

Федеральное государственное бюджетное научное учреждение «Федеральный
исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии
наук»

На правах рукописи

Волков Михаил Романович

**Подавление тепловых эффектов в иттербиевых дисковых лазерах
киловаттного уровня средней мощности.**

Специальность

01.04.21 – Лазерная физика

Диссертация

на соискание учёной степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
кандидат физико-математических наук
Мухин Иван Борисович

Нижний Новгород

2020

Оглавление

Введение.....	4
Глава 1. Исследование лазерных и термооптических свойств сред, легированных иттербием	16
1.1 Основные источники тепловыделения в иттербиевых средах и их влияние на эффективность лазерной генерации	16
1.2 Способы подавления паразитного эффекта дополнительного тепловыделения	28
1.3 Измерение спектра усиления, времени жизни и дополнительного тепловыделения новых лазерных сред.....	40
1.4. Заключение к главе 1	48
Глава 2. Подавление тепловых искажений излучения в активных элементах	51
2.1 Влияние охлаждения дисковых активных элементов на эффективность генерации и способы их монтажа на высокотеплопроводный радиатор	51
2.2 Сравнение тепловых эффектов в дисковых и композитных дисковых активных элементах.....	58
2.3 Подавление фазовых искажений излучения в композитных дисковых активных элементах Yb:YAG/sapphire.....	63
Заключение к главе 2.	69
Глава 3. Экспериментальная реализация дисковых лазеров с мощностью киловаттного уровня	72
3.1 Генерация излучения киловаттного уровня средней мощности	72
3.2 Повышение яркости излучения в мульти-кВт дисковом лазере с применением неустойчивого резонатора.....	78
Заключение к главе 3	93
Заключение.	95

Приложения	97
1. Расчет температуры, деформаций и термонаведенных искажений излучения в дисковом активном элементе	97
2. Изготовление композитных активных элементов Yb:YAG/sapphire методом термодиффузионной сварки.....	101
Список работ автора по теме диссертации.....	106
Список используемой литературы.	109

Введение.

Предмет исследования и актуальность темы

Начало XXI века, благодаря развитию диодной накачки [1-5] ознаменовано существенным прогрессом в области лазеров с одновременно высокой средней по времени и пиковой мощностью [6, 7]. Такие лазеры востребованы в различных сферах человеческой деятельности: в приборах для медицины (различные виды томографии, рентгеновские аппараты с высоким разрешением), промышленности (прецизионная обработка материалов: резка, маркировка), в космосе (борьба с мусором), в сфере безопасности (сканирование грузов в аэропортах) и т.д. Для многих из этих приложений необходимо иметь источники лазерных импульсов с наносекундной или пикосекундной длительностью и энергией в доли и единицы Дж, а частота повторения импульсов определяет эффективность и быстродействие этих приложений.

Повышение средней мощности лазеров требует решения проблем, связанных с выделением тепла [8] в активной среде (термонаведённые фазовые и поляризационные искажения, снижение КПД, тепловое разрушение среды) [9]. Выделение тепла, вызванное поглощением как излучения накачки, так и сигнала приводит к неоднородному нагреву активного элемента и, соответственно, к искажениям лазерного пучка и ухудшению лазерных характеристик. Для уменьшения негативного влияния этого эффекта, как правило, используют активные элементы (АЭ) особой геометрии (например, дисковые АЭ [10]) обеспечивающие наиболее эффективный отвод тепла, а в качестве активной среды выбирают высокотеплопроводные материалы, (например, кристаллические или керамические), легированные ионами с небольшим дефектом кванта. Наиболее используемым в дисковых лазерах материалом является иттрий-алюминиевый гранат, легированный иттербием (Yb:YAG). Из-за очень высоких интенсивностей излучения в дисковом лазере [11] (вплоть до десятков кВт/см²) потери излучения (в том числе рассеивание) и источники тепла в АЭ должны быть минимизированы. Основным преимуществом дисковых лазеров по

сравнению, например, с волоконными лазерами [12] или лазерами со слабыми активными элементами [13] является наибольшая световая апертура. Это преимущество, потенциально, позволяет обеспечивать в дисковых лазерах не только высокую среднюю мощность, но и наибольшую энергию при генерации или усилении наносекундных и пикосекундных импульсов.

По мере развития непрерывных и импульсно-периодических дисковых лазеров возникают все новые научные задачи, связанные с необходимостью работы при предельных (для активного элемента) параметрах лазерного излучения и тепловых нагрузках. Так, по мере увеличения интенсивности излучения накачки (с сопутствующим уменьшением толщины диска и увеличением легирования) возникла проблема нелинейного дополнительного тепловыделения [14], связанная с коллективными эффектами при увеличении легирования. В работах [15, 16] эта проблема исследована более подробно и сделано предположение, что источником нелинейного дополнительного тепловыделения является поглощение излучения при возбуждении ионов иттербия в зону проводимости. Однако, на сегодняшний день достоверного объяснения механизма нелинейного тепловыделения нет. В диссертационной работе разработан оригинальный способ исследования материалов с точки зрения величины этого эффекта, а также предложены некоторые способы его уменьшения. В будущем, полученные результаты, возможно, помогут более точно объяснить этот эффект.

Также актуальной задачей является применение новых материалов для дисковых лазеров (например, легированная иттербием лазерная керамика), обладающих улучшенными тепловыми или спектральными характеристиками. На сегодняшний день самые мощные непрерывные лазеры в мире изготовлены на основе керамических активных элементов [17, 18], так как только эта технология позволяет создавать активные элементы из Yb:YAG или Nd:YAG с достаточно большой апертурой (10-20 см) и высокой однородностью. Такие материалы как Yb:LuAG или Yb:Y₂O₃ обладают значительно большей теплопроводностью [19, 20], что позволяет дополнительно уменьшить тепловые эффекты в дисковых

лазерах. Однако, эти материалы доступны только в виде лазерной керамики. Применение керамических лазерных сред с разупорядоченной структурой (например, $\text{Yb}:(\text{LuYSc})_2\text{O}_3$ [21]) позволяет значительно увеличить ширину полосы усиления, обеспечивая возможность генерации и усиления фемтосекундных лазерных импульсов. Учитывая высокие требования к качеству оптического материала в дисковых лазерах, а также, порой неизвестные их лазерные характеристики (например, при изготовлении лазерной керамики обычно используются различные спекающие добавки, что приводит к более сложному химическому составу и изменениям таких характеристик как время жизни или сечение усиления), необходимо иметь простые и надёжные методы измерения этих характеристик. В диссертационной работе разработаны новые и оптимизированы известные методы измерения различных характеристик лазерных сред, легированных иттербием и исследован ряд материалов.

Другой важной научной проблемой дисковых лазеров является сочетание высокой средней мощности и большой энергии импульсов в импульсно-периодическом режиме работы. Так, для повышения средней мощности требуется повышать интенсивность накачки и излучения, уменьшать толщину активного элемента для подавления тепловых эффектов. При этом, эффективное запасание энергии ограничивается эффектом усиленного спонтанного излучения (УСИ) [22], а величина усиления мала (5-20% в зависимости от условий) из-за малой длины взаимодействия излучения с инверсной средой. Несмотря на то, что мощность непрерывных дисковых лазеров достигает десятков кВт в многомодовом режиме излучения [23, 24] и единиц кВт при генерации излучения с близким к дифракционному качеством пучка [25] (за исключением работы [26] в которой представлены результаты по созданию уникальной 30 кВт лазерной установки), средняя мощность дисковых лазеров, работающих в режиме генерации или усиления высокоэнергетических импульсов составляет десятки и сотни Вт [27-30]. Для продвижения импульсно-периодических дисковых лазеров в суб-кВт диапазон применяются криогенные технологии охлаждения активного элемента [31, 32], что значительно усложняет конструкцию и возможности использования

таких лазеров. Таким образом, задача работы дисковых лазеров одновременно с высокой средней и пиковой мощностью является по-прежнему актуальной. При этом, вопрос эффективного охлаждения дискового активного элемента с целью понижения термонаведенных искажений и увеличения инверсии становится ключевым. Одним из известных методов значительного повышения запасённой энергии в дисковых лазерах является применение композитных активных элементов для подавления эффекта УСИ [33]. Однако, из-за увеличения длины взаимодействия излучения с оптической средой могут увеличиваться термонаведённые искажения излучения. В диссертационной работе исследованы различные способы охлаждения дисковых активных элементов (в частности, освоен самый инновационный метод охлаждения путём монтажа на высокотеплопроводный поликристаллический алмаз [34, 35]). Выполнено сравнение термонаведенных искажений, генерации и усиления излучения в простых и композитных дисковых активных элементах. Предложен новый тип композитных дисковых активных элементов из Yb:YAG/sapphire и исследованы его преимущества (усиление слабого сигнала, охлаждение легированного слоя).

Многие приложения дисковых лазеров требуют средней мощности излучения вплоть до десятков кВт с высокой яркостью лазерного пучка. Несмотря на известное принципиальное устройство дисковых лазеров, технология их изготовления с мульти-кВт выходной мощностью и более доступна только двум немецким компаниям (Trumpf [36], D&G[37]). Отметим, что в России практически не ведётся исследований по созданию твердотельных лазеров с высокой средней мощностью. Поэтому, повышение технологического уровня при исследовании и улучшении дисковых лазеров является одной из актуальных задач. Так, одной из специфик дискового лазера является малый коэффициент усиления излучения за проход активного элемента. В результате, в дисковых лазерах, как правило, применяются устойчивые лазерные резонаторы. С учётом масштабирования дисковых лазеров путём увеличения рабочей апертуры, начиная с киловаттного уровня мощности, встаёт проблема согласования диаметра основной моды устойчивого резонатора с диаметром накачки. Применение различного рода

адаптивной оптики позволяет продвинуться в больший диапазон мощностей [38-40], но не решает проблемы сильного усложнения юстировки лазера. Эта проблема может быть решена применением неустойчивого резонатора. Однако малая величина усиления в дисковом квантроне затрудняет получение лазерного пучка дифракционного качества и в неустойчивом резонаторе. В работе [41], например, для работы в неустойчивой ветви было применено 10 дисковых лазерных квантронов, что является чрезмерно большим количеством для подавляющего большинства приложений дисковых лазеров. Таким образом, повышение средней мощности и яркости дисковых лазеров по-прежнему является актуальной задачей. Эти вопросы рассмотрены в 3-й главе диссертации.

Цели и задачи диссертационной работы

Целью настоящей диссертационной работы является экспериментальное и теоретическое исследование тепловых и лазерных характеристик дисковых активных элементов, а также применение таких элементов для генерации и усиления излучения в условиях высокой средней по времени мощности. В частности, исследование таких основных характеристик легированных иттербием лазерных сред, как сечение усиления, время жизни, потери на поглощение, эффект дополнительного тепловыделения. Разработка оптимальных способов накачки и охлаждения дисковых активных элементов и путей подавления возникающих термонаведенных искажений излучения. Применение выполненных исследований и разработок для создания лазеров с высокой средней мощностью. Для достижения цели работы были решены следующие задачи:

- 1) Выполнено исследование лазерных и термооптических характеристик активных сред, легированных иттербием. Разработаны способы контроля и подавления эффекта дополнительного тепловыделения. Оптимизирован способ измерения лазерных характеристик. С помощью разработанных методов и подходов исследованы лазерные и термооптические характеристики ряда новых лазерных сред.

- 2) Разработаны и исследованы различные способы монтажа (пайка, клейка) дискового активного элемента на высокотеплопроводный радиатор. Также исследовано влияние охлаждения дисковых активных элементов на эффективность генерации излучения. Исследованы особенности термонаведенных фазовых искажений излучения в дисковых и композитных дисковых активных элементах, включая новую композитную структуру Yb:YAG/sapphire. На основе выполненных исследований разработаны дисковые лазерные квантроны, демонстрирующие эффективную лазерную генерацию.
- 3) Разработан дисковый лазер кВт уровня средней мощности с высокой оптической эффективностью. Для повышения оптического качества (величины M^2) генерируемого излучения дисковых лазеров предложена и экспериментально реализована оригинальная схема неустойчивого кольцевого резонатора с применением многопроходной геометрии. Теоретически исследованы особенности применения композитных дисковых активных элементов в условиях импульсной накачки.

Научная новизна и практическая значимость работы

Научная новизна данной работы подтверждается большим числом работ по тематике данного диссертационного исследования, публикуемых в настоящее время разными научными группами в высоко рейтинговых журналах. В работе предложены новые методы исследования лазерных сред и на основе этих методов выполнены измерения ряда новых материалов. Отдельной строкой можно выделить исследования по диагностике и подавлению эффекта нелинейного дополнительного тепловыделения. Исследования в области оптимизации геометрии дисковых и композитных дисковых активных элементов позволили разработать дисковый лазерный квантрон, по своим характеристикам соответствующий мировому уровню, а также раскрыли особенности термонаведенных фазовых искажений в дисковых и композитных дисковых

активных элементах и методы их подавления. В частности, предложен, разработан и изготовлен новый тип композитных дисковых элементов из разнородных материалов (Yb:YAG/sapphire). На основе выполненных исследований разработан дисковый лазер кВт уровня средней мощности, предложена и реализована оригинальная схема неустойчивого резонатора для повышения оптического качества генерируемого лазерного излучения.

Необходимо отметить также практическую значимость данной работы. Выполненные исследования позволили улучшить метод роста кристаллов по технологии Багдасарова и значительно повысить в них эффективность лазерной генерации. Разработанный в рамках работы новый вид композитных дисковых активных элементов из Yb:YAG/sapphire имеет значительные перспективы использования в высокоэнергетических дисковых лазерных усилителях. Разработанный с использованием отечественных технологий дисковый лазер киловаттного уровня мощности, являясь альтернативой зарубежным лазерным системам, может найти широкое применение в области технологической обработки материалов.

Структура и объем диссертации

Диссертационная работа состоит введения, трёх глав, заключения, приложений, и списка литературы, включающего и работы автора. Общий объем диссертации составляет 117 страниц, включая 45 рисунков и 5 таблиц. Список цитируемой литературы содержит 87 источников.

Краткое содержание диссертационной работы

Во введении представлены наиболее значимые научные и практические результаты, достигнутые мировыми лидерами в области дисковых лазеров. Приведены основные принципы, на которых построена данная концепция, указаны её ключевые особенности, способы масштабирования, а также основные причины, по которым оно затруднено. Так, глубокое охлаждение активной среды требует криогенного и вакуумного оборудования, что увеличивает сложность

конструкции. Масштабирование за счёт увеличения размеров активной среды ограничено эффектом УСИ [22, 42]. Применение композитной структуры активного диска оправдано только при наличии отработанной технологии для его изготовления.

В первой главе изложено исследование ключевых параметров активных сред, применяемых в дисковых лазерах. Измерена эффективность лазерной генерации в кристаллах Yb:YAG различного легирования, а также выращенных разными способами. Показано, что в кристаллах с высоким легированием (10% и более), наблюдается значительный нелинейный рост температуры в отсутствие лазерной генерации. Данное явление связано с процессами безызлучательного распада инверсии [14]. Эти процессы приводят к появлению дополнительных источников тепла, величина которых нелинейно зависит от мощности накачки. Для диагностики кристаллов Yb:YAG на наличие дополнительного нагрева предложен оригинальный метод [43]. Данный метод основан на измерении температуры образцов при просвечивании на резонансной длине волны 1030 нм. Ключевой момент в данном методе – минимальное значение дефекта кванта при создании населённости на верхнем лазерном уровне, что позволяет минимизировать линейную составляющую нагрева и анализировать нагрев, связанный только с дополнительными источниками. Показано, что кристаллы, выращенные методом Багдасарова [44], имеющие повышенную температуру при работе в лазере, нагреваются также и при просвечивании на 1030 нм, чего не наблюдается в кристаллах, выращенных методом Чохральского вплоть до легирования 8%. Для повышения качества кристаллов, выращенных методом Багдасарова, предложено использовать тигли с вольфрамовым покрытием. Продемонстрирован положительный эффект такого решения. Выполнены исследования и других способов подавления паразитного эффекта дополнительного тепловыделения. В частности, исследована его зависимость от температуры. Также, было сделано сравнение данного эффекта в двух дисковых активных элементах (один обычный, другой композитный), и показано, что наличие нелегированного слоя снижает этот эффект, а также уменьшает

температуру легированного слоя. Также, в первой главе предложены модификации существующих методов [45, 46] измерения сечений усиления и времён жизни в иттербиевых средах, которые позволяют устранить ошибку, внесённую захватом излучения. Модифицированные методы применены на практике для измерения характеристик новых лазерных сред.

Во второй главе исследованы способы снижения термонаведённых эффектов в дисковых активных элементах. Исследованы разные способы монтажа дисковых активных элементов на радиатор, разработан способ, который позволяет добиться однородного охлаждения с малым тепловым сопротивлением и минимальными «холодными» фазовыми искажениями. Измерено влияние температуры и расхода охлаждающей воды на эффективность генерации. Выполнено сравнение термонаведённых фазовых искажений в дисковом и композитном дисковом активных элементах. Показано, что фазовые искажения в дисковом активном элементе в значительной степени обусловлены изгибом зеркальной поверхности активного элемента. В композитном активном элементе фазовые искажения, в основном, определяются разностью в показателе преломления неоднородно нагретого объёма композитного активного элемента. Необходимо отметить, что такой неоднородный нагрев связан, в том числе, поглощением лазерного излучения в нелегированном слое. Предложены способы подавления фазовых искажений в композитных активных элементах, путём применения нелегированной части из сапфира вместо граната. В композитных активных элементах Yb:YAG/sapphire , изготовленных путём термодиффузионной сварки, продемонстрирована эффективная лазерная генерация излучения мощностью до 400 Вт, а также уменьшение «тепловой» линзы по сравнению с композитными активными элементами Yb:YAG/ YAG . Также, в композитных активных элементах Yb:YAG/sapphire экспериментально продемонстрирована возможность подавления фазовых искажений путём подбора оптимальных диаметров накачки и активного элемента, что трудно осуществимо в традиционных дисковых активных элементах.

В третьей главе представлены результаты разработки дискового лазерного квантрона. Путём численного расчёта найдена оптимальная толщина дискового активного элемента, позволяющая обеспечивать максимальное усиление или генерацию излучения, с учётом эффективного поглощения накачки и минимальных тепловых эффектов. Изготовлены дисковые активные элементы, демонстрирующие мощность лазерной генерации в 600 Вт при КПД 50%. Предложена и реализована схема киловаттного лазера на основе 2-х дисковых квантронов. В настоящей схеме продемонстрирована лазерная генерация мощностью 1 кВт. Необходимо отметить, что данный результат является уникальным для России, поскольку разработки высокомоощных лазерных систем сосредоточены, в основном, в области волоконных лазеров [47, 48] компании IPG, а разработок на основе других подходов (диск, слэб, стержень) немного [49-51]. Для повышения яркости разработанного киловаттного дискового лазера предложена оригинальная схема неустойчивого кольцевого лазерного резонатора, способного работать при малом усилении в дисковом активном элементе. Первые эксперименты с использованием данного резонатора подтвердили возможность получения лазерного пучка высокого качества (M^2 от 2 до 4.5) при дифференциальной эффективности в 30% [52].

Основные положения, выносимые на защиту

1. Величина нелинейного тепловыделения в легированной иттербием лазерной среде может быть определена новым методом, основанным на измерении динамики её нагрева калиброванной инфракрасной камерой при облучении на длине волны перехода (например, 1030 нм для Yb:YAG) с последующим расчетом величины источников тепловыделения. В кристалле Yb:YAG нелинейное тепловыделение может быть уменьшено снижением интенсивности усиленной спонтанной люминесценции (например, применением композитной структуры активного элемента).

2. Измерение времени жизни и спектра сечения усиления в иттербиевой среде можно проводить с одним образцом. Ошибку, связанную с захватом излучения можно исключить, закрывая образец диафрагмами разного диаметра, при постоянном диаметре накачки. Для расчёта истинного сечения усиления нормировку спектров люминесценции, полученных при разных диафрагмах, можно проводить во всём диапазоне длин волн.
3. Оптимизация толщины, легирования дискового активного элемента из Yb:YAG, его монтаж на алмазный теплоотвод, и многопроходная накачка позволяют получить высокоэффективную генерацию излучения (КПД~50%) со средней мощностью 1 кВт с возможностью масштабирования в мультикиловаттный диапазон.
4. Термодиффузионная сварка композитных активных элементов из Yb:YAG и сапфира обеспечивает непрерывную лазерную генерацию с эффективностью выше, чем в аналогичных композитных элементах Yb:YAG/YAG и с меньшей величиной термонаведённых фазовых искажений благодаря меньшему уровню потерь, низкому уровню «холодных» поляризационных и фазовых искажений и большей теплопроводности нелегированной части.
5. Применение многопроходной схемы усиления в комбинации с дисковым активным элементом обеспечивает лазерную генерацию в неустойчивом кольцевом резонаторе с высоким качеством пучка. С точки зрения чувствительности к расстройкам, неустойчивый резонатор становится предпочтительнее устойчивого при масштабировании апертуры активного элемента с сохранением качества пучка.

Достоверность

Достоверность полученных результатов подтверждается их соответствием предварительным теоретическим оценкам, теоретическим и экспериментальным

зависимостям, построенным в более ранних работах, а также сторонних источниках данных, приведённых в списке цитируемой литературы.

Апробация результатов и публикации.

Настоящая диссертационная работа является итогом исследований, проведённых автором в Институте прикладной физики Российской академии наук в 2015-2019 гг. Результаты работы докладывались и обсуждались на семинарах отдела 350 и отделения Нелинейной динамики и оптики, а также на 2 российских и 7 международных конференциях, из которых 5 – автором лично. По теме диссертации опубликовано 9 статей в реферируемых журналах, 12 тезисов конференций.

Личный вклад автора

Научным руководителем были поставлены задачи и определены основные направления исследования. Основные результаты диссертационной работы были получены либо автором лично, либо при его непосредственном участии совместно с И.И. Кузнецовым, И.Б. Мухиным, О.В. Палашовым, И.Л. Снетковым, и Е.А. Перевезенцевым. В основу экспериментальных исследований автора легли работы И.И. Кузнецова в области дисковых лазеров.

Автор считает своим долгом выразить благодарность своим коллегам за плодотворную совместную работу.

Глава 1. Исследование лазерных и термооптических свойств сред, легированных иттербием

1.1 Основные источники тепловыделения в иттербиевых средах и их влияние на эффективность лазерной генерации

Превалирующим механизмом производства тепла в Yb:YAG является «дефект кванта». Однако, имеются и другие дополнительные источники тепловыделения. К ним можно отнести поглощение излучения решёткой среды, не связанное с электронными переходами иона-активатора (так называемое нерезонансное) [53, 54] и безызлучательную релаксацию возбуждения Yb³⁺ [14]. В работе [14] исследован процесс бесфотонного распада возбуждения Yb:YAG; обнаружено, что скорость этого процесса нелинейно зависит от степени легирования, инверсии и температуры и может приводить к значительному росту тепловыделения в активном элементе. Выявлено, что в среде с легированием 15.7% бесфотонный распад происходит настолько быстро, что непрерывная генерация в дисковом лазере невозможна. В работе [15] также экспериментально изучен процесс нелинейного распада возбуждения в Yb:Y₂O₃, и предложена модель этого явления. Согласно этой модели, происходит кооперативная ап-конверсия энергии нескольких ионов иттербия в энергию одного электрона, благодаря которой он переходит в зону проводимости и образуется ион Yb²⁺, что даёт дополнительный вклад в поглощение в широком спектре. Безызлучательный распад возбуждённых ионов иттербия приводит к дополнительному нагреву среды, снижению КПД и ограничению максимальной мощности.

При исследовании новых лазерных сред и способов их изготовления важно иметь возможность быстрой оценки их оптических и лазерных свойств. Величину различных механизмов тепловыделения в среде предлагается определять, освещая её узкополосным излучением на разных длинах волн и измеряя количество

выделившейся тепловой энергии. Для сред, легированных иттербием, предлагается использовать излучение на длинах волн 1070 и 1030 нм. Такой выбор обусловлен следующими фактами: 1070 нм – нерезонансная длина волны для Yb:YAG, выделение тепла при поглощении на ней обусловлено дефектами решётки и инородными примесями и не связано с электронными переходами иона-активатора. Нагрев излучением на 1070 нм говорит о качестве среды безотносительно легирующей примеси. При облучении образца излучением на резонансной длине волны 1030 нм возбуждение ионов активатора приводит к поглощению излучения. Но, при этом дефект кванта отрицательный и близок к нулю (центр масс спонтанной люминесценции в Yb:YAG близок к 1010 нм [55, 56]) и не может приводить к нагреву образца. Тепло при облучении излучением на 1030 нм выделяется в сильнолегированных средах из-за безызлучательной релаксации возбуждения, которая происходит благодаря взаимодействию ионов активатора между собой и с посторонними примесями. Таким образом, нагрев на длине волны 1030 нм позволяет судить об этих отрицательных эффектах без сильного маскирующего нагрева из-за дефекта кванта, но вместе с решёточным поглощением. Измерив величину тепловыделения при облучении излучением на 1070 нм и на 1030 нм, можно вычислить величину энергии, ушедшей на безызлучательный распад возбуждения иона иттербия. Необходимо отметить, что процесс безызлучательного распада в общем случае может зависеть от населённости верхнего лазерного уровня. Поэтому, описанный выше метод исследования лазерных сред следует рассматривать как подход, позволяющий исследовать дополнительное тепловыделение в приближении малой населённости верхнего лазерного уровня. Величину дополнительного тепловыделения разумно трактовать как превышение мощности источников тепла над мощностью, определяемой «дефектом кванта».

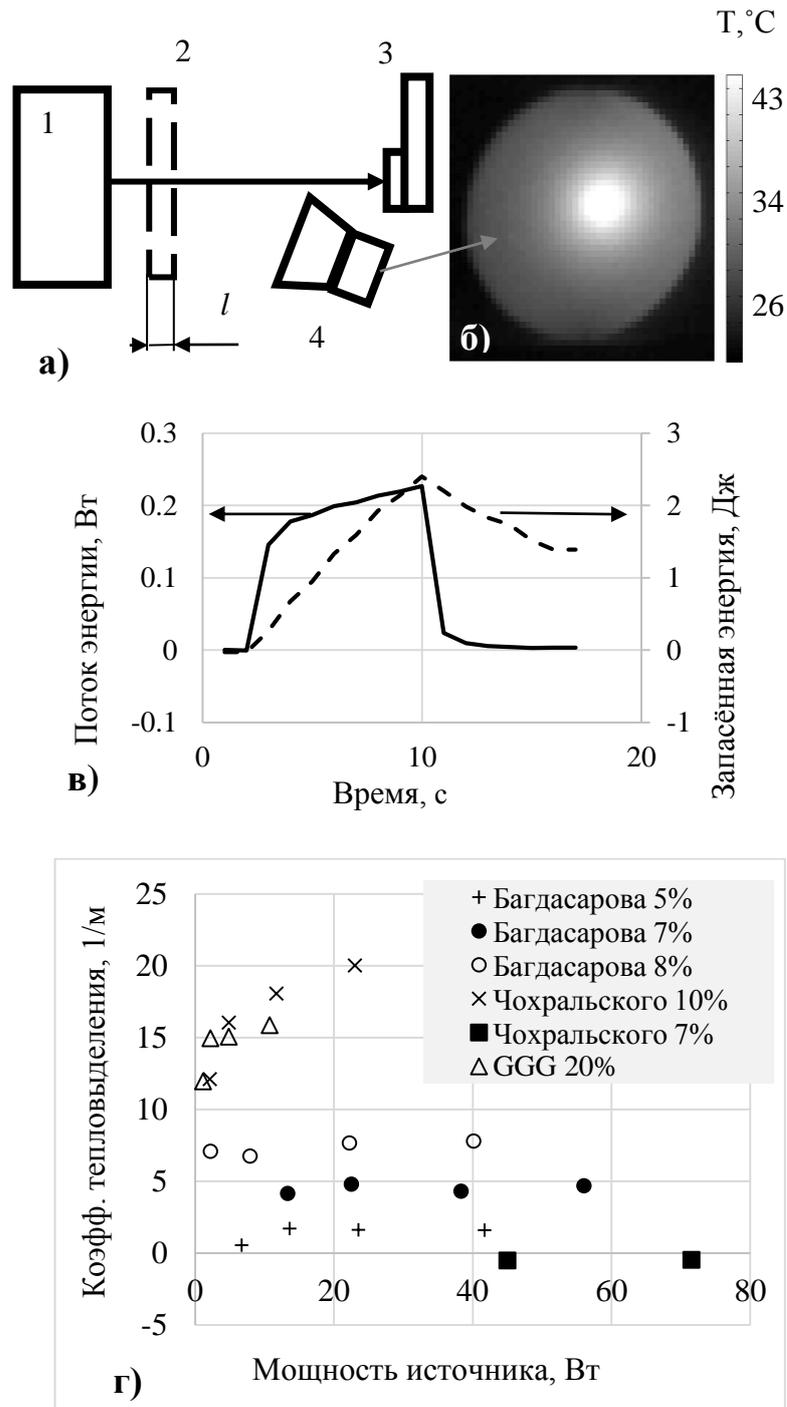


Рис.1. а) Схема установки по измерению коэффициента тепловыделения в среде. 1 – источник излучения с длиной волны 1030 либо 1070 нм, 2 – исследуемый образец, 3 – поглотитель, 4 – тепловизор; б) – изображение образца, полученное тепловой камерой; в) – графики потока тепла из освещённой области и запасённой энергии от времени; г) коэффициенты тепловыделения при разной мощности источника в разных образцах (согласно таблице 1)

Для измерения коэффициента поглощения излучения в среде, была разработана схема, изображённая на рис.1а. Образец просвечивается лазерным пучком от источника с нужным спектром излучения. Тепловая камера записывает эволюцию распределения температуры на поверхности образца (рис.1б). По градиенту температуры вычисляется поток тепла из области, в которую падает пучок, по формуле 1. Характерная зависимость потока тепла от времени представлена на рис. 1в. С известной мощностью источника и толщиной элемента рассчитывается коэффициент «тепловыделения» α_{heat} .

$$P_{heat} = l \oint \kappa (\vec{n} \nabla T) dc \quad (1)$$

$$\alpha_{heat} = \frac{P_{heat}}{l P_{source}} \quad (2)$$

где l -толщина образца, κ – теплопроводность, T – температура. Тепловая мощность в образце с хорошей точностью равна потоку тепла из освещённой области, который пропорционален интегралу от градиента температуры по поверхности вокруг луча. Полагая, что распределение температуры слабо меняется вдоль луча, интеграл по поверхности можно свести к интегралу по контуру, что и сделано в формуле 1. Коэффициент тепловыделения имеет размерность обратной длины и выражает долю мощности излучения, переходящую в тепло в расчёте на единицу длины (см. формулу 2).

