

ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА И ТЕХНИКА

УДК 535.345

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕОДИМСОДЕРЖАЩИХ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ АКТИВНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ С ДИСКРЕТНЫМ И ГРАДИЕНТНЫМ ИЗМЕНЕНИЕМ КОНЦЕНТРАЦИИ АКТИВАТОРА В НАПРАВЛЕНИИ НАКАЧКИ

© 2012 г. С. В. Гагарский*, канд. физ.-мат. наук; В. В. Назаров*, канд. техн. наук; А. Н. Сергеев*, аспирант; В. И. Юревич**, канд. физ.-мат. наук

* Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург

** Лазерный центр, Санкт-Петербург

E-mail: s.gagarsky@mail.ru

Исследована работа активных элементов с различными типами дополнительных торцевых теплоотводов в лазере на неодимсодержащих кристаллах с торцевой диодной накачкой. Проведено сравнение сопряженных с активным элементом теплоотводов, изготовленных из неактивированного кристалла с той же матрицей, что и активный элемент, а также кристаллов с градиентным изменением концентрации активатора от нулевой до максимальной. Определены типы лазерных устройств, в которых применение таких элементов может быть оправданно.

Ключевые слова: лазер, неодимсодержащие среды, концентрация активатора, торцевая накачка, дополнительный теплоотвод.

Коды OCIS: 140.3530.

Поступила в редакцию 10.01.1012.

Введение

При создании компактных твердотельных лазеров с диодной накачкой (ТЛДН) и средней выходной мощностью излучения до 20 Вт, а также в микрочиповых лазерах, генерирующих субнаносекундные импульсы, обычно применяется схема торцевой накачки активного элемента (АЭ) [1–3]. Такая геометрия, условно изображенная на рис. 1а, позволяет эффективно согласовать объем и профиль излучения накачки с объемом и профилем генерирующей моды (как правило, TEM_{00}). В результате достигается максимально возможный, по сравнению с другими схемами ТЛДН, коэффициент преобразования излучения накачки в лазерное излучение. Для лазеров на основе АЭ $Nd^{3+}:YAG$ типичное значение последнего составляет 30–40% при использовании в качестве источника накачки лазерных диодов или диодных линеек с волоконным выходом излучения и средней мощностью до 60 Вт. В данной работе исследованы тепловые процессы в активной

среде твердотельного лазера с торцевой диодной накачкой в широком диапазоне изменения параметров излучения накачки и параметров активной среды с акцентом на их использование в технологических приложениях. В частности, исследованы термонапряжения в весьма популярных сейчас АЭ с дополнительными торцевыми теплоотводами [1, 4–8], в том числе и с градиентным изменением концентрации активатора вдоль оси АЭ.

Использование дополнительных прозрачных торцевых теплоотводов (ДПТТ), диффузно сопряженных с АЭ в лазерах с продольной накачкой АЭ, дает ряд существенных преимуществ в плане допустимого уровня вводимой в АЭ мощности накачки. Снижается температура в области входа накачки в легированную часть АЭ, уменьшается уровень наиболее опасных термоиндуцированных механических напряжений на разрыв, а также деформация поверхности, на которую нанесено просветляющее или зеркальное покрытие. Эти деформации приводят к снижению прочности покры-

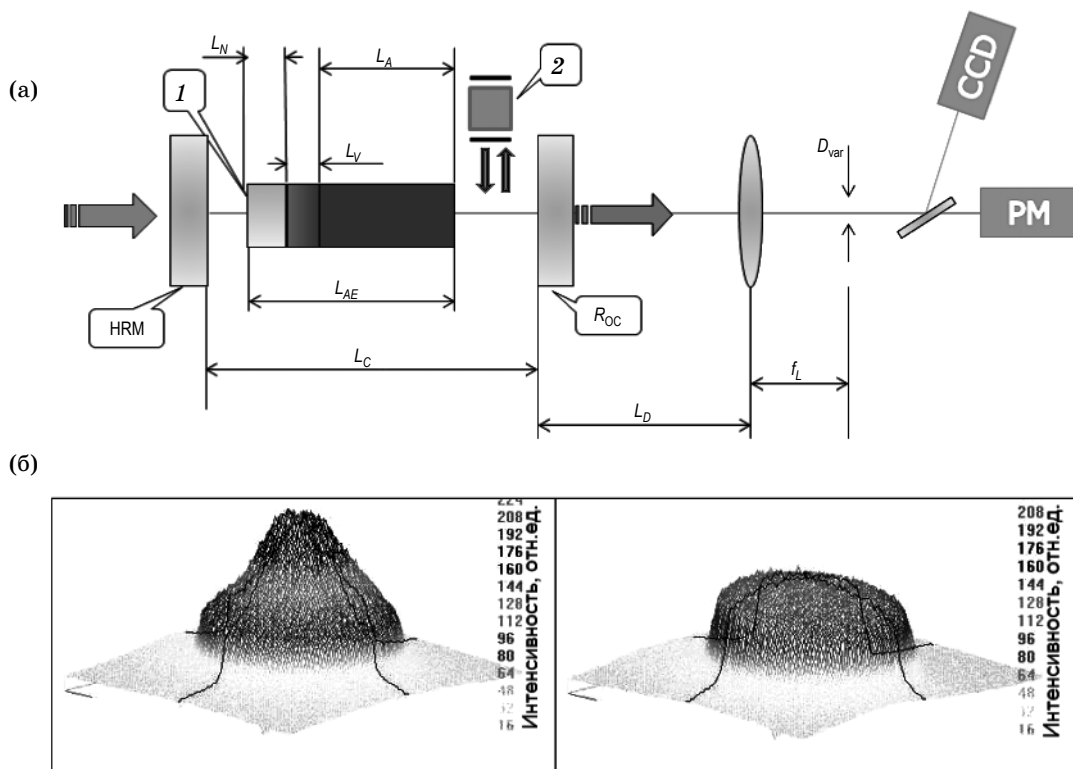


Рис. 1. Схема эксперимента (а) и изменение пространственного профиля излучения накачки на входе в АЭ для различных систем волоконной доставки (б). 1 – АЭ с ДГТТ, 2 – электрооптический затвор (Q-switch), HRM – дихроичное зеркало $R_{\max} @ \lambda_g / HT @ \lambda_p$, R_{oc} – выходное зеркало, CCD – камера, PM – измеритель мощности.

