

ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА И ТЕХНИКА

УДК 621.373.826

ЭФФЕКТИВНОСТЬ ПОПЕРЕЧНОЙ НАКАЧКИ ЛАЗЕРНЫМИ ДИОДНЫМИ ЛИНЕЙКАМИ ЭРБИЕВОГО ЛАЗЕРА С ПАССИВНОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ ДОБРОТНОСТИ

© 2015 г. Г. И. Рябцев, доктор физ.-мат. наук; М. В. Богданович, канд. физ.-мат. наук;
А. В. Григорьев; В. В. Кабанов, доктор физ.-мат. наук;
Е. В. Лебедев, канд. физ.-мат. наук; К. В. Лепченков, аспирант;
А. Г. Рябцев, канд. физ.-мат. наук; М. А. Щемелев, канд. физ.-мат. наук

Институт физики им. Б.И. Степанова Национальной академии наук Беларуси,
Минск, Беларусь

E-mail: ryabtsev@dragon.bas-net.by

Предложен метод моделирования условий поперечной накачки эрбиевого лазера с пассивной модуляцией добротности лазерными диодными линейками, позволяющий определить наиболее эффективную геометрию расположения линеек относительно активного элемента с учетом характеристик как диодных линеек и активного элемента, так и применяемого оптического резонатора. Результаты моделирования позволяют выбрать расстояние между линейками и активным элементом и допустимое смещение линеек относительно друг друга, что обеспечивает оптимальное согласование условий возбуждения и генерации. Предложенный метод оптимизации учитывает расходимость и поляризацию излучения диодных линеек, геометрические и оптические свойства активного элемента и конфигурацию моды генерации. Полученные теоретические результаты моделирования сопоставлены с экспериментальными данными.

Ключевые слова: эрбиевый лазер, диодная накачка, эффективность генерации.

Коды OCIS: 140.3480, 140.3500, 140.3580

Поступила в редакцию 15.03.2015

Введение

Компактные лазеры на основе иттербий-эрбиевого стекла, возбуждаемые лазерными диодными линейками (ЛДЛ) – перспективные источники излучения для систем дальнометрии, орбитальных стыковочных комплексов, спектроскопии и др. [1–3]. Такие излучатели характеризуются относительно высокой энергией и низким значением параметра качества выходного пучка, способностью работать в широком интервале температур без применения систем принудительного охлаждения [4–6].

Широкое внедрение Yb, Er-лазеров в современных оптоэлектронных устройствах стимулирует дальнейшее совершенствование эксплуатационных характеристик. В частности, становится актуальной задача снижения до минимума уровня электрической энергии, потребляемой

лазерными диодными линейками. Один из путей решения проблемы заключается в оптимизации параметров ЛДЛ и резонатора Yb, Er-лазеров [1, 2, 5, 7]. С этой целью в случае излучателей с продольной диодной накачкой большое внимание было уделено изучению условий возбуждения активного элемента (АЭ), при которых достигается максимальная эффективность генерации [8–11]. Данная задача актуальна и для лазеров с поперечной диодной накачкой [12–15], в особенности для лазеров с пассивной модуляцией добротности [16].

Авторы [16] рассчитали распределение плотности мощности поглощенного излучения накачки $P_{\text{АЭ}}(x, y)$ в объеме прямоугольного активного элемента иттербий-эрбиевого лазера в зависимости от расстояния d между выходным зеркалом ЛДЛ и боковой поверхностью АЭ и экспериментально установили связь энергетических

показателей лазера с параметром d . Следует, однако, заметить, что в трехуровневой спектроскопической схеме эрбиевого лазера распределение $P_{AE}(x, y)$ не в полной мере задает распределение инверсной населенности $\Delta N(x, y)$ внутри АЭ, которое, наряду с параметрами оптического резонатора, и определяет генерационные свойства лазера. Поэтому представляется важной разработка модели Yb, Er-лазера с пассивной модуляцией, базирующейся на расчете $\Delta N(x, y)$ для выбранной геометрии активной среды и последующем согласовании критических $\Delta N(x, y)$ с контуром S оптической моды (ΔN и ΔN_{th} в пределах площади, охватываемой S), формируемой лазерным резонатором.

Настоящая работа посвящена установлению факторов, оказывающих наибольшее влияние на эффективность работы Yb, Er-лазера с пассивной модуляцией добротности и поперечной накачкой лазерными диодными линейками. Используя значения $P_{AE}(x, y)$ в качестве начальных параметров, для заданных конфигураций блока накачки и оптического резонатора в рамках системы скоростных уравнений рассчитано пространственное распределение $\Delta N(x, y)$ и проведено его сопоставление с поперечным сечением (контуром) лазерной моды. Рассчитаны пороговые уровни инверсной населенности ΔN_{th} и определены условия, при которых минимальны потери энергии возбуждения Yb, Er-лазера (оптимальное согласование $\Delta N(x, y)$ с контуром S). Проведено сравнение результатов модельных исследований с экспериментальными данными.

