

УДК 621.373.826.038.825.3

ТЕПЛОЫДЕЛЕНИЕ В ЭРБИЕВОМ АКТИВНОМ ЭЛЕМЕНТЕ ПРИ ЛАМПОВОЙ НАКАЧКЕ

© 2013 г. Л. О. Бышевская-Конопко; И. Л. Воробьев; А. А. Изынеев, канд. техн. наук;
П. И. Садовский, канд. физ.-мат. наук

Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова
Российской академии наук, г. Фрязино, Московская обл.

E-mail: aai219@ire216.msk.su

Проведено компьютерное моделирование по оценке вклада каждого из каналов потерь энергии возбуждения в эрбиевой активной среде в режимах накопления инверсной энергии и свободной генерации. Получено хорошее совпадение результатов расчета тепловыделения с экспериментальными данными.

Ключевые слова: эрбиевое лазерное стекло, иттербий-эрбиевое стекло, хром-иттербий-эрбиевое стекло, тепловыделение в лазерном активном элементе.

Коды OCIS: 140.3500;160.3380

Поступила в редакцию 18.03.2013

Введение

Наиболее радикальным способом увеличения коэффициента полезного действия (кпд) эрбиевого лазера на стекле является введение второго сенсibilизатора – ионов хрома. Это позволяет снизить порог генерации до 2-х раз и увеличить кпд до 3-х раз [1, 2]. Однако введение ионов хрома Cr^{3+} приводит и к нежелательному эффекту – увеличению тепловыделения в активном элементе (АЭ). В лазерных системах с воздушным охлаждением это ограничивает частоту следования импульсов из-за повышенного нагрева АЭ и других элементов излучателя. С ростом частоты следования импульсов наблюдается падение энергии генерируемого импульса, что связано как с увеличением скорости обратного переноса в паре хром–иттербий при повышении температуры, так и с возникновением оптического клина [3].

В последнее время лазеры на эрбиевом стекле интенсивно внедряются в медицину и косметологию. Для увеличения скорости и эффективности операций разработчики лазерных установок, предназначенных для этих целей, стремятся получить высокую выходную энергию и приемлемую частоту следования импульсов. Например, исходя

из технических данных установки “Luxtron 500” (Palomar, США) [4] лазер с учетом потерь в передающем тракте должен обеспечивать выходную энергию импульса длительностью 10–15 мс до 10–15 Дж и частоту следования 0,5–1 Гц.

В настоящей работе исследовались рабочие характеристики лазера на эрбиевом стекле с жидкостным охлаждением АЭ в режимах, близких к перечисленным выше. О лазерах на неодимовом стекле имеется большое количество работ, посвященных исследованию тепловыделения, достаточно полный обзор которых представлен в работе [5]. По эрбиевым лазерам работ, в которых бы рассматривался данный вопрос, очень мало, полученные экспериментальные результаты носят отрывочный характер и не всегда согласуются между собой [6–9]. Кроме того, в них отсутствуют данные о расчете тепловыделения в АЭ и об исследованиях зависимости тепловыделения от режима работы эрбиевого лазера.

Эксперимент

Для исследований были изготовлены две отливки фосфатного стекла марки ЛГС-ХЧ (ИРЭ

им. В.А. Котельникова РАН) [10]. Одно стекло было активировано только ионами иттербия и эрбия (Yb-Er стекло), второе – дополнительно сенсibilизировано ионами хрома (Cr-Yb-Er стекло). Концентрации Yb^{3+} и Er^{3+} были одинаковыми в обоих стеклах – $N_{Yb} = 2,1 \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$, $N_{Er} = 1,3 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$. В хромсодержащем стекле $N_{Cr} = 10^{19} \text{ см}^{-3}$. По теплофизическим параметрам исследуемые стекла идентичны друг другу, небольшое количество оксида хрома оказывает на эти характеристики микроскопически малое влияние. Для приготовления шихты использовались реактивы одинаковой квалификации (осч), а в процессе варки была обеспечена одинаково высокая степень обезвоживания стекломассы. Это гарантировало одинаковые неактивные потери на длине волны генерации и одинаковый квантовый выход люминесценции ионов Yb^{3+} и Er^{3+} обоих стекол. Из них были изготовлены цилиндрические стержни (ЦС) и АЭ размером 4×80 мм, отличающиеся качеством полировки торцов. Торцы АЭ имели лазерное качество полировки с просветляющим диэлектрическим покрытием, АЭ использовались только для проведения испытаний генерации. Торцы ЦС были полированы “до прозрачности”, ЦС использовались в экспериментах по измерению удлинения и определению порога разрушения стержней. Боковая поверхность обрабатывалась связанным алмазом с размером зерна 60/40. На торцах АЭ (ЦС) с помощью уплотнительных силиконовых колец монтировались металлические цанги, конструкция которых обеспечивала в них свободное перемещение торца АЭ (ЦС). Дефектный слой с боковой поверхности в центральной части длиной $L_0 = 70$ мм, не экранированной цангами, стравливался на глубину 100–110 мкм по разработанной в ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН методике химической полировки.

Использовался диффузный отражатель типа керамики плотной упаковки из Al_2O_3 , покрытой глазурью [11]. Для увеличения скорости потока охлаждающей жидкости отражатель с помощью тонкостенной (1 мм) пластинки из кварца был секционирован на два продольных канала, вода поступала в канал АЭ, а вытекала из канала лампы. Диаметры каналов лампы и АЭ одинаковые и равны 7 мм. Скорость прокачки воды через квантрон – 3 л/мин. Система охлаждения поддерживала рабочую температуру хладагента при мощностях накачки до 500 Вт в пределах 20–24 °С. Лампа накачки – ИНП-3/75. Длина резонатора была минимизирована и составляла

110 мм. Глухое сферическое зеркало с отражением $R = 99,8\%$ и радиусом кривизны 3 м, выходящее – с $R = 80\%$, близким к оптимальному, плоское. Блок питания в режиме работы с дежурной дугой обеспечивал прямоугольные импульсы с возможностью варьирования импульсной мощности накачки в пределах 1,5–100 кВт, длительности импульса 1–50 мс, частоты повторения 0,1–2 Гц. Средняя мощность накачки была ограничена 500 Вт. Для сохранения постоянства спектрального состава излучения лампы в данной работе все эксперименты проводились при одной и той же мощности импульса накачки 33,3 кВт. Энергия накачки изменялась за счет увеличения длительности импульса.