тий, особенно в случае использования покрытий с малым коэффициентом пористости.

Характерной особенностью работы АЭ компактных лазеров с торцевой диодной накачкой является наличие значительных пространственных градиентов тепловыделения в АЭ. Их существование обусловлено геометрией и пространственной структурой пучка накачки, а также наличием сильного поглощения накачки в активной среде. Характерный пространственный масштаб этих градиентов сопоставим с размерами самого АЭ. Поэтому справедливый в целом аналитический подход, оперирующий усредненным по объему источником тепла [1, 8], для такого класса лазеров может быть использован только в сравнительно простых частных случаях или для предварительных оценок. В большинстве случаев для получения достоверных практических результатов, особенно при рассмотрении нестационарных случаев, требуется численное моделирование с базовой привязкой к экспериментальным результатам.

Моделирование комбинированных активных элементов в лазере с продольной накачкой

Моделирование теплофизических процессов проводилось с помощью метода конечных элементов. Для предварительного анализа влияния конструкции торцевых теплоотводов на пространственную структуру излучения на этапе определения температурного профиля и механических напряжений в среде задача полагалась радиально симметричной и стационарной. Последнее оправдано тем, что в большинстве случаев в реальных условиях эксплуатации временной интервал между соседними импульсами накачки сведен к минимуму и составляет единицы или доли миллисекунд. Как показали предварительно проведенные расчеты, нестационарные изменения температурного профиля не превышают единиц процентов от общего уровня. Система уравнений, описывающая стационарный профиль температурного распределения $T(r, z)$ при наличии источника

тепловыделения $Q(r, z)$, выглядит следующим образом:

$$-\nabla[(K\nabla T(r, z))] = Q(r, z), \quad (1)$$

$$Q(r, z) = \alpha\beta P / (C\pi w^2) \exp(-2(r/w)^{SG} - \alpha z_{\text{доп}}), \quad (2)$$

$$w = \sqrt{w_0^2 + ((z - z_w)\theta)^2}, \quad (3)$$

$$C = 2^{-2/SG} \Gamma(1 - 2/SG),$$

где α – коэффициент поглощения накачки, β – коэффициент, показывающий, какая доля поглощенной мощности накачки преобразуется в тепло (0,37–0,4 для Nd:YAG и 0,23–0,25 для Nd:YVO); P – полная мощность накачки на входном торце АЭ, θ – половинный угол расходимости излучения накачки, w – радиус пучка на расстоянии z , w_0 – радиус перетяжки пучка накачки, z_w – положение перетяжки пучка накачки относительно входной грани АЭ ($Z = 0$), $z_{\text{доп}}$ – длина легированной части АЭ, SG – показатель, учитывающий поперечное распределение излучения накачки в виде супергауссовой функции; Γ – гамма-функция.

Моделирование термонапряженного состояния АЭ традиционно проводилось в декартовой системе координат путем решения уравнения равновесия

$$\frac{\partial \sigma_{i,j}}{\partial x_i} - \frac{E}{3(1-2\nu)} \frac{\partial(\alpha_T \Delta T)}{\partial x_i} = 0 \quad (4)$$

и соотношения между напряжениями и термодеформациями

$$\sigma_{i,j} = \frac{E}{(1+\nu)} \left[\varepsilon_{i,j} + \frac{\nu}{1-2\nu} \varepsilon_{l,l} \delta_{i,j} \right] - \frac{E\alpha_T \Delta T}{3(1-\nu)} \delta_{i,j}. \quad (5)$$

Здесь $\sigma_{i,j}$ и $\varepsilon_{i,j}$ – матричные компоненты тензора напряжений и деформаций,

$$\varepsilon_{l,l} = \frac{\partial u_l}{\partial x_l}, \quad \varepsilon_{i,k} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i} \right),$$

$\varepsilon_{l,l} = \varepsilon_{x,x}, \varepsilon_{y,y}, \varepsilon_{z,z}$ при $i = j = 1, 2, 3$; E – модуль Юнга, ν – коэффициент Пуассона, α_T – коэффициент термического расширения, $\delta_{i,j}$ – дельта-функция.

На основе этой модели были рассчитаны профили тепловыделения и температуры в АЭ, компоненты тензора напряжений объема и деформация торцевых поверхностей АЭ для различных пространственных профилей излучения накачки и температур окружающей сре-

ды. Расчеты были выполнены для АЭ Nd:YAG с атомарной концентрацией $C_{\text{Nd}^{3+}} = 1$ ат.% и для Nd:YVO₄ с $C_{\text{Nd}^{3+}} = 0,25\text{--}0,4$ ат.%. Поперечный размер АЭ варьировался в пределах 1,5–3 мм, длина легированной части $z_{\text{доп}}$ от 8 до 12 мм. Охлаждение АЭ как в расчете, так и в эксперименте обеспечивалось поддержанием боковой поверхности АЭ при постоянной температуре в пределах 300–340 К. Для АЭ с дополнительным торцевым теплоотводом последний представлялся областью нелегированного или легированного с градиентом концентрации активатора кристалла общей длиной $L_N + L_V = 4$ мм. Типичный размер сетки разбиения для метода конечных элементов составлял 0,05 мм по поперечному сечению АЭ и 0,1 мм в аксиальном направлении, число узлов сетки – до 2×10^5 . Накачка действовала по аксиальной оси оптического элемента. Радиус перетяжки пучка накачки w_0 для приведенных ниже результатов расчета был выбран 0,25 мм, расходимость пучка накачки $\theta = 100$ мрад. Основной объем расчетов выполнен для $SG = 2$, так как выравнивание поперечного распределения накачки при увеличении SG до 3–4 приводило к заниженным значениям температур и напряжений. В сравнительных физических экспериментах поперечное распределение накачки в зависимости от конструкции и настройки системы волоконной доставки находилось между двумя предельными ситуациями, показанными на рис. 16.