Моделирование работы эрбиевого лазера

Анализ работы Yb, Er-лазера проводился применительно к схеме поперечной диодной накачки, в состав которой не входят элементы фокусировки выходного излучения ЛДЛ (рис. 1). Для выходного пучка ЛДЛ были взяты типичные параметры лазерных диодных линеек на основе InGaAs (длина волны генерации 940–960 нм), используемых в качестве источников накачки эрбиевых излучателей. Полный угол расходимости пучка ЛДЛ в плоскости, перпендикулярной плоскости $p-n$ перехода, $2\alpha_1$ составляет приблизительно 45° , а полный угол расходимости в плоскости $p-n$ перехода $2\alpha_2 \approx 10^\circ$ [10, 17–19]. Полагалось, что в плоскости, перпендикулярной плоскости $p-n$ перехода, профиль интенсивности пучка описывается гауссовой функцией [15, 16], а в плоскости, па-

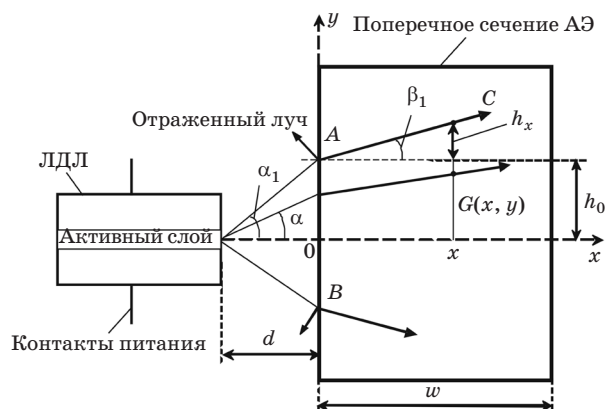


Рис. 1. Схема распространения излучения ЛДЛ в прямоугольном АЭ.

раллельной $p-n$ переходу – константой. Допускались две ориентации электрического вектора E световой волны: в плоскости $p-n$ перехода (как, например, в [20]) или в плоскости, перпендикулярной плоскости $p-n$ перехода ЛДЛ. Рассматривались два типа лазерных активных элементов – в виде параллелепипеда (прямоугольное поперечное сечение) и в виде цилиндра (круглое поперечное сечение).

Как следует из рис. 1 (в качестве примера представлен АЭ с прямоугольным сечением), выходной пучок ЛДЛ можно приближенно задать в виде равнобедренной призмы с основанием AB и углом призмы $2\alpha_1$. Длина ребра призмы равна ширине ближнего поля (излучающей области) W_{LDA} лазерной диодной линейки (т.е. угол $\alpha_2 = 0$). Луч выходного пучка ЛДЛ, падающий на боковую поверхность АЭ в точке A , отражается и преломляется под углом преломления β . Если роль эффектов, связанных с формированием термлинзы, относительно невелика, то преломленный луч распространяется внутри АЭ вдоль прямой линии AC , причем его интенсивность уменьшается в соответствии с законом Бугера [21].

Полагая, что гауссов профиль сохраняется в процессе распространения пучка ЛДЛ внутри АЭ, отношение выходной импульсной мощности лазерной диодной линейки $P(x)$ как функции координаты x к ширине W_{LDA} связывается с геометрическими параметрами схемы накачки, представленной на рис.1, следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{P(x)}{W_{LDA}} &= \int_{-\infty}^{+\infty} P'_{AE}(x, y) dy = \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} k(x) \exp\left[-\frac{2y^2}{\rho(x)^2}\right] dy = \\ &= k(x) \rho(x) \sqrt{\pi/2}, \end{aligned} \quad (1)$$

где $P'_{\text{АЭ}}(x, y)$ – удельная (в расчете на единицу ширины ЛДЛ) импульсная мощность накачки внутри АЭ в точке (x, y) , $k(x)$ – нормировочный коэффициент, зависящий от x , $\rho(x)$ – расстояние вдоль оси Oy , на котором значение $P'_{\text{АЭ}}(x, y)$ при заданном x падает в e раз. Основываясь на вышеупомянутых предположениях и обозначениях рис. 1, величина $k(x)$ представляется в виде

$$k(x) = \frac{P(x)}{W_{\text{LDA}} \rho(x) \sqrt{\pi/2}} = \frac{P_0 \exp(-\alpha_{\text{АЭ}} x)}{W_{\text{LDA}} (h_0 + h_x) \sqrt{\pi/2}}, \quad (2)$$

где P_0 – импульсная мощность выходного пучка ЛДЛ при $x = 0$, $\rho(x) = h_0 + h_x$, $h_x = (x \sin \alpha_1) / (n_2 - \sin^2 \alpha_1)^{1/2}$, $\alpha_{\text{АЭ}}$ – коэффициент поглощения, а n – показатель преломления АЭ (у Yb , Er – стекла $n = 1,53$). (Полагается, что максимальное значение $P(x)$, достигаемое при $y = 0$, уменьшается в e раз на границе пучка ЛДЛ, например, на линии AC , см. рис. 1).

Выражения (1) и (2) получены без учета доли излучения накачки, отражаемого от боковой грани АЭ. Вводя коэффициент френелевского пропускания $T_{\text{S, P}}(\alpha)$, пространственное распределение удельной импульсной мощности излучения ЛДЛ внутри АЭ $P_{\text{АЭ}}(x, y)$ можно задать с помощью выражения

$$P_{\text{АЭ}}(x, y) = T_{\text{S}}(\alpha) P'_{\text{АЭ}}(x, y) = \frac{\sqrt{n^2 - (\sin \alpha)^2}}{\cos \alpha} \times \left[\frac{2 \cos \alpha}{\cos \alpha + (1/n) \sqrt{1 - (1/n) (\sin \alpha)^2}} \right]^2 \times \frac{P_0 \exp(-\alpha_{\text{АЭ}} x)}{W_{\text{LDA}} \left[h_0 + (x \sin \alpha_1) / \sqrt{n^2 - (\sin \alpha_1)^2} \right] \sqrt{\pi/2}} \times \exp \left[-2y^2 / \left\{ h_0 + (x \sin \alpha_1) / \sqrt{n^2 - (\sin \alpha_1)^2} \right\}^2 \right], \quad (3)$$

где $T_{\text{S}}(\alpha)$ – коэффициент пропускания излучения с ориентацией вектора \mathbf{E} перпендикулярно плоскости (x, y) (s -поляризация). В процессе моделирования рассматривался также и вариант p -поляризации излучения накачки – вектор \mathbf{E} в плоскости (x, y) , который отличается от случая s -поляризации лишь значением коэффициента пропускания в выражении (3) [21].