На рис. 1 приведены зависимости выходной энергии от энергии накачки. Частота повторения импульсов – 0,5 Гц. Видно, что введение в стекло ионов Cr^{3+} дает выигрыш по эффективности в 1,45 раза.

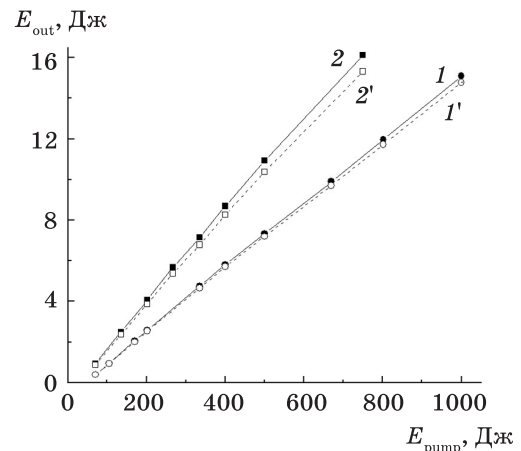


Рис. 1. Зависимости выходной энергии от энергии накачки Yb-Er (1, 1') и Cr-Yb-Er (2, 2') стекол. Хладагенты – дистиллированная вода (1, 2) и 1% раствор хромпика (1', 2').

Оценим уровень тепловыделения в этих двух стеклах. Выделяемая в АЭ за импульс накачки тепловая энергия определялась по его относительному удлинению. Равномерность нагрева по сечению АЭ в момент импульса накачки обеспечивалась использованием диффузного отражателя. Измерения относительного удлинения АЭ проводились интерференционным методом. Луч He-Ne лазера под небольшим углом направлялся на торец АЭ через стеклянную пластинку, имеющую небольшой клин. Пластинка и квантрон с АЭ были закреплены на одном основании. Отражен-

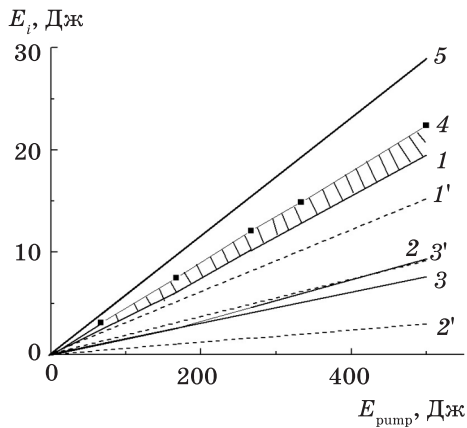


Рис. 2. Зависимости энергии общего тепловыделения (1, 1' – расчет, 4 – эксперимент), тепловыделения по каналу кумуляции (2, 2' – расчет), тепловыделения из-за размена энергии кванта накачки Yb^{3+} и кванта возбуждения Er^{3+} (3, 3' – расчет), поглощенной ионами Yb^{3+} энергии (5 – расчет), от энергии накачки. Кривые 1, 2, 3, 4 – режим без генерации, 1', 2', 3' – режим свободной генерации.

ные от одной из плоскостей пластины и торца АЭ лучи сводились на фотоприемнике и формировали интерференционные полосы. Второй торец АЭ в данном эксперименте был жестко зафиксирован. Подсчет числа промелькнувших полос после импульса накачки осуществлялся с помощью цифрового запоминающего осциллографа. Вклад в удлинение АЭ теплопереноса от нагретейшей

под воздействием импульса накачки находящейся в зазоре охлаждающей жидкости минимален из-за низкой скорости теплопередачи и высокой скорости прокачки (слой жидкости в зазоре обновляется полностью за 40 мс).

Сведем к минимуму один из паразитных каналов тепловыделения – поглощение ультрафиолетового (УФ) излучения матрицей стекла, заменив дистиллированную воду 1% водным раствором хромпика ($\text{K}_2\text{Cr}_2\text{O}_7$). Поглощение энергии УФ доли спектра не сказывается на КПД лазера на Yb-Er стекле. КПД лазера на Cr-Yb-Er стекле из-за частичной фильтрации излучения, приходящегося на коротковолновый край поглощения Cr^{3+} , снижается, но незначительно – в пределах 3–5% (рис. 1). Все дальнейшие эксперименты проводились с использованием раствора хромпика в качестве хладоагента.

Удлинение АЭ из Yb-Er стекла при энергии накачки 266 Дж ($33,3 \times 8$ кВт мс) составило $4,95 \pm 0,1$ мкм. Путем несложных вычислений устанавливается, что средняя температура ЦС за импульс увеличилась на $7,1$ °С (освещаемая часть – $L_0 = 70$ мм, коэффициент линейного теплового расширения стекла $\alpha = 100 \times 10^{-7} \text{ K}^{-1}$), а соответствующее этому тепловыделение составило $Q_m = 11,9$ Дж (плотность стекла 3 г/см^3 , рабочий (засвечиваемый) объем АЭ – $V_{\text{АЭ}} = 0,8 \text{ см}^3$, теплоемкость стекла $c_v = 0,7 \text{ Дж/г К}$). Таким образом, в тепло утилизируется 4,5% электрической энергии накачки. По этой же схеме была получена