Расчеты показали, что из всех переменных факторов тепловая нагрузка на АЭ наиболее чувствительна к положению перетяжки пучка накачки. Для АЭ без дополнительного прозрачного торцевого теплоотвода наибольшая температура АЭ, вне зависимости от положения перетяжки пучка накачки, всегда достигается на входной поверхности. Максимальные по абсолютной величине термонапряжения действуют на оси АЭ. На рис. 2 показаны распределения температуры и продольных напряжений $\sigma_{z,z}(0, 0, z)$ на оси АЭ Nd:YAG для различных положений перетяжки пучка накачки z_w в АЭ без дополнительного прозрачного торцевого теплоотвода.

Для приведенных параметров накачки и АЭ зависимость максимального перегрева может быть аппроксимирована как

$$T(0, 0) - T(z, r_0) = -6z_w [\text{мм}] + 84,$$

где $T(0, 0)$ и $T(z, r_0)$ – температуры в центре входной грани АЭ и на охлаждаемой цилинд-

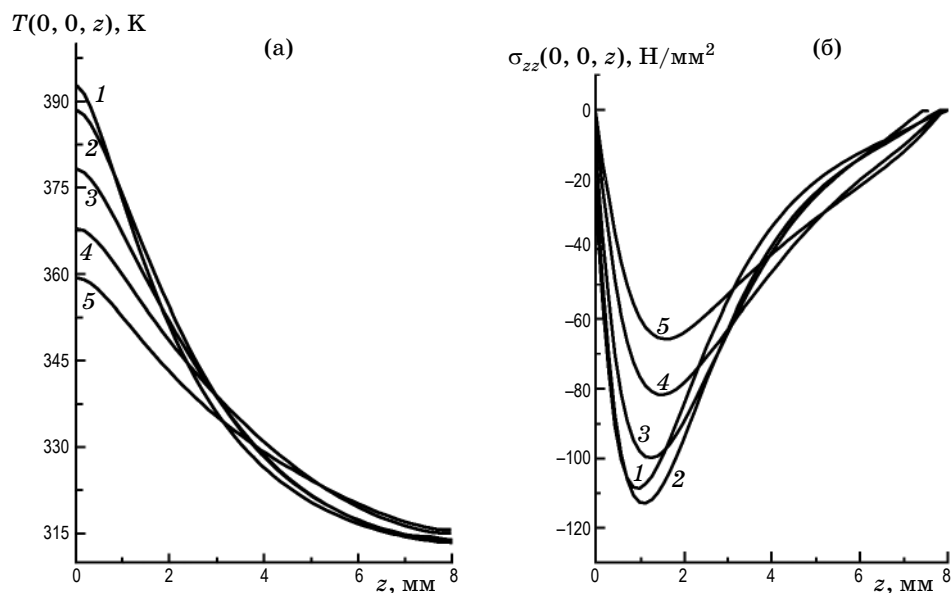


Рис. 2. Температура (а) и продольные напряжения на оси активного элемента без ДПТТ (б) при нескольких значениях z_w : 1 – 0 мм, 2 – 1,5 мм, 3 – 3 мм, 4 – 4,5 мм, 5 – 6 мм. $P = 26$ Вт, $w_0 = 0,25$ мм, $\theta = 100$ мрад.

дрической образующей, z_w – положение перетяжки пучка накачки относительно входной грани АЭ.

Однако уменьшение тепловой нагрузки за счет смещения перетяжки в глубь АЭ приводит к уменьшению эффективности использования излучения накачки и создает возможность для развития генерации на высших поперечных модах. Уменьшение диаметра АЭ является следующим очевидным способом снижения тепловой нагрузки. Выявленная в наших расчетах зависимость характеристик термонапряженного состояния АЭ от его диаметра, варьируемого в диапазоне 1–3 мм, с достаточной для практических нужд точностью описывается линейными аппроксимациями

$$\begin{aligned} T(0, 0) - T(0, D/2) &= 12,5D [\text{мм}] + 45, \\ -\sigma_{z,z}(0, 0, z) [H/\text{мм}^2] &= 16D [\text{мм}] + 60, \\ -\sigma_{x,x}(0, 0, z) [H/\text{мм}^2] &= 16D [\text{мм}] + 40. \end{aligned} \quad (6)$$

В формулах (6) для удобства взят диаметр АЭ $D = 2r_0$. Отметим, что, в отличие от перегрева АЭ, максимум которого всегда находится на входном торце АЭ, аппроксимации (6) не дают информации о точной локализации максимума напряжений. В зависимости от параметров накачки и АЭ Nd:YAG для концентраций ионов Nd^{3+} 0,8–1 ат.% максимальные значения диагональных компонентов тензора напря-

жений $\sigma_{x,x}$, $\sigma_{y,y}$, $\sigma_{z,z}$ локализуются на расстоянии 0,25–1,5 мм от входной поверхности АЭ.

Дополнительный прозрачный торцевой теплоотвод технически реализуется в большинстве случаев за счет диффузионной наварки на активированную часть аналогичного нелегированного кристалла. Из общих соображений понятно, что ДПТТ позволяет заметно уменьшить перегрев активного элемента за счет дополнительного канала съема тепла в продольном направлении. На рис. 3 приведены распределения температуры и продольных напряжений $\sigma_{z,z}(0, 0, z)$ на оси АЭ для кристалла с ДПТТ в сравнении с обычным кристаллом.

