

Расчет коэффициента усиления в криогенно охлаждаемых Yb:YAG-дисках в условиях сильного тепловыделения

О.Л.Вадимова, И.Б.Мухин, И.И.Кузнецов, О.В.Палашов, Е.А.Перевезенцев, Е.А.Хазанов

Выполнен расчет запасенной энергии и коэффициента усиления дисковых активных элементов, охлажденных до криогенных температур. Задача решена без усреднения по какой-либо пространственной координате с учетом сильного тепловыделения, усиленного спонтанного излучения и паразитной генерации. Результаты численного моделирования хорошо согласуются с экспериментальными измерениями, в том числе и в условиях сильного тепловыделения. Экспериментально и теоретически показано, что в композитных дисковых активных элементах с нелегированной частью можно запастись существенно больше энергии за счет подавления усиленного спонтанного излучения и паразитной генерации.

Ключевые слова: импульсный лазер, дисковый лазер, усиленное спонтанное излучение, Yb:YAG, криогенное охлаждение.

1. Введение

При создании лазерных систем с большой энергией в импульсе и высокой частотой их следования остро встают проблемы уменьшения негативных тепловых эффектов (таких как термонаведенные искажения или уменьшение сечения усиления), масштабирования лазерной системы на более высокие мощности, пробоя активных элементов (АЭ) лазерным излучением. Одним из путей решения этих проблем является использование дисковых АЭ из Yb:YAG, охлажденных до температуры жидкого азота [1, 2]. Ион иттербия характеризуется незначительным дефектом кванта (9%) [3], большим временем жизни инверсии и отсутствием поглощения из возбужденного состояния [4]. Использование дисковых АЭ с охлаждением через торец (активное зеркало) сильно уменьшает термонаведенные искажения излучения [5] и позволяет легко масштабировать лазерные системы путем простого увеличения диаметра пучков излучения накачки и проходящего излучения. Другое преимущество дисковой геометрии – отсутствие самофокусировки из-за небольшой длины взаимодействия материала с лазерным излучением. При охлаждении Yb:YAG до криогенных температур увеличивается теплопроводность, уменьшается коэффициент теплового расширения $(1/L)(dL/dT)$ и изменяется показатель преломления dn/dT [6,7]. Кроме того, улучшаются лазерные характеристики среды: увеличиваются сечение поглощения и сечение вынужденного излучения [8], практически полностью опустошается нижний рабочий уровень [4], что позволяет запастись больше энергии в АЭ.

Основными лимитирующими запасенную энергию факторами в дисковых элементах являются усиленное

спонтанное излучение (УСИ) и паразитная генерация. Эти эффекты особенно сильны в случае дисковой геометрии, где реализуется небольшое продольное и большое поперечное усиление. Существует множество работ [9–15], посвященных экспериментальному и теоретическому исследованию влияния УСИ на коэффициент усиления по слабому сигналу. В основном аналитические и даже численные расчеты выполнены приближенно.

В работах [9–12] УСИ рассматривается как модификатор времени жизни верхнего рабочего уровня. При таком подходе не учитываются температурные зависимости и неоднородность распределения населенностей. В работе [9] измерено эффективное время жизни верхнего рабочего уровня в зависимости от мощности накачки, и полученные значения использованы в дальнейших аналитических расчетах. В работах [10–12] выполнена аналитическая оценка времени жизни, а в [13] – аналитический расчет плотности потока УСИ в пренебрежении продольной неоднородностью распределения населенностей. В модели учитываются переотражения излучения от торцевых поверхностей и потери на отражение, но не учитывается изменение температуры. В работе [14] для расчета УСИ использован метод Монте-Карло, не требующий никаких приближений, но не рассчитано изменение температуры. В модели учитываются переотражения от торцевых поверхностей, но не учитываются потери на отражение, а боковые поверхности считаются поглощающими. В работе [15] УСИ также рассчитано методом Монте-Карло, учтена неоднородность распределения разности населенностей рабочих уровней, решена линейная задача для температуры, учтены такие тепловые эффекты, как термолинза, термодеполаризация, двулучепреломление, но отсутствует учет переотражений.

В Институте прикладной физики РАН разрабатывается криогенный дисковый лазер с субджоульным уровнем энергии в 100-пикосекундном импульсе с частотой следования 1 кГц [16]. Целью настоящей работы является создание численной модели расчёта запасенной энергии и усиления по слабому сигналу в АЭ дисковой геометрии. В модели учтены такие эффекты, как усиленное спонтан-

О.Л.Вадимова, И.Б.Мухин, И.И.Кузнецов, О.В.Палашов, Е.А.Перевезенцев, Е.А.Хазанов. Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: khazanov@appl.sci-nnov.ru, mib_1982@mail.ru musfex@mail.ru

Поступила в редакцию 24 октября 2012 г., после доработки – 29 ноября 2012 г.