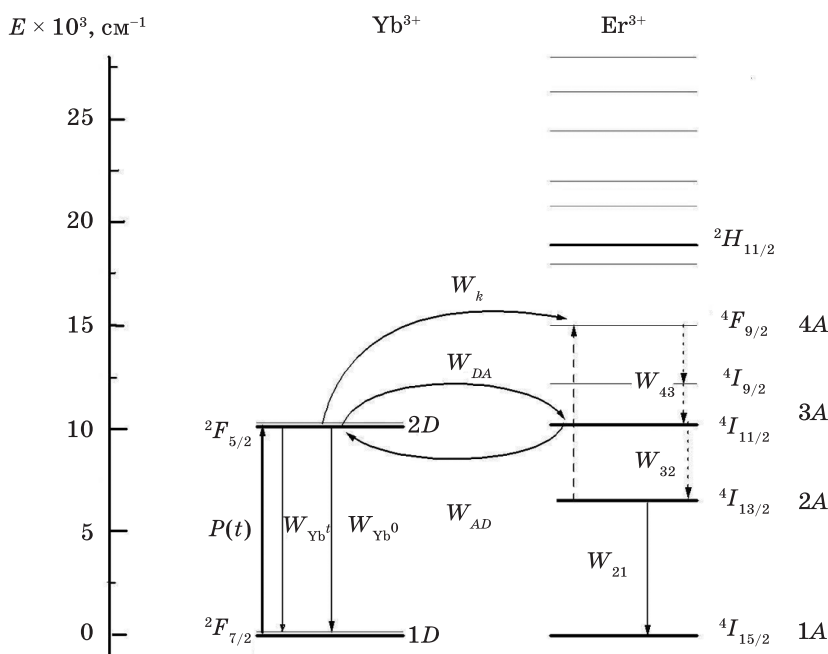


Рис. 3. Схема энергетических уровней ионов и каналов переноса возбуждения в Yb-Er активной среде.

экспериментальная зависимость энергии, выделившейся в АЭ в виде тепла, от энергии накачки во всем исследованном диапазоне накачек (рис. 2, линия 4).

Аналогичным образом была получена оценка прироста температуры за импульс и выделяемой при этом тепловой энергии для Cr-Yb-Er стекла. Так например, относительное удлинение при той же энергии накачки 266 Дж этого стекла составило $\Delta L_{\max} = 9,45 \pm 0,4$ мкм, что свидетельствует об увеличении тепловыделения в 1,9 раза по сравнению с Yb-Er стеклом. Прирост температуры ЦС, соответствующий этому удлинению, оценивается в 13,5 °С, а тепловыделение составляет 22,7 Дж, или 8,5% от энергии накачки.

Моделирование процессов диссипации энергии в Yb-Er стекле

Из-за малой концентрации ионов Er^{3+} полосы его поглощения имеют очень низкую интенсивность. Можно считать, что возбуждение в Yb-Er стекле осуществляется исключительно через единственную полосу поглощения ионов Yb^{3+} . Предположим, что тепловыделение, также как и при лазерной накачке, будет определяться только потерями энергии, сопровождающими процессы передачи возбуждения от Yb^{3+} к Er^{3+} , и стоксовым сдвигом между полосой поглощения (за центр полосы поглощения возьмем $\lambda_{\text{pump}} = 940$ нм, при которой наблюдается максимум свертки полосы поглощения и спектра излучения лампы) и полосой люминесценции Yb^{3+} (положение центра полосы люминесценции $\lambda_{\text{lum}} = 1040$ нм). Несмотря на предпринятые меры по фильтрации УФ излучения лампы накачки, все же нельзя полностью отрицать возможность некоторого нагрева АЭ за счет коротковолнового крыла поглощения матрицы.

Воспользуемся моделью, предложенной в работе [12] для описания процессов, происходящих в Yb-Er активной среде при лазерной накачке. Для адаптации этой модели случаю ламповой накачки из рассмотрения исключено наведенное поглощение с метастабильного уровня ${}^4I_{13/2}$, наблюдавшееся на частоте накачки в силу ее селективности [12]. Схема энергетических уровней Yb^{3+} и Er^{3+} , а также каналов переноса возбуждения в активной среде в соответствии с данной моделью представлена на рис. 3.

Согласно данной модели система уравнений, описывающих процессы накопления энергии

в активной среде Yb-Er, выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_{2A}}{\partial t} &= -n_{2A}W_{21} - n_{2D}W_k + n_{3A}W_{32} \\ \frac{\partial n_{2D}}{\partial t} &= P(t) + P1(t) - n_{2D}W_{\text{Yb}^0} - n_{2D}W_{\text{Yb}^t} - n_{2D}W_{DA} - \\ &\quad - n_{2D}W_k + n_{3A}W_{AD} \\ \frac{\partial n_{3A}}{\partial t} &= n_{2D}W_{DA} - n_{3A}W_{32} + n_{4A}W_{43} - n_{3A}W_{AD} \\ \frac{\partial n_{4A}}{\partial t} &= n_{2D}W_k - n_{4A}W_{43} \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} n_{1D} + n_{2D} &= N_{\text{Yb}} \\ n_{1A} + n_{2A} + n_{3A} + n_{4A} &= N_{\text{Er}} \end{aligned}$$

