

Моделирование и экспериментальное изучение температурных профилей в непрерывных лазерных диодных линейках

В.В.Безотосный, В.П.Гордеев, О.Н.Крохин, Г.Т.Микаелян,
В.А.Олещенко, В.Ф.Певцов, Ю.М.Попов, Е.А.Чешев

С использованием трёхмерного моделирования проведены теоретические расчёты профилей распределения температур для разработанных непрерывных лазерных диодных линеек шириной 10 мм, собранных в стандартном теплоотводящем корпусе типа C-S-маунт с целью повышения непрерывной выходной мощности при работе в ресурсном режиме. Получены расчётные зависимости перепадов температуры по ширине излучающей апертуры и по длине резонатора. На экспериментальных образцах лазерных линеек с непрерывной мощностью до 60 Вт выполнены измерения спектров излучения отдельных кластеров в зависимости от тока накачки. Проведено сравнение и обсуждение полученных расчётных и экспериментальных результатов.

Ключевые слова: лазерные диодные линейки, непрерывной режим, распределение температур.

1. Введение

Мощные полупроводниковые лазерные диоды обладают рекордно высоким, по сравнению с другими типами твердотельных лазеров, полным коэффициентом преобразования электрической энергии питания в световую (полным КПД), который достигает 50%–70% [1]. Наиболее серьёзными проблемами, ограничивающими повышение выходной мощности и яркости излучения лазерных диодов в ресурсном режиме, наряду с оптической стойкостью зеркал резонаторов, являются недостаточно эффективное охлаждение активной области лазерного кристалла при отводе экстремально высоких тепловых потоков, а также неоднородности температурных профилей в активном элементе.

Снижение внутренних потерь в современных гетероструктурах позволило увеличить длину резонатора лазерного диода до 4–5 мм и более и снизить, таким образом, плотность тепловой нагрузки. Однако при использовании данного подхода для снижения тепловой нагрузки более существенную роль начинают играть неоднородности температурных профилей по длине резонатора и ширине излучающей апертуры. В частности, в работе [2] было показано, что перепады температуры по длине лазерного резонатора могут достигать значительных (16–17°C) величин, что становится весьма существенным

для столь длинных резонаторов, характерных для современных кристаллов мощных лазерных диодов.

Проблема неоднородностей температурного поля в активном элементе не менее актуальна для лазерных диодных линеек (ЛДЛ), имеющих стандартную ширину 10 мм.

В работах [3, 4] сообщалось о создании непрерывных ЛДЛ с выходной мощностью 60 Вт и квазинепрерывных линеек с выходной мощностью до 300 Вт. Важной мотивацией для изучения температурных полей в мощных ЛДЛ являются сообщения о перспективах получения от одной такой линейки выходной мощности киловаттного уровня [5]. Если принять, что крутизна ватт-амперной характеристики (Вт/А) при высоком уровне накачки составляет около 1 Вт/А, то в киловаттном диапазоне излучаемой мощности ток накачки достигает килоамперного уровня и тепловая нагрузка при этом возрастает более чем на порядок. В таких режимах величина порогового тока 20 А для типичной линейки шириной 10 мм существенной роли не играет. Для достижения киловаттного диапазона излучаемой мощности требуется значительно повысить эффективность отвода тепла, а также однородность излучения по ширине апертуры ЛДЛ. В идеальном варианте, чтобы обеспечить одинаковую для всех кластеров ЛДЛ излучаемую мощность, они должны иметь идентичные вольт- и ватт-амперные характеристики.