Основываясь на значениях $P_{\text{АЭ}}(x, y)$, при различных длительностях импульсов накачки были рассчитаны пространственные распределения инверсной населенности $\Delta N(x, y)$ в различные временные интервалы t (различные длительности импульса накачки), используя

следующую систему скоростных уравнений для иттербий-эрбиевой активной среды [5]:

$$\begin{aligned} \frac{dN_{2\text{Yb}}}{dt} &= \frac{P_{\text{АЭ}} \sigma_{\text{Yb}} \lambda_{\text{p}}}{hc_0} (N_{\text{Yb}} - N_{2\text{Yb}}) - \frac{N_{2\text{Yb}}}{\tau_{\text{Yb}}} - \\ &- k_1 N_{2\text{Yb}} (N_{\text{Er}} - N_{2\text{Er}} - N_{3\text{Er}}) - k_2 N_{2\text{Yb}} N_{2\text{Er}}, \\ \frac{dN_{2\text{Er}}}{dt} &= \frac{N_{3\text{Er}}}{\tau_{3\text{Er}}} - \frac{N_{2\text{Er}}}{\tau_{2\text{Er}}} - 2CN_{2\text{Er}} N_{2\text{Er}} - k_2 N_{2\text{Yb}} N_{2\text{Er}}, \\ \frac{dN_{3\text{Er}}}{dt} &= -\frac{N_{3\text{Er}}}{\tau_{3\text{Er}}} + k_1 N_{2\text{Yb}} (N_{\text{Er}} - N_{2\text{Er}} - N_{3\text{Er}}) + \\ &+ CN_{2\text{Er}} N_{2\text{Er}} + k_2 N_{2\text{Yb}} N_{2\text{Er}}. \end{aligned} \quad (4)$$

Символы и параметры, использованные при решении системы уравнений (4), приведены в табл. 1.

Фиксируя уровень накачки $P(x)$, инверсная населенность в каждой точке внутри АЭ, например, в точке $G(x, y)$ на рис. 1, при длительности импульса накачки t рассчитывалась как

Таблица 1. Символы и параметры, используемые при расчетах инверсной населенности

| Символ | Параметр | Значение |
|----------------------|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|------------------------|
| N_{Yb} | концентрация ионов Yb^{3+} , м^{-3} | 2×10^{27} |
| N_{Er} | концентрация ионов Er^{3+} , м^{-3} | 2×10^{25} |
| $N_{2\text{Yb}}$ | населенность уровня ${}^2F_{5/2}$ иона Yb^{3+} | – |
| $N_{2\text{Er}}$ | населенность уровня ${}^4I_{13/2}$ иона Er^{3+} | – |
| $N_{3\text{Er}}$ | населенность уровня ${}^4I_{11/2}$ иона Er^{3+} | – |
| h | постоянная Планка, Дж с | $6,63 \times 10^{-34}$ |
| c_0 | групповая скорость света, м с^{-1} | 3×10^8 |
| λ_{p} | длина волны излучения накачки, нм | 940 |
| σ_{Yb} | сечение поглощения иона Yb^{3+} , м^2 | 3×10^{-25} |
| k_1 | коэффициент передачи энергии от иона Yb^{3+} иону Er^{3+} , $\text{м}^3 \text{с}^{-1}$ | 5×10^{-22} |
| k_2 | коэффициент суммарной апконверсии для перехода между уровнями ${}^2I_{13/2}$ и ${}^4F_{9/2}$, $\text{м}^3 \text{с}^{-1}$ | 5×10^{-22} |
| C | коэффициент апконверсии переходов между уровнями ${}^4I_{13/2}$ и ${}^4I_{9/2}$, $\text{м}^3 \text{с}^{-1}$ | 6×10^{-25} |
| s_e | сечение моды генерации в АЭ, м^2 | $9,73 \times 10^{-7}$ |
| $L_{\text{АЭ}}$ | геометрическая длина АЭ, мм | 32 |
| τ_{Yb} | время жизни уровня ${}^2F_{5/2}$, с | 10^{-3} |
| τ_{Er} | время жизни уровня ${}^4I_{13/2}$, с | 8×10^{-3} |
| $\tau_{3\text{Er}}$ | время жизни уровня ${}^4I_{11/2}$, с | 10^{-5} |

разность $\Delta N = N_{2Eg} - N_0 = 2N_{2Eg} + N_{3Eg} - N_{Eg}$, где N_0 – населенность основного уровня иона Er^{3+} . Выражение для расчета ΔN было выведено в предположении, что инверсная населенность АЭ определяется, главным образом, тремя уровнями ${}^4I_{15/2}$, ${}^4I_{13/2}$ и ${}^4I_{11/2}$. Считалось, что время жизни двух верхних уровней ${}^4F_{9/2}$ и ${}^4I_{9/2}$ много меньше времени жизни трех лежащих ниже уровней ${}^4I_{15/2}$, ${}^4I_{13/2}$ и ${}^4I_{11/2}$ [5].