где $P(t)$ – скорость накачки ионов Yb^{3+} излучением лампы [ион/см³с], $P1(t)$ – скорость накачки Yb^{3+} через ион Cr^{3+} [ион/см³с], N_{Yb} , N_{Er} – концентрации Yb^{3+} и Er^{3+} , n_{1D} и n_{2D} – текущие населенности нижнего и верхнего уровней ионов Yb^{3+} , n_{1A} , n_{2A} – текущие населенности нижнего и верхнего лазерных уровней ионов Er^{3+} , n_{3A} , n_{4A} – текущие населенности уровней ${}^4I_{11/2}$ и ${}^4F_{9/2}$ соответственно. В расчетах использовались экспериментально полученные параметры процессов переноса и диссипации энергии в паре Yb-Er: $W_{DA}^0 = 9,36 \times 10^3 \text{ с}^{-1}$ и $W_{AD} = 4 \times 10^5$ – начальная скорость прямого и обратного переносов соответственно, $W_{32} = 1 \times 10^6 \text{ с}^{-1}$ и $W_{43} = 1 \times 10^7 \text{ с}^{-1}$ – скорость релаксации уровней ${}^4I_{11/2}$ и ${}^4F_{9/2} + {}^4I_{9/2}$ ионов Er^{3+} , $W_k^0 = 0,1W_{DA}^0$ – скорость кумуляции ($\text{Er} ({}^4I_{13/2}) + \text{Yb} ({}^2F_{5/2}) = \text{Er} ({}^4F_{9/2})$) при полной инверсии среды (экстраполяция), $W_{\text{Yb}^0} = 300 \text{ с}^{-1}$ – скорость радиационного распада люминесценции Yb^{3+} в АЭ с учетом реабсорбции излучения, $W_{\text{Yb}^t} = 100 \text{ с}^{-1}$ – скорость тушения люминесценции ионов Yb^{3+} на примесях и ОН-группах (получено исходя из измерения длительности люминесценции Yb^{3+} (1 мс) в стекле без Er на взвеси мелко молотого стекла в глицерине; длительность радиационного тушения люминесценции Yb^{3+} в этом стекле (1,1 мс) рассчитывалась по спектру поглощения), $W_{21} = 117 \text{ с}^{-1}$ – скорость распада люминесценции метастабильного уровня ионов эрбия. Квантовый выход люминесценции Er^{3+} $\eta_{\text{Er}} = 0,9$.

В расчетах использовалась экспериментально полученная зависимость скорости передачи от уровня инвертирования среды в паре Yb-Er, учитывающая эффект первоочередного выбывания из процесса переноса наиболее сильно

связанных с донорным окружением ионов Er^{3+} . Эта скорость передачи по методике, изложенной в работе [13], раскладывалась на две составляющие – скорость прямого переноса (W_{DA}) и скорость кумуляции (W_k). Результат разложения на составляющие достаточно точно описывается следующими выражениями:

$$W_{DA} = W_{DA}^0 [1 - n_{2A}/N_{\text{Er}} (1,68 - 0,68n_{2A}/N_{\text{Er}})], \quad (2)$$

$$W_k = W_k^0 n_{2A}/N_{\text{Er}} (1,68 - 0,68n_{2A}/N_{\text{Er}}). \quad (3)$$

Скорость накачки $P(t) = P_0$ (для прямоугольного импульса) была определена решением системы (1) относительно порога генерации (рис. 1) – $E_{\text{th}} = 45 \text{ Дж} = 33,3 \text{ кВт} \times 1,35 \text{ мс}$ для $R_{\text{out}} = 80\%$, $k_{\text{loss}} = k_{\text{inact}} + k_{\text{face}}$, где удельные неактивные потери в материале $k_{\text{inact}} = 0,0025 \text{ см}^{-1}$, потери на неосвещенных торцах $k_{\text{face}} = 0,012 \text{ см}^{-1}$. Согласно полученным оценкам, при указанной электрической мощности, подводимой к лампе, скорость накачки ионов Yb^{3+} составляет $P_0 = 1,08 \times 10^{22}$ ион/см³ с, или 2260 Вт/см^3 ($h\nu_{940} = 2,0926 \times 10^{-19} \text{ Дж}$). На рис. 2 представлены расчетные зависимости тепловыделения в ЦС от энергии накачки по основным каналам.

Вклады в тепловыделение кумуляции (рис. 2, линия 2) и размена энергии кванта накачки Yb^{3+} и кванта возбуждения ионов Er^{3+} ($E_{\text{t, exchange}}: h\nu_{940} = 2,0926 \times 10^{-19} \text{ Дж}/h\nu_{1535} = 1,295 \times 10^{-19} \text{ Дж}$) (рис. 2, линия 3) примерно одинаковы. Их суммарный вклад в тепловыделение составляет около 87%. Оставшиеся 13% обусловлены внутрицентровым тушением возбуждения ионов Yb^{3+} и Er^{3+} на примесях и остаточных ОН-группах. Считаем, что излучение люминесценции Yb^{3+} и Er^{3+} , покинувшее ЦС, поглощается теплоносителем или стенками отражателя.

Согласно расчету, всего в нагрев АЭ идет 72% от поглощенной в полосе Yb^{3+} энергии возбуждения. В то же время из рис. 2 видно, что рассчитанные значения тепловыделения (линия 1) несколько меньше экспериментальных (линия 4). Это может быть как следствием неадекватности используемой для расчетов модели, так и наличием дополнительных источников тепловыделения в АЭ, помимо энергии, поглощаемой ионами иттербия. Для выяснения причин было изготовлено фосфатное стекло марки ЛГС-ХЧ, активированное только Yb^{3+} ($N_{\text{Yb}} = 2,1 \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$). Из него были сделаны АЭ таких же размеров, измерено их удлинение и по его размеру вычислено полу-

ченное экспериментальное значение тепловыделения в АЭ.

Нагрев АЭ из иттербиевого стекла при накачке в полосу поглощения активатора вызван только отклонением от единицы квантового выхода люминесценции и разницей в энергии кванта накачки и максимума полосы люминесценции Yb^{3+} . Известны стекла, в которых ионы Yb^{3+} при его высокой концентрации имеют низкий квантовый выход люминесценции [14, 15]. В стекле ЛГС-ХЧ измеренная длительность спада интенсивности люминесценции ионов Yb^{3+} (τ_{Yb}^0), как отмечено выше, 1 мс при рассчитанном значении длительности радиационного распада 1,1 мс. Исключив из системы уравнений (1) члены, связанные с присутствием в стекле Er^{3+} , рассчитаем тепловыделение в иттербиевом стекле. Моделирование показывает, что расчетные значения тепловыделения составляют 33% от поглощенной Yb^{3+} энергии возбуждения, в то время как экспериментальные – 43%. Так например, при энергии накачки 266 Дж экспериментально полученное значение тепловыделения составляет 6,27 Дж при расчетном – 4,74 Дж. В пределах погрешности эксперимента $\pm 10\%$ отклонение экспериментальных данных тепловыделения от расчетных оказалось одинаковым по значению у иттербиевого и иттербий-эрбиевого стекол.