В качестве источника излучения на 1070 нм использовался коммерческий непрерывный волоконный лазер компании IPG мощностью до 1.5 кВт, а в качестве источника излучения на 1030 нм использовался непрерывный дисковый Yb:YAG лазер мощностью до 100 Вт, изготовленный в ИПФ РАН. В связи с тем, что оптически прозрачная поверхность алюмоиттриевого граната имеет неизвестную излучательную способность в диапазоне чувствительности тепловой камеры, её показания были откалиброваны в отдельном эксперименте при помощи термопары, приведённой в тепловой контакт с равномерно нагретым образцом среды.

Измерения дополнительного тепловыделения выполнялись в кристаллах Yb:YAG различного легирования и метода роста. Результаты некоторых из измерений приведены на рис. 1г. Как видно, они свидетельствуют об отсутствии зависимости коэффициента тепловыделения от мощности лазерного излучения, что позволяет говорить о возможности характеристики лазерных сред с использованием такого коэффициента тепловыделения.

Таблица 1. Коэффициенты тепловыделения в кристаллах Yb:YAG, на длинах волн 1030 и 1070 нм

Метод Багдасарова					Метод Чохральского				
		коэффициент тепловыделения, 1/м		Номер образца			коэффициент тепловыделения, 1/м		Номер образца
		1030 нм	1070 нм				1030 нм	1070 нм	
концентрация иттербия, ат. %	2	0.14	0.15	1	концентрация иттербия, ат. %	3	-0.1	0.024	11
	5	1.4	0.072	2		3	-0.02	0.13	12
	7	4.5	0.069	3		5.5	-0.3	0.01	13
	7	6.3	0.14	4		7	-0.5	0.001	14
	7	8.7	0.15	5		7	-0.083	0.041	15
	7	6.8	0.061	6		7	-0.1	0.011	16
	7	7.9	0.062	7		8	-0.2	0.0028	17
	8	7.3	0.072	8		8	-0.27	0.005	18
	8	6.5	0.11	9		10	17	0.24	19
	10	10.6	0.29	10		16	43	12	20

Отметим, что ниже показана жёсткая корреляция между измерениями коэффициента тепловыделения и величины нелинейного дополнительного тепловыделения при высокоинтенсивной накачке. Это позволяет говорить о том, что измеряемый коэффициент тепловыделения определяет величину

дополнительного тепловыделения в приближении малой населённости верхнего лазерного уровня.

Одним из важных выполненных исследований является сравнение величины нелинейного дополнительного тепловыделения в различных лазерных средах и в, частности, кристаллах Yb:YAG различного легирования и различного способа роста. Известно, что метод роста Чохральского [57] обеспечивает наименьшее количество примесей, в то время как при методе роста Багдасарова (горизонтально направленной кристаллизации) [44] в материале, например, присутствуют следы молибденового тигля. Часто, различные примеси значительно влияют на лазерные свойства активных элементов, являясь причиной различного типа безызлучательных распадов в лазерной среде и приводя к дополнительному тепловыделению [58]. Некоторые из результатов измерений представлены в таблице 1. На рисунке 2 продублированы результаты из таблицы 1 по тепловыделению на 1030нм. Необходимо отметить, что в ходе выполнения работы было исследовано много образцов различных производителей и различных методов роста и далее представлены результаты исследований лучших из них.

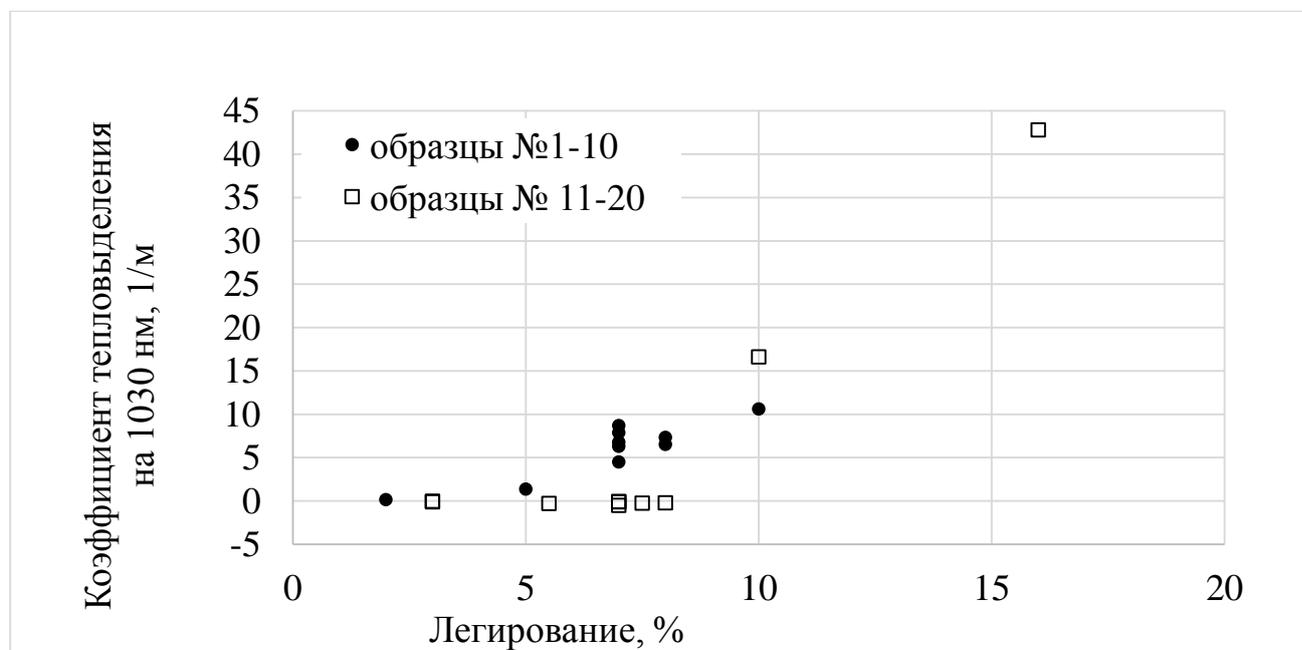


Рис. 2. График зависимости коэффициента тепловыделения на 1030нм в кристаллах Yb:YAG двух методов роста от степени легирования

Параллельно выполнен анализ химического состава исследуемых материалов методом лазерной масс-спектропии. Группы кристаллов, выращенные методом Чохральского и методом Багдасарова, изготовлены каждая у одного производителя, поэтому химический анализ выполнен только для одного из кристаллов этих групп. Содержание примесей, измеренное в ходе анализа, представлено в таблице 2.

Таблица 2. Содержание примесных химических элементов в кристаллах Yb:YAG в относительных массовых долях

Хим. элемент	Количество примесей в материале, полученном по методу роста:	
	Чохральского	Багдасарова
Na	2×10^{-6}	5×10^{-5}
Mg	1×10^{-6}	1×10^{-5}
Si	5×10^{-5}	1×10^{-3}
P	8×10^{-7}	4×10^{-7}
Cl	8×10^{-4}	1×10^{-4}
K	3×10^{-5}	3×10^{-6}
Ca	7×10^{-5}	5×10^{-4}
Ti	-----	1×10^{-5}
Cr	2×10^{-7}	2×10^{-7}
Fe	2×10^{-6}	1×10^{-5}
Cu	1×10^{-6}	-----
Ga	1×10^{-6}	-----
Mo	-----	3.5×10^{-6}

Как можно видеть из таблицы 1, тепловыделение на 1030 нм на порядок выше, чем на 1070, и коррелирует со степенью легирования, в то время как на 1070 нм – не коррелирует. Химический анализ показывает, что образцы, выращенные по методу Багдасарова, имеют повышенное содержание посторонних примесей. За исключением калия и хлора, в материале, выращенном методом Чохральского, примесей значительно меньше. Результаты химического анализа согласуются с данными по поглощению на 1030 нм. Таблица 1 показывает, что кристаллы, выращенные методом Чохральского, имеют отрицательный коэффициент тепловыделения на 1030 нм при легировании вплоть до 8%. Это означает, что отрицательный дефект кванта на данной длине волны превалирует над процессами безызлучательного распада. Кристаллы, выращенные по методу Багдасарова, имеют положительный коэффициент тепловыделения на 1030 нм во всём диапазоне легирования, что говорит о наличии существенного механизма безызлучательной релаксации, отличного от такового в кристаллах, выращенных по методу Чохральского.

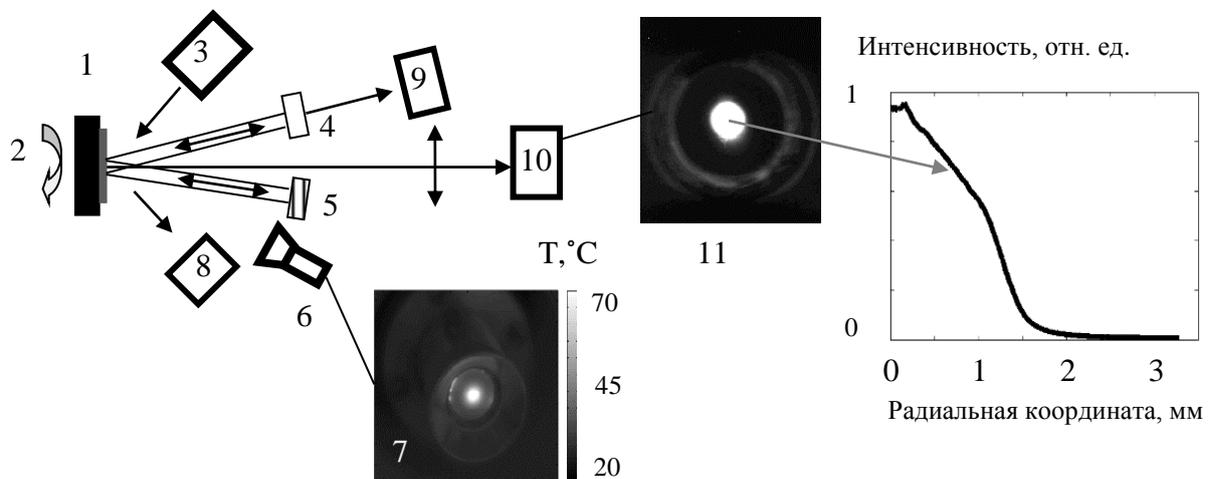


Рис. 3. Схема экспериментальной установки для измерения температурного профиля АЭ и лазерной генерации на нём. 1 – активный элемент; 2 – хладагент; 3 – модуль накачки; 4, 5 – зеркала резонатора; 6, 7 – тепловизор и температурное поле, полученное с его помощью; 8, 9 – измерители мощности; 10, 11 – CCD-камера с переносом изображения и полученное с её помощью распределение люминесценции.

Для дальнейших исследований эффекта дополнительного тепловыделения и, в частности, сравнения лазерных сред, полученных разными методами, из них были изготовлены дисковые АЭ для лазерных экспериментов. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 3.

Накачка с диаметром пятна 2.3 мм по уровню $\frac{1}{2}$ отражалась 1 раз от активного элемента, непоглощённая мощность накачки контролировалась измерителем мощности 8. Входная мощность накачки варьировалась в пределах 0-1200 Вт. Распределение накачки регистрировалось по люминесценции в АЭ при помощи CCD-камеры с переносом изображения. Строго говоря, профили люминесценции и накачки могут отличаться из-за «захвата» излучения. В отдельном эксперименте пучок накачки был направлен через ослабляющие фильтры непосредственно на CCD-камеру, и было записано истинное распределение накачки. Было обнаружено, что данное распределение с высокой точностью повторяет распределение люминесценции. Зеркала 4 (плоское, с 10% пропусканием), 5 (глухое, вогнутое, с фокусным расстоянием 60 см) и АЭ образовывали многомодовый лазерный резонатор, и за зеркалом 4 измерялась выходная лазерная мощность. Температурное распределение на поверхности АЭ измерялось при помощи откалиброванного тепловизора. Диаметры активных элементов были в пределах 8 – 13 мм. Толщины АЭ были подобраны таким образом, чтобы обеспечить поглощение 25% излучения накачки за один V-образный проход при температуре 20°C, в отсутствие насыщения. Например, толщина диска 10% легирования составляла 160 микрон, 5% легирования – 320 микрон. Плоские поверхности дисков были отполированы с качеством РП, среднеквадратичной шероховатостью 1.5 нм. На одну из сторон было нанесено диэлектрическое зеркало, с рабочим диапазоном 900-1100 нм, поверх которого был нанесён слой меди. Впоследствии диски монтировались на теплоотвод данной стороной. На противоположную сторону дисков было нанесено просветляющее диэлектрическое покрытие с аналогичным рабочим диапазоном. Монтаж дисков на теплоотвод проводился при помощи индиевого припоя. Измерения температуры сделаны для нескольких дисковых АЭ разных

методов роста и легирования, результаты приведены на рис. 4. Для объяснения результатов экспериментов выполнен расчёт температурного распределения в активном элементе (см. приложение 1), при этом источником тепла являлся дефект кванта в ионе иттербия. В режиме эффективной генерации на 1030 нм и накачке на 940 нм он составляет 8.7% от поглощённой мощности. В режиме люминесценции, средняя длина волны испускаемых фотонов составляет 1010 нм, и при накачке на 940 нм дефект кванта равен 6.5%. Распределение источников тепла считалось равномерным по оси z, и пропорциональным распределению накачки в радиальном направлении.

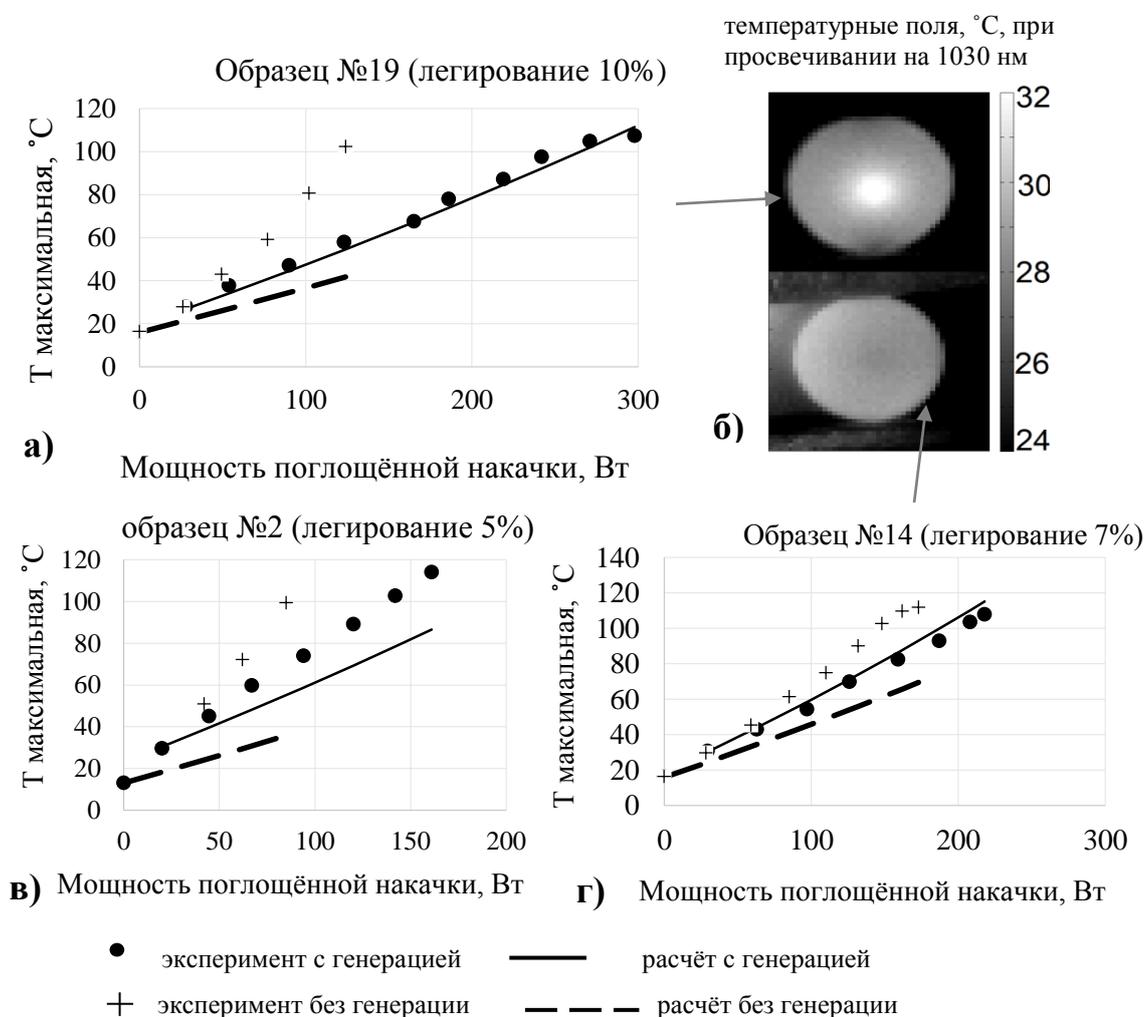


Рис.4. а, в, г – Расчётные и измеренные температуры АЭ в экспериментальной лазерной установке, б – температурные поля в 10% и 7% образцах Yb:YAG при просвечивании на 1030 нм. Номера образцов соответствуют номерам в таблице 1.

Сравнение полученных при расчёте и в эксперименте температур дисковых АЭ приведено на рис. 4. Расчётная температура при наличии лазерной генерации совпадает с измеренной в АЭ, сделанных по методу Чохральского. Однако экспериментальная температура в отсутствие генерации всегда выше, чем с генерацией, и может нелинейно зависеть от мощности поглощённого излучения накачки (например, на рис. 4а). Такое расхождение теоретических и экспериментальных результатов в отсутствие генерации связано с дополнительными механизмами [14] выделения тепла в активном элементе. Образец Yb:YAG, выращенный методом Чохральского (№19 в таблице 1), с легированием 10 ат.%, имеющий большой нагрев на 1030 нм, продемонстрировал сильный нелинейный рост температуры в лазерном эксперименте при накачке на 940 нм в режиме свободной люминесценции. Такое поведение наблюдалось и ранее в кристаллах с таким высоким уровнем легирования и объясняется ап-конверсией из-за кооперативного взаимодействия возбуждённых ионов Yb³⁺ [14]. В образце метода Чохральского с легированием 7 ат.% (№ 14 в таблице 1) нелинейный нагрев значительно слабее, что свидетельствует об ослаблении кооперативного взаимодействия при данном уровне легирования и коррелирует с результатами по поглощению на 1030 нм. Образец Yb:YAG с легированием 5%, выращенный методом Багдасарова (№ 2 в таблице 1), демонстрирует повышенный уровень температуры как в режиме генерации так и люминесценции, что может быть связано с повышенной безызлучательной релаксацией на примесях. Кристаллы, выращенные методом Багдасарова с большим легированием (7% и 8%) демонстрируют аналогичное поведение. Это согласуется с результатами по измерению тепловыделения при поглощении на 1030 нм. Необходимо отметить, что зависимость источников тепла от мощности излучения при поглощении на 1030 нм линейна в пределах погрешности, в то время как при поглощении на 940 нм наблюдается нелинейность. Это свидетельствует о том, что для проявления нелинейного роста источников тепла требуется большая доля возбуждённых ионов, чем можно достичь при

просвечивании на 1030 нм (5%), а также о том, что безызлучательный распад растёт с температурой.

В ходе эксперимента были также измерены зависимости мощности лазерной генерации от поглощённой мощности накачки. Эти результаты отображены на рис. 5.

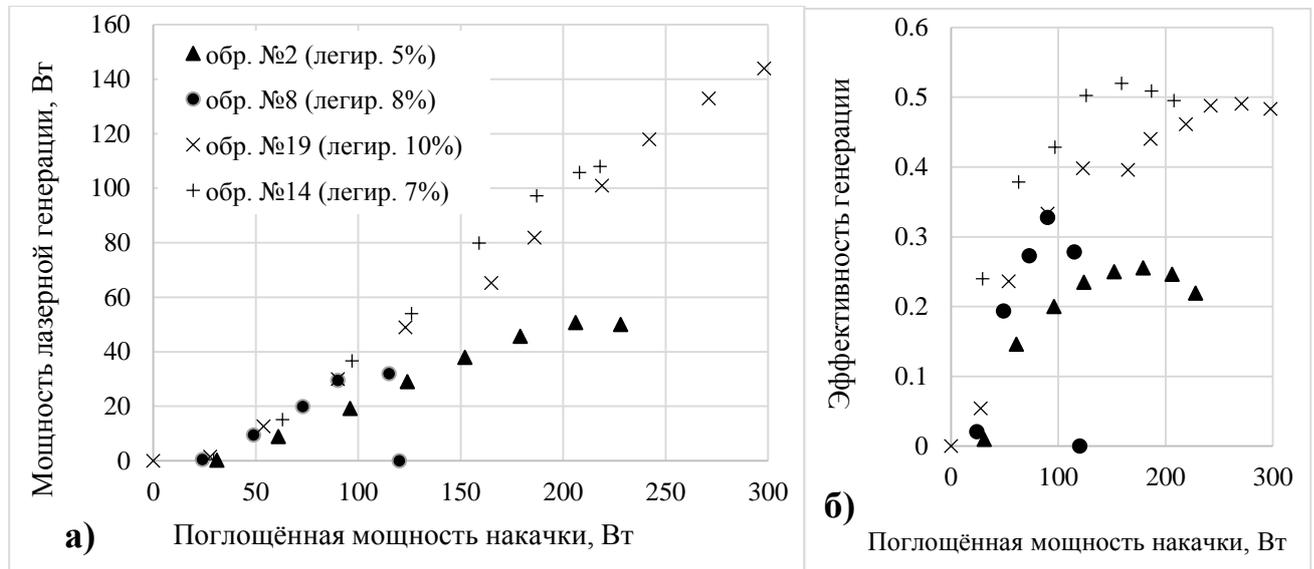


Рис. 5. а – мощности лазерной генерации в разных АЭ как функции поглощённой мощности накачки, б – эффективности генерации.

Как можно видеть из приведённых графиков, активные элементы из кристаллов, выращенных методом Чохральского, демонстрируют лучшую эффективность (50%) и большую мощность генерации, чем АЭ из кристаллов, выращенных методом Багдасарова. Это можно объяснить наличием примесей в кристаллах метода Багдасарова, которые, во-первых, приводят к меньшей квантовой эффективности из-за наличия безызлучательных переходов, а во-вторых, приводят к дополнительному нагреву и к снижению усиления и инверсии и, как результат, к уменьшению эффективности генерации. Дополнительный нагрев в кристалле метода Багдасарова с легированием 8 ат.% приводит к исчезновению лазерной генерации при определённой плотности мощности накачки. Дополнительный нагрев кристаллов метода Чохральского присутствует только в режиме люминесценции, и, несмотря на это, эффективность лазерной генерации высока. Таким образом, полученные результаты хорошо соотносятся с

результатами измерения поглощения на 1030 нм, подтверждая работоспособность предложенного метода.

1.2 Способы подавления паразитного эффекта дополнительного тепловыделения

Описанный выше паразитный эффект дополнительного тепловыделения, в общем случае, может зависеть от ряда факторов, таких как концентрация и эффективное время жизни возбужденных ионов, количество примесей, температура лазерной среды и другое. Далее в работе исследован ряд факторов, влияющих на дополнительное тепловыделение и предложены подходы для его подавления.

Для определения влияния температуры на эффект дополнительного тепловыделения была собрана установка, изображённая на рис. 6.

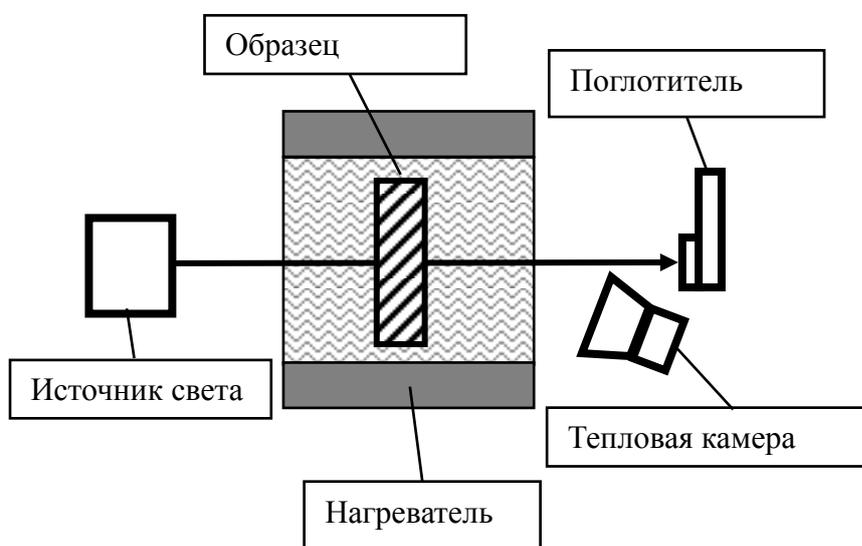


Рис. 6. Схема для измерения коэффициента тепловыделения в среде при регулируемой начальной температуре

Данная установка отличается от той, что изображена на рис. 1, тем, что исследуемый образец помещён в нагреватель, благодаря чему можно регулировать начальную температуру оптической среды. В данной установке был

измерен коэффициент тепловыделения на длине волны 1030 нм, в выращенных по методу Чохральского образцах Yb:YAG легированием 7 и 10% (№ 14 и 19 таблицы 1), при температуре от 20 до 120 градусов. Было обнаружено, что данный коэффициент возрастает при повышении температуры, см. рис. 7. Таким образом, можно утверждать, что понижение температуры активного элемента (например, путём уменьшения температуры охлаждающей жидкости или улучшение эффективности теплоотвода) является эффективным подходом для снижения эффекта дополнительного тепловыделения.