Пример пространственного распределения инверсной населенности $\Delta N(x, y)$ представлен на рис. 2. Следует отметить, что при построении $P_{AE}(x, y)$ была принята во внимание симметрия расположения лазерных диодных линеек по отношению к оси Ox в плоскости (x, y) и по отношению к оси, параллельной Oy и пересекающей ось Ox в точке $x = 1$ мм. Более того, на рис. 2 приведено распределение $\Delta N(x, y)$, полученное с учетом того, что $P_{AE}(x, y)$ представляет собой суммарное пространственное распределение мощности накачки от двух противоположно направленных ЛДЛ.

В рамках нашего подхода полагаем, что локальные неоднородности не являются определяющим фактором при установлении рабочего режима генерации. Следовательно, для анализа генерационных характеристик лазера можно использовать значение инверсной населенности, усредненное по площади сечения моды генерации для заданной длительности импульса накачки

$$\overline{\Delta N} = \frac{1}{s_e} \iint_{s_e} \Delta N(x, y) dx dy, \quad (5)$$

где s_e – площадь сечения, в пределах которого проводится усреднение ΔN и которое совпадает с сечением (размерами) основной TEM_{00} моды генерации внутри АЭ. Размеры данной моды определяются параметрами резонатора (коэффициентами отражения и/или радиусами кривизны зеркал, длиной резонатора, тепловыми линзами и др.).

Косвенным подтверждением правомочности такого приближения может служить тот экспериментальный факт, что при надлежащей юстировке резонатора эрбиевого лазера размер регистрируемой моды практически полностью определяется параметрами резонатора и не зависит от условий возбуждения АЭ.

На рис. 2 контур сечения моды генерации S наложен на распределение $\Delta N(x, y)$. Данному контуру соответствует плоскосферический резонатор длиной $L = 66$ мм с полностью отражающим сферическим зеркалом (радиус кривиз-

ны 2,0 м). Зависимость $\overline{\Delta N}$ от t при выбранном расстоянии d и конфигурации лазерной моды приведена на рис. 3. Численные значения $\overline{\Delta N}$ и момента времени t_0 , при котором $\overline{\Delta N} = 0$, зависят от параметров d и s_e , но общий вид кривой $\overline{\Delta N}(t)$ существенно не изменяется при варьировании d и/или s_e .

Фиксируя момент времени t в интервале значений от 1 до 5 мс (наиболее характерные дли-

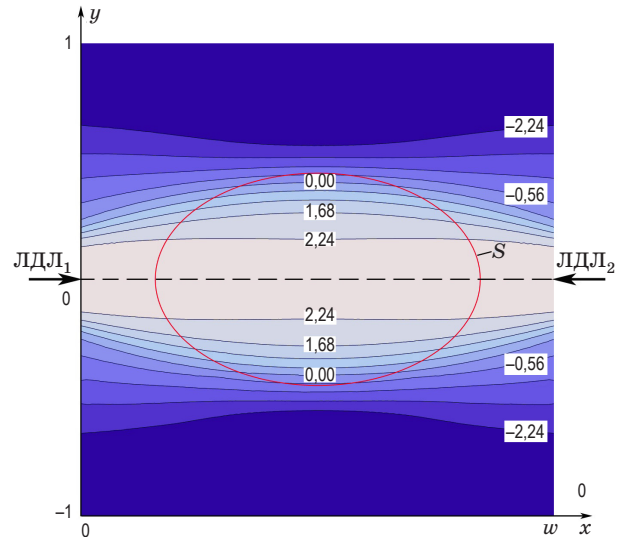


Рис. 2. Пространственное распределение инверсной населенности $\Delta N(x, y)$ в прямоугольном АЭ при возбуждении двумя ЛДЛ мощностью 80 Вт каждая и $d = 0,4$ мм. Эллиптическая кривая S – внешний контур поперечного сечения моды генерации внутри анализируемого АЭ, помещенного в плоскосферический резонатор длиной 66 мм. По осям Ox и Oy отмечены размеры АЭ в мм. Числа на контурных линиях – значения инверсной населенности, умноженные на 10^{-25} м^3 .

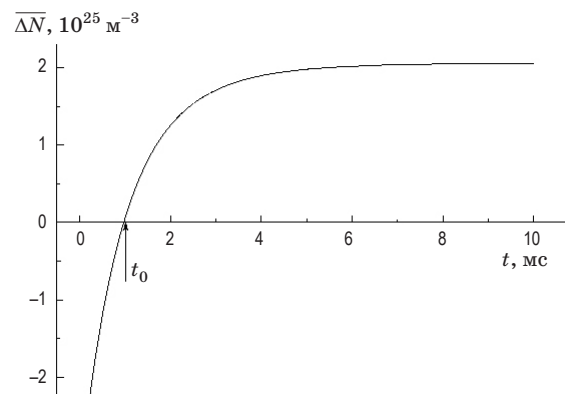


Рис. 3. Зависимость инверсной населенности, усредненной по площади моды генерации ΔN , от длительности импульса накачки при возбуждении двумя ЛДЛ мощностью 80 Вт каждая и $d = 0,7$ мм, $s_e = 9,73 \times 10^{-7} \text{ м}^2$.