Исходя из сказанного выше можно сделать вывод, что в иттербиевом стекле при ламповой накачке, а следовательно, и в Yb-Er , помимо нагрева, связанного с полосами Yb^{3+} , имеется дополнительный источник нагрева, энергия которого составляет около 10% от энергии, поглощенной Yb^{3+} . По-видимому, это связано с неполным поглощением УФ излучения лампы. На рис. 2 зависимость этого нагрева от энергии накачки представлена заштрихованной областью.

В большинстве опубликованных работ для расчетов используется упрощенная модель (линейная) активной среды Yb-Er , не учитывающая канал кумуляции и эффект выбывания. В ней зависимость скорости прямого переноса от уровня инвертирования определяется соотношением

$$W_{DA} = W_{DA}^0 (1 - n_{2A}/N_{\text{Er}}). \quad (4)$$

Оценки авторов настоящей статьи с помощью этой модели при подстановке $P_0 = 0,84 \times 10^{22}$ ион/см³ с (исходя из $E_{\text{th}} = 45 \text{ Дж} = 33,3 \text{ кВт} \times 1,35 \text{ мс}$) для $E_{\text{pump}} = 266 \text{ Дж}$ дают значение общего тепловыделения в ЦС 4,25 Дж, что намного мень-

ше полученного экспериментально – 11,9 Дж. Остальная поглощенная энергия выделяется в виде люминесценции ионов Yb^{3+} и Er^{3+} . Очевидно, что линейная модель вряд ли может использоваться для адекватной оценки тепловой нагрузки эрбиевых АЭ.

Известно, что в неодимовых лазерах тепловыделение в режиме без генерации (допороговый режим, режим накопления инверсии в моноимпульсном генераторе) на 10–20% выше, чем в режиме с генерацией [5]. В нем эта разница связана с тем, что квантовый выход люминесценции ионов неодима не равен единице. В Yb-Er лазерной среде ситуация сложнее из-за наличия каналов потерь энергии возбуждения, вклад которых зависит от уровня инвертирования лазерной среды, и однозначный ответ на этот вопрос не столь очевиден.

Введя в систему уравнений (1) параметр $W_r = 3 \times 10^6 \text{ с}^{-1}$ – скорость затухания энергии поля в резонаторе, можно оценить энергию свободной генерации. Во время генерации ионы Er^{3+} многократно участвуют в процессе доставки энергии возбуждения в канал генерации, в силу чего исчезает описанный выше эффект выбывания. В этом случае скорость прямого переноса уровня возбуждения n_{2A}/N_{Er} , соответствующего пороговому уровню инверсии, определяется соотношением (4).

Рассчитанная зависимость выходной энергии от энергии накачки с точностью 5% в сторону превышения совпадает с экспериментальными данными, представленными на рис. 1, что может говорить о незначительном влиянии на энергетику генерации лазера неоднородного уширения линии люминесценции ионов Er^{3+} .

На рис. 2 штриховыми линиями обозначена область расчетных зависимостей тепловыделения при наличии генерации. В этом случае появляется новый канал тепловыделения, связанный с неактивными потерями энергии генерации в матрице стекла ($k_{\text{inact}} = 0,0025 \text{ см}^{-1}$) и введенным поглощением на частоте генерации с метастабильного уровня ($\sigma_a = 3,5 \times 10^{-22} \text{ см}^2$ [12]). Суммарно тепловыделение по каналу, связанному с распространением излучения внутри резонатора и внутрицентровым тушением возбуждения ионов Yb^{3+} и Er^{3+} , составляет 22,6% от общего тепловыделения. Тепловыделение за счет кумуляции (линия 2') составляет 19,4%, что намного меньше, чем в режиме отсутствия генерации. Вклад, связанный с разменом энергии кванта возбуждения Yb^{3+} и кванта возбуждения ионов Er^{3+} (линия 3'), из-за включения

канала генерации в процентном отношении, наоборот, увеличивается и достигает 58% от общего тепловыделения в АЭ. Общее тепловыделение в режиме с генерацией составляет 57% от поглощенной в АЭ энергии возбуждения ионов Yb^{3+} , что в 1,26 раза меньше, чем при отсутствии генерации.

С целью проверки последнего результата компьютерного моделирования был проведен следующий эксперимент. Через центр АЭ из Yb-Er стекла пропускался пучок ($\varnothing 2 \text{ мм}$) He-Ne лазера. После выходного зеркала пучки эрбиевого лазера и зондирующего He-Ne лазера разделялись с помощью дихроичного зеркала. Сначала зеркала резонатора эрбиевого лазера были съюстированы на максимальную выходную энергию. Частота следования импульсов была выбрана в 1 Гц, импульсная мощность накачки лампы – 33,3 кВт. При длительности накачки 15 мс ($E_{\text{pump}} = 500 \text{ Дж}$) было определено положение фокуса тепловой линзы АЭ. После этого глухое зеркало резонатора эрбиевого лазера разъюстировали до исчезновения генерации. Изменением энергии импульса накачки добивались фокусировки луча He-Ne лазера в ту же точку, что и в предыдущем случае. Это свидетельствовало бы о том, что тепловыделение в АЭ в обоих случаях одинаковое. Тепловая линза, эквивалентная предыдущему случаю, была получена при $E_{\text{pump}} = 410 \pm 20 \text{ Дж}$, что совпадает с результатами моделирования (рис. 3, $E_{\text{pump}} = 390 \text{ Дж}$).

Совсем другая тенденция наблюдается при анализе результатов расчета, проведенного с использованием линейной модели эрбиевой активной среды. За счет включения канала генерации наряду с нагревом, сопровождающим неактивные потери в АЭ, значительно возрастает тепловая составляющая размена квантов возбуждения ионов Yb^{3+} и Er^{3+} . Суммарное тепловыделение при $E_{\text{pump}} = 266 \text{ Дж}$ составляет 5,3 Дж от поглощенной энергии, что в 1,25 раза превышает вычисленный выше уровень тепловыделения в режиме без генерации (4,25 Дж). Эти результаты никак не согласуются с данными приведенного выше эксперимента, и линейную модель нельзя признать работоспособной и для описания стадии генерации эрбиевого лазера.