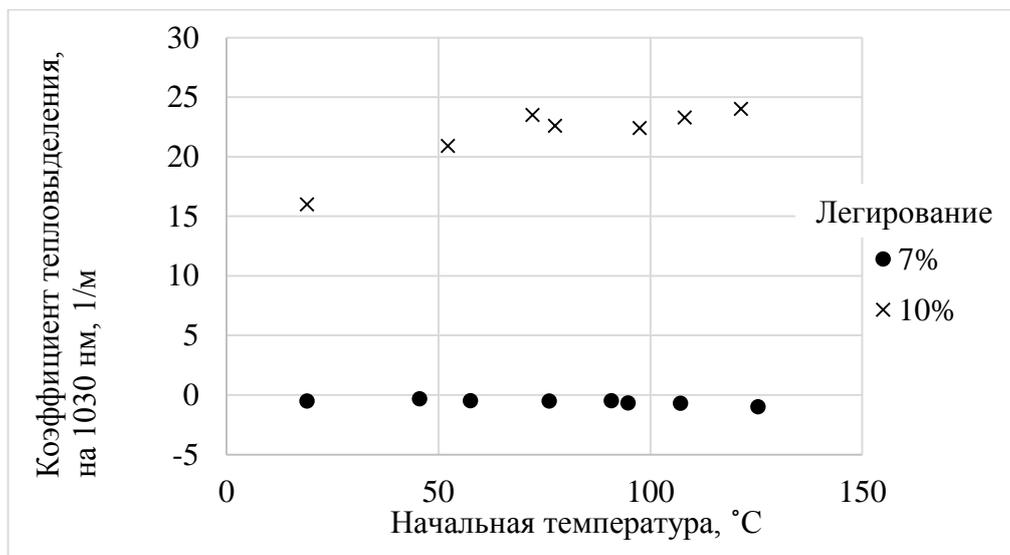


Рис. 7. Зависимость коэффициента тепловыделения на 1030 нм от начальной температуры.

Другим подходом уменьшения эффекта дополнительного тепловыделения является понижение уровня примесей в лазерной среде. Данный подход исследован на примере высоколегированных кристаллов, выращенных методом Багдасарова. Как уже было отмечено выше, кристаллы, полученные этим методом, не позволяют получать эффективную (>50%) лазерную генерацию при легировании более 5%. Однако, данный метод роста позволяет получить кристаллы апертурой больше, чем метод Чохральского, при меньшей стоимости, что делает актуальной задачу по улучшению метода роста Багдасарова, и, в частности, подавлению дополнительного тепловыделения. Рост кристаллов по методу Багдасарова [44] выполняется, как правило, в молибденовых тиглях, см.

рис 8. Химический анализ показал наличие молибдена в кристаллах, выращенных данным методом (таблица 2). Во избежание загрязнения лазерной среды молибденом, предложено покрыть тигель изнутри слоем вольфрама, поскольку данный материал менее склонен к диффузии в кристалл по мере роста. С использованием одинакового исходного материала, были выращены кристаллы легированием 7%, один – в молибденовом тигле с вольфрамовым покрытием, другой – в обычном молибденовом. После этого, были изготовлены активные элементы и измерена эффективность лазерной генерации. Параллельно сделано измерение коэффициента тепловыделения на 1030 нм. Результаты по лазерной генерации представлены на рис. 9.

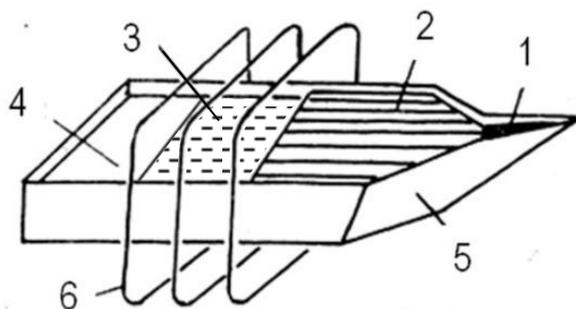


Рис. 8. Схематичное изображение процесса роста кристаллов по методу Багдасарова. 1 – затравка; 2 – кристалл; 3 – расплав; 4 – исходный материал; 5 – тигель; 6 – нагреватель. Расплавленная зона перемещается от затравки в сторону исходного материала.

Эксперимент показал, что эффективность непрерывной лазерной генерации в кристалле, выращенном в тигле с вольфрамовым покрытием, выше, чем в кристалле из аналогичного исходного материала, полученном в обычном молибденовом тигле без покрытия. Данное различие остаётся при переходе в квазинепрерывный режим, когда нагрев активного элемента не существен. При этом кристаллы, выращенные в тигле с покрытием, имеют меньший коэффициент тепловыделения, чем кристаллы, выращенные в обычном тигле (6.3 и 8.7 1/м, соответственно).

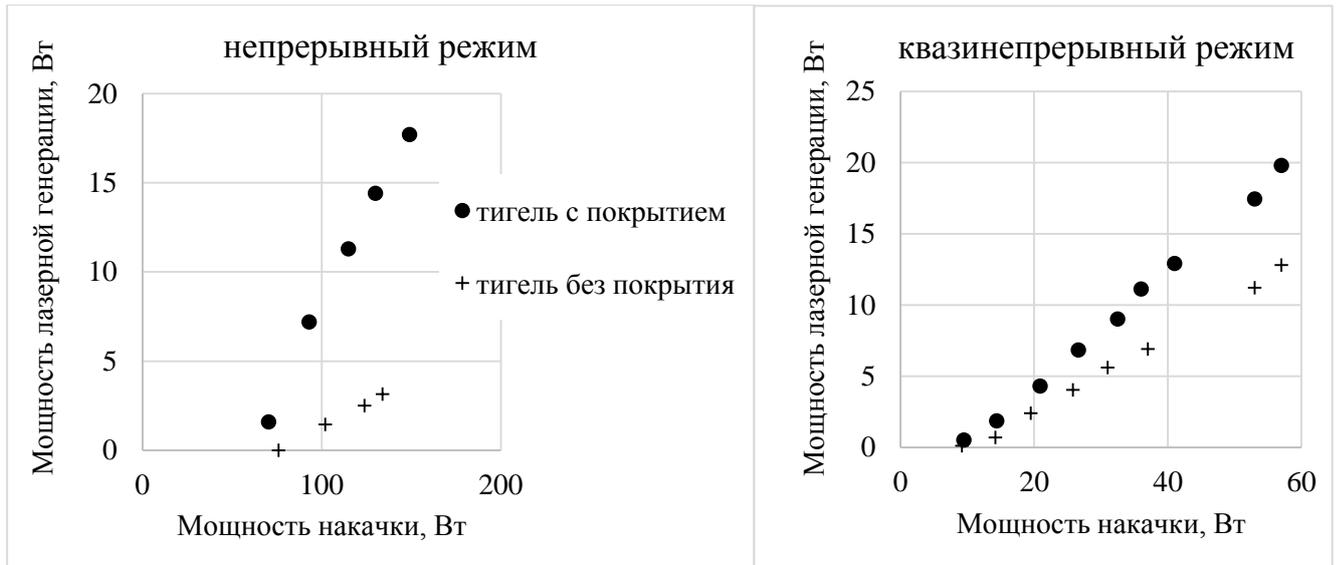


Рис. 9. Лазерная генерация в материалах, выращенных по методу Багдасарова с использованием молибденового тигля с вольфрамовым покрытием. Эксперимент проведён до отжига.

Образец материала, выращенного в тигле с покрытием, был отожжён в муфельной печи при температуре 1250°C , в нормальной атмосфере, в течение 5 часов. Из отожжённого образца был изготовлен дисковый активный элемент. Данный элемент был протестирован в экспериментальной установке, изображённой на рис. 3. Дифференциальная эффективность лазерной генерации составила 55%, интегральная – 48%, что выше, чем в образцах, полученных методом Багдасарова ранее (рис. 5). Этот результат свидетельствует о повышении квантовой эффективности образца, выращенного в тигле с вольфрамовым покрытием.

Ещё одним подходом к уменьшению дополнительного тепловыделения является понижение интенсивности излучения в объёме инверсной среды. Как уже было сказано, одним из возможных механизмов появления дополнительных источников тепла является поглощение света на электронах проводимости и ионах Yb^{2+} , которые возникают в сильнолегированном материале при высокой инверсии ионов Yb^{3+} [15]. В отсутствие лазерной генерации, инверсия в дисковом активном элементе ограничена эффектом усиленного спонтанного излучения (УСИ). Идея композитного активного элемента [59] позволяет снизить влияние

УСИ, и увеличить инверсию. Можно при этом ожидать, что эффект дополнительного тепловыделения будет более выраженным. Сравнение величины нелинейного дополнительного тепловыделения в дисковом и композитном дисковом активных элементах было выполнено в работе [60], и показано, что наличие слоя из нелегированной среды снижает перегрев активного элемента. Однако в качестве исследуемых материалов были использованы различные лазерные среды (кристаллический дисковый активный элемент из Yb:YAG и композитный элемент из лазерной керамики Yb:YAG), а эффект нелинейного дополнительного тепловыделения сильно зависит от химического состава и способа изготовления легированного иттербием материала [43]. В настоящей работе проверено утверждение сделанное в работе [60] и выполнено сравнение нелинейных источников тепла в простом и композитном дисковых активных элементах из монокристаллических YAG и Yb:YAG, причём легированный материал для обоих активных элементов был взят из одного монокристалла, полученного методом Чохральского.

Величину дополнительного тепловыделения разумно трактовать как превышение мощности источников тепла над мощностью, определяемой «дефектом кванта». Как уже было сказано, дефект кванта при накачке на 940 нм варьируется в пределах 6-9%, в зависимости от интенсивности сигнала на 1030нм. Для определённости под дополнительным тепловыделением далее мы будем понимать превышение мощности источников тепла, над мощностью, обусловленной «дефектом кванта» между длинами волн накачки (940 нм) и сигнала (1030 нм):

$$E = \frac{W_{\text{без генерации}}}{W_{\text{с генерацией}}} \quad (3)$$

Напрямую измерить величину тепловыделения в дисковом активном элементе довольно сложно. Тем не менее, её можно оценить, сравнивая тепловые эффекты в эксперименте и в расчёте. В данной работе это сделано следующим образом. Построена численная модель для расчёта температуры и фазовых искажений в активном элементе, см. приложение 1. Данная модель адекватно описывает

эксперимент при наличии лазерной генерации, когда полная тепловая мощность определяется только дефектом кванта между накачкой и сигналом (рис. 4). Варьируя мощность дополнительных источников (их распределение считается равным распределению излучения накачки), можно добиться того, чтобы результаты моделирования и эксперимента совпадали и в отсутствие лазерной генерации. В этом случае величину тепловыделения в эксперименте будем считать равной таковой в модели. Тогда в уравнение (3) можно подставить полную мощность источников тепла без генерации, полученную из модели, а мощность тепла с генерацией – равную дефекту кванта, умноженному на поглощённую накачку, и получить величину дополнительного тепловыделения. В настоящей работе был сделан расчёт в двух вариантах: 1) с источниками тепла, зависящими от мощности накачки и температуры; 2) зависящими только от накачки. Вид зависимости представлен в выражении

$$H(\text{накачка}, T) = a(\text{накачка}) * (1 + b * (T - 273)) \quad (4)$$

Величина $a(\text{накачка})$ – параметр, величина которого подбиралась для соответствия расчётных величин измеренным; величина b равна 0.0042 1/К в первом варианте и нулю во втором. Расчёт величины b выполнен на основе измерения коэффициента тепловыделения при варьированной температуре окружающей среды в диапазоне от 20 до 120°C. Анализ полученных данных показал, что тепловыделение 10%Yb:YAG возрастает с температурой. Данную зависимость можно аппроксимировать функцией следующего вида:

$$H(T) = A(1 + b * (T - 273)) \quad (5)$$

Где коэффициент наклона b равен 0.0042 1/К. Подбор параметра $a(\text{накачка})$ в модели осуществляется так, чтобы расчёт совпадал с экспериментально измеренной максимальной температурой или термонаведённой линзой в активном элементе.

Материалом для активных элементов послужил Yb:YAG 10% легирования. Ранее было обнаружено [14, 43], что такой среде присущ эффект дополнительного

тепловыделения при высокой инверсии населённости. В условиях эффективной лазерной генерации (с низкой инверсией) этот эффект отсутствует, и источники тепла в дисковом активном элементе соответствуют дефекту кванта между накачкой и сигналом. Для экспериментов был изготовлен простой дисковый активный элемент из Yb:YAG толщиной 160 мкм. Также был изготовлен композитный активный элемент с толщиной легированного слоя (Yb:YAG) 200 мкм, нелегированного (YAG) – 2мм. Скрепление двух слоёв между собой было сделано путём термодиффузионной сварки [61]. Структура простого и композитного АЭ представлена на рис. 10.

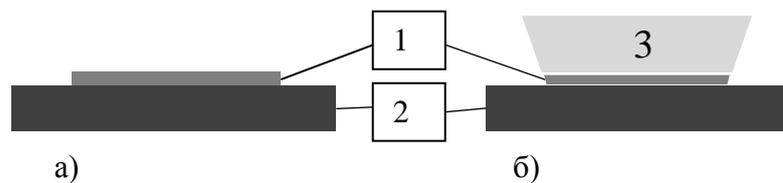


Рис. 10. Схематичное изображение а) простого и б) композитного дискового активного элемента. 1-легированный слой (Yb:YAG), 2-радиатор, 3-нелегированный слой

Полировка и диэлектрические покрытия аналогичны вышеописанным. Монтаж простого дискового активного элемента на алмазный радиатор сделан путём пайки индиевым припоем, в восстановительной атмосфере. Монтаж композитного активного элемента сделан при помощи фотоотверждаемого клея. Тепловое сопротивление контакта в двух случаях одинаково, что было проверено в отдельном эксперименте, см. главу 2. Схема экспериментальной установки для сравнения дополнительного тепловыделения в простом и композитном дисковых АЭ приведена на рис 11.

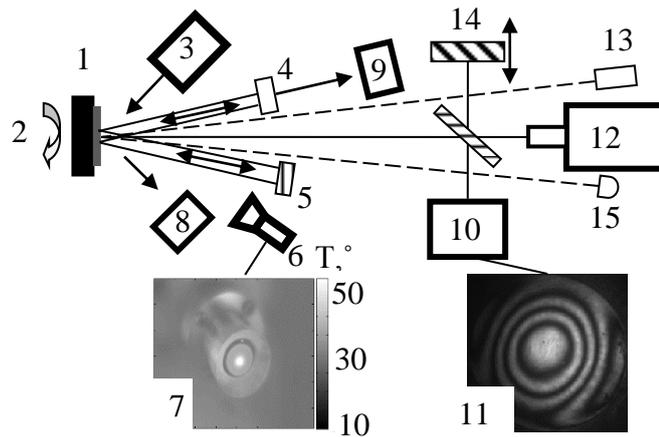


Рис 11. Схема экспериментальной установки: 1-АЭ; 2 – хладагент; 3 – блок накачки; 4,5 – зеркала резонатора; 6,7 – тепловая камера и поле температуры; 8,9 – измерители мощности; 10,11 – ПЗС-камера с переносом изображения и отснятая интерференционная картина; 12,13-источники зондирующих излучений; 14- подвижное зеркало;15-фотодиод

Данная установка имеет общие компоненты с установкой на рис. 3, и работает аналогичным образом. Отличие в том, что установка дополнительно включает интерферометр Майкельсона и зондирующий лазер для измерения усиления. Интерферометр работал для регистрации фазовых искажений излучения в активном элементе. Результаты измерений эффективности генерации и усиления представлены на рис. 12.

В результате эксперимента обнаружено, что эффективность лазерной генерации с использованием простого диска несколько выше, чем композита. Автор связывает это отличие с потерями сигнала в термодиффузионном слое. С другой стороны, композит имеет лучшее усиление по слабому сигналу при отсутствии лазерной генерации, что говорит о большей инверсии. Согласно работам [15, 16, 62, 63], это должно приводить к более выраженному эффекту нелинейного нагрева. В дисковом активном элементе для расчёта величины тепловыделения использовались измеренные значения максимальной температуры. В композитном активном элементе нагрев боковой поверхности приводил к значительному изменению температуры на поверхности активного

элемента. Для более точного расчёта величины тепловыделения были использованы измерения фазовых искажений излучения в центре пучка накачки, которые пренебрежимо слабо зависят от температуры на боковой поверхности композитного активного элемента.

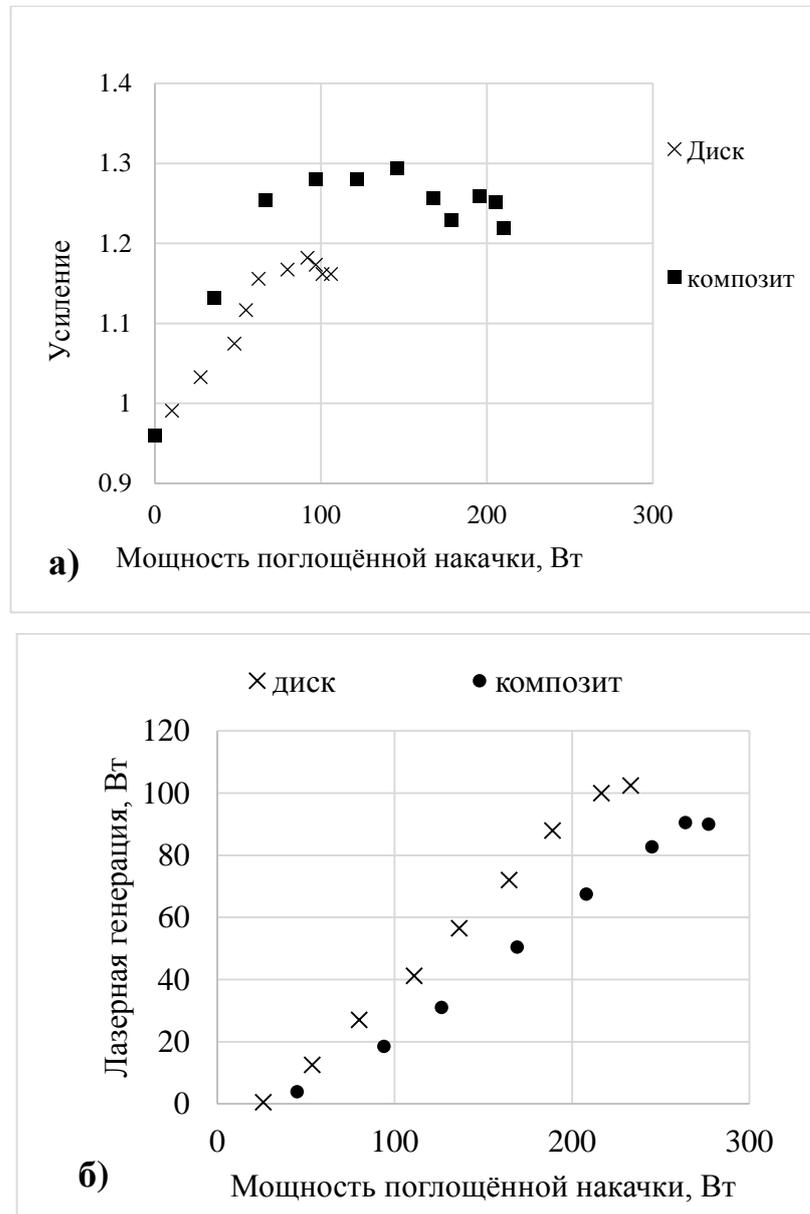


Рис. 12. Усиление слабого сигнала (а) в АЭ разных геометрий; (б) мощность лазерной генерации

Результаты измерения температуры в простом диске и линзы в композите изображены на рис. 13. Для сравнения приведены графики численного моделирования согласно приложению 1 и формулам (4,5). Отметим, что в

нулевом приближении температура и тепловая линза в исследуемых активных элементах должны зависеть линейно от мощности источников тепловыделения.

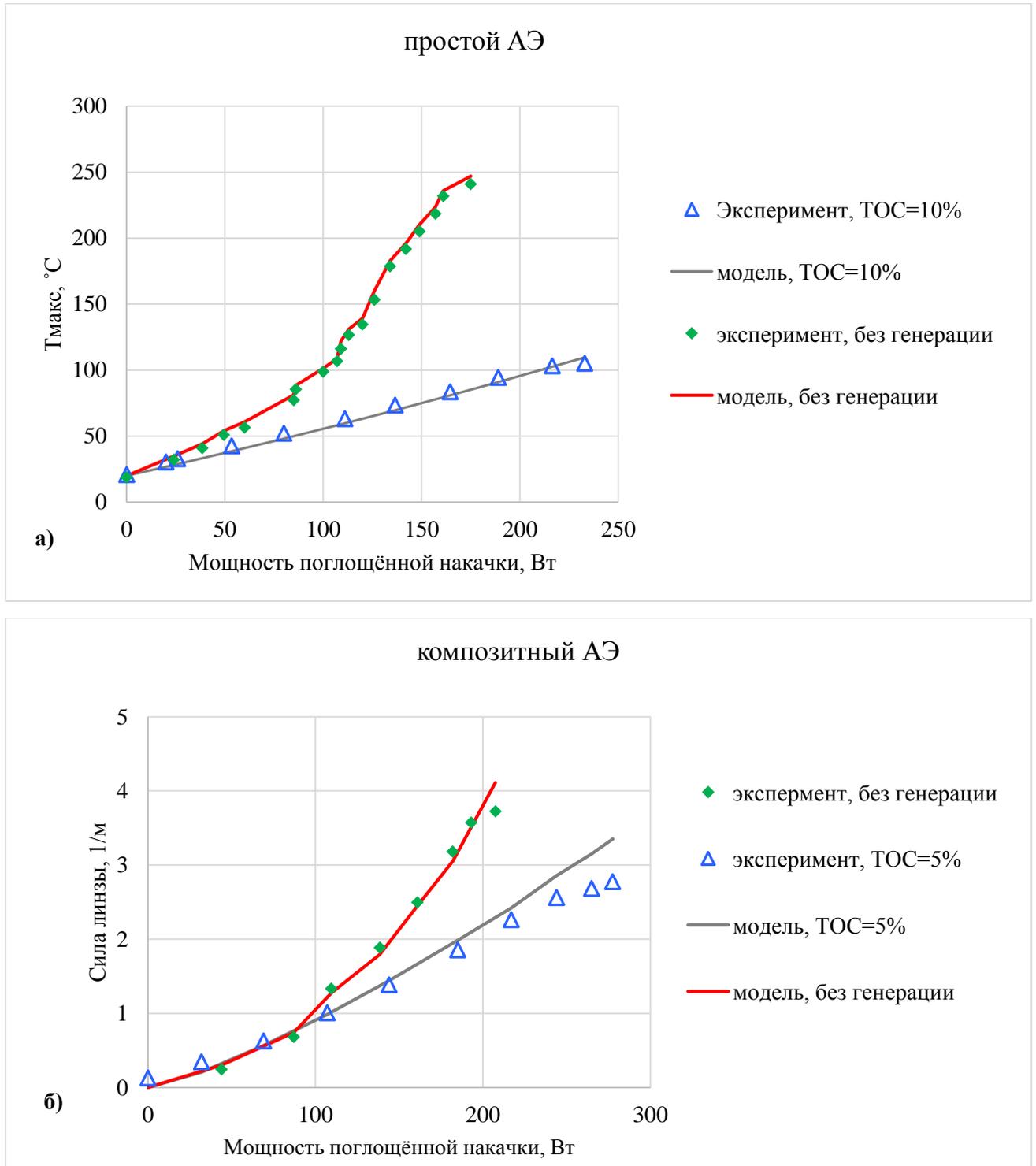


Рис. 13. Зависимости от поглощённой накачки: а) температуры простого диска; б) силы термонаведённой линзы в композите.

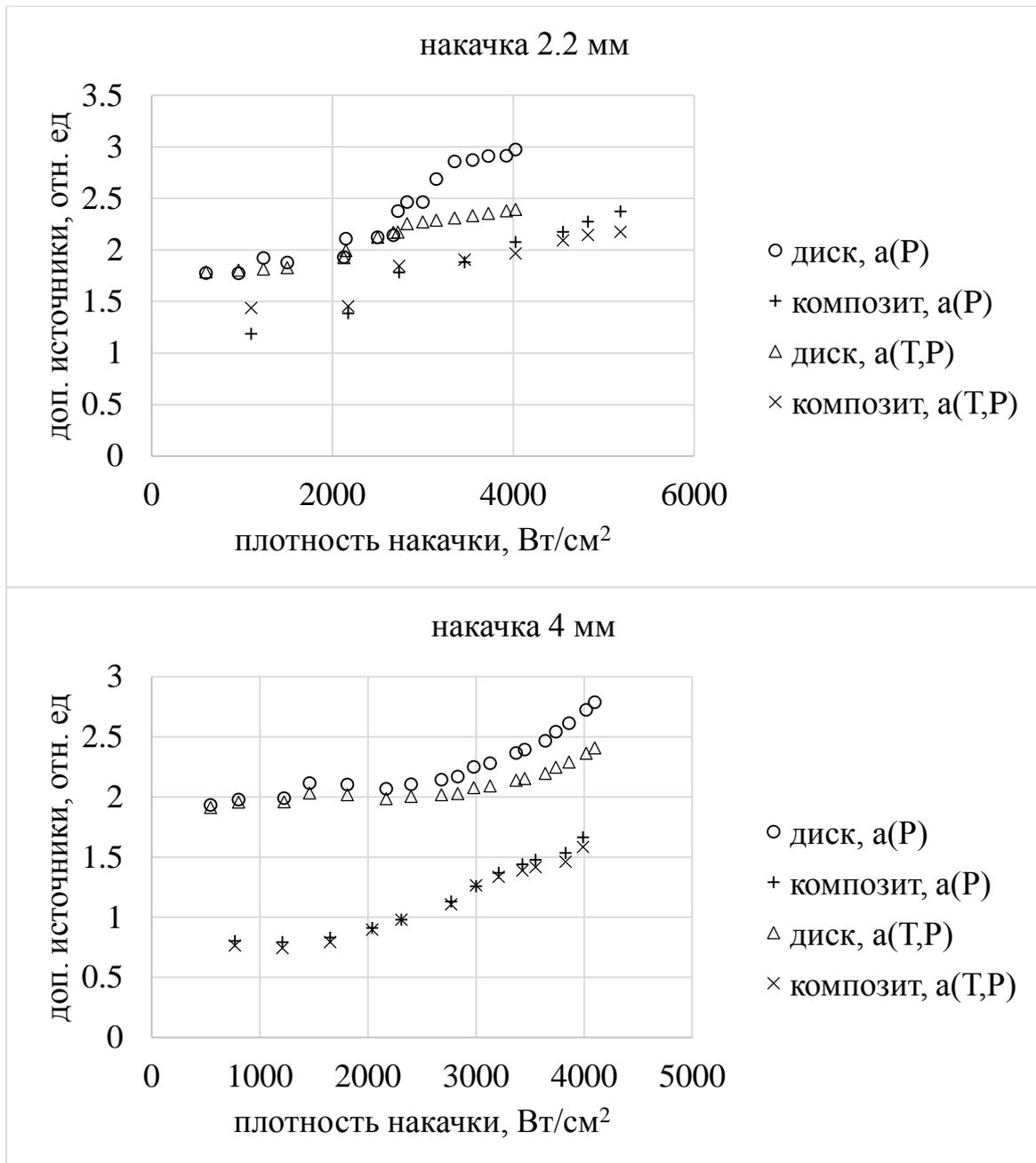


Рис. 14 Зависимость дополнительных источников тепла от мощности накачки для АЭ двух геометрий. Символ а(P) в легенде означает, что источники тепла в модели зависят только от накачки, символ а(T,P) – от накачки и температуры, согласно формуле 4.

Из рис. 13 качественно видно, что в случае дискового активного элемента уже при накачке более 100 Вт и в отсутствие лазерной генерации максимальная температура в разы превышает температуру при наличии генерации. Это свидетельствует о величине дополнительного тепловыделения, значительно

превышающей тепловыделение из-за дефекта кванта. Напротив, в композитном активном элементе оптическая сила тепловой линзы в отсутствие лазерной генерации в 2 раза превышает аналогичную величину при наличии генерации при мощности накачки более 200 Вт. Это свидетельствует, по крайней мере, о 2-кратном продвижении по плотности мощности накачки в композитном АЭ для достижения аналогичной величины дополнительного тепловыделения.