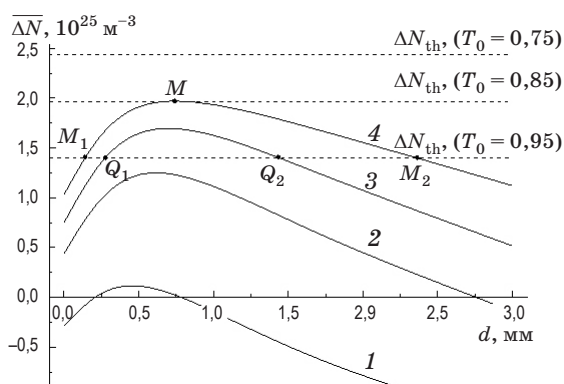


Рис. 4. Зависимости инверсной населенности, усредненной по площади моды генерации, от расстояния между ЛДЛ и АЭ при различных длительностях импульса накачки $t = 1$ (1), 2 (2), 3 (3) и 5 мс (4). Уровни пороговой населенности рассчитаны для $R = 0,70$. Возбуждение АЭ осуществлялось двумя ЛДЛ мощностью 80 Вт каждая.

тельности импульсов накачки Yb, Er-лазеров), можно рассчитать зависимость $\overline{\Delta N}(d)$. Как следует из рис. 4, зависимость $\overline{\Delta N}(d)$ имеет максимум (например, точка M на кривой 4 при $d = 0,72$ мм). С ростом длительности импульса накачки положение максимума смещается в сторону больших значений d .

Данные, приведенные на рис. 2–4, относятся к накачке Yb, Er-активной среды вне оптического резонатора. Для определения порогового значения инверсной населенности ΔN_{th} необходимо решить систему скоростных уравнений, включающую оптические параметры процесса генерации. Расчет ΔN_{th} был проведен с использованием модели работы Yb, Er-лазера с пассивной модуляцией добротности и поперечной диодной накачкой [5]. Мощность импульса накачки P_0 каждой ЛДЛ и коэффициент отражения выходного зеркала Yb, Er-лазера R были приняты равными 80 Вт и 0,70 соответственно. Уровни ΔN_{th} , соответствующие различным значениям начального пропускания пассивного затвора $T_0 = 0,75, 0,85$ и $0,95$, отмечены на рис. 4 тремя пунктирными линиями.

Обсуждение результатов

Для развития генерации при заданных исходных параметрах резонатора необходимо, чтобы пороговые условия выполнялись для всего сечения моды, ограниченного контуром S . Приблизительно можно считать, что, когда усредненный по контуру S уровень инверсной

населенности $\overline{\Delta N}$ достигает порогового значения ΔN_{th} (для выбранной конфигурации резонатора, начального пропускания затвора, коэффициентов отражения зеркал и внутррезонаторных потерь), начинает развиваться процесс генерации. Сопоставление зависимостей $\overline{\Delta N}(d)$ при заданных длительностях импульса накачки (рис. 4) с уровнями пороговой инверсной населенности ΔN_{th} позволяет проанализировать условия работы с целью обеспечения высокой эффективности поперечной накачки Yb, Er-лазера ЛДЛ. В частности, из рис. 4 следует, что если $P_0 = 80$ Вт, $R = 0,70$ и $t = 5$ мс, то генерация реализуется лишь в диапазоне пропускания затвора T_0 от 0,85 до 0,95. Случай $T_0 = 0,85$ – предельный с точки зрения достижения генерации, которая инициируется только при расстоянии $d = 0,72$ мм (точка M). При прочих равных условиях с увеличением T_0 от 0,85 до 0,95 диапазон значений d , при которых достигается порог генерации, расширяется. При $T_0 = 0,95$ генерация реализуется в достаточно широком диапазоне значений d – от 0,15 мм (точка M_1) до 2,37 мм (M_2). Чем меньше длительность импульса накачки, тем меньше диапазон значений d , при которых достигается порог генерации Yb, Er-лазера. Так, при $t = 3$ мс генерация реализуется при d в интервале Q_1 – Q_2 (соответственно, $d = 0,27$ и $1,45$ мм), который существенно уже интервала M_1 – M_2 . Возбуждение активной среды Yb, Er-лазера импульсами накачки с $t = 2$ или 1 мс не обеспечивает достижения порога генерации лазера при любых значениях d ($P_0 = 80$ Вт, $R = 0,70$) (см. кривые 2 и 1 на рис. 4).

Зависимости $\overline{\Delta N}(d)$ при различных площадях поперечного сечения моды генерации s_e представлены на рис. 5. Влияние параметра s_e на $\overline{\Delta N}(d)$ заметно проявляется при $d < (1,5-2)$ мм. С увеличением s_e инверсная населенность, усредненная по площади моды генерации, уменьшается, и максимальное значение кривой $\overline{\Delta N}(d)$ смещается в сторону больших значений d (направление смещения отмечено стрелкой P).