При высоком уровне накачки наблюдается снижение полного КПД, поэтому при непрерывной выходной мощности 1 кВт ток накачки превысит 1 кА. Следовательно, с повышением выходной мощности и уровня тепловой нагрузки актуальность расчёта неоднородностей температурных профилей в лазерном кристалле значительно возрастает. Полученная информация необходима для внедрения в практику современных методов оптимизации конструкций лазерных линеек с целью повышения выходной мощности излучения в ресурсном режиме. В связи с этим представляет интерес численное моделирование температурных полей в мощных ЛДЛ, получение распределений изотермических поверхностей и построение профилей распределения температуры по ширине излучающей апертуры и по длине резонатора линеек, имеющих

В.В.Безотосный, О.Н.Крохин, Ю.М.Попов, Е.А.Чешев. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Россия, 115409 Москва, Каширское ш., 31; e-mail: victorbe@sci.lebedev.ru

В.П.Гордеев. Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Россия, 115409 Москва, Каширское ш., 31

Г.Т.Микаелян. Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Россия, 115409 Москва, Каширское ш., 31; ООО «НПП "Инжект"», Россия, 410052 Саратов, просп. 50 лет Октября, 101

В.А.Олещенко, В.Ф.Певцов. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53

Поступила в редакцию 24 ноября 2017 г.

различные коэффициенты заполнения FF выходной апертуры излучающими кластерами, а также получение зависимостей этих профилей от выходной мощности и тепловой нагрузки с целью оптимизации параметров всей конструкции.

Другой важной мотивацией для выполнения тепловых расчётов и проведения экспериментальных исследований в этой области является значительный интерес к повышению однородности выходных параметров в системах суммирования мощности излучения отдельных кластеров лазерных линеек. Схемы суммирования применяются для повышения яркости излучения при суммировании мощности излучения отдельных излучающих кластеров монолитных лазерных линеек и мощности излучения двумерных матриц ЛДЛ с целью их использования для прямой лазерной обработки материалов (резка, сварка, фрезеровка, сверление отверстий и т.д.) [6]. Существуют различные схемы и методы суммирования мощности излучения. Так, впечатляющие успехи достигнуты при использовании метода спектрального суммирования, позволившего повысить яркость излучения диодного лазерного излучателя на два порядка и получить в непрерывном режиме выходную мощность 2, 4 и 6 кВт [7]. В схемах суммирования используются сложные оптические системы. Установлено, что изгиб лазерного кристалла линейки, так называемый Smile, а также термоупругие напряжения, возникающие в том числе вследствие неоднородных температурных профилей, приводят к значительным оптическим искажениям и к снижению эффективности работы указанных систем [8, 9].

2. Моделирование

В настоящей работе для моделирования тепловых процессов, происходящих в лазерной линейке, использовался метод конечных элементов в среде Comsol Multiphysics. Моделирование проводилось для непрерывных линеек шириной 10 мм, смонтированных на медном теплоотводе типа C-S-маунт.

В расчётной модели были сделаны следующие допущения: однородность накачки всех кластеров линейки и отсутствие прогиба лазерного кристалла во всём диапазоне токов накачки, однородность теплового контакта всех кластеров линейки, одинаковая толщина слоя припоя по всей площади теплопередачи, а следовательно, равные условия распространения потока тепла от отдельных излучающих кластеров линейки к нижней термостабилизированной грани теплоотводящего элемента. Граничным условием служило постоянство температуры нижней грани C-S-маунта (20 °C).

В расчёте, в соответствии с геометрией использованных активных элементов, длина лазерного резонатора непрерывных линеек составляла 2 мм, ширина ЛДЛ – 10 мм. При моделировании с учётом экспериментальной зависимости полного КПД от тока накачки варьировались выходная мощность и тепловая нагрузка. В качестве базовой использовалась модель линейки с 19 кластерами и коэффициентом заполнения апертуры излучающими кластерами FF = 50%.