Измерения и расчёты, представленные на рис. 13, сделаны при диаметре пятна накачки 2.2 мм. Схожие измерения были сделаны при диаметре накачки 4 мм. С использованием численного моделирования и выражений (4,5) из экспериментальных данных вычислена мощность дополнительных источников согласно выражению (3). Результаты расчётов представлены на рис. 14.

Из рис. 14 можно видеть, что мощность дополнительных источников значительно превышает дефект кванта. Возможный механизм такого нагрева, предложенный в работах [15, 63], состоит в том, что при высокой концентрации возбуждённых ионов иттербия имеет место их кластеризация, затем ап-конверсия энергии нескольких ионов в энергию одного электрона, который попадает в зону проводимости. Из-за этого появляется поглощение излучения на свободных электронах. Скорость процесса ап-конверсии растёт с увеличением плотности возбуждённых ионов (то есть, инверсии). Согласно рис. 12а, усиление слабого сигнала и запасённая энергия чуть выше в композитном АЭ благодаря сниженному УСИ (даже с учётом различной толщины легированной части). Поэтому, величина дополнительных источников должна быть выше в композитном АЭ, в то же время экспериментальные данные противоречат такому утверждению данной работы и работы [60]. Необходимо отметить, что учёт того, что в композитном АЭ температура легированной части меньше, также не объясняет столь большой разницы в тепловыделении (хоть разница и становится меньше, согласно рис. 14). Кривые с легендой $a(P)$ на рис. 14 отображают величину дополнительного тепловыделения, в предположении, что температура легированного слоя остаётся равной 20°C согласно рис. 7, при любой мощности накачки. Данное противоречие может быть связано со значительным

уменьшением интенсивности УСИ в композитном активном элементе. Излучение люминесценции поглощается на свободных электронах и ионах Yb^{2+} , и даёт вклад в нагрев активного элемента. Таким образом, наличие нелегированного слоя в композитном дисковом АЭ приводит к снижению величины дополнительных источников нагрева как за счет меньшей температуры легированной части, так и, возможно, за счет меньшей интенсивности УСИ.

1.3 Измерение спектра усиления, времени жизни и дополнительного тепловыделения новых лазерных сред

При создании непрерывного лазера с высокой средней мощностью ключевыми параметрами его активной среды являются теплопроводность, квантовая эффективность, время жизни люминесценции, сечения поглощения накачки и усиления сигнала. Работа лазера в импульсном режиме с высокой энергией требует запасания соответствующей энергии в активной среде, что налагает свои требования на время релаксации верхнего рабочего уровня. Ширина линии усиления определяет минимальную длительность импульса, который можно усилить без спектральных искажений. Алюмоиттриевый гранат, легированный иттербием, по комбинации своих свойств является оптимальной средой для конструирования мощных непрерывных и импульсных лазеров. Тем не менее, поиск новых сред ведётся, и потому полезно иметь методики для быстрого измерения их свойств.

С использованием метода исследования материалов на величину дополнительного тепловыделения (раздел 1.1), были измерены коэффициенты тепловыделения в ряде лазерных сред, легированных иттербием. Результаты представлены в таблице 3. Согласно таблице 3 эффект дополнительного тепловыделения присутствует не только в кристаллах Yb:YAG , но и во многих других лазерных средах, включая лазерную керамику. Его необходимо учитывать при разработке иттербиевых лазеров с высокой средней мощностью даже если легирование не столь высоко как в исследованных выше кристаллах Yb:YAG .

Таблица 3. Коэффициенты тепловыделения на двух длинах волн в некоторых легированных иттербием лазерных средах

Материал	Коэффициент тепловыделения, 1/м	
	1030 нм	1070 нм
Керамика LuAG	1.4	2.9
Керамика YAG	(0.9, 3.3)	(0.1, 0.5)
Оксид иттрия Y ₂ O ₃	1.6	1.10
стекло на основе оксида теллура	-0.22	0.04
кварцевое стекло с иттербием	-0.015	
GGG	14	0.19
CaF ₂	(-0.55, -0.1)	(0.001, 0.05)
Стеклокерамика с иттербием	100	6

Измерение таких величин как время релаксации верхнего рабочего уровня или сечение усиления также осложнены в иттербиевых средах из-за так называемого «захвата» излучения, который связан с тепловым заселением нижнего лазерного уровня при переходе вблизи 1030 нм. Это приводит к тому, что лазерный сигнал в отсутствие накачки поглощается и переизлучается снова, что значительно влияет на наблюдаемое время релаксации люминесценции и её спектр, и как следствие, на «наблюдаемый» спектр сечения усиления. Причём, связанные с «захватом» излучения искажения времени релаксации и спектра сильно зависят от объёма исследуемой лазерной среды (на рис. 15 схематично изображён процесс захвата излучения).

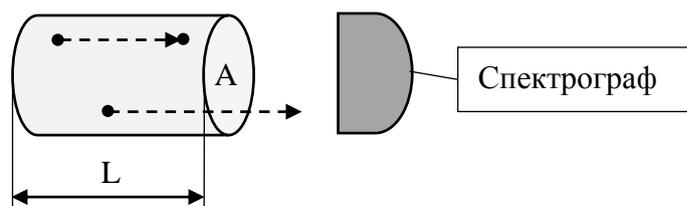


Рис. 15. Испускание и захват фотонов спонтанной люминесценции в лазерной среде; A – площадь поперечного сечения цилиндра, L – его длина

В статье [46] приведён анализ того, как искажается спектр излучения по мере прохождения среды, а также предложен способ для устранения ошибки, внесённой захватом излучения. Процесс захвата излучения, изображённый на рис.15, можно описать следующим образом. Интенсивность света на некоторой длине волны λ , испущенного на некоторой глубине x , перед попаданием в спектрограф ослабнет в число раз, равное $\exp(-x\sigma_{abs}(\lambda)N)$, где $\sigma_{abs}(\lambda)$ – сечение поглощения на данной длине волны; N – концентрация ионов активатора. Здесь предполагается, что доля возбуждённых ионов активатора от их общего числа пренебрежимо мала. Излучение спонтанной люминесценции со спектром $I_{em}(\lambda)$ попадает в спектрограф из всей толщи образца. Спектральная плотность излучения, регистрируемая спектрографом в таком случае, как на рис. 15, будет подчиняться следующему соотношению:

$$\begin{aligned} I(\lambda) &\sim \int dA \int_0^L I_{em}(\lambda) * \exp(-x\sigma_{abs}(\lambda)N) * dx = \\ &= \frac{A * I_{em}(\lambda)}{\sigma_{abs}(\lambda) * N} (1 - \exp(-L * \sigma_{abs}(\lambda) * N)) \end{aligned} \quad (6)$$

где $I(\lambda)$ – спектральная плотность излучения, регистрируемая спектрографом; $\int dA$ – интеграл по площади поперечного сечения образца; $I_{em}(\lambda)$ – истинный спектр спонтанной люминесценции; $\int_0^L dx$ – интеграл по длине образца. Таким образом, искажения наблюдаемого спектра зависят от оптической толщины образца, и при стремлении её к нулю форма наблюдаемого спектра $I(\lambda)$ стремится к «истинному» спектру люминесценции $I_{em}(\lambda)$. Анализ влияния захвата излучения на наблюдаемое время жизни более сложен, и требует решения интегрально-дифференциального балансного уравнения для населённости верхнего лазерного уровня, которая зависит от трёх пространственных координат и времени (уравнение 7):

$$\frac{\partial N(\vec{r}, t)}{\partial t} = -\frac{N(\vec{r}, t)}{\tau} + \iiint \frac{N(\vec{r}', t)}{\tau} \frac{\exp(-|\vec{r} - \vec{r}'| \sigma_{abs} N_d)}{4\pi(\vec{r} - \vec{r}')^2} d^3r' \quad (7)$$

Здесь $N(\vec{r}, t)$ – населённость верхнего лазерного уровня, зависящая от \vec{r} – координаты в трёхмерном пространстве, t – текущего времени; τ – истинное время жизни люминесценции, σ_{abs} – коэффициент поглощения (усреднённый по спектру) N_d – концентрация ионов активатора, $\iiint d^3r'$ – интеграл по объёму образца. Данное уравнение подробно описано в работе [45]. Его решение даже в образцах с высокой симметрией (сферических, цилиндрических) трудноосуществимо. Вместо точного решения, в работе [45] предложена феноменологическая модель, в которой ограниченный образец лазерной среды заменяется на неограниченный (занимающий всё трёхмерное пространство), распределение возбуждённых ионов предполагается однородным (не зависящим от координат), а потери излучения через границы моделируются путём внесения затухания при распространении. Последнее означает, что экспоненциальный множитель в интеграле в уравнении 7 заменяется следующим образом:

$$\exp(-|\vec{r} - \vec{r}'| \sigma_{abs} N_d) \rightarrow \exp(-|\vec{r} - \vec{r}'| * (\sigma_{abs} N_d + l^{-1})) \quad (8)$$

Здесь величина l^{-1} характеризует дополнительное затухание. При подстановке формулы 8 в уравнение 7, в предположении однородного возбуждения среды, уравнение 7 сводится к следующему виду:

$$\frac{\partial N(t)}{\partial t} = - \frac{N(t)}{\tau(\sigma_{abs} N_d l + 1)} \quad (9)$$

Таким образом, захват излучения приводит к тому, что наблюдаемое время спада люминесценции становится больше истинного, причём в работе [45] эмпирически показано, что разница между истинным и наблюдаемым временами жизни линейно зависит от характерных размеров образца, в котором происходит измерение.

В связи с перечисленным, для корректного измерения спектра и времени жизни люминесценции в работах [45, 46] предложена экспериментальная установка, схематично изображённая на рис. 16.

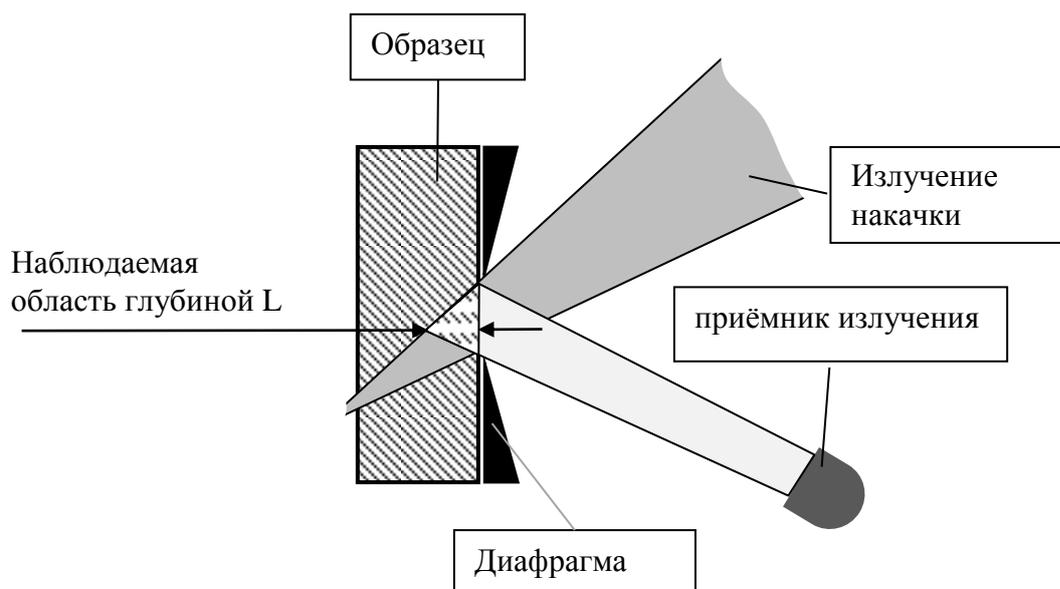


Рис. 16. Схема измерения спектра и времени релаксации люминесценции

Образец среды освещается импульсом излучения накачки. Приёмник излучения (фотодиод) регистрирует излучение люминесценции. Осциллограф, подключённый к фотодиоду, записывает кривую спада сигнала, пропорционального интенсивности люминесценции. Ключевая особенность схемы в том, что образец лазерной среды закрыт диафрагмой с той стороны, откуда падает накачка и ведётся регистрация излучения; осциллограммы записываются при разных диаметрах диафрагмы и падающего пучка накачки. Для каждой осциллограммы строится аппроксимация вида:

$$I(t) = A * \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (10)$$

где $I(t)$ – сигнал, A – амплитуда в относительных единицах, t – текущее время, τ – время спада, которое является наблюдаемым временем жизни люминесценции. Аппроксимация строится только в интервале времени, когда излучение накачки уже отсутствует, но интенсивность люминесценции ещё достаточна для регистрации. В результате получается ряд значений параметра τ , который соответствует разным размерам наблюдаемой области образца. Зависимость наблюдаемого времени жизни от размера области хорошо аппроксимируется линейной функцией, и можно вычислить время релаксации

люминесценции при нулевом размере области. Это время релаксации и есть истинное время релаксации верхнего лазерного уровня. В настоящей диссертации предложена модификация представленного выше способа измерений, которая заключается в том, что диаметр накачки остаётся постоянным, а меняется только размер диафрагмы. Несмотря на данное отличие, наблюдаемое время спада люминесценции по-прежнему линейно зависит от диаметра диафрагмы, что позволяет исключать ошибку, внесённую захватом излучения, и правильно измерять время жизни лазерного уровня.

Измерение спектра люминесценции в работе [46] проводится в установке, аналогичной изображённой на рис. 16, где приёмником излучения является спектрометр. Он регистрирует излучение люминесценции с задержкой относительно импульса накачки, чтобы исключить её влияние на измерение. Компьютер, подключённый к спектрометру, записывает распределение интенсивности люминесценции от длины волны (частоты). Полученный спектр люминесценции позволяет рассчитать спектр сечения усиления по формуле (11) [64].

$$\sigma_{em}(\lambda) = \frac{\lambda^5}{8\pi n^2 c \tau} \frac{I(\lambda)}{\int I(\lambda) \lambda d\lambda} \quad (11)$$

Здесь $\sigma_{em}(\lambda)$ – сечение усиления на длине волны λ ; n – показатель преломления среды; τ – время жизни люминесценции; $I(\lambda)$ – наблюдаемый спектр. Выражение (11) в иностранной литературе носит имя Füchtbauer–Ladenburg.

В работе [46] предлагается экспоненту в формуле (6) разложить в ряд до квадратичного слагаемого. В результате этого наблюдаемый спектр люминесценции можно записать в следующем виде:

$$I(\lambda) \sim A * L * I_{em}(\lambda) * (1 - 0.5 * L * \sigma_{abs}(\lambda) * N) \quad (12)$$

Выражение (12) говорит о том, что спектральная форма наблюдаемого сигнала стремится к истинному спектру люминесценции при стремлении толщины образца к нулю. Это означает, что можно записать несколько спектров с образцами разных толщин, затем сделать их экстраполяцию на нулевую толщину. Полученный таким образом спектр можно считать истинным спектром

люминесценции. Для упрощения эксперимента, в статье [46] предложено сделать измерения с одним образцом, но с разными диафрагмами, по схеме на рис. 16. При этом, средняя глубина, с которой излучение попадает в спектрограф, пропорциональна диаметру диафрагмы, поэтому экстраполяция наблюдаемого спектра на нулевой диаметр диафрагмы даст верный результат. Однако, как отмечают авторы [46], амплитуда наблюдаемого спектра зависит от диафрагмы, а также от факторов, случайно меняющихся между измерениями. В связи с этим, наблюдаемые спектры необходимо в некотором смысле нормировать. В статье [46] нормировка производится таким образом, чтобы пик люминесценции в интервале 1071-1078 нм совпадал сам с собой во всех измерениях. Такой выбор аргументируется тем, что в данном диапазоне захват излучения пренебрежимо мал. В результате получается ряд наблюдаемых спектров, соответствующий набору диафрагм, причём зависимость от диаметра диафрагмы хорошо аппроксимируется формулой (12).

В данной работе предложен и исследован иной способ нормировки спектров, отличающийся от способа в статье [46]. Он заключается в следующем. В формуле (6) можно разложить экспоненту в ряд до слагаемых более высокого порядка малости. После этого, подставить полученное выражение для наблюдаемого спектра в формулу (11). В результате получается следующее выражение:

$$\frac{\lambda^5}{8\pi n^2 c \tau} \frac{I(\lambda)}{\int I(\lambda) \lambda d\lambda} = \frac{\lambda^5}{8\pi n^2 c \tau} \frac{I_{em}(\lambda) * \sum_{k=1}^K \frac{1}{k!} (-L * \sigma_{abs}(\lambda) * N)^{k-1}}{\int I_{em}(\lambda) * \sum_{k=1}^K \frac{1}{k!} (-L * \sigma_{abs}(\lambda) * N)^{k-1} \lambda d\lambda} \quad (13)$$

Левая часть выражения (13) известна из эксперимента. В правой части, при фиксированной длине волны содержится дробно-рациональная функция толщины образца, с неизвестными коэффициентами, зависящими от истинного спектра люминесценции, сечения поглощения, а также концентрации иона-активатора. Зная значения данной функции при нескольких известных толщинах образца, можно рассчитать её коэффициенты. Для этого необходимо оборвать бесконечные суммы в выражении (13) при некотором конечном значении номера

К. Его значение можно выбирать, исходя из количества измеренных спектров, для однозначного определения коэффициентов дробно-рациональной функции. Значение этой функции при нулевой толщине будет равно истинному сечению усиления при данной (фиксированной) длине волны.

Таблица 4. Измеренные времена жизни в лазерных среда

Материал	Время жизни люминесценции, мс
Yb:YAG	0.9-1.05
Yb:LuAG	0.8-0.95
Yb:Y ₂ O ₃	0.82
Yb:GGG	0.83
Yb:CaF ₂	1.9-2
Теллуридное стекло с иттербием	0.5
Кварцевое стекло с иттербием	0.6
Стеклокерамика с иттербием	0.69

Иной способ нормировки предложен в связи с тем, что в лазерных средах с иттербием присутствует тепловое заселение нижнего лазерного уровня при переходах вплоть до 1070нм. Это заселение в Yb:YAG при переходе на 1050 нм всего в 2-3 раза меньше, чем при переходе на 1030 нм [20]. Захват излучения на длине волны 1050 нм слаб из-за меньшего в 6 раз сечения перехода. Однако, в других средах различие может быть не столь выраженным. Также, диапазон, в котором авторы [46] добиваются совпадения спектров, не определён строго. Кроме того, чувствительность спектрометров с кремниевыми фотоприёмниками падает при приближении к отметке 1100 нм. Соотношение сигнал/шум в

измеренных спектрах в диапазоне 1050 – 1100 нм затрудняет выполнение их адекватной нормировки.

Методы диагностики лазерных сред, описанные в данном разделе, были успешно реализованы на практике. Было обнаружено, что эффект захвата излучения приводит к переоценке времени жизни при его измерении без диафрагмы по схеме на рис 16. Для образца Yb:YAG в форме диска толщиной 2 мм, диаметром 10 мм и легированием 5% переоценка составляет 40%. Захват излучения в таком образце приводит к красному сдвигу спектра люминесценции примерно на 1 нм в диапазоне 900 – 1040 нм. Результаты применения данных методов представлены в таблице 4 и на рисунке 17

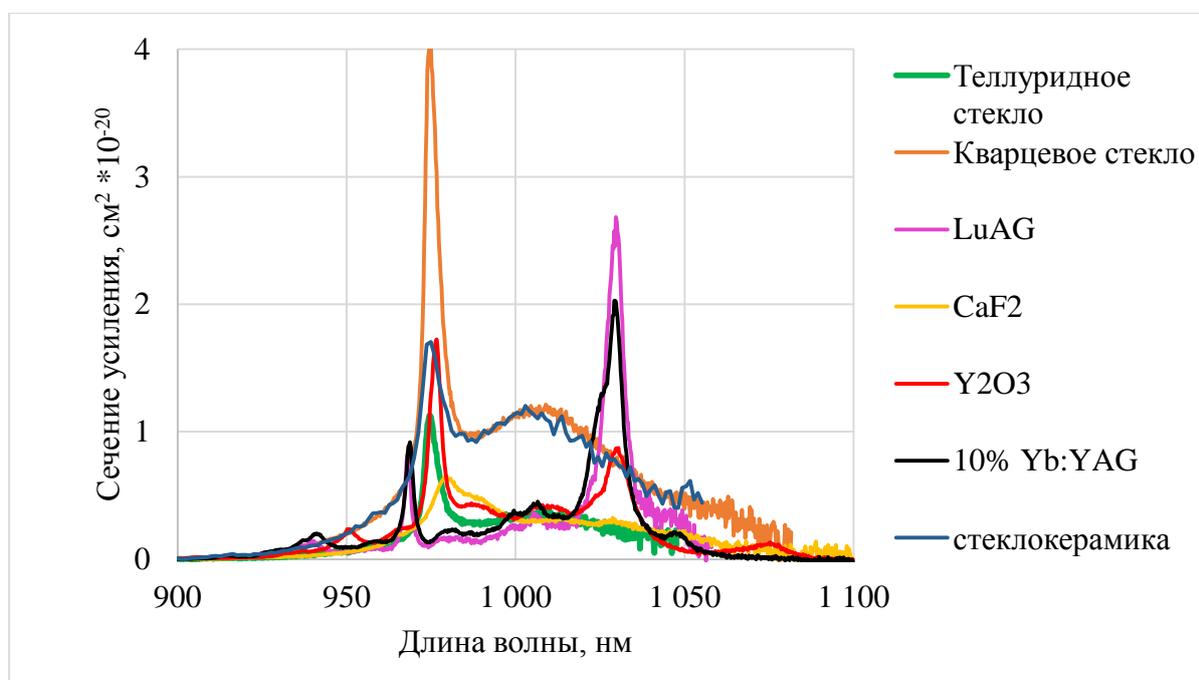


Рис. 17. Измеренные спектры сечения усиления в лазерных средах

1.4. Заключение к главе 1

В первой части работы выполнено исследование лазерных и термооптических характеристик активных сред, легированных иттербием. Разработаны способы контроля и подавления эффекта дополнительного тепловыделения. Оптимизирован способ измерения лазерных характеристик. С помощью разработанных методов и подходов исследованы лазерные и

термооптические характеристики ряда новых лазерных сред. Выполненные измерения проверены экспериментально и использованы при выполнении работ по другим частям диссертации для разработки дизайна активных элементов и лазерных систем. Кратко, полученные в первой главе результаты можно резюмировать следующими тезисами:

1. Предложен метод диагностики лазерных сред, легированных иттербием, на предмет величины дополнительного тепловыделения. Метод основан на измерении нагрева образца при его освещении пучком излучения на резонансной и нерезонансной длинах волн. Экспериментально продемонстрирована корреляция между величиной нелинейного тепловыделения, измеренной предложенным методом и нагревом дисковых активных элементов в условиях наличия и отсутствия лазерной генерации.
2. Исследован эффект нелинейного дополнительного тепловыделения в различных лазерных средах (Yb:YAG , $\text{Yb:Y}_2\text{O}_3$, Yb:LuAG , ...), различных производителей и различного легирования. Показано, что данный эффект зависит от величины легирования и величины остаточных примесей в материалах.
3. Показано, что эффективность лазерной генерации в выращенных по методу Багдасарова кристаллах ниже, чем в выращенных методом Чохральского из-за повышенного содержания примесей. Предложен способ по улучшению метода Багдасарова, и продемонстрировано значительное увеличение эффективности генерации излучения в кристаллах, выращенных улучшенным методом.
4. Исследован эффект нелинейного дополнительного тепловыделения в зависимости от температуры материала. Показано, что уменьшение температуры приводит к уменьшению данного эффекта. Также исследован эффект нелинейного дополнительного тепловыделения в дисковых и композитных активных элементах. Показано, что уменьшение величины спонтанного излучения приводит к уменьшению эффекта нелинейного тепловыделения несмотря на увеличение величины инверсии.

5. Предложена модификация метода измерения сечения усиления и времени жизни в легированных иттербием активных средах. Показано, что данные методы позволяют избежать ошибки, внесённой перепоглощением излучения, что даёт возможность диагностики активных элементов с большой толщиной. С помощью модифицированного метода исследованы спектры сечения усиления и время жизни в ряде лазерных сред (Yb:YAG, Yb:Y₂O₃, Yb:LuAG, Yb:CaF₂, Yb:Glass, ...).

Глава 2. Подавление тепловых искажений излучения в активных элементах

2.1 Влияние охлаждения дисковых активных элементов на эффективность генерации и способы их монтажа на высокотеплопроводный радиатор

Охлаждение дискового активного элемента через заднюю поверхность позволяет распределить поток тепла по наибольшей площади. Тем не менее, плотность потока тепла через заднюю поверхность активного элемента из Yb:YAG, работающего в непрерывном режиме, может составлять около 500 Вт/см². Эта величина на порядок выше, чем, к примеру, плотность потока тепла через поверхность процессора ПК, или через поверхность водонагревательного прибора. В связи с этим фактом, концепция непрерывного дискового лазера предъявляет жёсткие требования к охлаждению активного элемента. Например, в работе [65] описана конструкция дискового лазера с оригинальным способом монтажа и охлаждения активного элемента. АЭ толщиной 2.5 мм и апертурой 5-15 см (рис 18а) изготовлен из стекла, легированного иттербием, прижат к креплению специальной формы (рис 18б), имеющему на своей поверхности открытые каналы (капилляры) для хладагента.

Такой способ охлаждения имеет свои преимущества. Активный элемент приведён в непосредственный контакт с охлаждающей средой, применение разного рода теплопроводящих составов не требуется. Однако, данная идея плохо подходит для дискового активного элемента из кристалла Yb:YAG. Это связано с тем, что типичные размеры последнего в 10 раз меньше, чем таковые у стеклянного АЭ в статье [65], при этом тепловая мощность одинакова в обоих

случаях. Необходимая ширина капилляров для охлаждения кристаллического АЭ должна быть меньше в 10 раз, для сохранения прежних механических напряжений в активной среде. Грубые оценки, сделанные на основе уравнения Навье-Стокса, показывают, что пропускная способность таких капилляров будет ниже на 3 порядка, а перепад давления, необходимый для прокачки воды, будет около 1 атмосферы, что создаст дополнительную механическую нагрузку на тонкодисковый активный элемент.

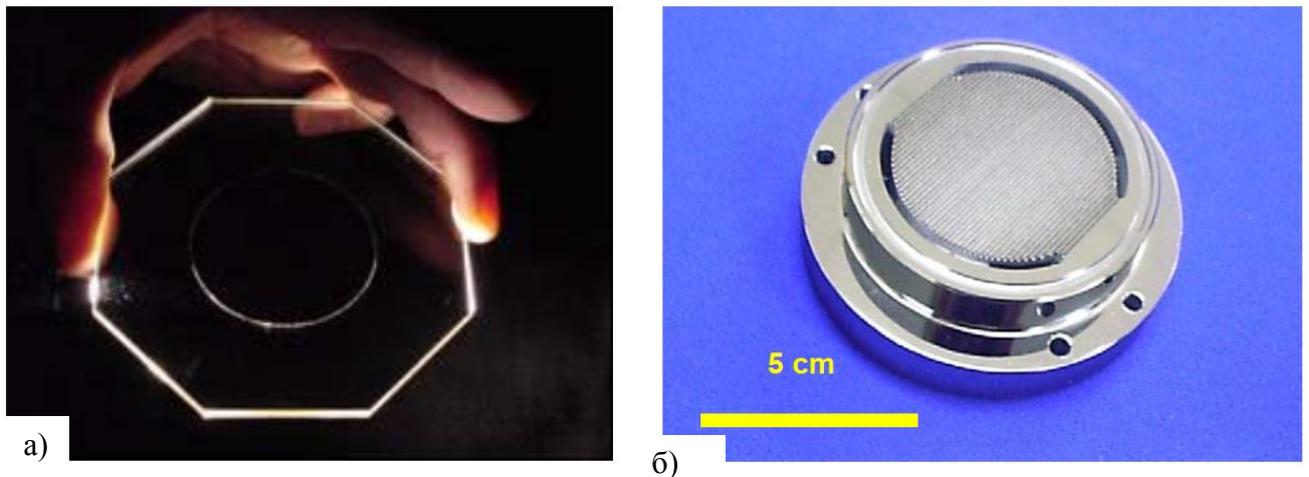


Рис.18. а) активный элемент; б) крепление для активного элемента [65]

Охлаждение лазерной среды потоком газа, как например в работе [66] неприменимо с кристаллическим АЭ, работающим в непрерывном режиме, поскольку плотность потока тепла выше на 2 порядка. Из-за малой толщины дискового АЭ из Yb:YAG дополнительно возникает проблема его закрепления в лазерной установке, поскольку диск имеет недостаточную механическую прочность и жёсткость. Разумным решением является его монтаж на радиатор из теплопроводного материала (например, медь), необходимой прочности, охлаждаемый жидкостью, как на рис. 19. Тепловое сопротивление дискового АЭ находится в пределах $0.1-0.5 \text{ K}\cdot\text{cm}^2/\text{Вт}$. Для минимизации его температуры, тепловое сопротивление радиатора и контактного слоя должно быть на порядок ниже. Радиатор толщиной 1 мм из материала с теплопроводностью выше $400 \text{ Вт/м}\cdot\text{K}$ (медь) обеспечивает сопротивление ниже $0.025 \text{ K}\cdot\text{cm}^2/\text{Вт}$. Радиатор из

алмаза теплопроводностью 1300 Вт/м*К при той же толщине обеспечивает ещё меньшее тепловое сопротивление ($0.008 \text{ К*см}^2/\text{Вт}$). В настоящее время доступны поликристаллы алмаза толщиной более 1 мм и поперечным размером более 10 см, полученные по технологии осаждения из газовой фазы [34]. Надёжное и стабильное закрепление радиатора диаметром 20 мм и толщиной 1 мм не представляет трудности.

