала» мощности смещается к началу импульса (токи I_2 и I_3 на рис.3). При токе выше 40 А уровень оптической мощности в области провала частично восстанавливается, что соответствует области частичного восстановления локальной дифференциальной эффективности (см. рис.2). В образцах с длиной резонатора 1000 и 2900 мкм деформация оптического импульса также наблюдается, однако она выражена существенно слабее, чем у лазеров длиной 600 мкм.

На рис.3 вертикальной чертой отмечен момент времени ($t = 160$ нс), который соответствует участку электрического импульса с максимальной амплитудой при малых токах и который использован при построении ВТАХ на рис.1. Отметим, что выбор иного момента времени не приведет к принципиальному изменению вида ВТАХ.

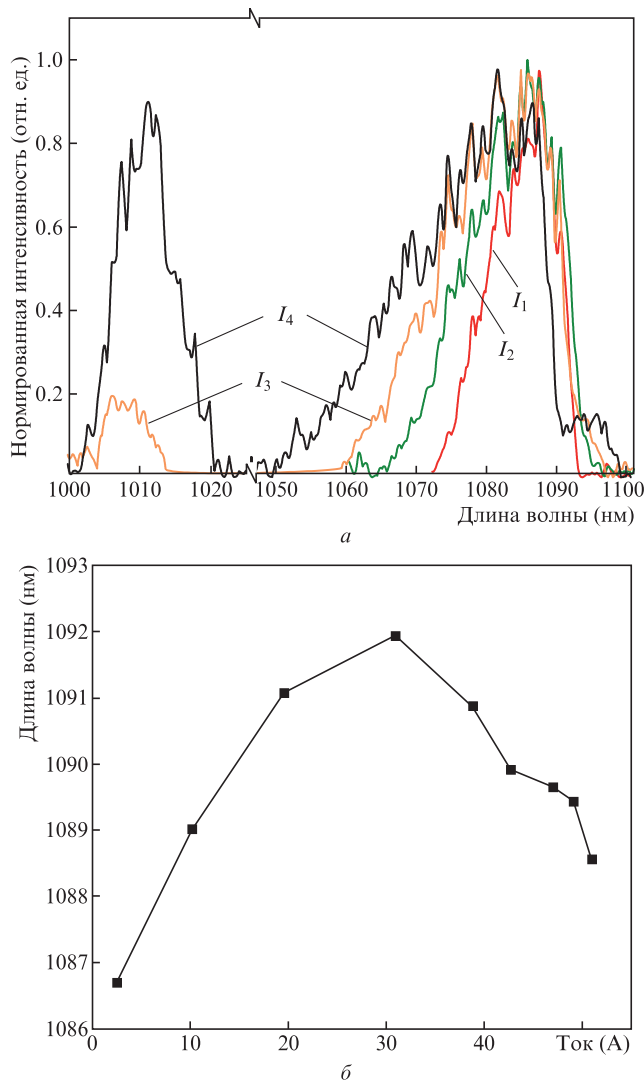


Рис.4. Спектры лазерной генерации, зарегистрированные при возрастающих токах накачки $I_1 - I_4$ (а), и зависимость от тока накачки положения длинноволнового края спектров на уровне 50% от нормированной амплитуды (б). Длина резонатора лазера 600 мкм, температура 90°C .

Поскольку генерация образцов с длиной резонатора 600 мкм сопровождается появлением как особенностей формы оптических импульсов, так и изломов ВТАХ, представляет интерес исследование их спектров излучения при температуре 90 °С (рис.4). При токах до 20 А наблюдается типичное смещение длинноволнового края спектра в красную сторону, при увеличении тока выше 20 А скорость смещения в длинноволновую область снижается, и, начиная с 30 А, длинноволновый край смещается в синюю сторону (рис.4,б). При токе ~ 40 А в спектре генерации возникает вторая линия, смещенная относительно основной на 70 нм в коротковолновую область (рис.4,а). Важно отметить, что при токах накачки, соответствующих области ВТАХ, в которой локальная дифференциальная эффективность частично восстанавливается, лазер работает в режиме двухполосной генерации. Таким образом, появление второй полосы генерации не является причиной падения локальной дифференциальной эффективности. Отметим, что спектры излучения лазера с длиной резонатора 600 мкм при температурах 25, 40 и 60 °С не имеют второй линии генерации, и смещения длинноволнового края в коротковолновую область не происходит.