Отметим, что все приведенные выше данные относятся к взаимно противоположному расположению ЛДЛ точно вдоль оси $y = 0$. Смещение ЛДЛ относительно друг друга на расстояние $2d_y$ в направлении оси Oy (при постоянном d) приводит к изменению пространственного распределения $\Delta N(x, y)$ и, следовательно, к изменению вида зависимости $\overline{\Delta N}(d)$. В качестве при-

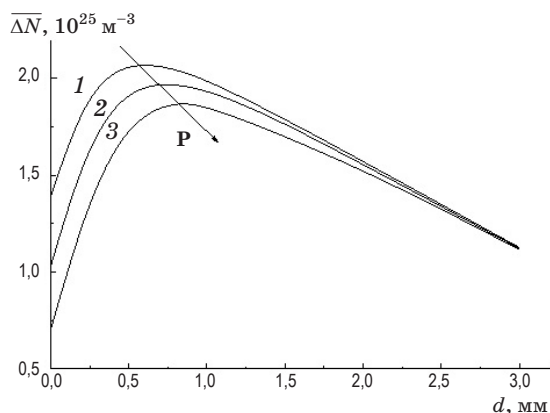


Рис. 5. Зависимости инверсной населенности, усредненной по площади моды генерации, от расстояния между ЛДЛ и АЭ при различных площадях моды генерации $s_e = 7,69 \times 10^{-7}$ (1), $9,73 \times 10^{-7}$ (2) и $1,20 \times 10^{-6} \text{ м}^2$ (3).

мера на рис. 6 приведено распределение $\Delta N(x, y)$ при $d_y = 0,15$ мм и $d = 0,4$ мм.

При определенных расстояниях между ЛДЛ и АЭ ($d < 0,6$ мм) на кривой $\overline{\Delta N}(d_y)$ наблюдается максимум, например, точки H и H_1 на рис. 7. Существование точек H и H_1 можно объяснить тем фактом, что с уменьшением d суммарный объем областей АЭ с положительной инверсной населенностью быстро уменьшается. Возникают области с отрицательными значениями $\Delta N(x, y)$ (участки сверху и снизу от границы S на рис. 2). Если лазерные диодные линейки смещаются вдоль оси Oy на расстояние до $2d_y = 0,4$ мм, области с высоким положительным значением инверсной населенности расширяются (рис. 6), а области с $\Delta N < 0$ исчезают в пределах сечения S моды генерации. Как следствие, усредненная по площади моды генерации инверсная населенность имеет положительное значение и возрастает по абсолютной величине.

В случае излучения накачки с p -поляризацией зависимости $\overline{\Delta N}(t)$, $\overline{\Delta N}(d)$ и $\overline{\Delta N}(d_y)$ численно и качественно заметно не отличаются от аналогичных зависимостей, полученных для s -поляризованного излучения (рис. 2–7). Например, при $d = 0,6$ мм ($t = 5$ мс) $\overline{\Delta N} = 1,966 \times 10^{25} \text{ м}^{-3}$ для s -поляризации и $\overline{\Delta N} = 1,972 \times 10^{25} \text{ м}^{-3}$ для p -поляризации излучения накачки. При других значениях d различия между значениями $\overline{\Delta N}$ для s - и p -поляризованных излучений проявляются в меньшей степени.

В случае прямоугольного АЭ отношение интенсивностей отраженных s - и p -компонент по-

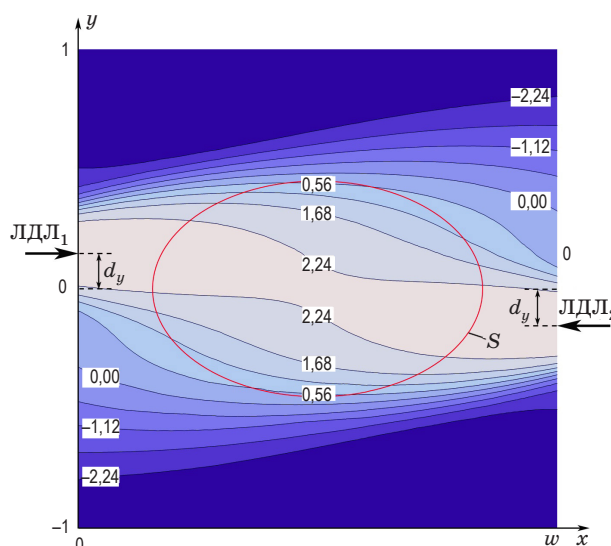


Рис. 6. Пространственное распределение инверсной населенности $\Delta N(x, y)$ в прямоугольном АЭ при возбуждении двумя ЛДЛ мощностью 80 Вт каждая и $d = 0,4$ мм. ЛДЛ смещены друг относительно друга по оси Oy на $2d_y = 0,3$ мм. Числа на контурных линиях – значения инверсной населенности, умноженное на 10^{-25} м^3 .

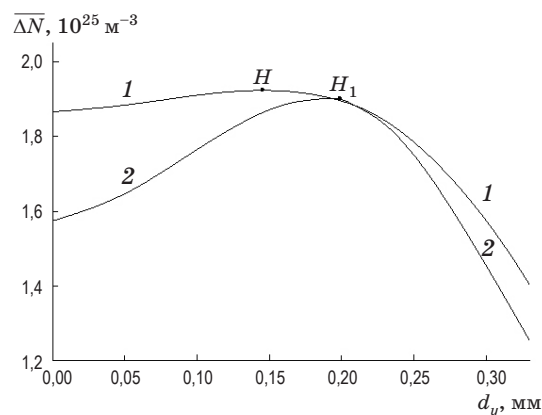


Рис. 7. Зависимости $\overline{\Delta N}$ от смещения d_y при возбуждении двумя ЛДЛ мощностью 80 Вт каждая, длительность импульса накачки 5 мс, $d = 0,4$ (1) и $0,2$ мм (2).

ляризованного излучения накачки равно 1,106 и не зависит от расстояния d .

Зависимость данного отношения от расстояния d цилиндрического АЭ представлена в табл. 2.