Из рис. 3 видно, что использование ДПТТ позволяет уменьшить перегрев АЭ на 20–30 К. В то же время значительно растут внутренние напряжения в кристалле. Литературные данные по порогу разрушения кристаллов, как правило, приводятся для наиболее опасных внутренних напряжений на разрыв [1] и составляют для рассматриваемых однородных кристаллов 160–200 Н/мм². Эти критические значения могут быть существенно меньше в области контакта активированной и неактивированной частей. Достоверная статистика по этому вопросу отсутствует в силу различий технологии изготовления сопряженных элементов. Рост продольных напряжений связан с тем, что условия для их снятия при свобод-

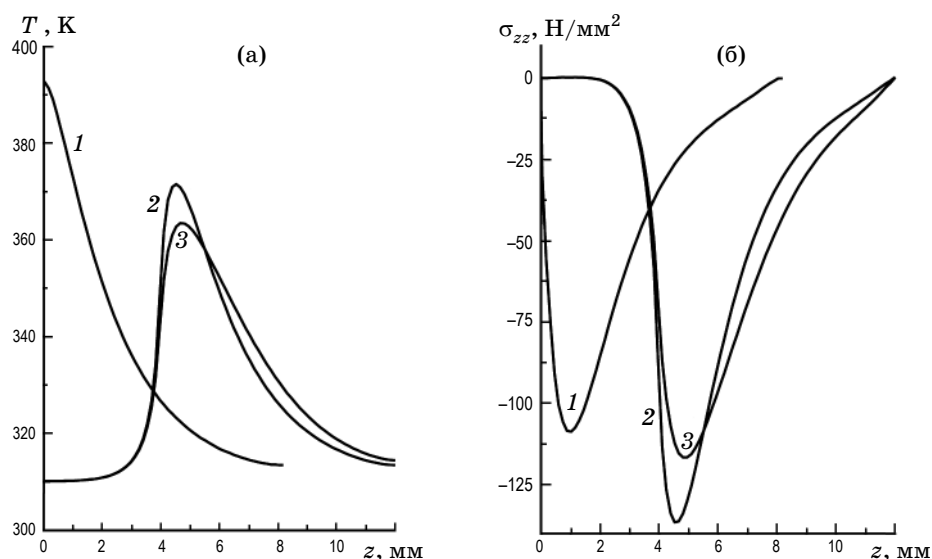


Рис. 3. Температура (а) и продольные напряжения на оси (б) однородного активного элемента $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$, $z_w = 0$ мм (1) и активных элементов с ДПТТ: 2 – $z_w = 4$ мм; 3 – $z_w = 7$ мм. $P = 26$ Вт, $w_0 = 0,25$ мм, $\theta = 100$ мрад.

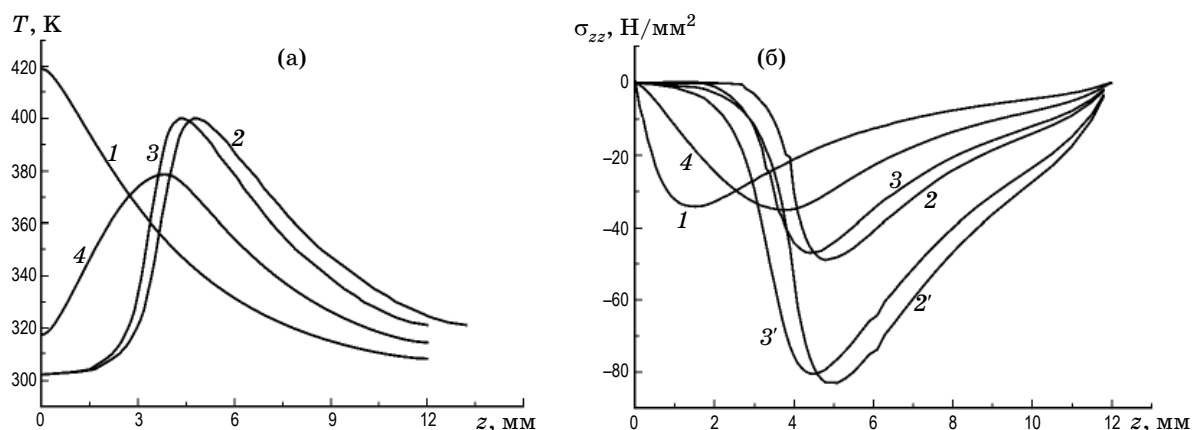


Рис. 4. Температура (а) и продольные напряжения на оси (б) активного элемента $\text{Nd}^{3+}:\text{YVO}_4$ – (1), АЭ с ДПТТ (2, 2') и АЭ с ДГТТ (3, 3', 4). $W_{\text{abs}} = 16$ Вт, $w_0 = 0,5$ мм, общая длина теплоотвода 4 мм, толщина переходного градиентного слоя 1 мм (3, 3') и 4 мм (4). Кривые (1–4) – для кристаллов с a -cut, (2', 3') – c -cut.

ном расширении перегретой части кристалла ухудшаются вследствие смещения зоны тепловыделения в глубь АЭ. При этом характер распределения поперечных напряжений $\sigma_{x,x}$, $\sigma_{y,y}$ для кристаллов с ДПТТ и однородных элементов практически остается без изменений. Ситуация существенно улучшается, если использовать дополнительный градиентный торцевой теплоотвод (ДГТТ) с изменением концентрации активатора вдоль оси от нулевой до рабочей. На рис. 4 приведены результаты расчета, выполненного для другого типа АЭ – $\text{Nd}:\text{YVO}_4$ – с ориентациями выреза a -cut и c -cut, снабженными ДПТТ толщиной 4 мм

или ДГТТ с переходными слоями $L_V = 1$ и $L_V = 4$ мм. В последнем случае концентрация активатора линейно нарастает по оси элемента до максимальной от одного из торцов АЭ.

Как видно из рисунка, в элементе с ДГТТ (кривые 3, 3', 4), наряду с уменьшением критической температуры до уровня, характерного для элемента с ДПТТ (кривые 2, 2'), продольные напряжения также снижаются. Однако для переходного слоя протяженностью 1 мм это снижение незначительно и составляет 4,8 и 3,6% для ориентаций кристалла с a -cut и c -cut соответственно. С ростом эффективной длины переходного слоя до 4 мм (рис. 4б,

кривая 4) эти напряжения стремятся практически к таким же значениям, как и у гомогенного АЭ (рис. 4б, кривая 1). Эта тенденция сохраняется для обеих ориентаций кристалла, с учетом разницы в теплофизических свойствах.