3. Результаты расчётов

На рис.1 представлены результаты расчётов распределения температуры в лазерной линейке при тепловой на-

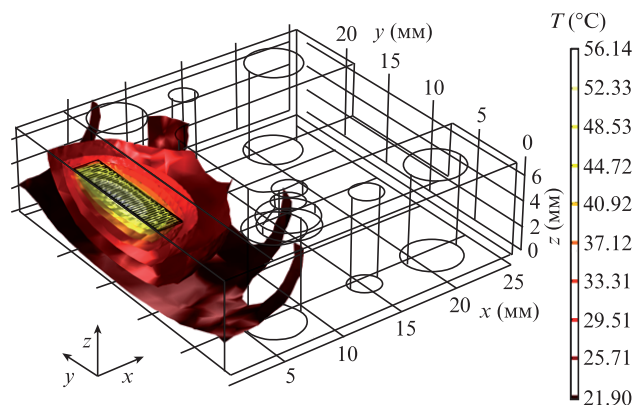


Рис.1. Тепловая модель ЛДЛ. Изотермические поверхности для кристалла ЛДЛ, собранного на C-S-маунте, при тепловой нагрузке 60 Вт.

грузке 60 Вт. Полученные формы изотермических поверхностей указывают на характерные неоднородности теплового поля. Видно, что в центральной части линейки температура существенно выше, чем в её периферийной части. Аналогичная картина наблюдается по длине резонатора, максимум распределения температуры находится на выходном зеркале линейки. Как показали расчёты, спектральные параметры мощных диодных ЛДЛ в значительной степени определяются распределениями тепловой нагрузки в кристалле лазерного чипа. Температуры отдельных кластеров лазерного кристалла различны вследствие различий в эффективностях отвода тепловых потоков. Центральная часть лазерной линейки имеет более высокую температуру, поскольку находится в менее благоприятных условиях по эффективности отвода тепла по сравнению с периферийными частями, что существенно влияет на спектральные параметры излучения отдельных кластеров, зависящие от их положения по ширине излучающей апертуры ЛДЛ.

На рис.2 представлены распределения температурных профилей по ширине излучающей апертуры для стандартной непрерывной лазерной линейки шириной 10 мм с длиной резонатора 2 мм, состоящей из 19 кластеров с FF = 50% в стационарном режиме при изменении мощности тепловой нагрузки от 10 до 100 Вт с шагом 10 Вт. Видна модуляция температуры с периодом расположе-

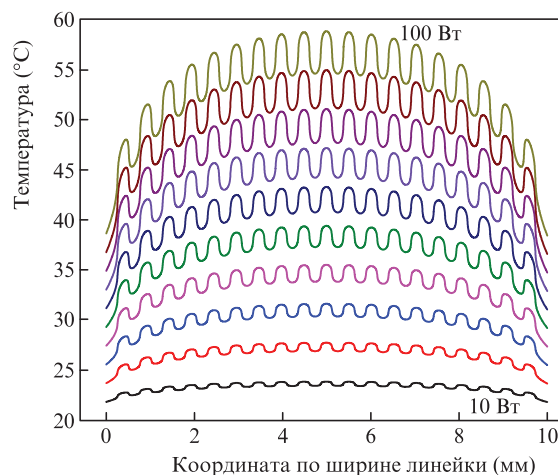


Рис.2. Температурные профили лазерной линейки по ширине излучающей апертуры на линии расположения активной области при тепловых нагрузках от 10 до 100 Вт (шаг 10 Вт).

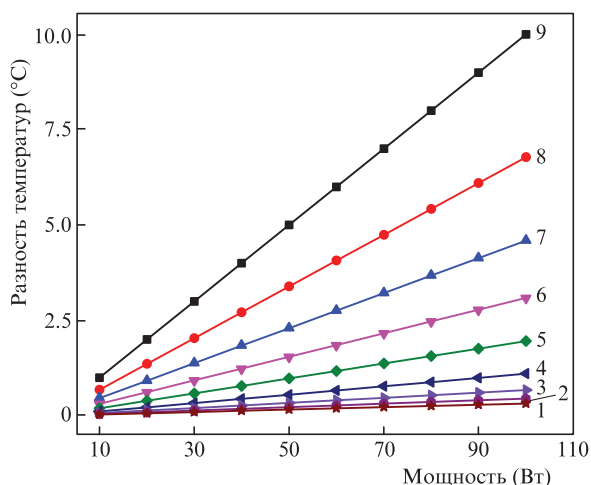


Рис.3. Зависимости разностей температур центрального (0 кластер) и периферийных кластеров ±1–±9 (±1 – ближайшие к центральному кластеру, ±9 – крайние кластеры) от мощности тепловой нагрузки.