При анализе эффективности поперечной диодной накачки необходимо принимать во внимание также и степень пространственной неоднородности ближнего поля излучения лазерных диодных линеек, от которой зависит минимальное значение d . Как правило, в плоскости активного слоя ЛДЛ ближнее поле излучения

Таблица 2. Отношение отраженных мощностей s - и p -поляризованного излучения цилиндрического АЭ в зависимости от радиуса $r_{\text{АЭ}}$ и расстояния d

| d , мм | $r_{\text{АЭ}} = 1,128$ мм | $r_{\text{АЭ}} = 2$ мм | $r_{\text{АЭ}} = 3$ мм |
|----------|----------------------------|------------------------|------------------------|
| 0,2 | 1,155 | 1,132 | 1,123 |
| 0,5 | 1,258 | 1,179 | 1,151 |
| 0,7 | 1,355 | 1,217 | 1,173 |
| 1,5 | 1,891 | 1,441 | 1,286 |

представляет собой набор пространственно разделенных светящихся пятен [19, 22]. Расстояние между соседними пятнами определяется геометрией полосковых контактов лазерной диодной линейки и для большинства типов ЛДЛ составляет порядка 50 мкм. На практике это означает, что, если угол расходимости излучения ЛДЛ $\alpha_2 \approx 5^\circ$, то для того чтобы предотвратить образование на поверхности АЭ непрокачиваемых областей [5, 22], расстояние между ЛДЛ и АЭ должно быть не менее 0,29 мм. При меньших значениях d соседние пучки (под соседними полосковыми контактами), выходящие из резонатора ЛДЛ в плоскости активного слоя, не перекрываются в плоскости активного слоя ЛДЛ.

Заключение

Предложен метод моделирования условий поперечной накачки эрбиевого лазера с пассивной модуляцией добротности лазерными диодными линейками, позволяющий определить наиболее эффективную геометрию расположения ЛДЛ относительно активного элемента с учетом характеристик как ЛДЛ и АЭ, так и применяемого оптического резонатора. В качестве исходных данных используются данные расчетов пространственного распределения инверсной населенности в объеме АЭ на основе соответствующих скоростных уравнений. Для оценки эффективности накачки в зависимости от геометрии расположения ЛДЛ рассчитываются

* * *

усредненные по площади поперечного сечения моды генерации уровни инверсной населенности. Результаты моделирования позволяют выбрать расстояние между ЛДЛ и АЭ, равно как и значение допустимого смещения ЛДЛ относительно друг друга, обеспечивающие оптимальное согласование условий возбуждения и генерации.

Представленный в настоящей работе метод оптимизации учитывает расходимость и поляризацию излучения ЛДЛ, геометрические и оптические свойства АЭ и конфигурацию моды генерации. Например, для Yb, Er-лазера (длина резонатора 66 мм, длина АЭ 32 мм, коэффициент отражения выходного зеркала 0,70, пропускание пассивного затвора 0,85), возбуждаемого по схеме поперечной накачки ЛДЛ с s -поляризованным излучением мощностью 80 Вт для каждой ЛДЛ (длительность импульса накачки 5 мс), оптимальное расстояние между ЛДЛ и поверхностью АЭ равно 0,72 мм.

Полученные теоретические результаты сопоставлялись с экспериментальными данными для Yb, Er-лазера с параметрами оптических элементов, использованными при расчетах (см. выше). В результате проведенных экспериментов показано, что расстояние между ЛДЛ и АЭ, при котором достигается наилучшее отношение выходной мощности лазера к мощности накачки, составляет 0,7 мм.

Показано, что в случае прямоугольного АЭ отношение интенсивностей отраженных s - и p -компонент поляризованного излучения накачки не зависит от расстояния d . В противоположность этому, в случае цилиндрического АЭ указанное выше отношение увеличивается с ростом расстояния между ЛДЛ и АЭ и уменьшается с увеличением радиуса АЭ.

Следует особо отметить, что детальное согласование условий возбуждения и генерации не является универсальной процедурой, а требует тщательного учета основных параметров ЛДЛ, равно как и свойств активной среды.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bogdanovich M.V., Kabanov V.V., Ryabtsev G.I., Ryabtsev A.G., Lebiadok Y.V. High-performance LD-pumped solid-state lasers for range finding and spectroscopy // Proc. SPIE. 2013. V. 8677. P. 86770X/1–86770X/6.
2. Kabanov V.V., Bezyazychnaya T.V., Bogdanovich M.V., Grigor'ev A.V., Lebiadok Y.V., Lepchenkov K.V., Ryabtsev A.G., Ryabtsev G.I., Shchemelev M.A. LD-pumped erbium and neodymium lasers with high energy and output beam quality // Proc. SPIE. 2013. V. 8780. P. 87800K/1–87800K/8.