Дальнейший анализ влияния установившегося температурного профиля и профиля напряжений в исследуемых элементах на пространственные характеристики генерируемого излучения состоит в определении зависимости усредненного по длине АЭ фазового набега (OPD – optical pass difference) для излучения на генерируемой длине волны от поперечной координаты [8–11]. Разумеется, снижение температурных градиентов в элементах с торцевыми теплоотводами по сравнению с однородными уменьшает абсолютное значение оптической силы тепловой линзы при фиксированной средней мощности накачки.

Так, рассчитанные для входной мощности накачки 32 Вт фокусные расстояния тепловой линзы для элемента Nd:YVO с ДГТТ ($L_V = 1$ мм) составили для ориентаций кристалла *a-cut* и *c-cut* 135 и 48 мм соответственно. Для обычного однородного элемента Nd:YVO (*a-cut*) в тех же условиях эта величина составила 98 мм. Для элементов Nd:YVO (*a-cut*) с ДГТТ и с ДПТТ коэффициент тепловой линзы по результатам расчетов оказался порядка $0,24 \text{ м}^{-1}/\text{Вт}$, что на 30% меньше, чем у обычного элемента Nd:YVO, не имеющего теплоотвода ($0,31 \text{ м}^{-1}/\text{Вт}$).

Основной вклад в оптическую силу светоиндуцированной тепловой линзы дает составляющая, зависящая от температурных изменений показателя преломления АЭ. Поэтому снижение внутренних напряжений в АЭ не так сказывается на абсолютном значении оптической силы термоиндуцированной линзы, как на ее абберациях. С точки зрения температурной зависимости коэффициента усиления активной среды, элементы с ДГТТ и ДПТТ [12–13] дают приблизительно одинаковый выигрыш по сравнению с элементом без теплоотвода.

В случае использования импульсно-периодической накачки поперечное распределение OPD зависит не только от степени перекрытия пучка накачки и основной моды резонатора, но и от скважности накачки при сохранении ее средней мощности. Последнее обстоятельство связано с влиянием процессов насыщения усиления активной среды на амплитудные абер-

рации суммарной светоиндуцированной линзы АЭ. В результате действия эффекта “index guiding” [8, 10] при фиксированной средней мощности излучения с уменьшением скважности импульсов уменьшается и размер внутрирезонаторной моды. С этой точки зрения, элементы с дополнительным теплоотводом не дают каких-либо преимуществ по сравнению с обычными элементами.

Поскольку в рассматриваемом диапазоне параметров значение OPD с увеличением мощности может превышать значение единиц длин волн, неизбежно возникают дифракционные эффекты, приводящие к появлению кольцевой структуры в выходном излучении. Расчеты, проведенные в соответствии с моделью, изложенной в [10], позволили сделать оценки оптической силы и аббераций тепловой линзы для рассматриваемых выше элементов и трактовать результаты последующих экспериментов.

Эксперимент и обсуждение результатов

Ключевыми параметрами для технологических импульсных лазеров, работающих в режимах свободной генерации или модуляции добротности, являются следующие:

- максимально достижимая энергия импульса генерации и его временная структура,
- диапазон рабочих частот, в котором сохраняется установленная энергия выходного импульса и не требуется перенастройка резонатора или замена внутрирезонаторных элементов (здесь мы не рассматриваем системы с адаптивными устройствами);
- расходимость излучения для разных уровней мощности выходного излучения.

Для определения влияния дополнительных теплоотводов АЭ на работу излучателей различного типа мы использовали импульсную диодную накачку. В этом случае сравнительно легко достигается необходимое превышение над порогом генерации при низких уровнях средней мощности излучения. Увеличение средней мощности обеспечивалось соответствующим увеличением частоты повторения импульсов. Используя этот подход, можно исследовать как динамику установления тепловых процессов, так и динамику коэффициентов усиления и пространственных характеристик излучения в течение одного импульса накачки, сравнимого по длительности с временем жизни верхнего лазерного уровня.

В качестве источника накачки использовался диодный модуль JOLD QPXF-2L (пиковая мощность до 90 Вт), управляемый блоком питания на основе драйвера LDMP5-100 [14], обеспечивающего малоинерционную стабилизацию температуры эмиттеров лазерных диодных линеек за счет динамического управления током подставки (I_{bias}). Излучение накачки доставлялось по волокну ($\varnothing = 600$ мкм, $\text{NA} = 0,22$) и вводилось объективом с увеличением $\Gamma = 1$ через глухое зеркало в исследуемый элемент. Длительность импульсов накачки в проведенных экспериментах составляла $T_p = 180$ мкс для Nd:YAG и 105 мкс для Nd:YVO₄ соответственно. Средняя мощность накачки, доставляемая в АЭ, регулировалась путем изменения периода следования импульсов T_d (50–2000 мкс). В таблице приведены параметры АЭ, использованных в экспериментах.

Активные элементы располагались в резонаторе длиной 155 мм, образованном плоскими глухим ($R = 99,85\%$) и выходным ($R_{\text{oc}} = 48\%$) зеркалами. Рабочая температура используемого диодного модуля выбиралась таким образом, чтобы уравнивать коэффициенты поглощения на длине волны накачки для однотипных элементов с разной концентрацией активатора. Для устранения влияния разницы в диссипативных потерях (остаточное отражение, рассеяние, нерезонансное поглощение) в ряде сравнительных экспериментов измерения проводились в двух противоположных положениях АЭ, т. е. излучение накачки вводилось или через дополнительный торцевой теплоотвод, или через торец без теплоотвода (BS-положение). Начальная юстировка резонатора и выбор положения перетяжки пучка накачки в АЭ, соответствующие максимуму генерации, для всех случаев проводились при фиксированной частоте следования импульсов накачки (как правило, 1 кГц) с энергией, обеспечивающей приблизительно одинаковое значение средней

выходной мощности для различных исследуемых элементов. Измерение усредненного по времени параметра качества пучка M^2 проводилось по методике варьирования диафрагмы [15] с использованием линзы с фокусным расстоянием $f_L = 160$ мм, расположенной на расстоянии $2f_L$ от плоского выходного зеркала (рис. 1).