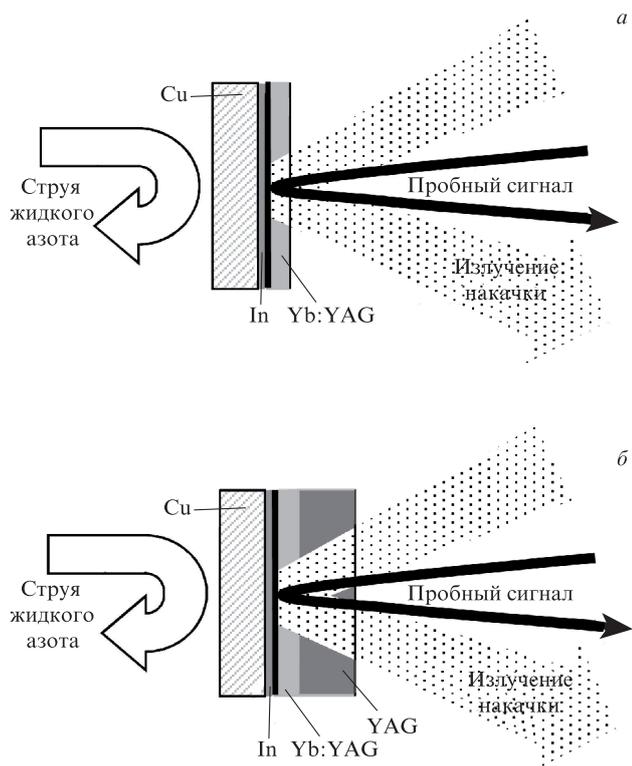


Рис.1. Геометрия Yb:YAG-усилителя с обычным дисковым (а) и композитным (б) активными элементами.

ное излучение и паразитная генерация внутри АЭ, спектральное распределение сечения усиления и поглощения, сильное неоднородное тепловыделение и неоднородное распределение материальных констант из-за градиента температуры в АЭ. Расчет выполнен без усреднения по какой-либо координате.

2. Расчет инверсии в активном элементе

Пусть на дисковый АЭ толщиной h и диаметром d с торца вдоль оси z падает излучение накачки с фиксированной мощностью P и диаметром пучка D (рис.1). Излучение накачки дважды проходит через АЭ за счет отражения от его второго торца, на который нанесено отражающее зеркало. Активный элемент находится в тепловом контакте с медным теплоотводом через индиевый припой (рис 1). Будем считать задачу аксиально-симметричной, поскольку угол падения излучения накачки настолько мал, что азимутальной асимметрией можно пренебречь. Исследованы два варианта дисковой геометрии АЭ: дисковый активный элемент и композитный активный элемент, состоящий из Yb:YAG-диска и приваренного к нему нелегированного кристалла YAG [10] (см. рис 1). Использование такой структуры позволяет улучшить теплоотвод от активной среды и снижает влияние УСИ, т.к. отражение от границы между Yb:YAG и YAG отсутствует. Изготовление композитной среды из Yb:YAG/YAG осуществлялось путем термодиффузионной сварки [17].

2.1. Система балансных уравнений

Для расчета коэффициента усиления необходимо знать распределение разности населенностей рабочих уровней

в АЭ. Эволюция этой величины описывается системой балансных уравнений для населенностей уровней иона иттербия и интенсивности падающего и отраженного излучения накачки. Структура и параметры энергетических уровней иона Yb^{3+} обеспечивают отсутствие поглощения с верхнего рабочего уровня и большое время его жизни, а также небольшой дефект кванта. Однако ион Yb^{3+} имеет существенный недостаток – расщепление нижнего и верхнего рабочих уровней делает необходимым учет распределения населенностей по подуровням [18]. При комнатной температуре расщепление приводит к перераспределению населенности между всеми рабочими подуровнями, что уменьшает разность населенностей, а следовательно, усиление по слабому сигналу и запасенную энергию. При охлаждении до азотных температур величина kT уменьшается; влияние расщепления уровней также уменьшается, однако мы не будем им пренебрегать.