3. *Рябцев Г.И., Богданович М.В., Енжиевский А.И., Тепляшин Л.Л., Клищенко А.П., Пожидаев А.В., Щемелев М.А., Рябцев А.Г., Красковский А.С., Тимовец С.Н., Юмашев К.В., Малярович А.М., Дымишиц О.С., Жилин А.А.* Слэб-лазер на эрбиевом стекле с поперечной диодной накачкой // *Оптический журнал*. 2008. Т. 75. № 11. С. 21–25.
4. *Georgiou E., Musset O., Boquillon J.P.* High-efficiency and high-output pulse energy performance of a diode-pumped Er:Yb-glass 1.54- μm laser // *Appl. Phys. B*. 2000. V. 70. № 6. P. 755–762.
5. *Ryabtsev G.I., Bezyazychnaya T.V., Bogdanovich M.V., Grigor'ev A.V., Kabanov V.V., Lebiadok Y.V., Ryabtsev A.G., Shchemelev M.A.* Optimized diode-pumped passive Q-switched ytterbium-erbium glass laser // *Appl. Phys. B*. 2012. V. 108. № 2. P. 283–288.
6. *Авчиник Д.А., Богданович М.В., Григорьев А.В., Кабанов В.В., Лебедок Е.В., Лепченков К.В., Рябцев А.Г., Рябцев Г.И., Шкадаревич А.П., Шушпанов А.С., Щемелев М.А.* Воздействие тепловых факторов на работоспособность эрбиевого лазера с диодной накачкой // Сб. статей 9-го Белорусско-Российского семинара “Полупроводниковые лазеры и системы на их основе”. Минск, 28–31 мая 2013. С. 199–201.
7. *Bogdanovich M.V., Kabanov V.V., Lebiadok Y.V., Ryabtsev A.G., Ryabtsev G.I., Shchemelev M.A., Kurlenkov S.S., Sapozhnikov S.M., Mehta S.K.* Optimal output mirror reflection coefficient for powerful InGaAs/AlGaAs laser diode arrays // *Opt. and Laser Technol.* 2013. V. 45. № 2. P. 177–180.
8. *Taira T., Saikawa J., Kobayashi T., Byer R.L.* Diode-pumped tunable Yb:YAG miniature lasers at room temperature: modeling and experiment // *IEEE J. of Selected Topics in Quant. Electron.* 1997. V. 3. № 1. P. 100–823.
9. *MacDonald M.P., Graf Th., Balmer J.E., Weber H.P.* Reducing thermal lensing in diode-pumped laser rods // *Opt. Commun.* 2000. V. 178. № 4–6. P. 383–393.
10. *Wang P., Dawes J.M., Dekker P., Piper J.A.* Highly efficient diode-pumped ytterbium-doped yttrium aluminium borate laser // *Opt. Commun.* 2000. V. 174. № 5–6. P. 467–470.
11. *Song F., Liu Sh., Wu Z., Cai H., Su J., Tian J., Xu J.* Model of longitudinally laser diode pumped erbium-ytterbium-codoped phosphate glass microchip laser with upconversion // *IEEE J. Quant. Electron.* 2007. V. 43. № 9. P. 817–823.
12. *Xie W., Tam S.-Ch., Yee-Loy L., Liu J., Yang H., Gu J., Tan W., Zhou F.* Thermal lensing of diode side-pumped solid-state lasers // *Opt. and Laser Technol.* 2000. V. 32. № 3. P. 199–203.
13. *Boutchenkov V., Kuchma I., Levoshkin A., Mak A., Petrov A., Hollemann G.* High efficiency diode-pumped Q-switched Yb:Er: glass lasers // *Opt. Commun.* 2000. V. 177. № 1–6. P. 383–388.
14. *Damzen M.J., Trew M., Rosas E., Grofts G.J.* Continuous-wave Nd:YVO₄ grazing-incidence laser with 22.5 W output power and 64% conversion efficiency // *Opt. Commun.* 2001. V. 196. № 1–6. P. 237–241.
15. *Wang H., Huang W., Zhou Z., Cao H.* Experimental study of a high power and high efficiency CW diode-side-pumped Nd:YAG laser // *Opt. and Laser Technol.* 2004. V. 36. № 1. P. 69–73.
16. *Быков В.Н., Изынеев А.А., Садовой А.Г., Садовский П.И., Сорокина О.А.* Излучатель на эрбиевом стекле с поперечной полупроводниковой накачкой и пассивной модуляцией добротности // *Квант. электрон.* 2008. Т. 38. № 3. С. 209–212.
17. *Кейси Х., Паниш М.* Лазеры на гетероструктурах. Т. 2: Материалы. Рабочие характеристики. М.: “Мир”, 1981. 364 p.
18. *Mroziewicz B., Bugajski M., Nakwaski W.* Physics of Semiconductor Lasers. Warszawa: Polish Scientific Pub, Amsterdam: Elsevier Science Pub. B.V., 1991. 473 p.
19. *Diode laser arrays / Ed. by Botez D., Scifres D.R.* Cambridge Studies in Modern Optics: 14. Cambridge: Cambridge University Press, 1994. 448 p.
20. *Рябцев Г.И., Богданович М.В., Енжиевский А.И., Паращук В.В., Буров Л.И., Щемелев М.А., Рябцев А.Г., Машко В.В., Тепляшин Л.Л., Красковский А.С.* Пространственные и поляризационные свойства выходного пучка иттербий-эрбиевого лазера с поперечной диодной накачкой // *Оптический журнал*. 2006. Т. 73. № 5. С. 11–14.
21. *Ахманов С.А., Никитин С.Ю.* Физическая оптика. М: “Наука”; Издательство Московского университета, 2004. 654 с.
22. *Bezyazychnaya T.V., Bogdanovich M.V., Grigor'ev A.V., Kabanov V.V., Lebiadok Y.V., Ryabtsev A.G., Ryabtsev G.I., Shchemelev M.V., Mehta S.K.* Optimal fill factor for laser diode arrays applied to transversally pumped erbium laser // *Opt. Commun.* 2012. V. 285. № 9. P. 2397–2401.