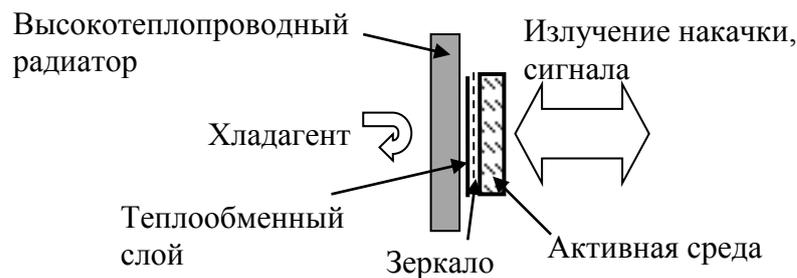


Рис.19. Схема дискового активного элемента с теплоотводом

Монтаж активного элемента на радиатор представляет отдельную техническую задачу. Контактный слой должен обеспечивать низкое тепловое сопротивление, однородное по всей площади. В настоящей диссертации рассмотрены два способа монтажа: пайка индиевым припоем и склеивание полимерным клеем VERFIX B665-0. Индиевый припой имеет температуру плавления около $150 \text{ }^\circ\text{C}$, что приемлемо для диэлектрических покрытий, нанесённых на активный элемент. Теплопроводность индия составляет 80 Вт/м*К , что обеспечивает приемлемое тепловое сопротивление при толщине контактного слоя менее 80 микрон. Адгезия припоя возможна только при наличии слоя металлизации (например, медью) на обеих скрепляемых поверхностях. Медь должна быть предварительно очищена от оксидной плёнки. Для очистки можно применять флюс (напр. фосфорную кислоту). После очистки поверхности лудятся слоем расплавленного индия, и соединяются вместе. При этом существует вероятность того, что слой индия будет содержать остатки флюса, окалина, иные загрязнения. В таком случае тепловое сопротивление контактного слоя будет

неоднородным. Такой активный элемент при интенсивной накачке будет содержать перегретые области, т.н. «горячие точки», наблюдаемые через тепловую камеру или профилометр, см. рис. 20а,б.

При наличии горячих точек максимальная мощность и эффективность лазерной генерации будет ниже, чем при однородном тепловом сопротивлении. Практика показала, что не всегда удаётся обеспечить пайку с однородным тепловым контактом. В таком случае процедуру приходится делать повторно. Для устранения этого недостатка разработана технология вакуумной пайки дискового активного элемента на теплоотвод с использованием установки вакуумной пайки Budatec. Технология продемонстрировала возможность надёжной пайки дисковых активных элементов с высокой однородностью контакта и хорошей повторяемостью (рис. 20в). Однако, данный метод не позволяет контролировать фазовые искажения в тонком дисковом активном элементе (рис. 20г) и лучше подходит для монтажа композитных дисковых активных элементов.

Разработан также способ монтажа дискового активного элемента на высокотеплопроводный диэлектрический радиатор путём приклейки на ультратонкий слой полимерного клея. Монтаж активного элемента на радиатор при помощи клея лишён части недостатков, присущих монтажу при помощи индиевого припоя. В частности, не требуется проводить вакуумное напыление меди на скрепляемые поверхности, что удешевляет процесс. Из-за отсутствия меди, возможен визуальный контроль качества контактного слоя. Однако, теплопроводность клея значительно ниже, чем индия, что налагает более жёсткие требования на толщину контактного слоя. При качественной полировке радиатора толщину слоя полимера можно сделать меньше одного микрометра, а тепловое сопротивление меньше, чем $0.01 \text{ K}\cdot\text{см}^2/\text{Вт}$. При монтаже многих активных элементов было обнаружено, что тепловое сопротивление полимерного слоя всегда однородно, см. рис. 20д,е, и не выше, чем при вакуумной пайке, рис 21.

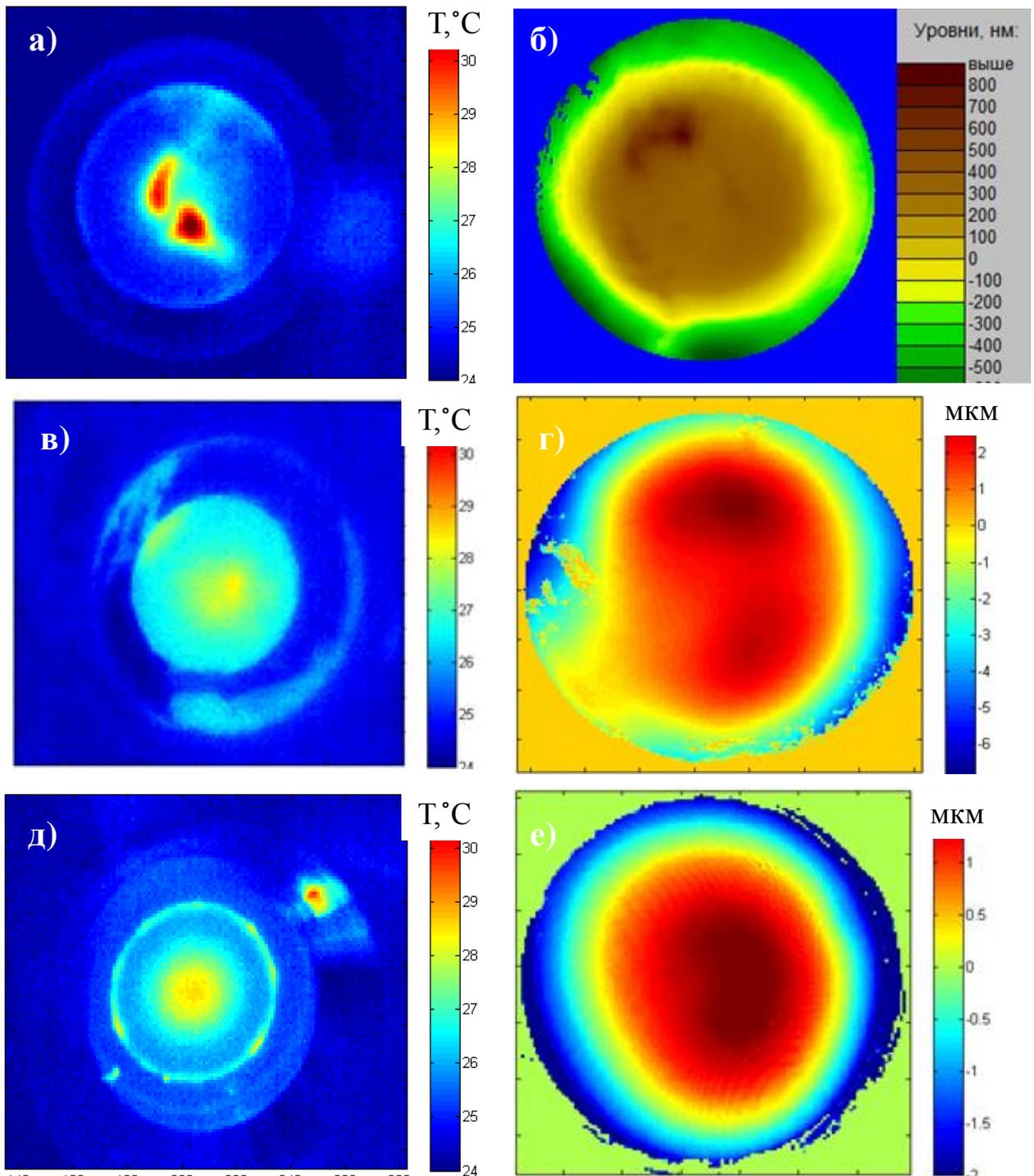


Рис. 20. Температурные и фазовые профили в активных элементах при освещении накачкой: а) температурный профиль при пайке; б) фазовый профиль при пайке; в) температурный профиль при вакуумной пайке; г) фазовый профиль при вакуумной пайке; д) температурный профиль при приклейке; е) фазовый профиль при приклейке.

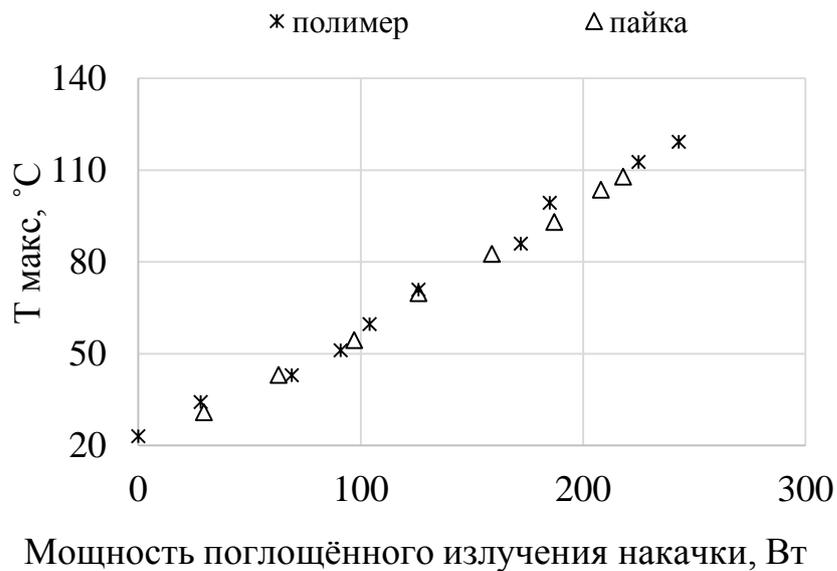


Рис.21. Зависимость максимальной температуры активного элемента от мощности накачки, при использовании разных способов монтажа.

Активные элементы, смонтированные на алмазный радиатор при помощи полимерного клея, были протестированы в экспериментальной установке, описанной в работе [67]. Диаметр пятна накачки на активном элементе составлял 5мм, а эффективность её поглощения – 95%. Была получена лазерная генерация с дифференциальной эффективностью 50-54%. Мощность накачки доходила до 1200 Вт, а температура поверхности АЭ – до 190 °С, (рис. 22) при температуре охлаждающей воды 15 °С. Оценки, сделанные согласно приложению 1 говорят, что плотность потока тепла через заднюю поверхность АЭ достигает 500 Вт/см², а тепловое сопротивление контактного слоя составляет приблизительно 0.05 К*см²/Вт. Таким образом, работоспособность предложенного способа монтажа и охлаждения АЭ продемонстрирована экспериментально.

Отвод тепла от радиатора в указанном эксперименте осуществлялся потоком воды. Схема подачи воды аналогична той, что изложена в работе [68], где есть и оценки коэффициента теплопередачи на границе радиатор/вода. Приведённое значение в 3.3 Вт/см²К достигается при расходе воды 3 литра в минуту через трубку диаметром 4 мм, выходной срез которой находится на

расстоянии нескольких мм от радиатора. В экспериментах, приведённых в настоящей диссертации используется трубка диаметром 7мм, выходной срез которой снабжён дюзами, и находится на расстоянии 0.5 мм от радиатора. Коэффициент теплопередачи между радиатором и водой в таких условиях специально не измерялся. Вместо этого была измерена температура поверхности АЭ и эффективность генерации в непрерывном режиме, при разных температурах и расходе охлаждающей воды. Результаты представлены на рис.22.

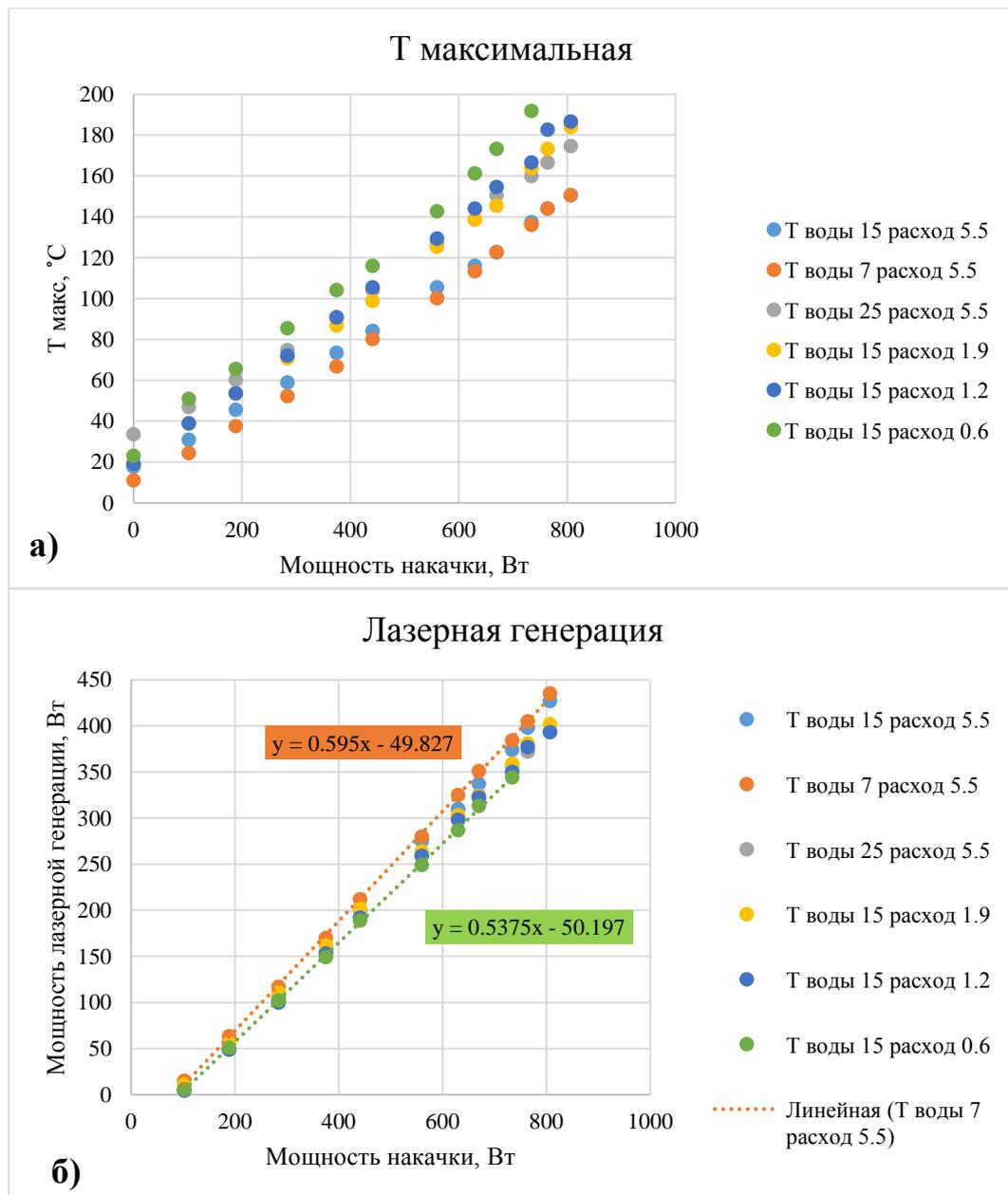


Рис. 22. а) максимальная температура б) мощность лазерной генерации в зависимости от мощности накачки, температуры и расхода воды. Расход приводится в литрах в минуту, температура воды в градусах Цельсия.

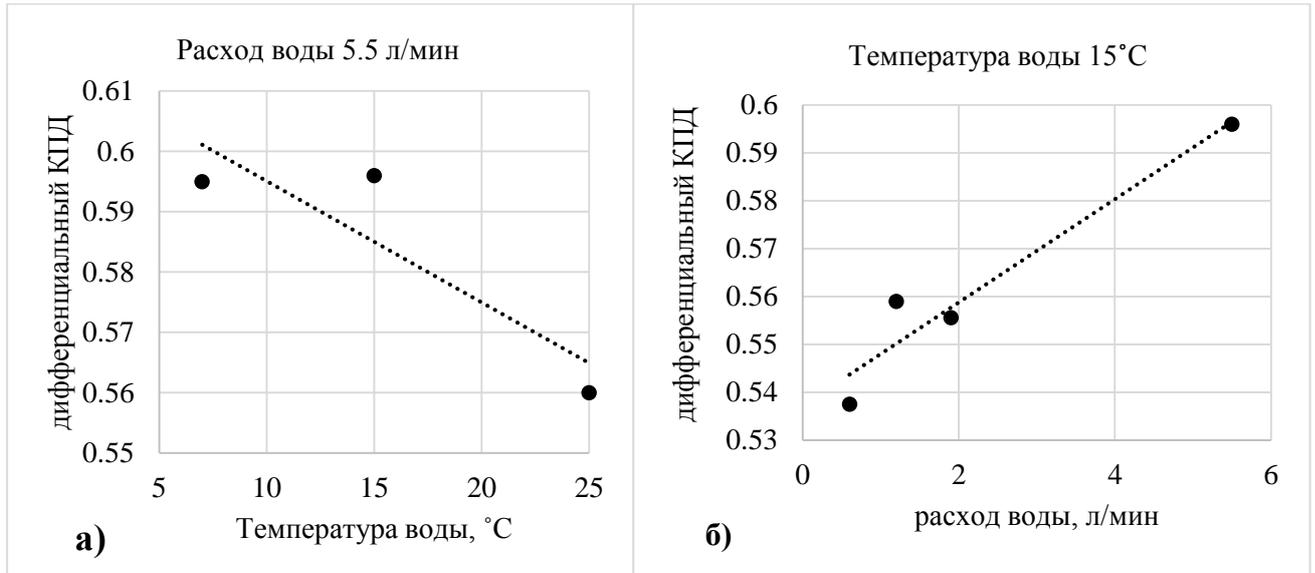


Рис. 23. Зависимость дифференциального КПД от а) – температуры, б) – расхода охлаждающей воды

Анализ результатов, представленных на рис. 22, показал, что при расходе воды в 5.5 л/мин. и температуре 7°C достигается дифференциальная эффективность 59%, рис. 23а. При температуре 25°C и прежнем расходе эффективность равна 56%. Снижение расхода до 0.6 л/мин приводит к падению КПД до 53% (рис. 23б), при этом перепад температур между АЭ и водой становится на 40% выше, рис. 22а. Таким образом, как понижение температуры, так и повышение потока охлаждающей жидкости в разумных пределах положительно влияет на эффективность лазерной генерации.

2.2 Сравнение тепловых эффектов в дисковых и композитных дисковых активных элементах.

Как уже было упомянуто в первой главе, существует идея композитного дискового активного элемента. Отличие композитного элемента от простого заключается в наличии нелегированного слоя среды с показателем преломления, близким к таковому у легированного слоя Yb:YAG, см рис. 10. Благодаря этому,

композитный активный элемент обладает рядом преимуществ перед простым элементом. Главное преимущество заключается в снижении интенсивности усиленного спонтанного излучения (УСИ) в легированной части. Это связано с отсутствием эффекта полного внутреннего отражения на границе легированной части с внешней средой (например, воздухом). Меньшая интенсивность усиленного спонтанного излучения приводит к сохранению более высокой инверсии и лучшему усилению лазерного сигнала. Снижение интенсивности усиленного спонтанного излучения также приводит к подавлению дополнительных источников нагрева, как было показано в первой главе настоящей работы. Наличие толстого слоя среды обеспечивает жёсткость активного элемента, в результате чего отсутствует «холодная» (т.е. не связанная с нагревом) составляющая фазовых искажений в нём. В композитном активном элементе отведение тепла из инверсной области происходит со всех сторон, в отличие от простого, с односторонним охлаждением. Однако, наличие поперечных температурных градиентов в толстом нелегированном слое среды приводит к более сильным фазовым искажениям, что является недостатком композитного АЭ перед простым.

В настоящей работе сделано сравнение простого и композитного АЭ, с точки зрения эффективности генерации, усиления слабого сигнала и фазовых искажений, путём расчёта и эксперимента. Экспериментальная установка, в которой проводились измерения, приведена в первой главе, на рис. 11. Результаты по эффективности генерации и усилению приведены также в первой главе, на рис. 12. При расчёте фазовых искажений излучения в активных элементах, фазовый набег складывался из трёх компонент (рис. 24): изгиб зеркала, деформация диска, и термооптический эффект из-за температурной зависимости показателя преломления ($dn/dT \neq 0$). Видно, что в случае с дисковым активным элементом фазовые искажения, в основном, определяются изгибом зеркальной поверхности в то время как «классическая» тепловая линза из-за температурной зависимости показателя преломления пренебрежимо мала. В случае композитного дискового активного элемента фазовые искажения складываются, в основном, из суммы

деформаций и температурной зависимости показателя преломления. Причем, эти вклады сильно зависят от толщины нелегированной части.

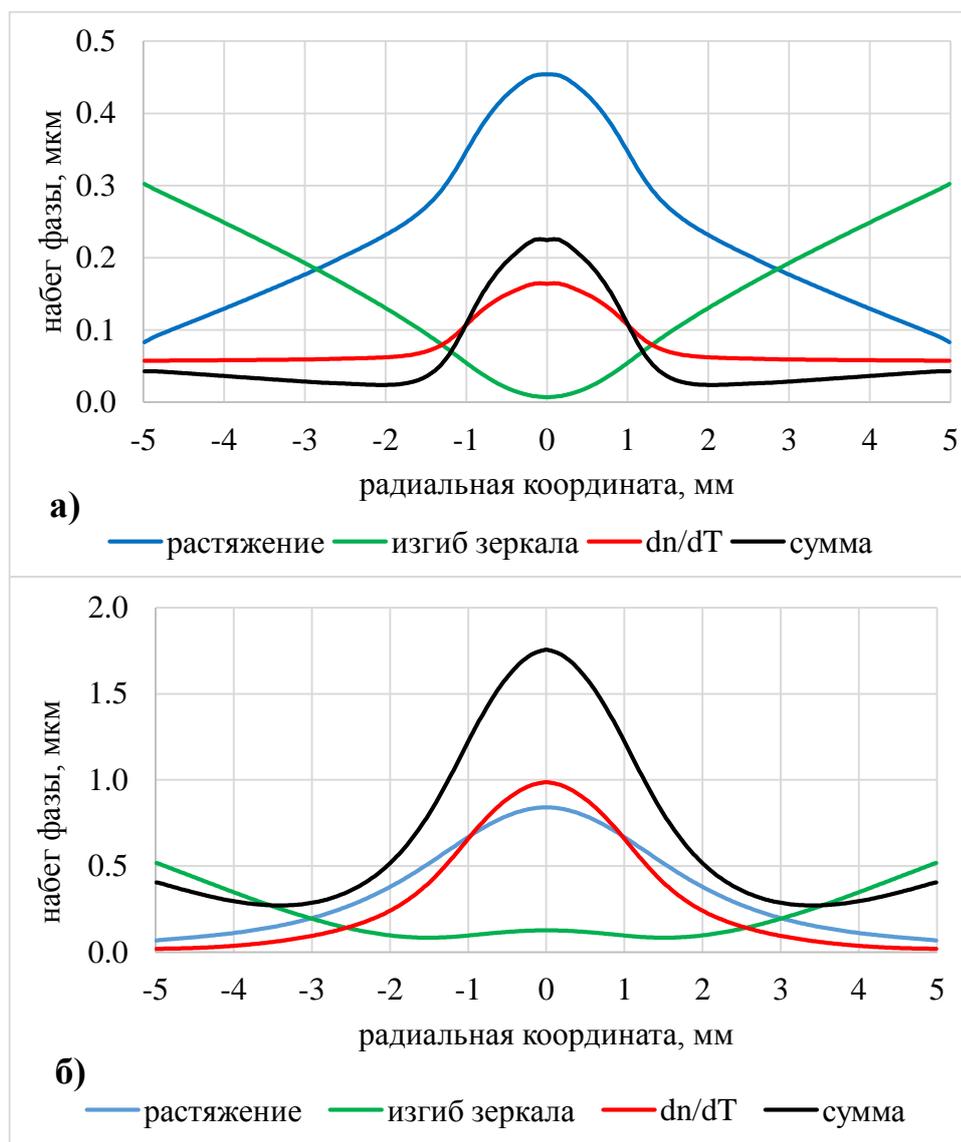


Рис. 24. Вклады различных эффектов в фазовый набег излучения в а) дисковом и б) композитном активных элементах

Измерение максимальной температуры и термонаведённой линзы приведено ниже на графиках (рис. 25, рис. 26). Максимальная температура в простом дисковом АЭ на рис 25а хорошо совпадает с расчётными значениями при условии эффективной лазерной генерации. В отсутствие извлечения энергии присутствует источник нагрева, нелинейно зависящий от мощности накачки. Данному явлению посвящена часть первой главы. Фазовые искажения в простом дисковом АЭ определяются в большей степени «холодной» компонентой и ее

небольшим изменением при тепловом воздействии, чем термонаведённой (рис 25б).

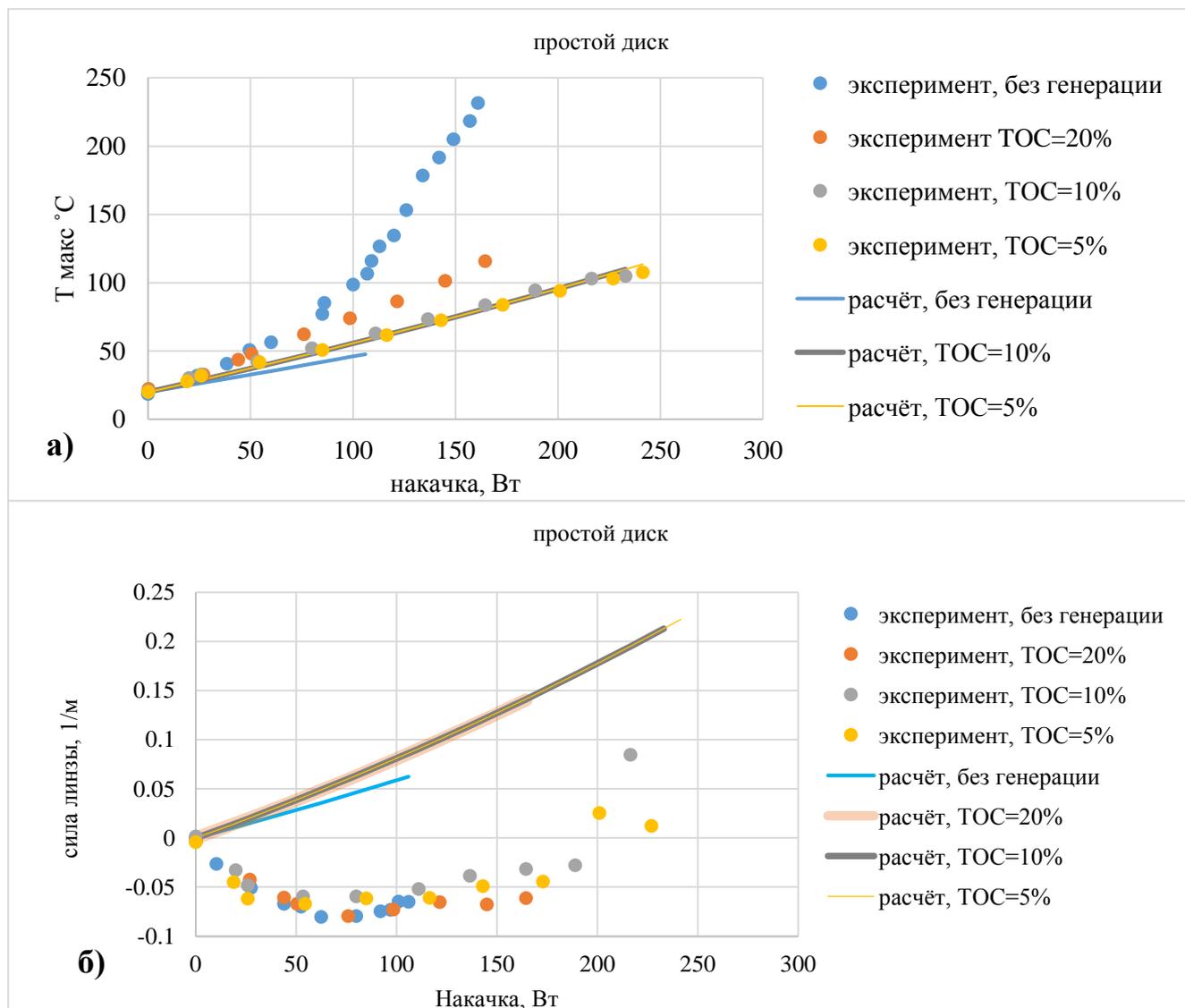


Рис. 25. а) максимальная температура, б) термонаведённая линза, в простом дисковом АЭ, в зависимости от поглощённой мощности накачки при разных выходных зеркалах резонатора.