ния излучающих кластеров. С увеличением тепловой нагрузки от 10 до 100 Вт расчётная температура центрального кластера линейки возрастает относительно стабилизированной температуры теплоотводящего элемента (20 °С) соответственно на 3 и 38 °С, а размах модуляции температуры увеличивается с 0.5 до 4 °С.

На рис.3 представлены зависимости разностей температур центрального и периферийных кластеров при различных тепловых нагрузках. Видно, что с увеличением номера кластера наклон зависимостей возрастает сверхлинейно. При тепловой нагрузке 100 Вт расчётный перепад температур центрального и периферийного кластеров составляет примерно 10 °С, что соответствует расстоянию между максимумами огибающих спектров излучения около 2.5–3 нм. Более наглядно это видно на рис.4, где показаны зависимости разностей температур всех боковых кластеров линейки относительно центрального кластера при тепловых нагрузках 10–100 Вт. Отметим, что зависимости разностей температур от тепловой нагрузки являются линейными.

Из рис.4 можно оценить расчётный перепад температур центрального и периферийного кластеров, параметры которых можно измерить в эксперименте, с тем, чтобы сравнить результаты теоретической модели с реальной ситуацией. При тепловой нагрузке 25 Вт в соответствии с расчётной моделью расстояние между максимумами огибающих спектров излучения должно быть менее 1 нм. Расчёты показывают, что перепад температур кластеров уменьшается по длине резонатора от излучающего зеркала к глухому, при этом перепады между температурами центрального и периферийного кластеров на излучающем зеркале близки к перепадам температур периферийного кластера по длине резонатора.

4. Результаты экспериментов

Схема для измерений излучательных параметров и температурных профилей непрерывных ЛДЛ показана на рис.5. Линейки (длина волны излучения 808 нм) шириной 10 мм, содержащие 19 кластеров с FF = 50%, были смонтированы на теплоотводе типа C–S-маунт. Корпуса C–S-маунтов ЛДЛ монтировались на массивном медном

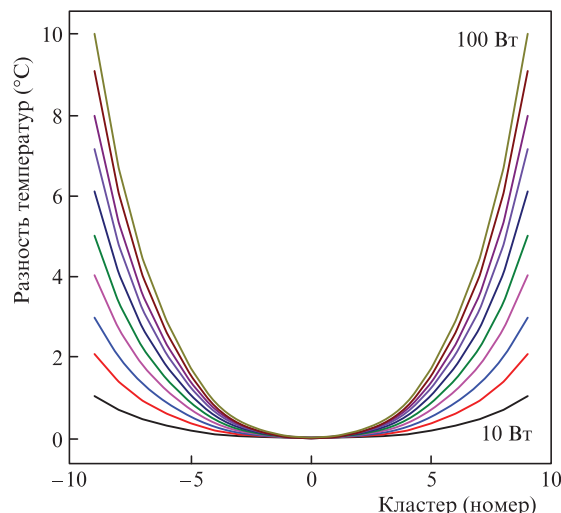


Рис.4. Разности температур центрального и периферийных кластеров лазерной линейки в диапазоне тепловой нагрузки 10–100 Вт (шаг 10 Вт).

блоке, подключенном к системе жидкостного охлаждения (Chiller). Электрическое питание линеек осуществлялось драйвером накачки (Fedal, С.-Петербург) со встроенной системой контроля параметров накачки. Интегральная мощность ЛДЛ измерялась с помощью приборов Gentec. Спектры и мощность излучения отдельных кластеров регистрировались путём зондирования излучения отдельных кластеров ЛДЛ по ширине апертуры (10 мм) с помощью специально разработанного и изготовленного зонда, представляющего собой оптический волновод с приёмной площадкой диаметром 300 мкм. Зонд юстировался и перемещался относительно выходного зеркала ЛДЛ микрометрической головкой с регулировками по трём координатам и двум углам.