Для корректного описания динамики населенностей в широком температурном диапазоне необходимо учесть температурную зависимость распределения населенности по энергетическим подуровням и зависимости материальных констант от температуры. Будем считать, что между подуровнями с населенностями N_2, N_2', N_2'' и N_0, N_1, N_1', N_1'' моментально устанавливается термодинамическое равновесие согласно распределению Больцмана по энергиям. В таком приближении можно записать балансные уравнения только для населенности одного уровня, все остальные будут выражаться через эту величину и полную концентрацию ионов Yb. С учетом вышесказанного, система балансных уравнений для населенности N_2 верхнего лазерного уровня и интенсивностей падающей и отраженной от зеркала АЭ волн накачки I_1, I_2 будет иметь следующий вид:

$$\frac{\partial I_1}{\partial z} = \sigma_p (F_1(T)N_2 - F_2(T)N_{tot})I_1, \tag{1}$$

$$\frac{\partial I_2}{\partial z} = -\sigma_p (F_1(T)N_2 - F_2(T)N_{tot})I_2, \tag{2}$$

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} F_3(T) = -\frac{I_1 + I_2}{I_{sp}\tau} (F_1(T)N_2 - F_2(T)N_0) - \frac{N_2}{\tau} - \left. \frac{\partial N_2}{\partial t} \right|_{ASE}, \tag{3}$$

$$\rho \frac{\partial(a(T)T)}{\partial t} = \text{div}(\kappa(T)\nabla T) + Q(r, t), \tag{4}$$

$$Q(r, t) = \eta\sigma_p (F_1(T)N_2 - F_2(T)N_{tot})(I_1 + I_2), \tag{5}$$

где N_{tot} – концентрация ионов активного вещества; σ_p – сечение поглощения на длине волны излучения накачки; I_{sp} – интенсивность насыщения для длины волны накачки; τ – время жизни верхнего рабочего уровня; $\kappa(T)$ – теплопроводность; $a(T)$ – теплоемкость; ρ – плотность вещества; $Q(r, T)$ – источник выделения тепла, определяемый дефектом кванта η и мощностью поглощенного излучения накачки. Функции $F_1(T), F_2(T), F_3(T)$, определяются температурой и энергией подуровней в соответствии с распределением Больцмана:

$$\begin{aligned}
 F_1(T) &= \exp\left(\frac{E_2 - E'_2}{kT}\right) + \left[1 + \exp\left(\frac{E_2 - E'_2}{kT}\right) + \exp\left(\frac{E_2 - E''_2}{kT}\right)\right] \left[1 + \exp\left(\frac{E_0 - E_1}{kT}\right) + \exp\left(\frac{E_0 - E'_1}{kT}\right) + \exp\left(\frac{E_0 - E''_1}{kT}\right)\right]^{-1}, \\
 F_2(T) &= \left[1 + \exp\left(\frac{E_0 - E_1}{kT}\right) + \exp\left(\frac{E_0 - E'_1}{kT}\right) + \exp\left(\frac{E_0 - E''_1}{kT}\right)\right]^{-1}, \\
 F_3(T) &= 1 + \exp\left(\frac{E_2 - E'_2}{kT}\right) + \exp\left(\frac{E_2 - E''_2}{kT}\right).
 \end{aligned}
 \tag{6}$$

Здесь $E_0, E_1, E'_1, E''_1, E_2, E'_2, E''_2$ – энергии соответствующих подуровней [18] иона иттербия, равные 0, 565, 612, 785, 10327, 10624, 10679 см^{-1} соответственно.

Система дополнена нелинейным уравнением теплопроводности, поскольку при большой тепловой нагрузке становится существенной зависимость лазерных характеристик АЭ от температуры, особенно при криогенных температурах. Последнее слагаемое в уравнении (3) описывает эффект УСИ. Конкретный вид этого слагаемого будет рассмотрен ниже.

2.2. Усиленное спонтанное излучение

Влияние УСИ учитывается последним слагаемым уравнения (3). Это слагаемое может быть записано в виде [13]

$$\left(\frac{\partial N_2}{\partial t}\right)_{\text{ASE}} = \int_{\lambda} \gamma_{\lambda} \Phi_{\lambda} d\lambda, \tag{7}$$