При анализе экспериментальных и теоретических результатов для композитного активного элемента обнаружилось, что сильный вклад в температуру на поверхности активного элемента и тепловую линзу вносит наличие нерезонансного поглощения генерируемого лазерного излучения в нелегированной части. Величина такого поглощения была измерена в используемом для композита кристалле YAG и в расчётах взята равной 0.3 1/м

(отметим, по порядку величины соответствует коэффициенту тепловыделения в алюмоиттриевом гранате на длине волны 1070 нм (см табл. 1)).

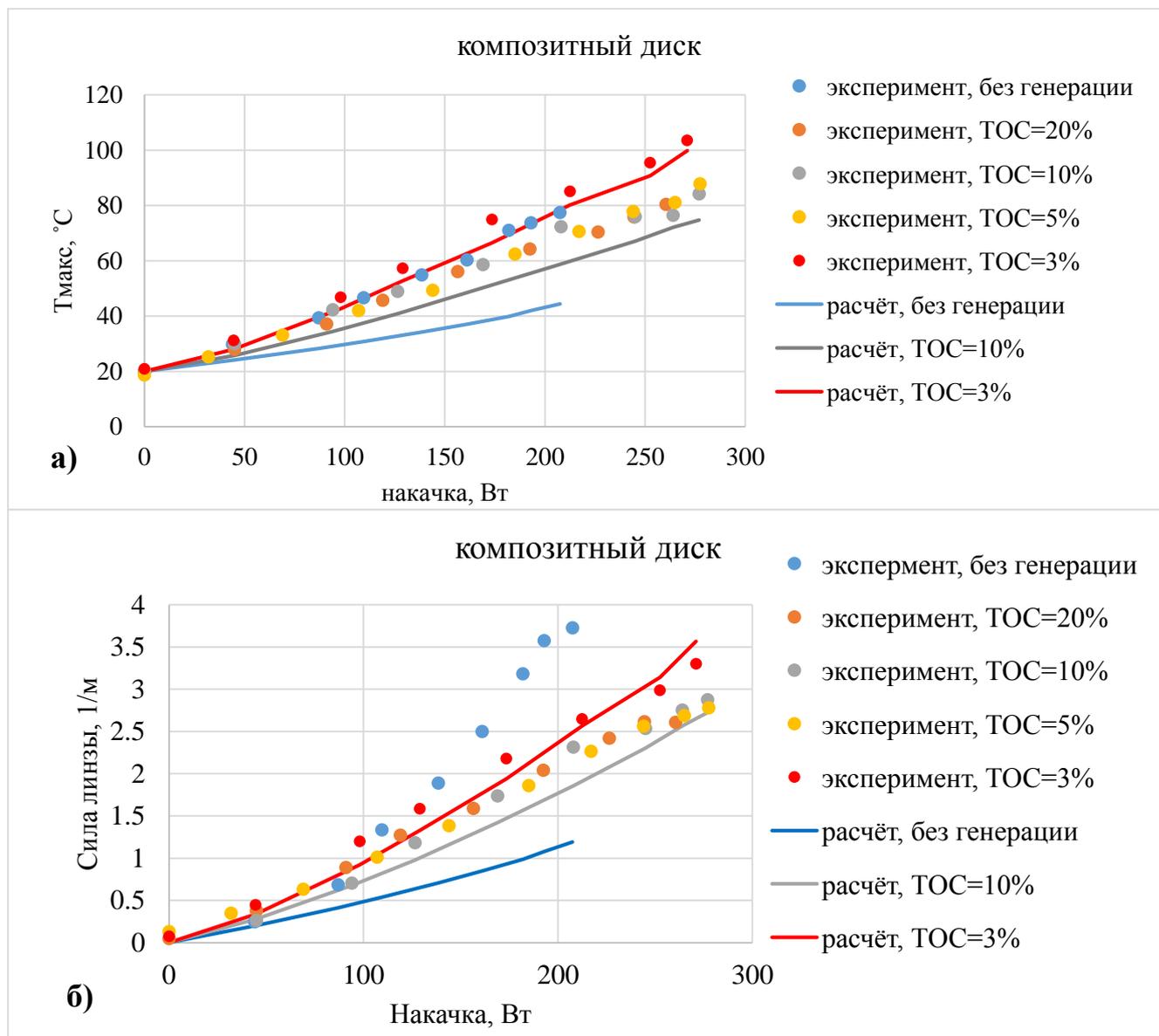


Рис. 26. а) максимальная температура, б) термонаведённая линза, в композитном АЭ зависимости от поглощённой мощности накачки при разных выходных зеркалах резонатора.

Из рис. 26 видно, что при увеличении пропускания выпускного зеркала резонатора вклад, связанный с наличием поглощения лазерного излучения значительно снижается. Так, для выпускных зеркал в 10 и 20% разницы не наблюдается, что обозначает пренебрежимо малый вклад поглощения лазерного

излучения. Кроме того, с учётом нерезонансного поглощения экспериментальные и теоретические результаты совпадают с хорошей точностью.

2.3 Подавление фазовых искажений излучения в композитных дисковых активных элементах Yb:YAG/sapphire.

Фазовые искажения в композитном АЭ обусловлены поперечным градиентом температуры, который, в свою очередь, появляется благодаря потоку тепла из активной области. С одной стороны, этот поток позволяет улучшить её охлаждение, но с другой стороны, желательно снизить связанные с ним градиенты температуры. В данной работе предлагается уменьшать градиенты температуры в композитном дисковом АЭ путём применения более теплопроводного материала в качестве нелегированной части. Сапфир, например, обладает в 3 раза более высокой теплопроводностью по сравнению с чистым алюмоиттриевым гранатом [19], при этом обладает хорошим оптическим качеством. В результате, расчёт (рис. 27а) показывает, что в композитном АЭ при применении сапфира вместо граната максимальная температура (на передней границе легированного слоя) значительно уменьшается. Соответственно, фазовые искажения также уменьшаются (рис. 27б). Данный расчёт проведён согласно модели, изложенной в приложении 1. Мощность поглощённого излучения накачки была равна 1000 Вт, диаметр пятна 5 мм, толщина слоя Yb:YAG – 160 микрон.

Композитные активные элементы Yb:YAG/sapphire были изготовлены путём термодиффузионной сварки. Отметим, что коэффициенты температурного расширения сапфира и граната отличаются, что представляет трудность при их термодиффузионной сварке. Кроме того, сапфир анизотропный, что налагает определённые требования на ориентацию заготовки. Заготовки из исходных

материалов имели толщину 0.5 мм (гранат) и 2 мм (сапфир). Процесс сварки близок к изложенному в [61] и более подробно описан в приложении 2.

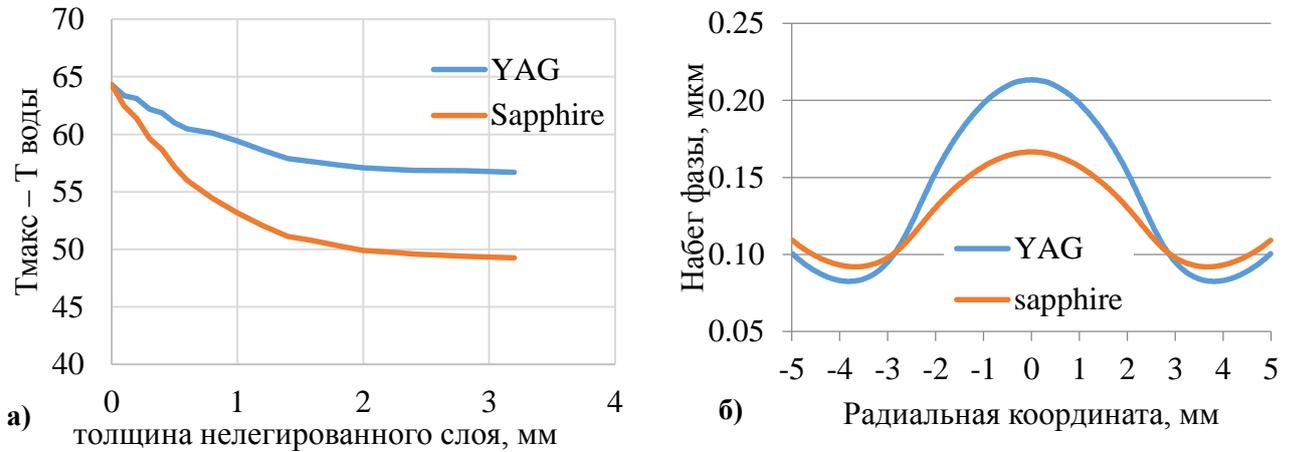


Рис. 27. а - Расчёт температуры легированного слоя композитного активного элемента в зависимости от толщины нелегированного слоя при разных материалах последнего, б – фазовые профили в таких композитных активных элементах при толщине нелегированного слоя 2 мм.

После соединения заготовок толщина легированной части была уменьшена путём шлифовки до толщины 250 микрометров, поверхности сапфира и граната отполированы до оптического качества. На них были нанесены диэлектрические покрытия: отражающее – на поверхность граната, просветляющее – на поверхность сапфира, работающие в диапазоне длин волн накачки и сигнала (940 - 1030 нм). Полученные композитные АЭ были смонтированы на радиатор и протестированы в режиме многомодовой лазерной генерации. Установка экспериментального дискового лазера аналогична таковой в работе [67]. Была измерена эффективность генерации, термонаведённая линза, и усиление слабого сигнала в отсутствие генерации.

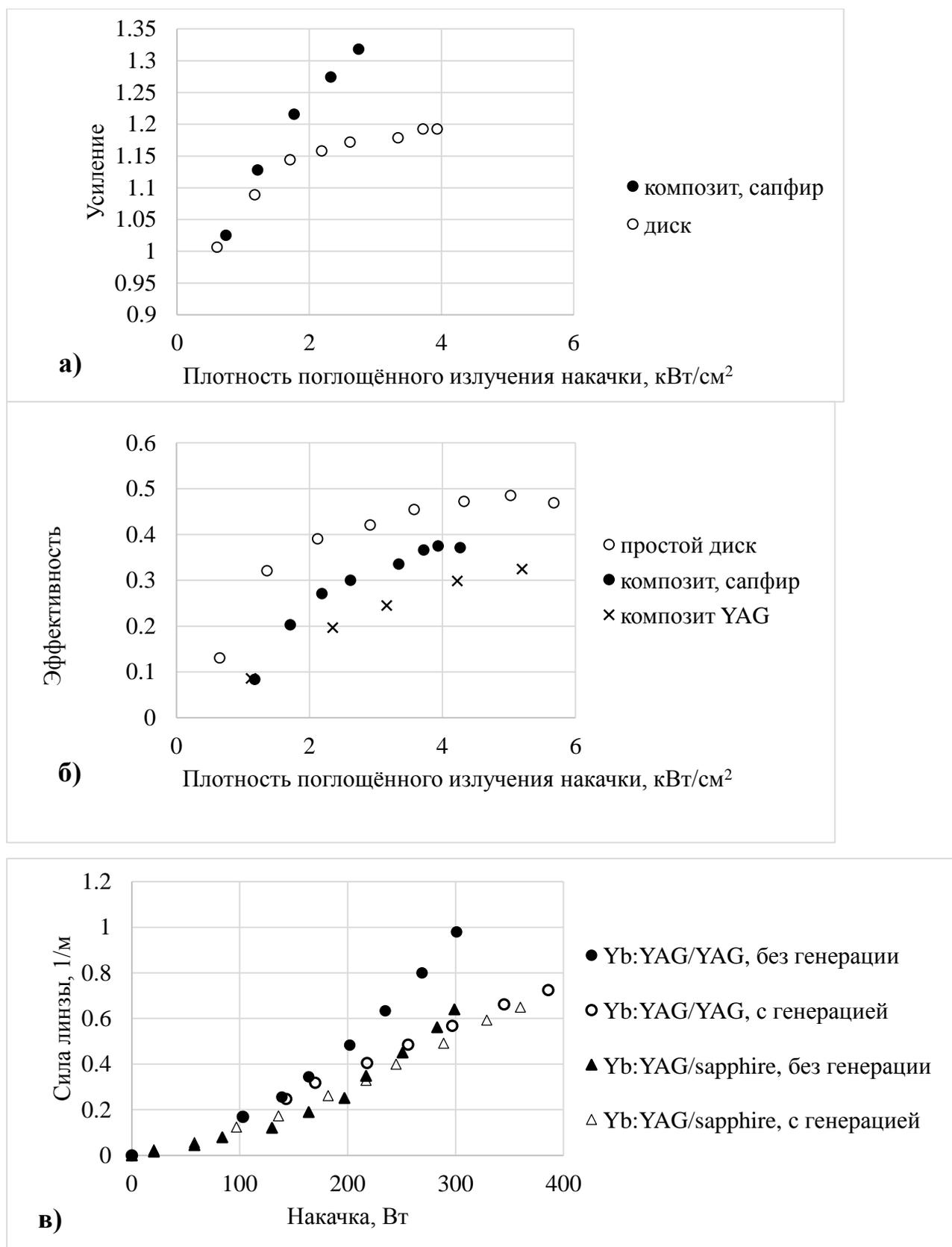


Рис. 28. Результаты измерений: а) усиление в композитном АЭ Yb:YAG/sapphire и простом диске из Yb:YAG, б) эффективность лазерной генерации в простом диске и разных композитах, в) термонаведённая линза в двух разных композитах.

На графиках (рис 28а) видно, что усиление в композитном активном элементе с сапфиром достигает 30% за отражение при плотности поглотённого излучения накачки 2.7 кВт/см^2 , что значительно выше, чем в простом дисковом АЭ. В первой главе приведены результаты по измерению усиления в композитном АЭ Yb:YAG/YAG (см рис. 12а). Усиление достигает 30% при накачке около 150 Вт, плотность поглотённого излучения накачки при этом составляет 3.7 кВт/см^2 .

По сравнению с «обычным» композитом Yb:YAG/YAG новый композит Yb:YAG/sapphire демонстрирует лучшее усиление. Оптическая эффективность лазерной генерации в композите Yb:YAG/sapphire выше, чем в композите Yb:YAG/YAG. К сожалению, эффективность в новом композите чуть ниже, чем в обычном дисковом АЭ. Термонаведённая линза в новом композитном АЭ ниже, чем в обычном, как при наличии лазерной генерации, так и без. Проведённые измерения показывают, что использование более теплопроводного материала в композитном активном элементе действительно позволяет снизить фазовые искажения. Кроме того, эффективность лазерной генерации повышается благодаря лучшему охлаждению активной области.

Другой способ подавить фазовые искажения в композитном дисковом АЭ – устранить поперечный поток тепла в нелегированной части. В таком случае исчезает температурный градиент, и связанная с ним неоднородность показателя преломления. Реализовать такой способ можно, регулируя тепловой контакт между активным элементом и радиатором за пределами активной области (см рис. 41в из приложений), либо уменьшая диаметр активного элемента. При этом теряется одно из преимуществ композита – улучшенное охлаждение. Кроме того, из-за близости боковых поверхностей возможно повышение интенсивности усиленного спонтанного излучения. Последний негативный эффект можно подавить применением так называемого «кладдинга» [69], поглощающего люминесценцию. Отметим, что реализовать такой подход в тонкодисковом активном элементе затруднительно, поскольку в нем изменения фазового профиля на границе области накачки происходят на очень мелком масштабе

(сравнимом с толщиной диска) и диаметр активного элемента необходимо уменьшать вплоть до диаметра пятна накачки.

Был проведён расчёт фазовых искажений в композитном активном элементе при разных диаметрах пятна накачки, согласно модели, описанной в приложении 1. Диаметр композита равнялся 5 мм, толщина легированного слоя 0.4 мм, толщина нелегированного – 1 мм. Плотность поглощённого излучения накачки была равна 0.4 кВт/см^2 , и оставалась постоянной при любых диаметрах её пятна. На рис. 29а приведены рассчитанные фазовые профили.

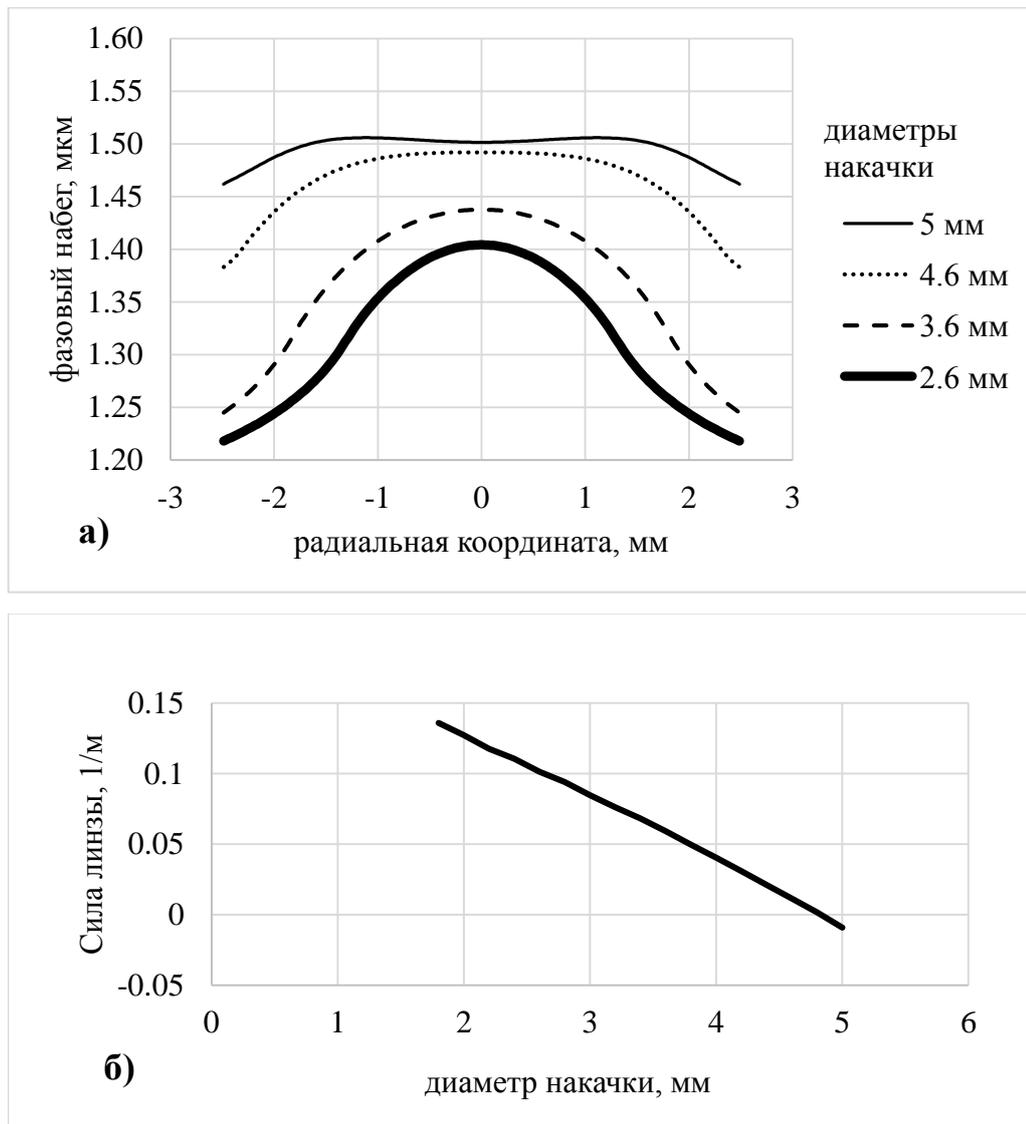


Рис. 29. а) расчётные фазовые профили в композитном активном элементе при разных диаметрах накачки, б) зависимость силы термонаведённой линзы от диаметра накачки.

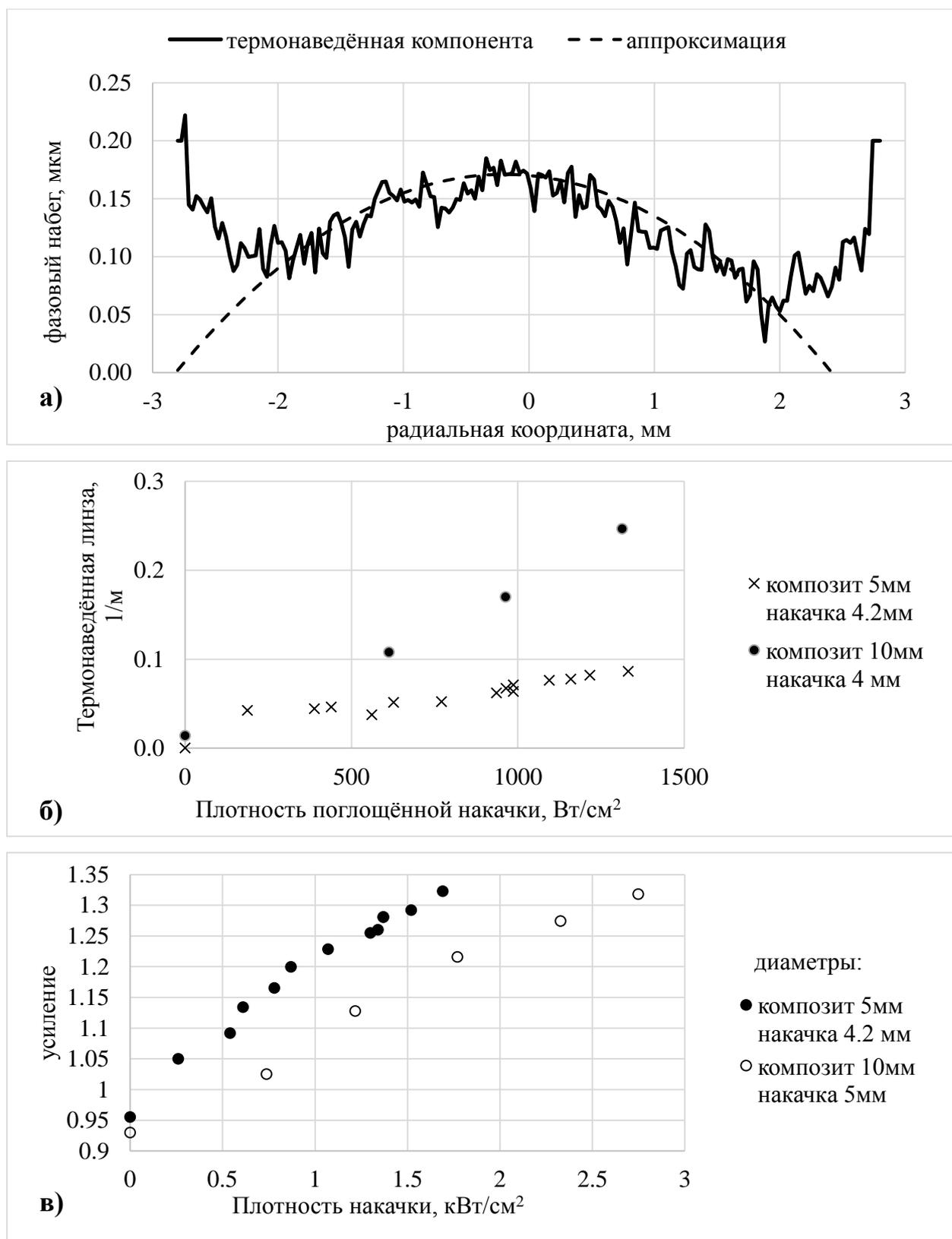


Рис. 30. а) термонаведённая компонента фазового профиля в композите Yb:YAG/YAG диаметром 5мм, б) сравнение термонаведённых линз в композитах разных диаметров при близких диаметрах накачки, в) усиление в композитах разного диаметра.

Расчёт показывает, что сила термонаведённой линзы действительно падает до нуля при приближении диаметра накачки к диаметру активного элемента. Для проведения эксперимента с близкими параметрами, был изготовлен композитный активный элемент Yb:YAG/YAG с толщиной легированного слоя 0.4 мм, нелегированного 1.5 мм, диаметром 5 мм.

Данный композит был протестирован в схеме, аналогичной таковой на рис. 35. Были измерены фазовый профиль и усиление в зависимости от мощности накачки, при диаметре её пятна 4.2 мм.

Из-за малого диаметра элемента, при полировке не удалось добиться хорошей плоскостности его оптических поверхностей. В связи с этим, в нём были сильные «холодные» фазовые искажения, обусловленные кривизной граней. Оптическая сила «холодной» линзы была порядка – 5 1/м. При этом, фазовые искажения слабо зависели от мощности накачки, изменение силы линзы из-за нагрева составило около 0.1 1/м. Разность фазовых профилей при максимальной и нулевой накачке представлена на рис 30а. Оптическая сила линзы за вычетом «холодной» составляющей представлена на рис. 30б. Для сравнения представлена линза в композите большего диаметра, с близким диаметром пятна накачки. Как видно из данного графика, использование композита с диаметром, близким к диаметру накачки позволяет значительно снизить силу термонаведённой линзы. Причём, как показывает график на рис. 30в, усиление в таком композите даже выше, чем в композите более широкой апертуры. Приведённые измерения показывают, что правильный подбор геометрии композитного активного элемента действительно снижает фазовые искажения, обусловленные поперечным градиентом температуры, не приводя к ухудшению усиления.

Заключение к главе 2.

Во второй части работы разработаны подходы эффективного охлаждения дисковых активных элементов и исследованы особенности термонаведенных искажений излучения в них. Полученные экспериментальные результаты хорошо

описываются соответствующими теоретическими расчётами, выполненными на основе результатов главы 1. Выполненные исследования позволили оптимизировать дизайн дисковых активных элементов для различных задач, включая исследования, описанные в главе 3. Кратко, полученные во 2-й главе результаты можно резюмировать следующими тезисами:

1. Исследовано влияние качества монтажа дискового активного элемента на эффективность его охлаждения и на фазовые искажения излучения. Показано, что наилучшим способом монтажа является приклейка дискового активного элемента на высокотеплопроводный диэлектрический радиатор. Экспериментально исследовано влияние температуры охлаждающей воды и её потока на эффективность генерации дискового лазера. Показано, что дифференциальная эффективность растёт при понижении температуры или повышении расхода воды. Продемонстрирована непрерывная лазерная генерация с оптической эффективностью более 50%.
2. Экспериментально и теоретически исследовано влияние толщины и легирования дискового активного элемента на эффективность лазерной генерации. Показано, что уменьшение толщины диска с одновременным увеличением числа проходов накачки через активный элемент позволяет увеличить эффективность непрерывной лазерной генерации. При этом, минимальная толщина диска (~ 150 мкм) ограничена эффектом УСИ.
3. Выполнено экспериментальное и теоретическое сравнение тепловых эффектов и усиления в дисковом Yb:YAG и композитном дисковом Yb:YAG/YAG активных элементах. Показано, что композитная структура активного элемента позволяет значительно улучшить эффективность охлаждения инверсной области, а также подавить такие эффекты как УСИ и нелинейное дополнительное тепловыделение. Однако, увеличение толщины активного элемента за счёт нелегированной части приводит к

дополнительным фазовым искажениям излучения («тепловой линзе»), в частности из-за наличия остаточного нерезонансного поглощения в YAG.