4. Заключение

Проведенные исследования показали, что предложенный дизайн гетероструктуры позволяет обеспечить эффективную работу полупроводниковых лазеров при увеличении температуры до 90 °С. Кроме того, использование лазерных кристаллов с коротким резонатором (600 мкм) не приводит к падению пиковой мощности при токах вплоть до 50 А и температуре 25 °С. Однако у таких лазеров существенное повышение рабочей температуры (вплоть до 90 °С) сопровождается снижением излучательной эффективности при высоких токах накачки. В качестве одной из причин этого можно отметить недоста-

точное усиление (насыщение усиления), что является результатом возникновения двухполосной генерации. Использование при работе лазера меньших значений пороговых концентраций избыточных носителей и материального усиления может быть рассмотрено как способ решения данной проблемы, что будет предметом следующих статей.

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

1. Веселов Д.А., Шашкин И.С., Бобрецова Ю.К., Бахвалов К.В., Лютецкий А.В., Капитонов В.А., Пихтин Н.А., Слипченко С.О., Соколова З.Н., Тарасов И.С. *ФТТ*, **50** (10), 1414 (2016).
2. Veselov D.A., Bobretsova Y.K., Leshko A.Y., Shamakhov V.V., Slipchenko S.O., Pikhitin N.A. *J. Appl. Phys.*, **126**, 213107 (2019).
3. Piprek J. *Opt. Quantum Electron.*, **51**, 1 (2019).
4. Soboleva O.S., Zolotarev V.V., Golovin V.S., Slipchenko S.O., Pikhitin N.A. *IEEE Trans. Electron Devices*, **67** (11), 4977 (2020).
5. Wenzel H., Crump P., Pietrzak A., Roder C., Wang X., Erbert G. *Opt. Quantum Electron.*, **41** (9), 645 (2009).
6. Knigge A., Klehr A., Wenzel H., Zeghuzi A., Fricke J., Maaßdorf A., Liero A., Tränkle G. *Phys. Status Solidi A*, **215** (8), 1700439 (2018).
7. Veselov D.A., Ayusheva K.R., Pikhitin N.A., Lyutetskiy A.V., Slipchenko S.O., Tarasov I.S. *J. Appl. Phys.*, **121**, 163101 (2017).
8. Соколовский Г.С., Винокуров Д.А., Дерягин А.Г., Дюделев В.В., Кучинский В.И., Лосев С.Н., Лютецкий А.В., Пихтин Н.А., Слипченко С.О., Соколова З.Н., Тарасов И.С. *Письма в ЖТФ*, **34** (16), 58 (2008) [*Tech. Phys. Lett.*, **34** (8), 708 (2020)].
9. Слипченко С.О., Винокуров Д.А., Пихтин Н.А., Соколова З.Н., Станкевич А.Л., Тарасов И.С., Алферов Ж.И. *ФТТ*, **38**, 1477 (2004).
10. 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. *ФТТ*, **44**, 688 (2010).
11. Фомин Е.В., Бондарев А.Д., Сошников И.П., Versu N.B., Giraudet L., Molinari M., Maurer T., Пихтин Н.А. *Письма в ЖТФ*, **46** (6), 16 (2020) [*Tech. Phys. Lett.*, **46** (3), 268 (2020)].
12. Веселов Д.А., Пихтин Н.А., Лютецкий А.В., Николаев Д.Н., Слипченко С.О., Соколова З.Н., Шамахов В.В., Шашкин И.С., Капитонов В.А., Тарасов И.С. *Квантовая электроника*, **45** (7), 597 (2015) [*Quantum Electron.*, **45** (7), 597 (2015)].