На рис. 5–7 представлены некоторые результаты проведенных экспериментов. Зависимо-

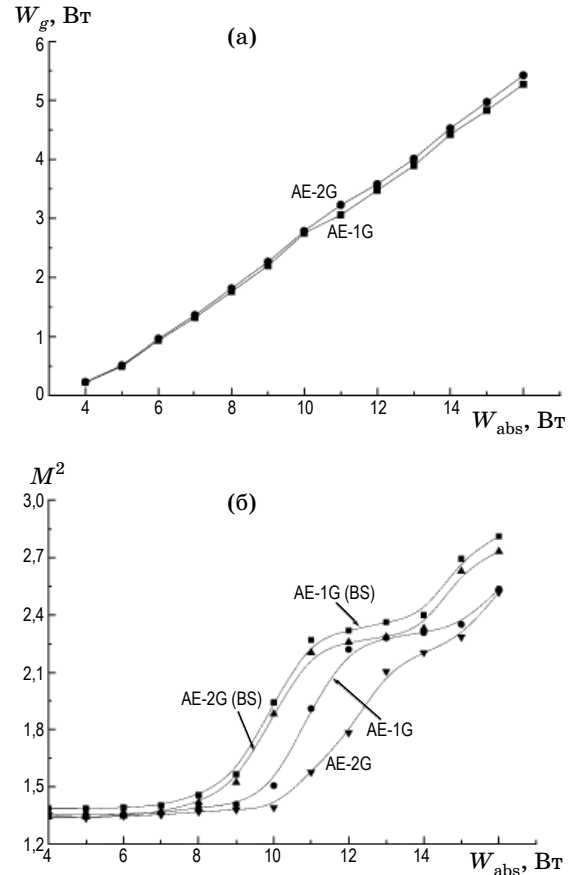


Рис. 5. Зависимости выходной мощности (а) и качества выходного пучка (б) от поглощенной мощности накачки в лазере на основе АЭ Nd³⁺:YAG с ДПТТ (АЕ-1G, АЕ-2G) при накачке через прозрачный теплоотвод и с обратной стороны (BS).

Активные элементы, использованные в экспериментах

Обозначение	Тип кристалла	Длина нелегированной части L_N /перех. слоя L_V , мм	Длина легированной части L_A , мм	Производитель
АЕ-1G	1at.% Nd ³⁺ :YAG	4/0	10	CRYTUR, Чехия
АЕ-2G	1at.% Nd ³⁺ :YAG	4/0	10	Andreas Meier GmbH, Германия
АЕ-1V	0,3at.% Nd ³⁺ :YVO ₄	0/0	12	CRYTUR, Чехия
АЕ-2V	0,25at.% Nd ³⁺ :YVO ₄	3/1	8	KGOPTICS, Китай
АЕ-3V	0,3at.% Nd ³⁺ :YVO ₄	4/0	10	CRYSSTECH, Китай

сти выходной мощности излучения и усредненного по времени значения M^2 от поглощенной в АЭ мощности накачки для кристаллов Nd:YAG приведены на рис. 5. На рис. 6 приведены зависимости выходной мощности от поглощенной в различных типах АЭ Nd:YVO₄. Для сравнения пространственных характеристик излучения лазеров на основе элементов Nd:YVO₄ с ДПТТ и ДГТТ измерялось отношение мощ-

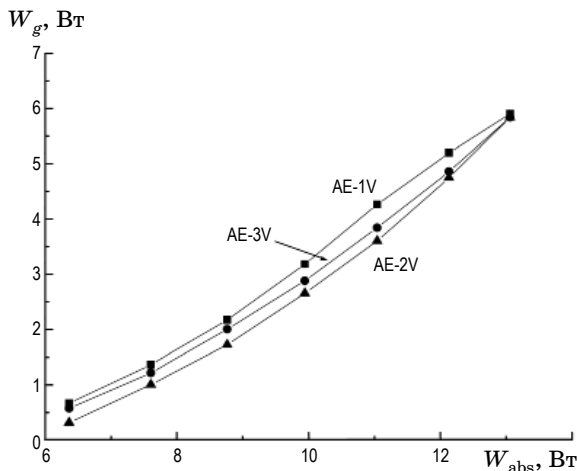


Рис. 6. Мощность генерации в лазере на основе кристалла Nd³⁺:YVO₄ (AE-1V), кристалла с ДПТТ (AE-2V) и кристалла с ДПТТ (AE-3V) в зависимости от поглощенной мощности накачки в режиме свободной генерации. $T_p = 105$ мкс.

ности излучения, прошедшего через диафрагму, установленную в фокальной плоскости линзы с $f_L = 160$ мм, в зависимости от частоты повторения импульсов при фиксированной энергии импульса накачки (рис. 7). Как отмечалось ранее, для адекватного сравнения активные элементы располагались в положениях с дополнительным теплоотводом, обращенным к пучку накачки и в обратном направлении. Диаметр диафрагмы выбирался из условия отсечки прошедшего излучения по уровню мощности порядка 86,5% при частоте повторения импульсов 1 кГц. В условных областях I, II, III, нанесенных для наглядности, происходит эволюция поперечного распределения выходного излучения. В области I, соответствующей генерации основной моды с $M^2 < 1,4$, с увеличением средней мощности накачки происходит снижение энергии в отдельном импульсе за счет уменьшения объема моды в резонаторе. В области II в поперечном сечении выходного пучка образуется пьедестал, обусловленный превышением над порогом для генерации высших осесимметричных мод, а в области III пьедестал преобразуется в выраженную кольцевую структуру. В переходных областях отдельные импульсы килогерцовой последовательности с той или иной структурой появляются с изменяющейся в пределах 0–100% вероятностью. Заметим, что частотная граница спада энергии генерируемых импульсов может легко сдви-