4. Разработан новый тип композитных дисковых активных элементов из разнородных материалов Yb:YAG/sapphire. Изготовлены такие активные элементы методом термодиффузионной сварки. На изготовленных активных элементах продемонстрирована высокоэффективная лазерная генерация, измерена величина усиления, поляризационных и фазовых искажений излучения. Показано, что в таком типе композитных активных элементах можно обеспечить увеличенное (по сравнению с Yb:YAG/YAG) усиление и уменьшенную величину фазовых искажений за счёт более высокой теплопроводности сапфира.
5. Экспериментально и теоретически продемонстрировано, что величина фазовых искажений в композитном дисковом активном элементе может быть уменьшена путём наиболее оптимального подбора геометрии охлаждения его задней и боковой поверхностей.

Глава 3. Экспериментальная реализация дисковых лазеров с мощностью киловаттного уровня

3.1 Генерация излучения киловаттного уровня средней мощности

На момент написания настоящей работы лазерная мощность свыше 1 кВт на длине волны 1 мкм уже достигнута мировыми лидерами с использованием разных типов лазеров [47, 70, 71], в том числе и дисковых [24, 25, 35]. Лазеры мультикиловаттного уровня мощности в России это, главным образом, волоконные [47, 48]. В то же время, отечественные разработки лазеров других геометрий (слэб, диск, стержень) представлены скромнее [49, 50, 72], достигнутая мощность менее 1 кВт. Кроме того, необходимо отметить, что, несмотря на выдающиеся результаты компаний Trumpf и D&G, публикаций с результатами оптимизации основных параметров дисковых лазерных квантронов нет и, по всей видимости, основные параметры определяются эмпирическим путём. Преимущества дисковых лазеров перед волоконными – это возможность работы в импульсном режиме с более высокой пиковой мощностью, использование менее яркой и более дешёвой накачки, меньшая чувствительность к световым бликам, случайно отражённым назад в выходной тракт. В свете вышесказанного, повышение мощности дискового лазера и улучшение качества его излучения является актуальной задачей. Повышение мощности возможно путём масштабирования активного элемента, и/или комбинации нескольких отдельных лазерных квантронов, как, например, сделано в [26]. Масштабирование мощности одного дискового активного элемента возможно за счёт увеличения апертуры. Толщина активного элемента должна быть оптимальной для обеспечения эффективного отвода тепла из всего объёма активного элемента, достаточного усиления лазерного излучения и полного поглощения излучения накачки [73].

При заданном легировании для удовлетворения последних 2-х пунктов требуется увеличение толщины диска, а для повышения эффективности охлаждения – уменьшение толщины. Причём, увеличение легирования материала позволяет уменьшать толщину активного элемента, обеспечивая выполнение всех вышеперечисленных требований.

Будем считать эффективным поглощение излучения накачки не менее 95%. Уровень легирования активной среды выберем, опираясь на измерения эффекта нелинейного нагрева в первой главе. Таблица 1, а также графики на рис. 2 указывают на то, что эффект нелинейного нагрева в лучших образцах Yb:YAG проявляется при легировании 10% и выше, в то время как среда легированием 7% подвержена данному эффекту незначительно. Положим уровень легирования равным 7%. Тогда, с учётом сечения поглощения Yb:YAG на длине волны 940 нм и отражения излучения накачки от задней (зеркальной) поверхности диска, необходимо набрать толщину 2.5 мм для эффективного поглощения накачки. Однако, такая толщина слишком большая [73] для организации эффективного отвода тепла и необходимо организовывать несколько проходов накачки через активный элемент, что и применяется в большинстве дисковых лазеров. Для выбора оптимальной толщины дискового активного элемента использован численный расчёт [68, 74], позволяющий одновременно учитывать нагрев активного элемента, усиление в нем, эффект усиленного спонтанного излучения (УСИ) и поглощение накачки. На рис. 31а,б представлен результат численного расчёта максимально допустимой поглощённой плотности накачки (и её эффективности поглощения) и усиления сигнала на 1030 нм в зависимости от толщины диска. При расчёте учитывалось, что максимальная температура в дисковом активном элементе не должна превышать 200 градусов, а коэффициент теплообмена между активным элементом и термостабилизированным радиатором составляет 10 Вт/(К*см²). Видно, что при увеличении толщины диска растёт эффективность поглощения накачки, требуется меньше число отражений (V-проходов) излучения накачки от активного элемента. Однако, при чрезмерном увеличении толщины усиление падает из-за перегрева и уменьшения инверсии в

среде и уменьшается динамический диапазон интенсивности излучения накачки, что, в том числе, резко снижает оптическую эффективность лазера. При уменьшении толщины значительно растёт диапазон возможной к использованию интенсивности излучения накачки, однако требуется значительное число V-проходов через активный элемент, что не всегда возможно обеспечить технически. Кроме того, при малой толщине активного элемента усиление уменьшается из-за эффекта УСИ [22]. Также необходимо помнить, что с ростом толщины диска будут увеличиваться термонаведенные фазовые искажения. Тогда можно утверждать, что оптимальная толщина дискового активного элемента при усилении сигналов будет близка к 0.4 мм. При использовании АЭ в непрерывном лазерном генераторе величина усиления не так важна, как при усилении сигналов, поскольку при достижении порога генерации инверсия в активном элементе не меняется. Тогда толщина может быть уменьшена до 0.2-0.3 мм для увеличения диапазона интенсивности накачки и уменьшения термонаведенных искажений.

На основе исследований и разработок, описанных выше, изготовлены лазерные квантроны с дисковыми активными элементами Yb:YAG легированием 7% и толщиной 220 мкм и диаметром от 10 до 15 мм (внешний вид на рис. 31 в,г). Величина потерь на просветлённой поверхности составляла 0.2%, а на зеркальной – менее 0.1%. Дисковые квантроны обеспечивали до 16 обходов излучения накачки, что, согласно рис. 31а, достаточно для её эффективного поглощения при такой толщине как в присутствии лазерной генерации, так и без неё.

Для проверки эффективности генерации исследованы активные элементы из материалов различных производителей. Генерация осуществлялась в устойчивом резонаторе [75] (рис. 32а) с выходным зеркалом с пропусканием 10% (оптимальная величина пропускания была предварительно подобрана экспериментально). Радиус кривизны сферического зеркала составлял 120 см при длине резонатора 40 см, что обеспечивало диаметр основной поперечной моды на активном элементе 0.9 мм при диаметре пучка накачки 5 мм. В результате наблюдалась генерация большого количества мод излучения. Результаты измерений в лучших кристаллах приведены на рис. 33.

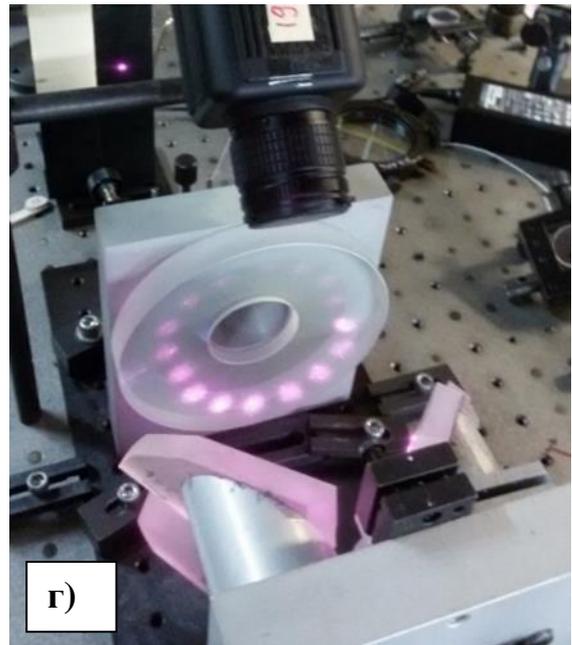
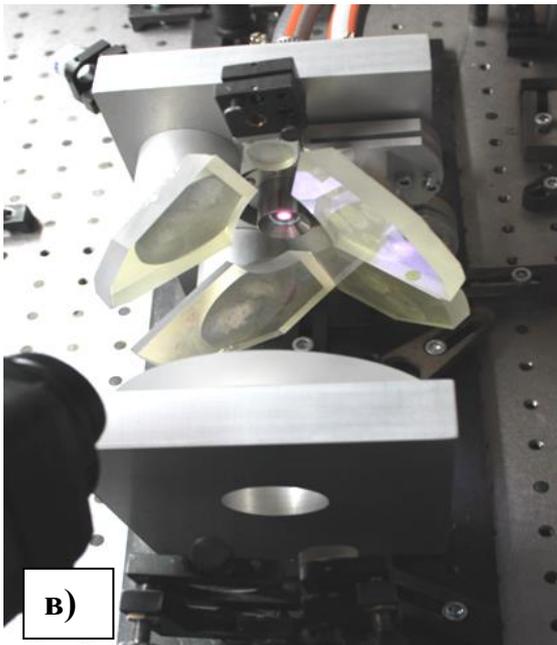
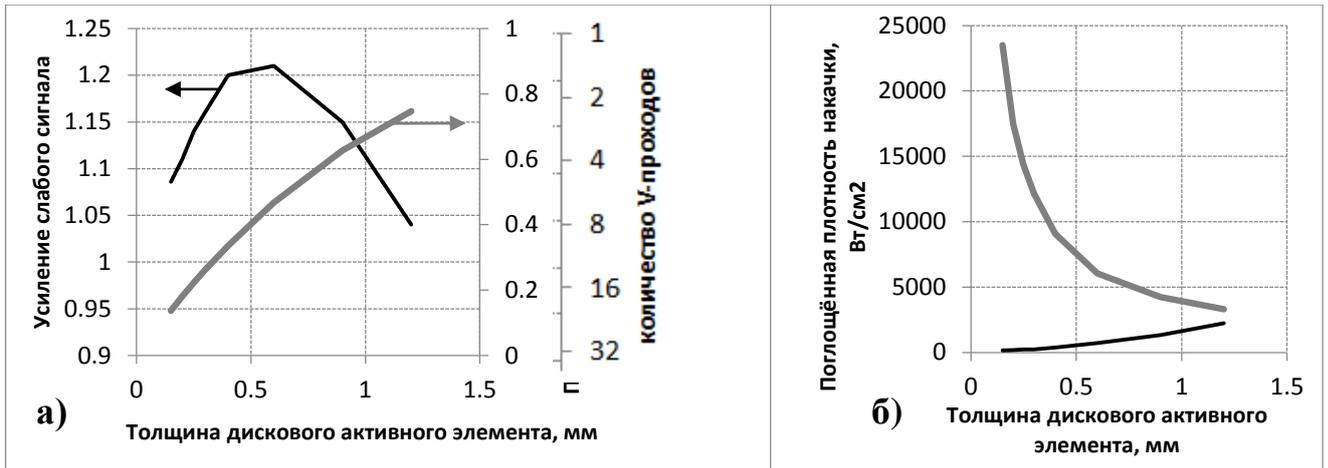


Рис.31. а) зависимость усиления слабого сигнала (чёрная кривая) от толщины дискового активного элемента и величина поглощения излучения накачки за одно отражение от активного элемента (серая кривая). Также указана дополнительная ось, отображающая необходимое количество V-проходов накачки для эффективного (>95%) поглощения; б) максимальная допустимая плотность мощности накачки (серая кривая) и пороговая плотность мощности (чёрная кривая), необходимая для положительного усиления; в,г) фотографии квантрона для дискового активного элемента. На параболическом зеркале (г) видны пятна накачки розового цвета.

Видно, что порог генерации и дифференциальная эффективность генерации при использовании различных элементов близки, однако при высокой мощности

накачки наблюдается различие, что связано с оптическим и лазерным качеством используемого материала. В лучших образцах продемонстрирована мощность излучения 600 Вт при дифференциальной эффективности 60% и оптической эффективности 50%, что близко к лучшим мировым результатам. Плотность поглощённого излучения накачки составила при этом ~ 6 кВт/см², дальнейшее увеличение как выходной лазерной мощности, так и интенсивности накачки в эксперименте было ограничено доступной мощностью накачки в 1250 Вт. Таким образом, можно утверждать, что выполненная оптимизация основных параметров дискового лазерного квантрона (толщина и легирование диска, количество проходов и диаметр пятна накачки) подтверждена экспериментально.

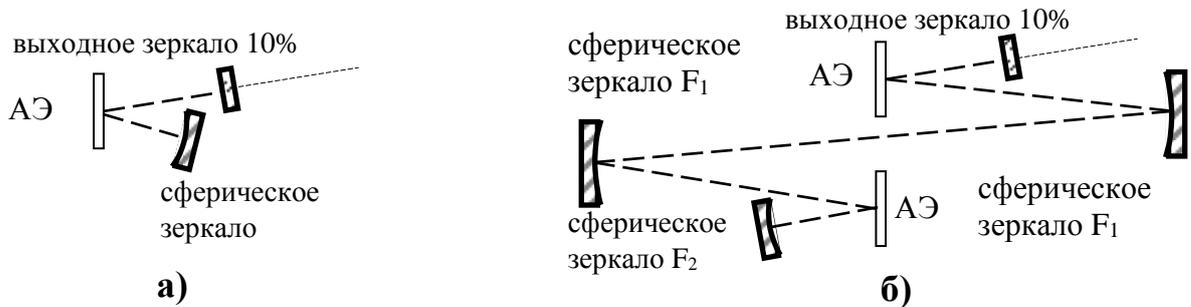


Рис.32. а) – V-образный резонатор с одним дисковым АЭ, б) – резонатор с двумя дисковыми АЭ

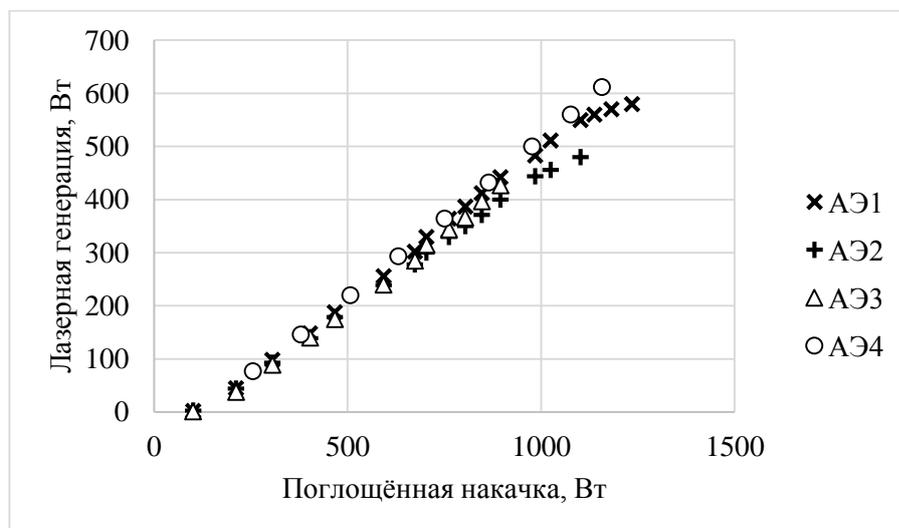


Рис. 33. Зависимость мощности лазерной генерации от мощности накачки в дисковых элементах из материала различных производителей.

Для увеличения мощности лазерной генерации разработан лазерный резонатор с 2-мя дисковыми квантронами с накачкой до 1200 Вт в каждом. В эксперименте были использованы образцы АЭ1 и АЭ2, представленные на рис. 33. Схема резонатора изображена на рис. 32б. Оптимальное пропускание выходного зеркала составило 10%. Радиус кривизны сферических зеркал F_1 составлял 160 см, зеркала F_2 – 50 см. При длине резонатора 358 см диаметр основной моды на активных элементах составлял 0.7 мм. Диаметр пучка накачки, как и ранее, был равен 5 мм. Дополнительно было выполнено измерение температуры поверхности активных элементов инфракрасной камерой. Результаты измерений приведены на рис. 34.

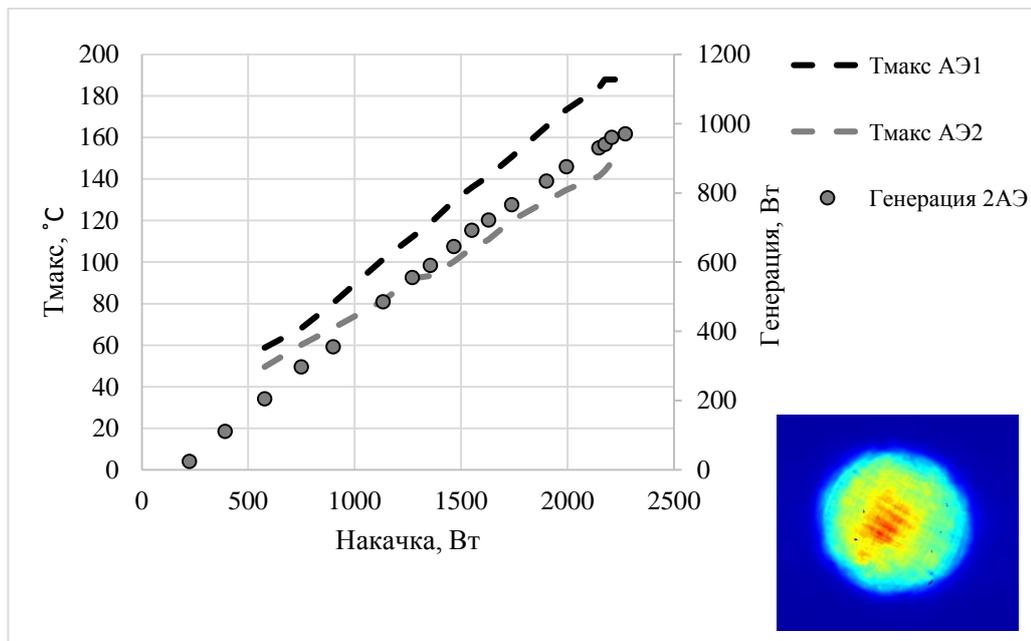


Рис. 34. Зависимость мощности лазерной генерации от суммарной мощности накачки в лазерном резонаторе с 2-мя дисковыми квантронами. На вставке приведён профиль интенсивности выходного пучка при 800 Вт.

Достигнута мощность излучения в 1 кВт, дифференциальная эффективность при этом чуть снизилась (до 50%) что объясняется более сложной оптической схемой резонатора. Следует также отметить, что температура поверхности активных элементов была в пределах 150-190 градусов и не ограничивала

эффективность генерации. В разработанных квантронах возможно дальнейшее повышение мощности лазерного излучения путём повышения мощности накачки как при используемом в работе диаметре 5 мм, так и при масштабировании вплоть до 10 мм. Такой подход позволит достигать мощности лазерной генерации в несколько кВт без уменьшения эффективности генерации.

3.2 Повышение яркости излучения в мульти-кВт дисковом лазере с применением неустойчивого резонатора

Благодаря простой схеме масштабирования дисковые лазеры в настоящее время демонстрируют рекордные лазерные мощности. Мощность, извлекаемая с одного дискового активного элемента, сегодня превышает 10 кВт в многомодовом режиме излучения [23], и нет существенных ограничений дальнейшего увеличения мощности. Однако, средняя мощность при одномодовой генерации излучения в устойчивом резонаторе ограничена 4 кВт [25], а её масштабирование затруднено особенностями дисковых лазеров. Большая апертура активного диска (около 1 см), а также его малая толщина (сотни микрометров) являются преимуществами с точки зрения теплоотвода, что позволяет достичь столь высокой мощности. В то же время, увеличение поперечного размера низшей моды устойчивого резонатора неизбежно влечёт за собой рост его чувствительности к всевозможным расстройкам. Слабое усиление в активном диске (~10% за отражение) означает малый коэффициент пропускания выходного зеркала, откуда следует большое время жизни фотона в резонаторе и значительное влияние искажений, внесённых на оптическом пути неточностями изготовления оптических элементов, неоднородностями, тепловыми эффектами в среде, конвекцией воздуха и т.д. Концепция неустойчивого резонатора [76] – альтернативный способ получить пучок высокого качества, при большом размере основной моды. Длина неустойчивого резонатора, и, как следствие, чувствительность к расстройкам, меньше зависят от поперечного размера моды, по сравнению с устойчивым, что облегчает масштабирование. Однако, качество

пучка в неустойчивом резонаторе зависит от коэффициента увеличения, а слабое усиление в дисковом активном элементе ограничивает коэффициент увеличения классической [76] схемы неустойчивого резонатора. В теоретических работах [77, 78] для преодоления названной проблемы предлагается идея дискового лазера с модернизированной схемой неустойчивого резонатора с «reduced output coupling». Однако, она ещё не опробована экспериментально. В работе [41] для повышения усиления внутри резонатора использовано 10 дисковых лазерных квантронов, что повышает усиление сигнала за обход резонатора, и позволяет работать при коэффициентах увеличения 1.2-1.9. Такой подход пригоден для получения пучка высокого качества, со средней мощностью в десятки кВт, с устойчивым [26] или неустойчивым резонатором. Однако, данный подход значительно усложняет конструкцию лазерной системы, также он не уместен при более умеренной мощности, доступной для получения с одного-двух дисковых квантронов. В настоящей работе предлагается схема неустойчивого кольцевого резонатора, способная работать с одним дисковым активным элементом. Данная схема близка предложенной в [79], с тем отличием, что активный элемент имеет дисковую геометрию. Увеличение диаметра пучка за обход в такой схеме достигается при помощи Кеплерова телескопа. Для существенного увеличения усиления за обход резонатор включает в себя многопроходовую телескопическую схему [80], которая осуществляет перенос изображения и обеспечивает постоянный диаметр моды при каждом проходе активного элемента. Для вывода излучения может использоваться плоское диэлектрическое зеркало с профилированным пропусканием. В экспериментальной части настоящей работы использовалось зеркало с отверстием (отражающая апертурная диафрагма). Схема работает таким образом, что изображение пучка из плоскости диафрагмы переносится на активный элемент, а затем снова на диафрагму, с увеличением. Внешний диаметр выходного зеркала значительно больше, чем диаметр падающего пучка. Таким образом, изображение пучка на выходном зеркале после полного обхода увеличивается, благодаря чему часть его отражается от выходного зеркала, формируя выходной пучок, см. рис. 35а. Размер моды в таком резонаторе

определяется диаметром диафрагмы и коэффициентом увеличения, в отличие от устойчивого резонатора, где важна длина последнего, а также кривизна его зеркал. Данное отличие позволяет масштабировать мощность без удлинения оптического пути, с сохранением качества пучка. Для оценки качества выходного пучка был сделан численный расчёт, основанный на уравнении квазиоптики, при помощи бесплатной версии программы «FRESNEL software» [81]. Расчётной моделью в данной программе является оптическая схема, эквивалентная изображённой на рис. 35а.

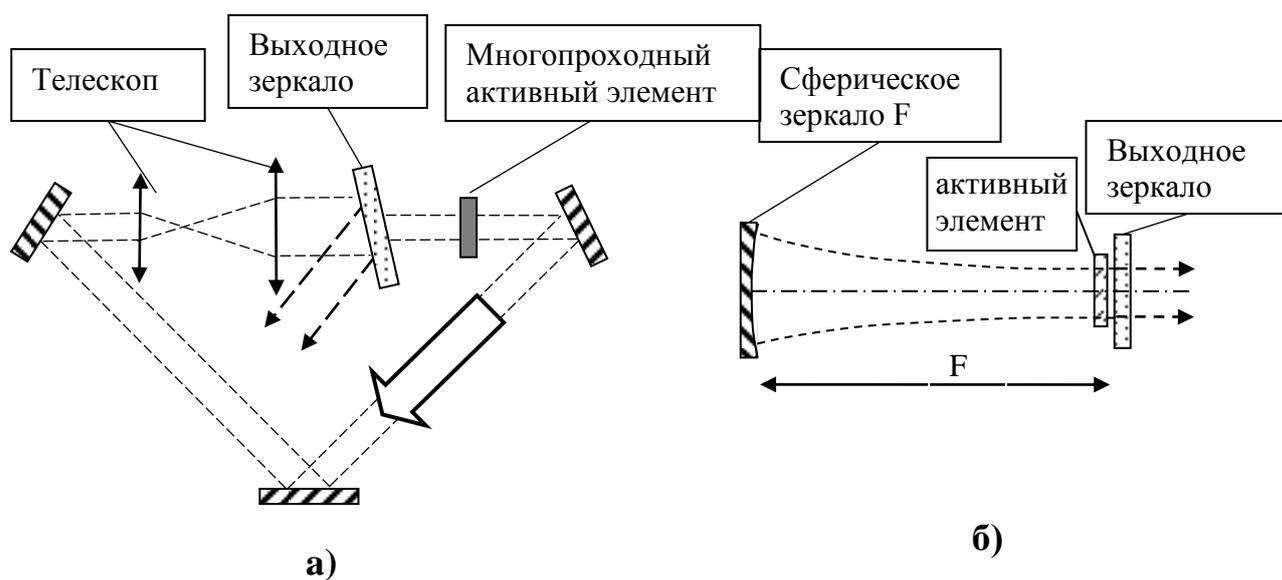


Рис. 35. а) – принципиальная оптическая схема кольцевого неустойчивого резонатора, б) – полусимметричный конфокальный резонатор, F – фокусное расстояние вогнутого зеркала, и длина резонатора

Выходное зеркало на рис. 35а моделируется П-образной апертурной диафрагмой, со смягчёнными краями. Смягчение диафрагмы S это линейный масштаб, на котором её пропускание снижается от единицы до нуля. В расчётной модели использовались разные масштабы смягчения. Соответствующие профили пропускания представлены на рис. 36а. Многопроходный активный элемент — это усилитель с коэффициентом усиления, достаточным, чтобы превысить порог генерации. Ради простоты, выходное зеркало и активный элемент находятся в одной точке на оптической оси. Телескоп на рис. 35а переносит и увеличивает

изображение из этой точки на неё же, при следующем обходе схемы. Коэффициент увеличения телескопа K это отношение линейного размера пучка до и после телескопа, в нашем случае – отношение размеров пучка прямо перед выходным зеркалом и сразу после него. Увеличение K и смягчение S являются варьируемыми параметрами расчётной модели. Процедура моделирования происходит следующим образом. П-образный пучок инжектируется в схему на рис. 35а, в точку, где расположено выходное зеркало. После этого, он распространяется через многопроходный активный элемент, затем телескоп, переносящий изображение и даёт на выходном зеркале новый пучок. Новый пучок циркулирует в схеме таким же образом, до тех пор, пока не начнёт повторять сам себя на каждом обходе. После этого, выходной пучок падает на П-образную маску, конгруэнтную с уже названным выходным зеркалом. После всех преобразований анализируется качество пучка. Для характеристики качества пучка мы используем величину M^2 [82].

В результате расчётов (рис. 36) было обнаружено, что коэффициент увеличения K , равный 2.5 и смягчение S , равное 0.03 см позволяют достичь хорошего ($M^2 = 2$) пучка, а при дальнейшем увеличении K качество пучка меняется незначительно ($M^2 = 1.9$ при $K=10$, $S=0.03$ см). Пусть, усиление в дисковом АЭ в режиме эффективной генерации составляет 5% за отражение (в режиме свободной люминесценции усиление выше, но не более 30%) [42, 83, 84]. Поэтому для превышения порога генерации в резонаторе с $K=2.5$ необходимо сделать минимум 8 отражений от АЭ, при этом усиление составит 25%. При $K=1.33$ и 8 отражениях от АЭ, усиление в нём составит 7%, что близко к усилению при оптимальном пропускании зеркала в устойчивом резонаторе (с точки зрения КПД). Отметим, что указанные выше параметры оптимизированы при диаметре пятна накачки в 5 мм и слабо меняются при его увеличении. То есть, являются актуальными при мощности накачки в несколько кВт. Приведённые расчёты использованы в экспериментах ниже.