где γ_{λ} – погонный коэффициент усиления на длине волны λ ; Φ_{λ} – поток УСИ в интервале частот $\lambda - \lambda + d\lambda$. Поток УСИ должен быть проинтегрирован по длинам волн с учетом известного спектра люминесценции и сечения усиления (измерены в [19]). Поток УСИ на длине волны λ вычисляется следующим образом [13]:

$$\begin{aligned}
 \Phi_{\lambda}(\hat{s}) &= \int d\Omega \frac{\beta_{\lambda}}{\tau} \int_0^{s_{\max}} N_2(s) \exp\left(\int_0^s \gamma_{\lambda}(\hat{s}, \hat{s}') ds'\right) ds, \\
 \int \beta_{\lambda} d\lambda &= 1,
 \end{aligned} \tag{8}$$

где β_{λ} – спектральное распределение интенсивности спонтанного излучения; $d\Omega$ – элемент телесного угла; \hat{s} – радиус-вектор точки, для которой рассчитывается поток УСИ; s – текущий радиус-вектор при интегрировании по всему объему АЭ; \hat{s}' – радиус-вектор, характеризующий направление, по которому приходит усиленное излучение.

Граница интегрирования s_{\max} зависит от геометрии АЭ (диск или композитный АЭ). В случае диска (с учетом переотражений от торцевых поверхностей, но без учета отражения от боковых поверхностей, которые считаются

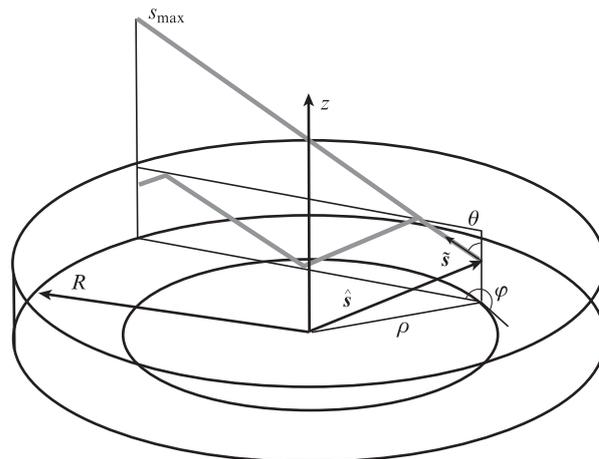


Рис.2. Локальная система координат и определение границ интегрирования для диска при расчете УСИ.

идеально поглощающими) эта величина описывается выражением [13]

$$s_{\max} = \frac{\sqrt{R^2 - \rho^2 \sin^2 \varphi} - \rho \cos \varphi}{\sin \theta}, \tag{9}$$

где R – радиус АЭ; ρ – расстояние по радиусу от центра АЭ до точки, в которой рассчитывается поток УСИ; углы θ и φ определены на рис.2.

При расчете интенсивности УСИ в композитном АЭ считается, что отражение происходит только от нижнего торца, т.е. s_{\max} принимает другое значение. Верхний торец АЭ не является идеально отражающим, усиленное спонтанное излучение может покинуть его объем через данную поверхность. Коэффициент отражения от этой поверхности был измерен экспериментально для всех углов падения и использовался при расчете интенсивности УСИ.

Спонтанное излучение, рассеиваясь на боковой поверхности АЭ, может вернуться в область накачки, где происходит его дальнейшее усиление. Этот процесс приводит к возникновению радиальных осцилляций интенсивности УСИ и ограничивает дальнейший рост запасенной энергии. Порог возникновения паразитной генерации оценивался из условия, что произведение вероятности рассеяния излучения в область накачки и величины усиления спонтанного излучения в радиальном направлении превышает единицу. Оценка проводилась в предположении, что угол полного внутреннего отражения определяется только показателем преломления YAG (допированные ионы Yb⁺ не меняют показателя преломления), и на боковой поверхности излучение равномерно рассеивается в угол 4π . Для оценки величины усиления проводилось усреднение по продольной координате АЭ.

2.3. Численное моделирование

Для расчета усиления по слабому сигналу и запасенной энергии в дисковом АЭ из Yb:YAG разработан программный код, основанный на методе конечных разностей по пространственным переменным. Отметим, что расчет проводится без усреднения по какой-либо пространственной координате, что позволяет использовать

численную модель для любого АЭ цилиндрической геометрии.

Первым шагом является расчет интенсивности падающей и отраженной волны накачки согласно уравнениям (1), (2). В начальный момент времени распределение разности населенностей считается однородным и соответствующим тепловому равновесию, а температура всей системы – равной температуре окружающей среды. Далее, согласно уравнению (3), рассчитывается изменение разности населенностей за один шаг по времени с учетом УСИ, рассчитанного на предыдущем шаге. Для нового распределения разности населенностей вычисляются источники тепла, распределение потока УСИ, запасенная энергия и усиление по слабому сигналу, а также изменение температуры за один шаг по времени. Затем происходит проверка выполнения условия возникновения паразитной генерации и, если это условие не выполняется, пересчитываются неоднородные распределения параметров АЭ с учетом нового распределения температуры. Далее происходит переход к новому шагу по времени.