При изменении уровня накачки, в особенности в случае высокой тепловой нагрузки, для установления стационарного теплового режима ЛДЛ требовалось определённое время, поэтому мощность и спектры излучения в каждой рабочей точке ВтАХ измерялись после установления теплового равновесия. Полученные данные поступали в компьютер для дальнейшей обработки.

На рис.6 показаны спектры излучения центрального и периферийного кластеров при выходной мощности 60 Вт. Видно, что спектры излучения отдельных кластеров име-

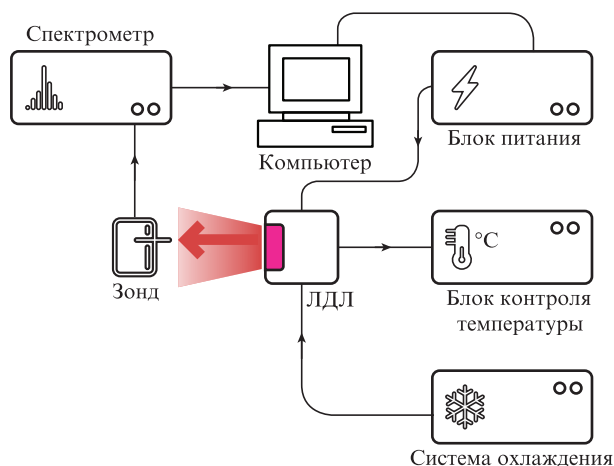


Рис.5. Схема эксперимента.

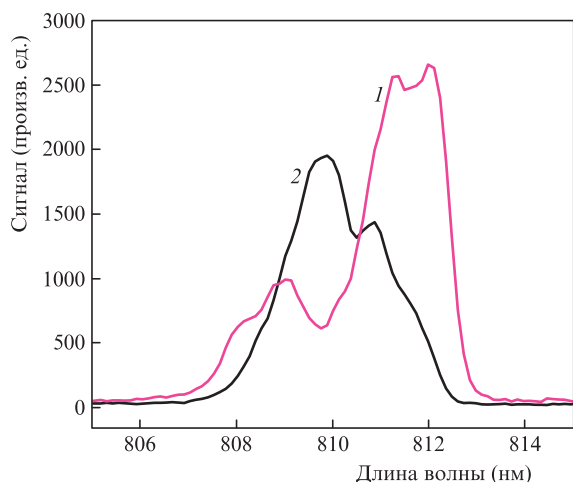


Рис.6. Спектры излучения центрального (1) и крайнего (2) кластера при выходной непрерывной оптической мощности 60 Вт.

ют сложную форму, поэтому определить точное положение максимума затруднительно. Если брать положение абсолютного максимума спектров, то спектральный сдвиг составит 2.4 нм, а если использовать аппроксимацию представленных спектров с помощью огибающей, то он будет равен 1.6 нм. В соответствии с полученными оценками перепады между температурами центрального и крайних периферийных кластеров линейки составляют 8–9.6 °С или около 5–6 °С.

5. Обсуждение и выводы

При выходной мощности 60 Вт измеренный полный КПД лазерной линейки составил 40% при тепловой нагрузке 90 Вт. В соответствии с расчётными результатами, приведенными на рис.3 и 4, перепад между температурами центрального и крайних периферийных кластеров при такой тепловой нагрузке составляет около 9 °С. Температурный коэффициент зависимости длины волны излучения лазерных диодов на $\lambda = 808$ нм находится в диапазоне 0.25–0.3 нм/град. Для более точного его определения требуются специальные измерения на модельных образцах однополосковых лазерных диодов, изготовленных из гетероструктур аналогичного типа. Спектральный интервал между положением абсолютных максимумов спектральных распределений излучений центрального и крайнего периферийного кластеров (рис.6) равен 2.4 нм; это соответствует разности температур 8–9.6 °С, что согласуется с результатами расчёта. Принимая во внимание сложную форму спектров излучения отдельных кластеров и недостаточно высокую точность определения положения максимума огибающей спектров, а также учитываемая достаточно жёсткие упрощения расчётной модели от-