Тепловыделение в Cr-Yb-Er стекле

Применим модель Yb-Er среды для случая сенсификации стекла ионами хрома. Будем считать, что прямая передача энергии от ионов Cr^{3+}

к ионам Er^{3+} отсутствует ввиду отсутствия перекрытия полос поглощения Er^{3+} (за исключением полосы низкой интенсивности, соответствующей переходу на уровень $^4I_{9/2}$) и люминесценции Cr^{3+} . Вся энергия, поглощенная ионами Cr^{3+} с некоторой квантовой эффективностью (η_c), передается Yb^{3+} . Ранее было установлено [3], что на процессы дальнейшей передачи, накопления и диссипации энергии в паре Yb-Er присутствие Cr^{3+} не сказывается, за исключением увеличения скорости тушения люминесценции Yb^{3+} за счет передачи энергии возбуждения ионам двухвалентного хрома $W_{\text{Yb-Cr}}$ (обратный перенос). Величина $W_{\text{Yb-Cr}}$ зависит от температуры АЭ. Для расчета примем температуру, равной 25°C , и соответствующее ей экспериментально измеренное значение $W_{\text{Yb-Cr}} = 100 \text{ c}^{-1}$. Следовательно, в систему уравнений (1) подставляем $W_{\text{Yb}^t} = 200 \text{ c}^{-1}$.

Как было ранее найдено, при электрической мощности подводимой к лампе энергии $33,3 \text{ кВт}$ обеспечивается скорость накачки Yb^{3+} в собственную полосу $1,08 \times 10^{22}$ ион/ $\text{см}^3 \text{ с}$. Тогда исходя из критерия наилучшего совпадения результатов моделирования с экспериментально полученными значениями порога генерации (31 Дж) и зависимостью выходной энергии от энергии накачки для Cr-Yb-Er стекла (рис. 1) скорость накачки ионов Yb^{3+} через полосу поглощения ионов Cr^{3+} в системе (1) следует принять равной $P1(t) = P_{\text{Cr}} \eta_c = 4,5 \times 10^{21}$ ион/ $\text{см}^3 \text{ с}$, где P_{Cr} – скорость накачки Cr^{3+} .

Результаты компьютерного моделирования показывают, что при возбуждении Yb^{3+} одновременно в собственные полосы и через ионы Cr^{3+} при энергии накачки 266 Дж ($33,3 \text{ кВт} \times 8 \text{ мс}$) на этапе доставки энергии возбуждения от Yb^{3+} к Er^{3+} в тепло выделяется $Q_{\text{Yb-Er}} = 15,2$ Дж. В то же время, как было экспериментально установлено выше, для случая с фильтрацией УФ в Cr-Yb-Er стекле при этой энергии накачки в тепло переходит $Q_{(\text{Cr+Yb})-\text{Er}} = 22,7$ Дж, а нагрев ЦС, не связанный с поглощением иттербия, составляет 1,53 Дж. Следовательно, на этапе передачи энергии возбуждения от Cr^{3+} к Yb^{3+} в тепло переходит

$$Q_{\text{Cr-Yb}} = 22,7 - 1,53 - 15,2 = 5,97 \text{ Дж.}$$

Тепловыделение на этом этапе имеет две составляющие

$$Q_{\text{Cr-Yb}} = Q_{\text{loss}} + Q_{\text{Cr}}, \quad (5)$$

где Q_{loss} – потери из-за размена энергии квантов поглощения Cr^{3+} $h\nu_{660} = 2,98 \times 10^{-19}$ Дж (считаем, что середина полосы поглощения соответствует 660 нм) и энергии, соответствующей середине полосы поглощения Yb^{3+} ($h\nu_{940} = 2,0926 \times 10^{-19}$ Дж)

$$Q_{\text{loss}} = P1(t) V_{\text{AE}} T_{\text{pump}} h(\nu_{660} - \nu_{940}). \quad (6)$$

Здесь T_{pump} – длительность импульса накачки, а Q_{Cr} – потери за счет внутрицентрового тушения возбуждения ионов Cr^{3+} (квантовый выход люминесценции при комнатной температуре близок к нулю)

$$Q_{\text{Cr}} = P1(t)(1 - \eta_c) V_{\text{AE}} T_{\text{pump}} h\nu_{660} / \eta_c. \quad (7)$$

Тепловыделение, определяемое выражением (6), будет иметь значение, отличное от нулевого, только при условии, если квантовая эффективность передачи в паре Cr-Yb (η_c) не равна 1. В литературе можно встретить различные значения η_c – от 0,6 до 1 [2, 3, 16, 17], что зависит от способа измерения, длины волны возбуждения и др. Поэтому возможность определения значения квантовой эффективности непосредственно из рабочего лазерного эксперимента представляет собой определенный интерес.

Значение Q_{loss} , вычисленное из выражения (6), равно 5,1 Дж. Тогда

$$Q_{\text{Cr}} = 5,97 - 5,1 = 0,87 \text{ Дж}$$

и, разделив выражение (7) на выражение (6), получим следующее соотношение:

$$0,87/5,1 = (1 - \eta_c) h\nu_{660} / h(\nu_{660} - \nu_{940}) / \eta_c \quad (8)$$

и вычисленное отсюда значение $\eta_c = 0,95$.

При оценке скорости накачки не учитывалось влияние поглощения и переизлучения плазмы. В случае Yb-Er стекла плазма подогревается за счет не поглощенной АЭ энергии излучения в диапазоне 0,5–0,8 мкм, в то время как в Cr-Yb-Er стекле энергия этой области спектра поглощается Cr^{3+} . Однако, учитывая “мягкий” режим работы лампы, коэффициент поглощения плазмы в указанном диапазоне длин волн не превышает 0,1–0,2 см^{-1} [13], и такое допущение является уместным. Оценку величины $\eta_c = 0,95$ следует рассматривать скорее как ориентировочную еще и по той причине, что на самом деле однозначно не определено значение средней энергии кванта $h\nu_{660}$ возбуждения Cr^{3+} .