Расчет температуры выполняется для системы соосных цилиндрических тел одинакового диаметра. Это медный радиатор, активный элемент, а также недопированный YAG для композитного АЭ. При сильной тепловой нагрузке задача теплопроводности становится нелинейной вследствие сильно неоднородного распределения температуры. В расчете учитываются температурные зависимости лазерных и термооптических характеристик АЭ: времени жизни верхнего рабочего уровня, спектра сечений вынужденного излучения и поглощения [20], теплопроводности [19] и теплоемкости [21] Yb:YAG. Зависимости спектров усиления и люминесценции от температуры измерены в работе [20]. Время жизни верхнего рабочего уровня сильно зависит от качества образца, поэтому для расчетов время жизни для каждого исследуемого образца измеряется экспериментально.

Численный расчет потока УСИ выполняется следующим образом. Для каждой точки сетки вводится локальная сферическая система координат (рис.2). При таком выборе системы координат в интеграле для расчета потока усиленного спонтанного излучения не возникает особенности, но при этом усложняется граница интегрирования. Далее, согласно уравнению (8), рассчитывается поток УСИ, приходящий в выбранную точку АЭ \hat{s} по заданному направлению, и осуществляется интегрирование по всем направлениям. Кроме того, в расчете проводится суммирование потоков УСИ по длинам волн с учетом экспериментально измеренных спектров усиления и люминесценции [21].

3. Экспериментальное исследование дискового АЭ из Yb:YAG

Для верификации расчетов выполнена серия экспериментов по измерению коэффициента усиления в различных АЭ и при различных параметрах накачки. В качестве исследуемых образцов были использованы дисковый и композитный АЭ с Yb:YAG-диском толщиной 0.06 см и диаметром 1 см. На один торец образцов нанесено диэлектрическое зеркало, а на другой – диэлектрическое просветляющее покрытие (рис.1). На исследуемый АЭ падало излучение накачки с неоднородным профилем интенсивности, фиксированной средней мощностью и эффективным радиусом r . Накачка осуществлялась в двух

режимах – в импульсном с длительностью импульса излучения 2 мс и частотой следования 200 Гц и в непрерывном. В первом режиме работы можно измерить динамику увеличения запасенной энергии, а также проверить справедливость расчетов для небольшого тепловыделения, когда нагревом АЭ можно пренебречь. Во втором случае можно проверить верность расчетов для случая сильного тепловыделения. Поскольку часть излучения накачки выходила из АЭ, в дальнейшем мы будем говорить только о поглощенной мощности накачки. Измерение усиления по слабому сигналу выполнялось с использованием слабого излучения с центральной длиной волны 1029.3 нм и шириной линии 0.8 нм, которое проходило через центр накачиваемой области АЭ и усиливалось.

Результаты измерения максимального по сечению усиления в дисковом АЭ в зависимости от энергии накачки представлены на рис.3,а. Измерения выполнены при различных диаметрах пучка накачки. Видно, что результаты численного моделирования хорошо согласуются с экспериментальными данными. Начиная с некоторой энергии, усиление перестает увеличиваться. Согласно численному расчету, при этой энергии возникает паразитная генерация, т.е. оценка для порога возникновения паразитной генерации соответствует экспериментальным данным.