носительно однородности накачки и отводимого от кластеров теплового потока, можно сделать вывод о том, что расчётные и экспериментальные результаты качественно коррелируют. (Заметим, что сравнение расчётных и экспериментальных результатов проводилось для мощности тепловой нагрузки 90 Вт и выходной мощности 60 Вт.)

Оценочные расчёты показывают, что для ЛДЛ киловаттного диапазона мощности температуры активной области и перепады температур по ширине излучающей апертуры могут быть более чем на порядок больше полученных нами значений, достигая 100–150 °С. Заметим, что ресурсная работа ЛДЛ при таких высоких температурах и неоднородностях теплового поля при известных методах охлаждения ЛДЛ, включая микроканальные пластины, весьма проблематична. Очевидно, что использованная нами расчётная модель нуждается в развитии, поскольку, кроме упомянутых выше достаточно жёстких допущений относительно однородности накачки и отводимого от кластеров теплового потока, в ней не учитывались термоупругие напряжения в достаточно длинном (10 мм) кристалле ЛДЛ. Эти напряжения также могут оказать существенное влияние на спектральные характеристики излучения различных кластеров, т.к. однородный тепловой контакт при монтаже ЛДЛ на планарный теплоотводящий элемент возможен только при упругой деформации кристалла с целью минимизации его прогиба.

Работа выполнена при поддержке Программы повышения конкурентоспособности НИЯУ МИФИ (Договор № 02.а03.21.0005).

1. Безотосный В.В., Крохин О.Н., Олещенко В.А., Певцов В.Ф., Попов Ю.М., Чешев Е.А. *Квантовая электроника*, **45** (12), 1088 (2015) [*Quantum Electron.*, **45** (12), 1088 (2015)].
2. Безотосный В.В., Крохин О.Н., Олещенко В.А., Певцов В.Ф., Попов Ю.М., Чешев Е.А. *Квантовая электроника*, **44** (2), 145 (2014) [*Quantum Electron.*, **44** (2), 145 (2014)].
3. Безотосный В.В., Козырев А.А., Кондакова Н.С., Кондаков С.А., Крохин О.Н., Микаелян Г.Т., Олещенко В.А., Попов Ю.М., Чешев Е.А. *Кр. сообщ. физ. ФИАН*, № 12, 41 (2016).
4. Безотосный В.В., Козырев А.А., Кондакова Н.С., Кондаков С.А., Крохин О.Н., Микаелян Г.Т., Олещенко В.А., Попов Ю.М., Чешев Е.А. *Квантовая электроника*, **47** (1), 5 (2017) [*Quantum Electron.*, **47** (1), 5 (2017)].
5. Strohmaier S.G., Erbert G., Meissner-Schenk A.H., Lommel M., Schmidt B., Kaul T., Karow M., Crump P. *Proc. SPIE*, **10086**, 10086C-1 (2017).
6. Crump P., Decker J., Winterfeldt M., Maaßdorf A., Erbert G., Tränkle G. *Proc. SPIE*, **9348**, 93480D-1 (2015).
7. Huang R.K., Chann B., Burgess J., Lochman B., Zhou W., Cruz M., Cook R., Dugmore D., Shattuck J., Tayebati P. *Proc. SPIE*, **9730**, 97300C-1 (2016).
8. Haas M., Rauch S., Nagel S., Beißwanger R., Dekorsy T., Zimer H. *IEEE J. Quantum Electron.*, **53** (3), 2600111 (2017).
9. Meng H., Ruan X., Du W., Wang Z., Lei F., Yu J., Ta H. *Laser Phys. Lett.*, **14**, 1 (2017).