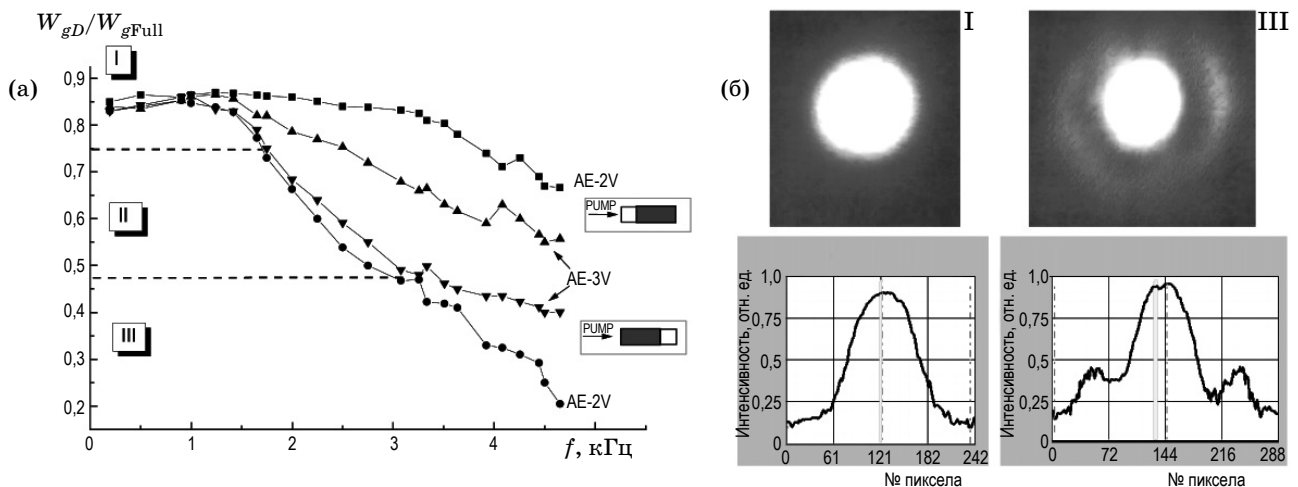


Рис. 7. а – зависимость относительной энергии импульсов излучения, содержащейся в приосевой области выходного пучка от частоты повторения импульсов и соответствующие изменения поперечной структуры излучения для кристаллов с ДПТТ (AE-2V) и кристалла с ДПТТ (AE-3V) при накачке через дополнительный теплоотвод и с противоположной стороны. Поглощенная в АЭ энергия накачки $E_{abs} = 4$ мДж, длительность импульса накачки $T_p = 105$ мкс. б – Поперечное распределение выходного пучка, характерное для областей I и III, с профилограммами интенсивности.

гаться за счет компенсации параболической составляющей термоиндуцированной линзы при использовании сферических зеркал резонатора или соответствующих внутррезонаторных линз. Для рассматриваемых конфигураций использование прозрачного теплоотвода позволило сдвинуть границы диапазона поглощенной мощности накачки, в котором сохраняется характерная для основной моды расходимость излучения, а дифференциальный КПД снижается не более чем на 10%, по сравнению с тем же элементом, обращенным к накачке противоположным торцом. Эта тенденция наблюдалась для всех типов исследуемых кристаллов (рис. 6–7). Использование даже относительно тонкого ($L_V < 1$ мм) градиентного слоя дает дополнительный выигрыш такого же порядка за счет снижения аберраций термоиндуцированной линзы, связанных с напряжениями в активном элементе.

Значения мощности накачки, при которых происходило перераспределение общей мощности излучения в пользу высших осесимметричных мод по выбранному уровню 10%, увеличилось в элементах с ДПТТ и ДГТТ на 24 и 26% соответственно по сравнению с теми же кристаллами без теплоотвода.

Отметим, что в элементах Nd:YVO₄ с ДПТТ, которые мы использовали в экспериментах, при сохранении стабильной генерации основной моды не удалось добиться увеличения абсолютного значения выходной мощности излучения в моноимпульсном режиме более чем на 10–15% по сравнению с аналогичными гомогенными элементами высокого качества. В имеющемся в распоряжении элементе Nd:YVO₄ с ДГТТ максимально полученная мощность была даже несколько ниже, чем в гомогенном элементе. Это можно объяснить следующими причинами: во-первых, концентрация активатора в элементе с ДГТТ была несколько ниже, чем у обычного элемента, и, даже при выравнивании общего пропускания через АЭ излучения накачки, области эффективного перекрытия основной моды и накачки несколько различались; во-вторых, существовали дополнительные потери (на уровне 0,5%) на границе изменения концентрации активатора.

Для проведения экспериментов в режиме модуляции добротности в резонаторе размещался электрооптический модулятор на основе кристалла ВВО с поляризатором. Для регистрации отдельных выходных импульсов

в килогерцовой последовательности использовалась внрезонаторная система временно́го стробирования. В характерных областях между изменениями усредненного по импульсам значения M^2 или в зоне перехода I \Rightarrow III от импульса к импульсу изменяются как пространственная, так и временная структуры излучения с соответствующим изменением вероятности появления в структуре генерации дополнительных к основной моде комбинаций мод с круговой симметрией типа TEM₁₀, TEM₂₀, TEM₀₁* [2]. Здесь необходимо сделать оговорку, что само понятие стационарных мод в импульсном режиме носит относительный характер из-за эволюции пространственного распределения излучения во времени. Особенно это проявляется в микроциповых субнаносекундных лазерах с пассивной модуляцией добротности, когда лидирующая часть импульса с распределением соответствующей основной моды может быть полностью отделена во времени от запаздывающей части, имеющей бо́льший поперечный размер, но ту же самую расходимость при соответствующем пропорциональном увеличении M^2 .

Следует заметить, что АЭ с дополнительным теплоотводом обладают значительно бо́льшим, по сравнению с гомогенными изделиями, технологическим разбросом параметров как в случае использования диффузной сварки элементов с разной концентрацией, так и при попытках выращивания элементов с градиентом концентрации активатора. Это обстоятельство необходимо учитывать при выборе элементов для намеченного применения. Во-первых, переходной слой может обладать достаточно высоким значением паразитных коэффициентов отражения и рассеяния, особенно при использовании технологии спекания с применением промежуточных материалов. В результате возникают дополнительные френелевские потери и спектральная селекция в резонаторе, что, в свою очередь, вызывает затруднения при генерации импульсов с предельной мощностью [7]. Во-вторых, несовершенство пограничной области приводит к дополнительным механическим напряжениям на границе и к локальному снижению порога светоиндуцированного разрушения АЭ.