Расчет показывает, что тепловыделение в Cr-Yb-Er стекле, также как это было и в случае Yb-Er стекла, при отсутствии генерации примерно в 1,25 раза выше, чем при ее наличии. Качественным подтверждением этого утверждения может служить следующий эксперимент. Эрбиевый лазер с АЭ, боковая поверхность которого не подвергалась химической полировке, при энергии накачки около 300 Дж юстировался на максимальную выходную энергию в режиме свободной генерации. Задавая частотой следования импульсов первоначальную безопасную мощность накачки, проводили наработку в количестве 1000 импульсов. После чего глухое зеркало разъюстировали до полного срыва генерации и проводили такую же наработку. Затем добротность резонатора восстанавливалась, и если энергия оставалась на том же уровне, то мощность накачки увеличивалась на 10%, и эксперимент с чередованием режима и последовательным увеличением мощности накачки повторялся до тех пор, пока не происходило разрушение АЭ. Всего было испытано 5 АЭ. Все они разрушились в режиме, когда генерация отсутствовала.

Термомеханическая прочность эрбиевого стекла ЛГС-ХЧ

В эксперименте было использовано 50 ЦС из Cr-Yb-Er стекла ЛГС-ХЧ. Эксперимент проводился без генерации, частота следования импульсов 1 Гц, энергия в импульсе постепенно, с шагом 10 Дж, увеличивалась, начиная со значения 440 Дж, тестовое количество импульсов для каждого значения энергии – 2000. К сожалению, авторам не удалось получить полное распределение вероятности разрушения, так как мощность источника была ограничена 500 Вт. На рис. 4 (кривая 1) приведена экспериментальная зависимость вероятности разрушения от мощности накачки в тестовом режиме без генерации (нижняя ось абсцисс – P_{pump}^1). В ходе эксперимента было разрушено 35 ЦС, остальные 15 стержней остались целыми после эксперимента с $P_{\text{pump}}^1 = 500$ Вт. Для 2-х стержней, выдержавших испытания при $P_{\text{pump}}^1 = 500$ Вт, тестовая серия была увеличена до 10 000 импульсов – разрушений не произошло. Полученные данные удовлетворительно описываются статистикой Вейбула при подстановке модуля $m = 35$ и $P_0 = 500$ Вт. Для активных элементов, не прошедших стадию химиче-

ской полировки боковой поверхности, график распределения вероятности разрушения носит более пологий характер и обычно описывается модулем Вейбула, равным 5–10 в зависимости от качества и глубины нарушенного шлифовкой слоя. В ходе настоящей работы не проводились масштабные испытания ЦС с исходной шлифованной боковой поверхностью, однако все те 5 стержней, что были испытаны, разрушились в интервале мощности накачки 200–300 Вт. Характер разрушения полированных и неполированных стержней был совершенно разным. У неполированных стержней наблюдались одиночные продольные трещины. Характер разрушения полированных стержней напоминал разрушения, свойственные упрочненным ионным обменом стержням – множественные мелкие фрагменты.

Реализованная в ходе эксперимента выходная мощность была ограничена, как уже указывалось выше, возможностями блока питания и составила 10 Вт (1,43 Вт/см).

Полученные результаты близки или превосходят лучшие из опубликованных даже для химически упрочненного (ионный обмен) эрбиевого стекла зарубежных производителей. Так например, на АЭ из стекла марки QX/Er (*Kigre Inc, USA*) Ø5×152 мм с химически упрочненной боковой поверхностью достигнута выходная мощность 20 Вт (1,43 Вт/см) [18]. АЭ Ø5×75 мм из химически упрочненного стекла марки EAT5-2 (*Shanghai Institute of Technology, China*) позволяет получить выходную мощность на уровне 7,3 Вт (1,12 Вт/см) [19].

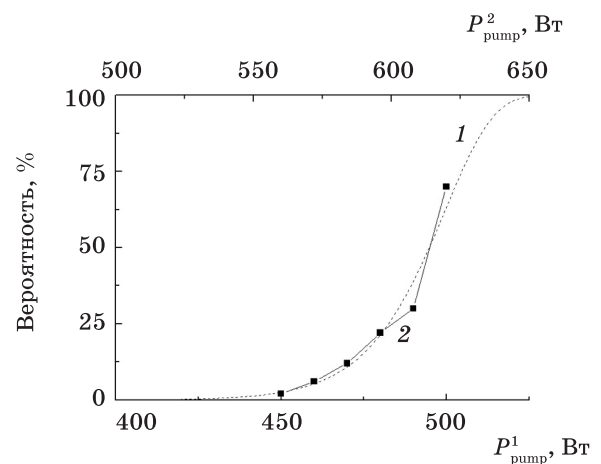


Рис. 4. Зависимости вероятности разрушения ЦС от мощности накачки в режиме без генерации (1, нижняя ось абсцисс) и в режиме свободной генерации (2, верхняя ось абсцисс).

Принимая во внимание тот факт, что тепло-выделение в режиме с генерацией у Cr-Yb-Er стекла в 1,25 раза ниже, чем без генерации, на основании приведенных выше экспериментальных данных по разрушению ЦС, и допуская 2% вероятность выхода стержня из строя, можно ориентироваться на допустимую мощность накачки АЭ Ø4×80 мм из Cr-Yb-Er стекла марки ЛГС-ХЧ в режиме генерации 560 Вт (рис. 4, верхняя ось P_{pump}^2) и соответствующую ей выходную мощность 11,2 Вт (1,6 Вт/см).