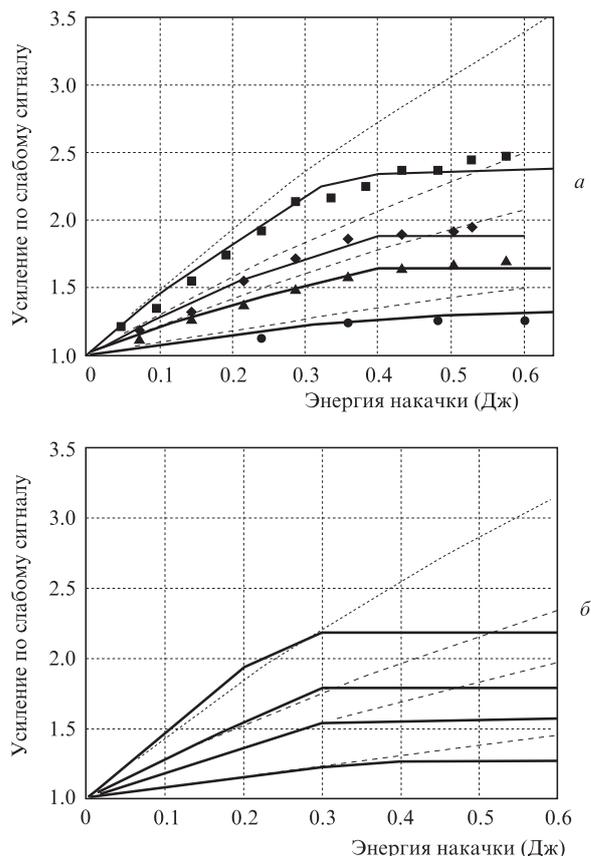


Рис.3. Максимальное по сечению АЭ усиление по слабому сигналу в зависимости от энергии накачки при диаметрах пучка излучения накачки 2.7 (■), 3.4 (◆), 4.0 (▲) и 6.0 (●) мм соответственно (сплошные линии – результаты расчета, штриховые – результаты оценки по формуле (10)) (а) и аналогичные зависимости для случая однородного распределения населенности в накачиваемом объеме при тех же диаметрах пучка накачки, что и на рис.а (штриховые линии – результаты расчета по формуле (10), сплошные – по представленной в данной работе модели) (б).

В работе [22] получено выражение для связи между усредненным по объему коэффициентом усиления с учетом УСИ γ и коэффициентом усиления без учета УСИ γ_0 для геометрии, в которой инверсная область занимает объем в виде шара диаметром D :

$$\gamma_0 D = 3 \left\{ \left[1 + e^{\gamma D} (\gamma D - 1) \right] \frac{1}{(\gamma D)^2} - \frac{1}{2} \right\}. \quad (10)$$

Показано, что УСИ практически одинаково влияет на изменение инверсии в цилиндре и шаре с одинаковым объемом инверсной области. Таким образом, можно оценить влияние УСИ практически в любой геометрии АЭ, пользуясь довольно простым выражением (10). При однородной накачке результаты нашего расчета и расчета по формуле (10) практически совпадают (рис.3,а) до энергии накачки, при которой появляется паразитная генерация. Однако при неоднородном распределении профилей накачки и инверсии формула (10) дает несколько завышенное значение запасенной энергии (рис.3,б).

Зависимости усиления по слабому сигналу от энергии накачки для дискового и композитного АЭ при диаметре пучка излучения накачки 4 мм приведены на рис.4,а. В композитном АЭ усиление по слабому сигналу значительно больше и, следовательно, в данном случае запасается больше энергии. Это объясняется тем, что спонтанное излучение не отражается многократно в область на-

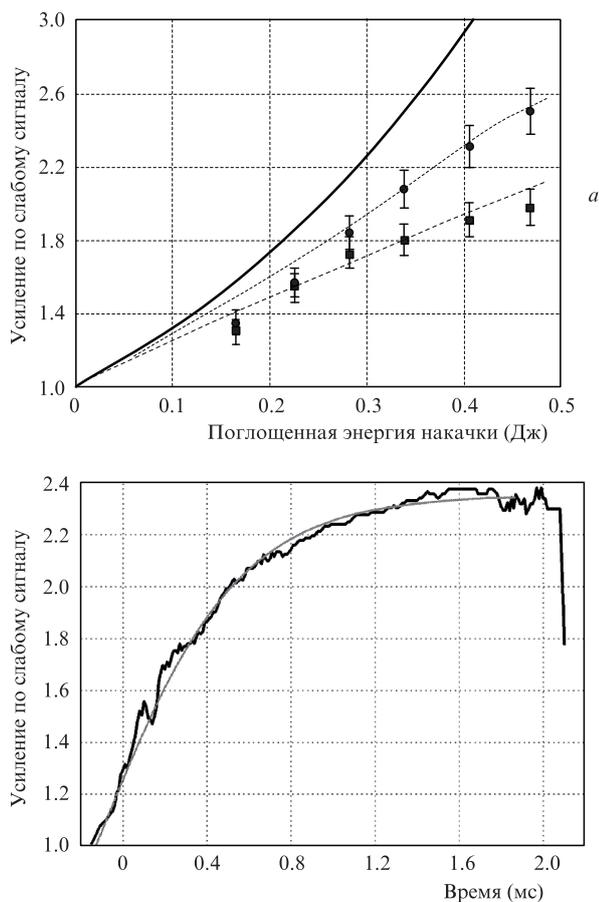


Рис.4. Усиление по слабому сигналу в дисковом (■) и композитном (●) АЭ в зависимости от поглощенной энергии накачки, сплошная кривая – результат расчета для диска без учета УСИ (а), а также временная зависимость усиления по слабому сигналу для композитного АЭ при поглощенной энергии 0.388 Дж, черная кривая – результаты эксперимента, серая – расчета (б).