Заключение

На основе проведенных расчетов и экспериментов можно сделать вывод, что применение

активных элементов с ДПТТ позволяет лишь частично решить проблему улучшения качества излучения компактных лазерных установок с односторонней продольной накачкой активной среды и уровнем плотности выходной мощности в одномодовом режиме более 5 кВт/см^2 . Поглощение излучения накачки в высококонцентрированных неодимовых активных элементах, используемых в установках этого класса, приводит к возникновению областей локального перегрева активного элемента. Действующие внутри этих областей термонапряжения по величине вплотную приближаются к порогу разрушения АЭ и приводят к значительным абберациям светоиндуцированной тепловой линзы. Применение ДПТТ снижает общий уровень перегрева, однако термонапряжения вблизи границы скачкообразного изменения концентрации активатора могут даже возрасти по сравнению, однородными элементами. С использованием градиентных элементов с переходным по концентрации активатора слоем 2–3 мм эта проблема в значительной степени снимается. Использование качественно изготовленных активных элементов с ДПТТ и ДГТТ позволяет существенно (на десятки процентов) увеличить диапазон вводимой в АЭ мощности накачки без дополнительных изменений в оптической схеме ре-

зонатора и поднять средний уровень выходной мощности излучения лазера при сохранении высокого оптического качества излучения. Преимущества элементов с обоими типами теплоотводов в большей степени проявляются для лазеров с непрерывной накачкой и высокой частотой повторения генерации наносекундных импульсов. В мощных моноимпульсных лазерах нелинейный вклад в величину и уровень аббераций термоиндуцированной линзы, связанный с насыщением усиления активной среды, может превалировать над стационарным. В этом случае наличие теплоотвода становится менее эффективным. Наличие дополнительных поглощающих микровключений и микронеоднородностей, возникающих в области изменения концентрации активатора при изготовлении элементов, приводит к их разрушению при генерации меньших, по сравнению с однородными элементами, энергиях моноимпульса. В лазерах с синхронизацией мод на границах перехода возможна паразитная селекция продольных мод, приводящая к удлинению генерируемых импульсов. Наиболее существенным недостатком элементов с дополнительными теплоотводами обоих типов на данный момент является технологический разброс изделий по сравнению с однородными элементами.

* * * * *

ЛИТЕРАТУРА

1. *Koechner W.* Solid-State Laser Engineering. Berlin, Heidelberg, NY: Springer-Verlag, 1999. 747 p.
2. *Ifflaender R.* Solid-state lasers for materials processing: fundamental relations. Berlin, Heidelberg, NY: Springer-Verlag, 1998. 368 p.
3. *Kalisky J.* The Physics and Engineering of Solid State Lasers. Bellingham, Washington: SPIE, 2009. 203 p.
4. *Matthews D.G. and Marshall L.R.* Pump Face Cooling // Advanced Solid State Lasers, Conference Paper 75/MB19-2, January 2001.
5. *Frede M., Wilhelm R., Brendel M., Fallnich C., Seifert F., Willke B., Danzmann K.* High Power Fundamental Mode Nd:YAG Laser with Efficient Birefringence Compensation // Optics Express. 2004. V. 12. № 15. P. 3581–3589.
6. *Kracht D., Frede M., Fallnich C.* Comparison of Crystalline and Ceramic Composite Nd:YAG for High Power Diode End-Pumping // Optics Express. 2005. V. 13. № 16. P. 6212–6216.
7. *Huang Y.J., Huang Y.P., Liang H.C., Su K.W., Chen Y.F., Huang K.F.* Comparative study between conventional and diffusion-bonded Nd-doped vanadate crystals in the passively mode-locked operation // Optics Express. 2010. V. 18. № 9. P. 9518–9524.
8. *Jabczyn'ski J.K., Kopczy'n'ski K., Szczes'niak A.* Thermal lensing and thermal aberration investigations in diode-pumped lasers // Opt. Engin. 1996. V. 35. № 12. P. 3572–3578.
9. *Chen C.H., Wei M.D., Hsieh W.F.* Beam-propagation-dominant instability in an axially pumped solid-state laser near degenerate resonator configurations // J. Opt. Soc. Am. B. 2001. V. 18. № 8. P. 1076–1083.

10. *Белашенков Н.Р., Гагарский С.В., Смирнов М.З., Фимин П.Н., Храмов В.Ю.* Дифракционная модель квазинепрерывного лазера с диодной накачкой и активной модуляцией добротности // Научно-технич. вестник СПбГУ ИТМО. 2004. № 16. С. 101–108.
 11. *Turri G., Jenssen H.P., Cornacchia F., Tonelli M., Bass M.* Temperature-dependent stimulated emission cross-section in $\text{Nd}^{3+}:\text{YVO}_4$ crystal // *J. Opt. Soc. Am. B.* 2009. V. 26. № 11. P. 2084–2088.
 12. *Алексеева В.А., Гагарский С.В., Ук Канг, Кенг Хи Ли, Лукин А.В., Сибирев М.Ю., Ханков С.И.* Температурная зависимость энергетических параметров $\text{KGW}:\text{Nd}^{3+}$ -лазера, генерирующего на длинах волн 1,06 и 1,35 мкм // *Оптический журнал.* 2003. Т. 70. № 2. С. 33–39.
 13. *Blows J.L., Omatsu T., Dawes J., Pask H., Tated M.* Heat Generation In $\text{Nd}:\text{YVO}$ With and Without Laser Action // *IEEE Photonics Technology Letters.* 1998. V. 10. № 12. P. 1727–1729.
 14. *Тогатов В.В., Гагарский С.В., Гнатюк П.А., Черевко Ю.И.* Импульсный блок питания лазерных диодных модулей для накачки твердотельных лазеров // *ПТЭ.* 2007. № 2. С. 158–159.
 15. *Wright D., Greve P., Fleischer J., Austin L.* Laser beam width, divergence and beam propagation factor – an international standardization approach // *Optical and Quantum Electronics.* 1992. V. 24. № 9. P. 993–1000.
-