Следует также обратить внимание на один существенный недостаток, свойственный упрочненным ионным обменом АЭ. В процессе работы в потоке воды толщина модифицированного поверхностного слоя уменьшается за счет его растворения, что приводит к разупрочнению АЭ и непредсказуемому его разрушению. Скорость деградации упрочненного АЭ зависит от химической стойкости стекла, из которого он изготовлен, но для фосфатных стекол, по отзывам потребителей, период без-

отказной работы обычно не превышает 1-го года.

Заключение

На АЭ размером Ø4×80 мм из Cr-Yb-Er стекла марки ЛГС-ХЧ экспериментально получена выходная мощность генерации 10 Вт. Измерено тепловыделение в эрбиевых стеклах, которое в режиме накопления составляет 4,5% и 8,5% от электрической энергии, вкладываемой в лампу накачки, для Yb-Er и Cr-Yb-Er стекол соответственно.

Модель эрбиевой активной среды адаптирована под условия ламповой накачки, на ее основе проведены расчеты, позволившие установить вклад основных каналов потерь энергии в нагрев АЭ. Для эрбиевой лазерной среды впервые экспериментально показано и подтверждено результатами моделирования, что в режиме со свободной генерацией тепловыделение в АЭ ниже, чем в режиме накопления.

* * * * *

ЛИТЕРАТУРА

1. Данильчук Н.В., Лунтер С.Г., Николаев Ю.П., Петровский Г.Т., Федоров Ю.К., Шаповалов В.Н. Передача энергии и генерация в фосфатных стеклах, активированных хромом, иттербием и эрбием // Доклады АН. 1982. Т. 266. № 5. С. 1115–1118.
2. Gapontsev V.P., Gromov A.K., Izyneev A.A., Kravchenko V.B., Matitsin S.M., Sirtlanov M.R., Platonov N.S. Progress in laser glasses activated by chromium // Proc. Intern. Conf. on Lasers'82. New Orleans, 1982. P. 310–314.
3. Изынеев А.А., Садовский П.И. Новое высокоэффективное лазерное эрбиевое стекло ЛГС-ХМ для неохлаждаемых миниатюрных излучателей с высокой частотой повторения импульсов // Квант. электрон. 1997. № 24. С. 791–795.
4. <http://www.palomar.ru/proposals/nozzles/lux1540.html>
5. Мезенов А.В., Сомс Л.Н., Степанов А.И. Термооптика твердотельных лазеров. Л.: Машиностроение, ЛО, 1986. 199 с.
6. Калинин В.Н., Фромзель В.А. О тепловыделении в иттербий-эрбиевых стеклах при лазерной и ламповой накачке // ЖТФ. 1980. Т. 50. В. 5. С. 1030–1033.
7. Кучма И.Г., Петров А.А., Фромзель В.А. Влияние температуры активной среды на генерационные характеристики лазеров на эрбиевом стекле // Опт. и спектр. 1991. В. 71. № 1. С. 180–186.
8. Лунтер С.Г., Митькин В.М., Федоров Ю.К. Оптимизация концентрации активаторов в неодимовых и эрбиевых стеклах для лазеров импульсно-периодического действия с ламповой накачкой // Оптический журнал. 2003. Т. 70. № 6. С. 65–71.
9. Li Chen, Shunguang Li, Lei Wen, Yongchun Xu, Lili Hu, Biao Wang, Wei Chen. Energy storage and heat deposition in Cr, Yb, Er co-doped phosphate glass // Chinese Opt. Lett. 2006. V. 4. № 6. С. 345–347.
10. Бышевская-Конопко Л.О., Воробьев И.Л., Изынеев А.А., Садовский П.И., Сергеев С.Н. Оптимизация параметров накачки импульсно-периодического эрбиевого лазера // Квант. электрон. 2001. № 31. С. 861–863.
11. <http://sites.google.com/site/ceramicslaser/>
12. Gapontsev V.P., Matitsin S.M., Izyneev A.A. Channels of energy losses in erbium laser glasses in the stimulated emission process // Opt. Commun. 1983. V. 46. № 3, 4. P. 226–230.
13. Матыцин С.М. Спектрально-кинетические и генерационные характеристики эрбиевых лазерных стекол // Диссертация канд. физ.-мат. наук. г. Долгопрудный, Моск. обл.: МФТИ, 1982. С. 14.

14. Гилль Н.Г., Лунтер С.Г., Миронов А.Н., Савостьянов В.А., Федоров Ю.К. Концентрационное тушение люминесценции неодима, эрбия и иттербия в фосфатном стекле // Физика и химия стекла. 1980. В. 6. № 5. С. 625–627.
 15. Галаган Б.И., Глуценко И.Н., Денкер Б.И., Кисель В.Э., Курильчик С.В., Кулешов Н.В., Сверчков С.Е. Новое иттербиевое фосфатное стекло для лазеров с диодной накачкой // Квант. электрон. 2009. № 39. С. 891–894.
 16. Березин Ю.Д., Данильчук Н.В., Лунтер С.Г., Митькин В.М., Федоров Ю.К., Шаповалов В.Н. Высокоэффективный лазер на хром-иттербий-эрбиевом фосфатном стекле // ЖПС. 1984. Т. XL. В. 2. С. 189–194.
 17. Лунтер С.Г., Мурзин А.Г., Толстой М.Н., Федоров Ю.К., Фромзель В.А. Энергетические параметры лазеров на эрбиевых стеклах, сенсibilизированных иттербием и хромом // Квант. электрон. 1984. № 11. С. 103–108.
 18. Jiang S., Hamlin S., Myers J., Rhonehouse D., Myers M. High average power 1.54 μ m Er³⁺:Yb³⁺-doped phosphate glass laser // Conf. on Lasers and Electro-Optics (CLEO). Anaheim, CA, USA, 1996. P. 380–386.
 19. Fang Y.Z., Jin M.L., Wen L., Li S.G., Hu L.L. Er³⁺ and Yb³⁺ codoped phosphate laser glass for high power flash-lamp pumping // Chin. Phys. Lett. 2007. V. 24. № 5. С. 1283–1286.
-