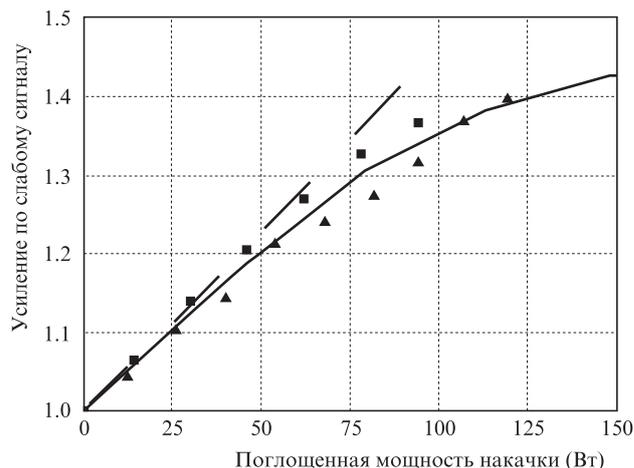


Рис.5. Усиление по слабому сигналу в зависимости от поглощенной мощности в непрерывном режиме накачки в диске (▲) и в композитном АЭ (■), линии – результаты численного расчета.

качки от торцов АЭ. За счет этого сильно увеличивается и порог возникновения паразитной генерации. Так, согласно рис.4,а в композитном АЭ можно запасти 87 мДж при поглощенной энергии накачки 388 мДж, а в случае диска при тех же условиях – только 63 мДж. Была измерена временная зависимость усиления во время прохождения импульса накачки. Измерение выполнено в композитном АЭ при поглощенной энергии накачки 388 мДж. Временная зависимость коэффициента усиления, полученная при расчете, совпадает с экспериментальной с высокой точностью (рис.4,б).

Особенно важной представляется проверка результатов численного расчета в случае сильной тепловой нагрузки. В режиме непрерывной накачки измерения усиления по слабому сигналу выполнены как для дискового, так и для композитного АЭ. Результаты численного расчета соответствуют экспериментальным данным (рис.5) для обоих вариантов геометрии АЭ. Отметим, что при сильном тепловыделении разница в величинах усиления по слабому сигналу для обоих АЭ не велика. При нагреве уменьшается сечение усиления, но, как следствие, уменьшается и влияние УСИ, поэтому различие в усилении между дисковым и композитным АЭ при сильном тепловыделении уменьшается.

4. Заключение

В работе построена теоретическая модель для расчета инверсии и запасенной энергии в дисковом АЭ из Yb:YAG. Разработан программный код для решения системы балансных уравнений и нелинейного уравнения теплопроводности с учетом усиленного спонтанного излучения, температурной зависимости констант АЭ и распределения населенностей по энергетическим подуровням иона иттербия. Это позволяет использовать численную модель в широком температурном диапазоне (от 80 до 400 К) и при сильно неоднородном распределении тепловыделения в объеме АЭ.

Можно выделить несколько особенностей усиления в дисковых АЭ. Сильное УСИ в поперечном направлении и паразитная генерация существенно ограничивают запасенную энергию в таких АЭ. Частично решить проблему увеличения запасенной энергии можно, используя композитные АЭ, а также уменьшая плотность мощности излу-

чения накачки. Эффективное охлаждение дисковых АЭ и значительное улучшение вследствие этого их термооптических характеристик позволяет работать в режиме большой средней мощности, что приводит к сильно неоднородному распределению температуры в АЭ и соответственно сказывается на величинах запасенной энергии и коэффициента усиления. Это необходимо учитывать при расчете коэффициента усиления и запасенной энергии. Так, сильная зависимость теплопроводности от температуры приводит к необходимости решать нелинейное уравнение теплопроводности. Решение задачи нахождения интенсивности УСИ в трехмерном случае позволяет значительно увеличить точность вычисления усиления и запасенной энергии. Сильно неоднородное распределение температуры внутри АЭ приводит к необходимости учета зависимостей характеристик лазерной среды от температуры в его объеме.

Результаты проведенного расчета хорошо согласуются с результатами приближенных теоретических оценок работы [21] в случае однородного распределения излучения накачки. Также наблюдается хорошее соответствие результатов расчета и эксперимента, в том числе для оценки порога паразитной генерации. Во всех случаях запасенная энергия сильно ограничивается возникновением УСИ и паразитной генерации. Важно, что имеется хорошее совпадение результатов теории и эксперимента при сильной тепловой нагрузке, поскольку перепад температур в кристалле составляет десятки градусов, что ведет к сильно неоднородному распределению материальных характеристик внутри объема АЭ.

Выполнено сравнение дискового и композитного активных элементов из Yb:YAG с точки зрения влияния усиленного спонтанного излучения на запасенную энергию в условиях непрерывной и импульсной накачки. Показано, что использование композитного АЭ позволяет заметно уменьшить негативное влияние этих эффектов и запасти значительно больше энергии при той же накачке, что особенно важно в силу высокой стоимости диодной накачки.

Работа выполнена при поддержке программы Президиума РАН «Экстремальные световые поля и их приложения».

1. Fan T.Y., Crow T., Hoden B. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3381**, 200 (1998).
2. Brown D. C. *Cryogenically-Cooled Solid-State Lasers*. US Patent 6195372, Feb. 27, 2001.
3. Fan T.Y. *IEEE J. Quantum Electron.*, **29**, 1457 (1993).
4. Dong J., Bass M., Mao Y., Deng P., Gan F. *J. Opt. Soc. Am. B*, **20**, 1975 (2003).
5. Brown D.C., Bowman R., Kuper J., Lee K.K., Mendes J. *Appl. Opt.*, **25**, 612 (1986).
6. Tokita S., Kawanaka J., Fujita M., Kawashima T., Izawa Y. *Appl. Phys. B*, **80**, 635 (2005).
7. Ripin D.J., Ochoa J.R., Aggarwal R.L., Fan T.Y. *Opt. Lett.*, **29**, 2154 (2004).
8. Brown D.C. *IEEE J. Select. Top. Quantum Electron.*, **11**, 587 (2005).
9. Antognini A., Schuhmann K., Amaro F.D., Biraben F., Dax A., Giesen A., Graf T., Hänsch T.W., Indelicato P., Julien L., Kao C.-Y., Knowles P.E., Kottman F., Le Bigot E., Liu Y.-W., Ludhova L., Moschüring N., Mulhause F., Nebel T., Nez F., Rabinowitz P., Schwob C., Taqqu D., Pohl R. *IEEE J. Quantum Electron.*, **45**, (8), 993 (2009).
10. Kouznetsov D., Bisson J.-F. *J. Opt. Soc. Am. B*, **25** (3), 338 (2008).
11. Kouznetsov D. *Res. Lett. Phys.*, **2008**, 717414-1 (2008).
12. Jianli Shang, Xiao Zhu, Guangzhi Zhu, Wei Wang. *Opt. & Laser Technol.*, **44**, 1359 (2012).
13. Speiser J. *Laser Phys.*, **19** (2), 274 (2009).
14. Xinghua L., Jiangfeng W., Xiang L., Youer J., Wei F., Xuechun L. *Chin. Opt. Lett.*, **9** (11), 111401(2011).
15. Albach D. *Amplified Spontaneous Emission and Thermal Management on a High Average-Power Diode Pumped Solid State Laser. The LUCIA Laser System* (Paris: École Polytechnique ParisTech., 2010).
16. Mukhin I., Perevezentsev E., Vyatkin A., Vadimova O., Palashov O., Khazanov E. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **8080**, 80800B1 (2011).
17. Mukhin I.B., Perevezentsev E.A., Palashov O.V., in *Laser Optics-2012 Techn. Program, ThR1-27* (St. Petersburg, 2012).
18. Casagrande O., Deguil-Robin N., Le Garrec B., Bourdet G. L. *IEEE J. Quantum Electron.*, **43** (2), 206 (2007).
19. Мухин И.Б., Палашов О.В., Хазанов Е.А., Вяткин А.Г., Перевезенцев Е.А. *Квантовая электроника*, **41** (11) 1045 (2011).
20. Mukhin I., Palashov O., Khazanov E., Perevezentsev E., Vyatkin A., Vadimova O. *Techn. Dig. ICONO/LAT 2010* (Kazan', 2010, LTuL40).
21. Konings R.J.M., van der Laan R.R., van Genderen A.C.G., van Miltenburg. *J.C. Thermoopt. Acta*, **313** (2), 201 (1998).
22. Винокуров Г.Н. *Квантовая электроника*, **4** (9), 1974 (1977).