Кроме этого, был проведён расчёт влияния тепловых эффектов на стабильность описанного выше неустойчивого резонатора. Тепловые эффекты в

общем виде можно представить в виде произвольных фазовых искажений на оптическом пути резонатора. Рассмотрен их простейший вариант – оптический клин в активном элементе, а работа резонатора оценивалась по сохранению мощности в моде резонатора. Схожий расчёт был сделан для устойчивого полусимметричного конфокального резонатора (рис. 35б). Размер пятна накачки равнялся 5мм, а качество пучка $M^2=2$ в обоих случаях, что означало длину устойчивого резонатора $F=10\text{м}$. Результаты расчётов представлены на рис. 36в.

Данный график (рис. 36в) показывает, что чувствительность предлагаемого неустойчивого резонатора на порядок ниже таковой для устойчивого. Данный факт легко понять, рассмотрев возмущения моды резонатора в обоих случаях. Оптический клин в активном элементе смещает ось устойчивого резонатора, и, как следствие, моду в активном элементе. Лазерная генерация прекращается, когда смещение моды по порядку величины сравнивается с диаметром пятна накачки. При длине устойчивого резонатора в 10м и диаметре накачки 5мм это произойдёт при величине клина около 0.057 градуса. Численная модель демонстрирует в 6 раз меньший клин отсечки. Оптический клин смещает положение пучка на зеркалах телескопа и в неустойчивом резонаторе, однако не влияет на его положение в плоскости активного элемента, поскольку в схеме осуществлён перенос изображения. Лазерная генерация прекращается, когда пучок выходит за апертуру зеркал телескопа, которая принципиально может быть гораздо шире пятна накачки. В расчётах были использованы зеркала телескопа апертурой 1.5 см, с фокусным расстоянием 60 см, что адекватно моделирует параметры зеркал в эксперименте. С учётом числа проходов, оптический клин отсечки равен 0.18 градуса. В модели данный клин равен 0.1 градуса.

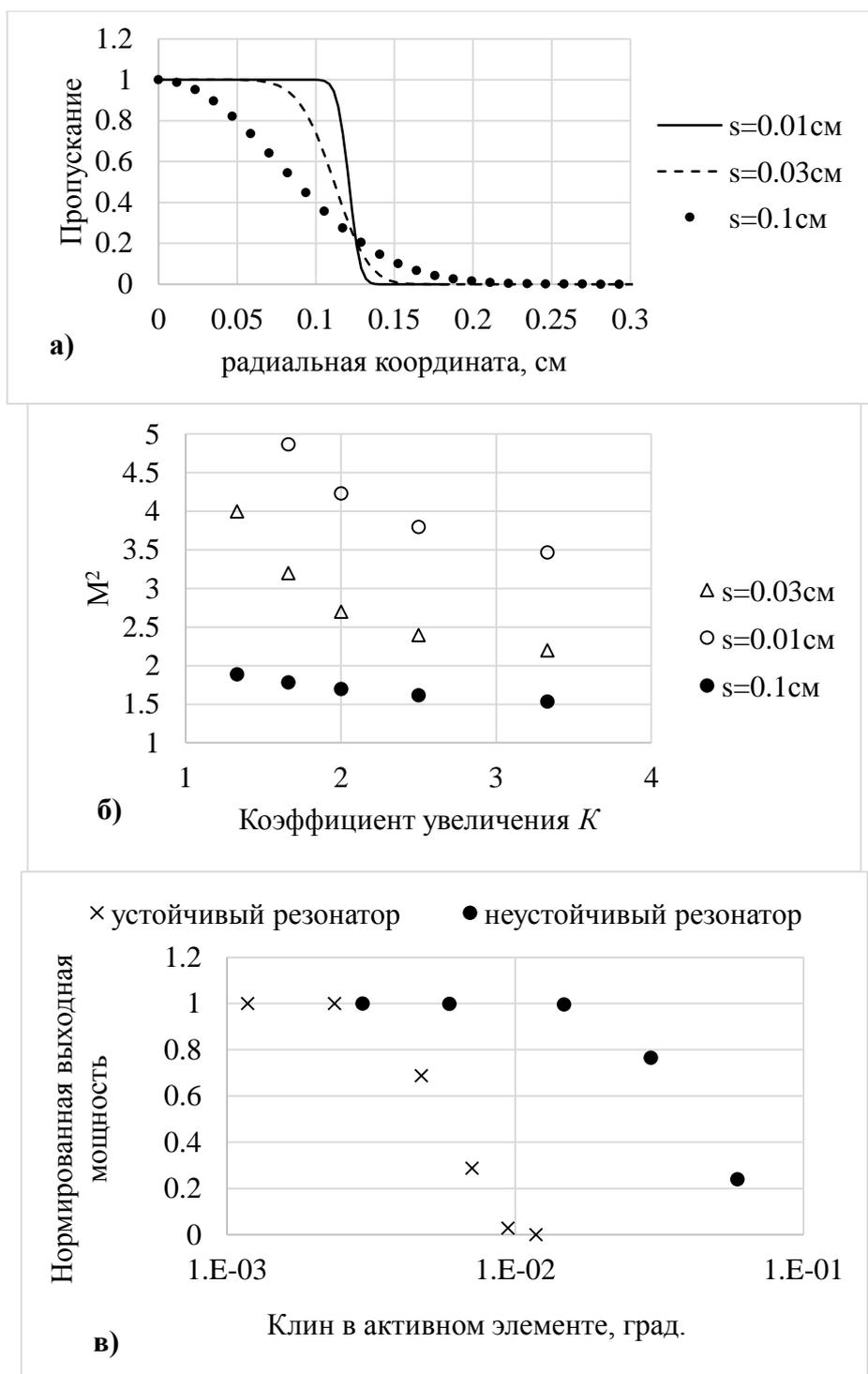


Рис. 36 а) – профили пропускания зеркал в расчётной модели; б) – расчётная величина M^2 в зависимости от коэффициента увеличения K при разных масштабах s смягчения выходного зеркала, в) – нормированная выходная мощность в зависимости от оптического клина в АЭ, для двух типов резонаторов.

Для подтверждения работоспособности предложенной схемы неустойчивого резонатора выполнено экспериментальное исследование генерации излучения в предлагаемой схеме. В экспериментах в качестве активных элементов использовались 2 диска из Yb:YAG, 7% легирования, смонтированные на алмазный радиатор при помощи полимерного клея. Данные активные элементы демонстрировали лазерную генерацию эффективностью выше 50% в многомодовом режиме, см. рис. 33. Используемый при изготовлении квантронов способ монтажа активных дисков на радиатор не позволяет обеспечить идеальную плоскостность зеркальной стороны, из-за чего пучок света, отражённый от них, приобретает фазовые искажения. Эти искажения были измерены при помощи интерферометра Майкельсона. Фазовые профили в АЭ (рис. 37) имеют неправильную форму, т.е. их невозможно представить в виде функций, квадратично зависящих от поперечных координат. Тем не менее, можно вычислить силы астигматичных линз, наилучшим образом описывающих данные профили. В АЭ#1 это линза с фокусными расстояниями 5 и 10 метров по двум перпендикулярным направлениям, в АЭ#2 – линза 2.7 метра.

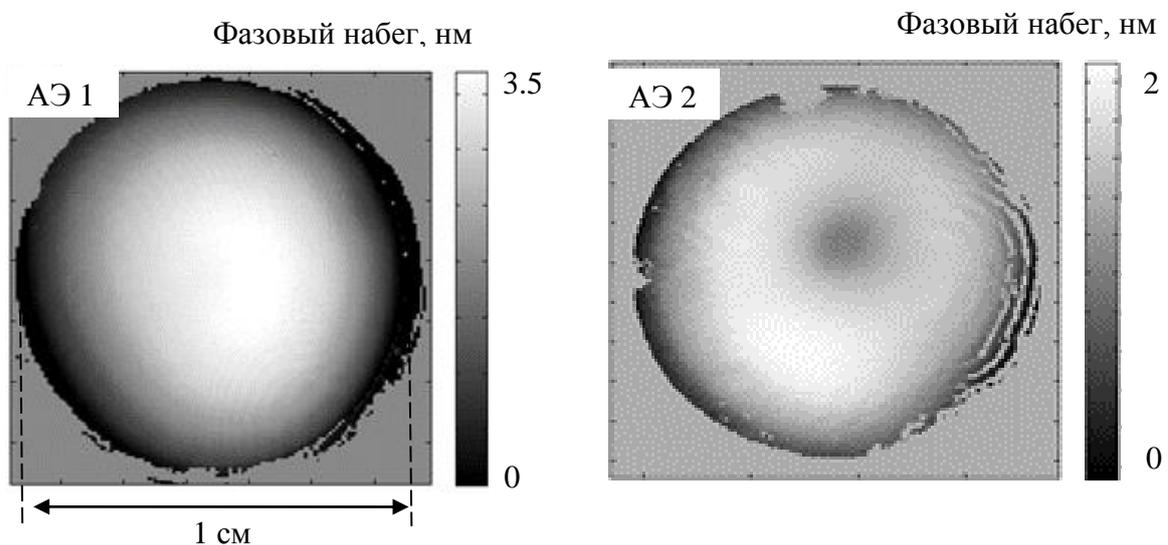


Рис. 37. фазовые искажения в АЭ, использованных для работы в неустойчивом резонаторе.

Эксперименты по лазерной генерации в предлагаемой схеме неустойчивого резонатора были проведены в два этапа. На первом этапе для подтверждения

работоспособности оптической схемы был использован один лазерный квантрон с минимальными фазовыми искажениями (АЭ#1). На 2-м этапе использована возможность установки в многопроходную схему 2-го лазерного квантрона (АЭ#2). Для минимизации воздействия тепловых эффектов (тепловой клин, термонаведенная линза) на результаты измерений был выбран импульсно-периодический режим работы со скважностью 30. Экспериментальная схема неустойчивого кольцевого резонатора в сочетании с многопроходной схемой усиления изображена на рис. 38. Пучок лазерного сигнала несколько раз проходит через дисковый активный элемент, подобно схеме в [85], после чего попадает на увеличивающий телескоп из положительных зеркал F_1 и F_2 . Телескоп переносит изображение с активного элемента на плоское выходное зеркало с отверстием. Данное зеркало служит для вывода излучения из резонатора. Диаметр падающего на него пучка больше, чем диаметр отверстия, а внешний диаметр зеркала существенно больше диаметра падающего пучка. Периферийная часть пучка отражается, формируя выходной пучок, центральная – проходит во второй телескоп, состоящий из зеркал F_3 и F_4 переносящий изображение на активный элемент, и путь замыкается. В таком резонаторе будут существовать две моды, распространяющиеся в противоположных направлениях, имеющие одинаковый порог возбуждения, как показано в [79]. Для подавления волны, бегущей в неверном направлении, на оптическом пути в схеме (рис. 38) стоит невзаимный поляризационный фильтр на основе эффекта Фарадея. Кроме этого, на оптическом пути есть перископ из двух 45° зеркал, вращающий пучок вокруг оптической оси на 90 градусов за каждый обход резонатора. В работе [86] сделан анализ кольцевых резонаторов с точки зрения устойчивости самосогрешенного луча, и выявлен ряд условий, которым должен удовлетворять резонатор для минимизации чувствительности к расстройкам. Благодаря наличию перископа, резонатор удовлетворяет всем условиям, а также компенсируется астигматизм, внесённый остальными элементами схемы.

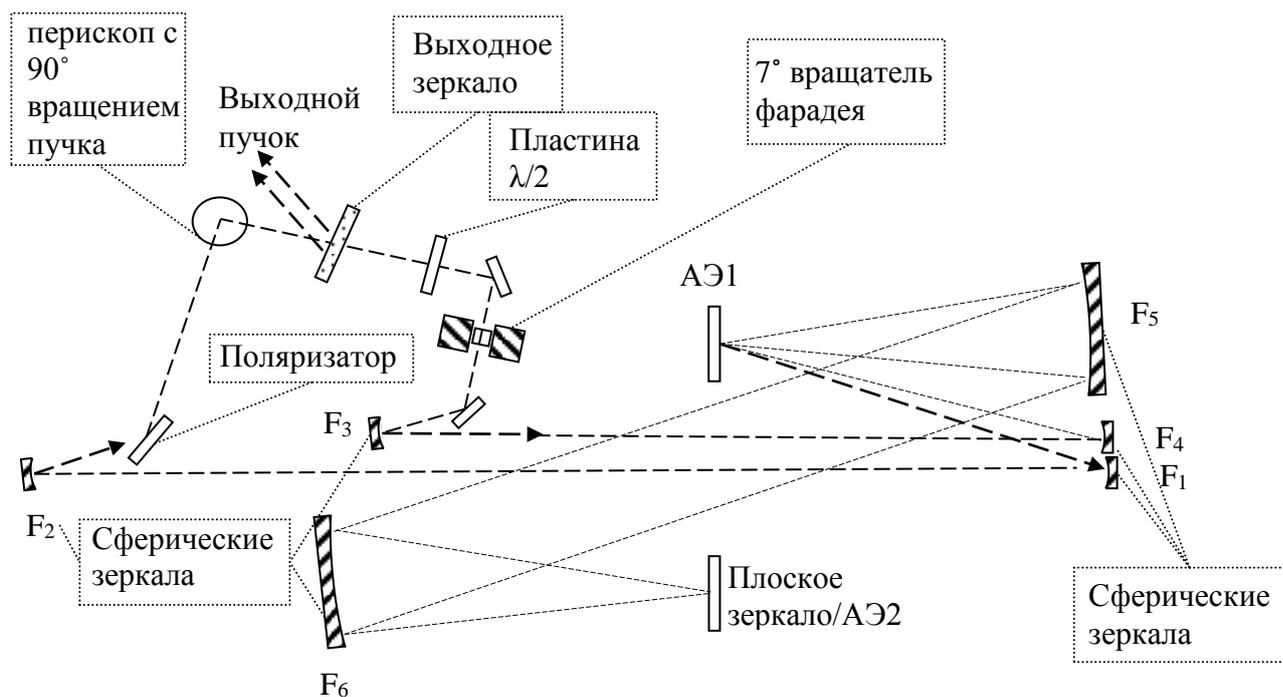


Рис. 38. Подробная схема неустойчивого кольцевого резонатора. Фокусные расстояния зеркал: $F_1=80-100$ см, $F_2=80-200$ см, $F_3=60$ см, $F_4=F_5=F_6=80$ см.

Все эксперименты проведены с одним выходным зеркалом. В схеме на рис 38 увеличение пучка происходит в двух телескопах. Телескоп $F_3 + F_4$ даёт постоянный коэффициент увеличения, равный 1.33, поэтому диаметр моды на активном элементе одинаков во всех экспериментах. Телескоп $F_1 + F_2$ варьируется для получения разных суммарных коэффициентов увеличения, в пределах от 1.33 до 3.33. Суммарный коэффициент увеличения определяется также, как в расчётной модели. Лазерный сигнал делает 8 проходов через активный элемент, расположенный в фокусе сферического зеркала F_5 . В фокусе другого зеркала F_6 находится другой активный элемент (либо плоское зеркало) с семью проходами лазерного сигнала. Выходной пучок следует на измеритель мощности, часть его отражается от кварцевого клина и направляется на анализатор качества пучка. Анализ происходит следующим образом. Пучок попадает на собирающее зеркало, после чего на CCD-камеру. Камера перемещается вдоль оси пучка, и регистрирует

распределение интенсивности в нескольких точках. По полученным фотографиям вычисляется среднеквадратичный радиус пучка, с использованием формул 14,15:

$$\langle \vec{r} \rangle = \iint I(\vec{r}) \vec{r} d^2 \vec{r} / \iint I(\vec{r}) d^2 \vec{r} \quad (14)$$

$$\sigma = \left(\iint I(\vec{r}) (\vec{r} - \langle \vec{r} \rangle)^2 d^2 \vec{r} / \iint I(\vec{r}) d^2 \vec{r} \right)^{0.5} \quad (15)$$

где \vec{r} – радиус-вектор в поперечном сечении пучка, $I(\vec{r})$ – распределение интенсивности, полученное камерой, $\langle \vec{r} \rangle$ – радиус-вектор центра масс пучка, σ – искомый среднеквадратичный радиус пучка; все интегралы берутся по двум декартовым координатам. Значения среднеквадратичного радиуса в разных точках позволяют вычислить размер перетяжки и угол расходимости. Эта информация служит для определения M^2 , так же, как в [82].

В схеме лазерного резонатора, изображённого на рис. 38, с одним АЭ была получена лазерная генерация в режиме импульсной накачки со скважностью 30. При коэффициентах увеличения от 1.33 до 2.5 была измерена оптическая эффективность генерации и качество пучка. Результаты измерений приведены на рис 39а. Распределение интенсивности пучка при $K=2.5$ в перетяжке приведено на рис. 40а, в переносе изображения с выходного зеркала на рис. 40б. Каустика выходного пучка при $K=1.33$ и 2.5 приведена на рис. 40в. Видно, при росте коэффициента увеличения качество пучка также растёт (M^2 стремится к 2, что хорошо согласуется с расчётами). Однако, также падает и эффективность генерации. Снижение эффективности объясняется так же, как в устойчивом резонаторе при малом насыщении активного элемента по сигналу. Чем выше пропускание выходного зеркала, тем хуже извлечение энергии и выходная мощность. Наилучшая эффективность генерации неустойчивого резонатора с одним активным элементом составляет 29.5%, что ниже, чем в режиме многомодовой генерации в разделе 3.1. Данный эффект объясняется тем, что в изготовленном резонаторе имелось довольно много потерь, внесённых поляризатором, а также плохим качеством изготовления отверстия выходного зеркала. Его края не обладают идеальным пропусканием или отражением, и

рассеивают излучение во всех направлениях. На втором этапе эксперимента, для повышения оптической эффективности вместо плоского обратного зеркала в резонатор был помещён квантрон с АЭ#2. Это позволило поднять усиление и коэффициент увеличения, до 3.3, (см. рис. 39б) а при коэффициенте увеличения 2 обеспечить оптимальную эффективность генерации в 38%. К сожалению, из-за больших фазовых искажений в АЭ#2 наблюдается значительное ухудшение качества пучка. Также продемонстрирован непрерывный режим работы, с $K=1.66$, и эффективностью 27%. В непрерывном режиме выходная мощность достигала 160 Вт, при этом температура АЭ составила менее 80°C . Дальнейшее повышение мощности было ограничено конвективными потоками вблизи горячей поверхности АЭ, приводившими к нестабильной работе и расстройке схемы. Графики оптической эффективности и величины M^2 от коэффициента увеличения представлены на рис. 39б. Видно, что переход в непрерывный режим работы незначительно повлиял на качество пучка.

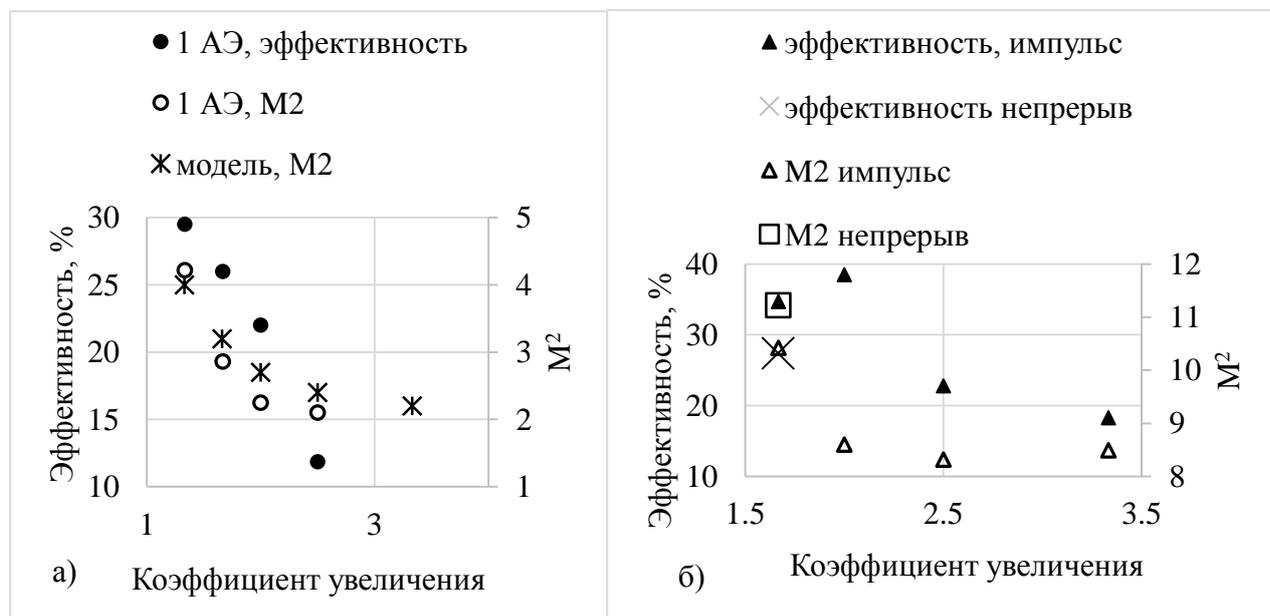


Рис. 39 Дифференциальная эффективность и качество пучка неустойчивого резонатора в зависимости от коэффициента увеличения, а) – с одним АЭ, б) – с двумя АЭ

Отметим, что дифференциальная эффективность лазерной генерации с двумя АЭ имеет максимум при коэффициенте увеличения K , равном 2. Такое

поведение подобно устойчивому резонатору, имеющему оптимальный коэффициент пропускания выходного зеркала, определяемый внутренними потерями излучения и утечкой энергии в виде люминесценции активной среды.

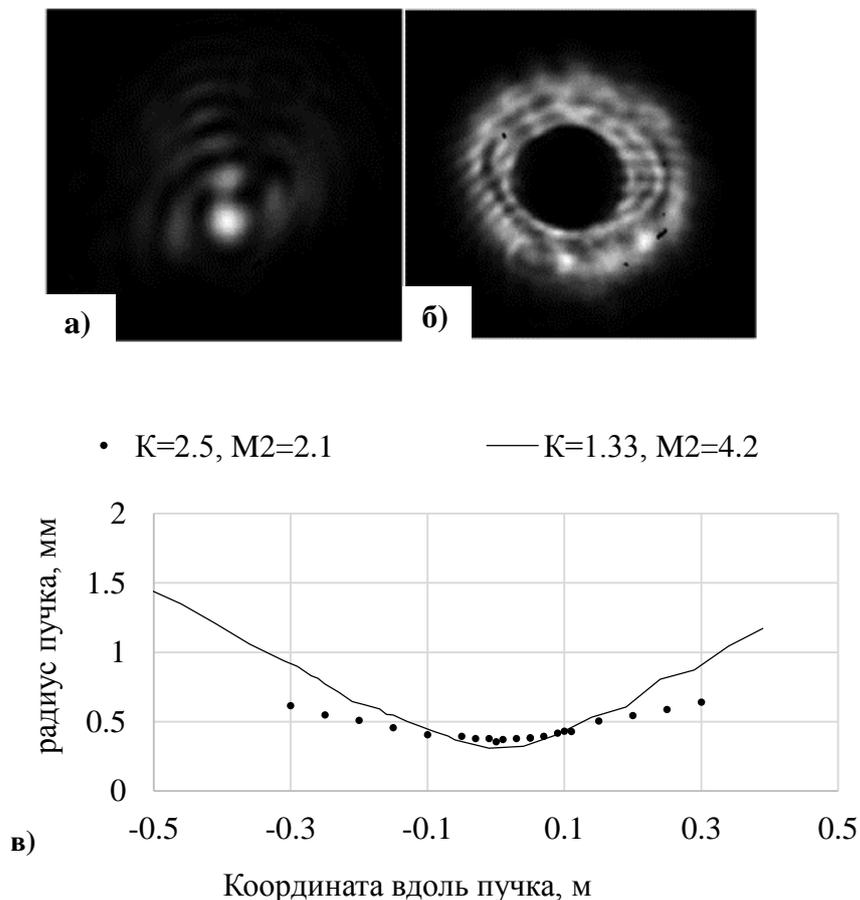


Рис. 40. Снимки выходного пучка при работе с одним АЭ, коэффициент увеличения 2.5, а) – в перетяжке, б) – в переносе с выходного зеркала; с) – каустика выходного пучка с одним АЭ.

При оценках клина отсечки, приведённых выше для резонатора на рис 35б, использовался стандартный аппарат ABCD-матриц:

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_1 \\ \alpha_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x_2 \\ \alpha_2 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} x_2 \\ \alpha_2 + \beta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x_1 \\ \alpha_1 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & F \\ -1/F & 0 \end{pmatrix} \quad (16)$$

здесь $\begin{pmatrix} 0 & F \\ -1/F & 0 \end{pmatrix}$ – матрица полного обхода резонатора, F – его длина,

$\begin{pmatrix} x_1 \\ \alpha_1 \end{pmatrix}$ – луч, исходящий из активного элемента, $\begin{pmatrix} x_2 \\ \alpha_2 \end{pmatrix}$ – луч после обхода

резонатора, $(\alpha_2 + \beta)$ – луч после обхода резонатора и с учётом оптического клина β . Система уравнений в формуле 16 математически выражает тот факт, что самосопряжённый луч совпадает сам с собой после полного обхода. Решение данной системы позволяет найти сдвиг такого луча в зависимости от β, F . Длина F полусимметричного конфокального резонатора (рис. 35б) равна дифракционной длине низшей моды $kw^2/2$, где w – её радиус по уровню $1/e^2$ (гауссово распределение интенсивности). Будем считать, что резонатор поддерживает только низшую моду, если радиус моды w равен радиусу П-образной накачки a , поскольку в таком случае вторые моменты распределения интенсивности накачки и низшей моды совпадают:

$$\frac{\int_0^\infty \exp(-2r^2/w^2) 2\pi r^3 dr}{\int_0^\infty \exp(-2r^2/w^2) 2\pi r dr} = \frac{\int_0^a 2\pi r^3 dr}{\int_0^a 2\pi r dr} \text{ при } a = w \quad (17)$$

Если же радиус накачки a превышает радиус низшей моды w в некоторое число раз m , то в резонаторе будут существовать моды более высоких порядков. Размер пучка в резонаторе и его расходимость будут в m раз превосходить размер и расходимость низшей моды. Параметр M^2 , характеризующий качество такого пучка, будет равен m^2 . Следует отметить, что допущение о равенстве $a = w$ в одномодовом резонаторе не является строго обоснованным. Данное допущение сделано для того, чтобы установить пропорцию между размерами пятна накачки и сигнала. Зная размер пятна накачки и требуемое качество пучка, можно легко оценить размер низшей моды, и необходимые параметры резонатора. В случае, изображённом на рис 35б, угол отсечки β , при котором оптическая ось резонатора сдвигается на диаметр накачки $d = 2a$, равен

$$\beta_{\text{устойч}} = \frac{16M^2}{kd} \quad (18)$$

здесь k – волновое число, M^2 характеризует качество пучка в резонаторе. Формула 18 получена с использованием выражений 16. Формула 18 говорит о том, что при увеличении размера пятна накачки падает максимальный угол расстройки, при котором резонатор на рис. 35б способен работать.

В то же время, матрица полного обхода резонатора на рис. 35а имеет следующий вид:

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} K & 0 \\ 0 & 1/K \end{pmatrix} \quad (19)$$

где $K < -1$ – коэффициент увеличения телескопа. В таком резонаторе, угловое отклонение луча от оптической оси в плоскости АЭ уменьшается по абсолютной величине в K раз при каждом обходе. При наличии в АЭ оптического клина β_n , угловое отклонение луча β_{total} при многократном прохождении такого резонатора будет равно сумме убывающей геометрической прогрессии со знаменателем q :

$$\beta_{total} = \frac{\beta_n}{1 - q} = \beta_n / (1 - \frac{1}{K}), \quad \beta_n = n\beta \quad (20)$$

При использовании n -проходной схемы усиления оптический клин β_n в n раз больше, чем клин β , наведённый за одно отражение от АЭ. Угловое отклонение луча от оптической оси в плоскости АЭ может привести к тому, что луч выйдет за пределы числовой апертуры телескопа на рис. 35а. В схеме, использованной для эксперимента (рис 38), числовые апертуры телескопов ограничиваются несколькими факторами: сферические aberrации, угловой диапазон диэлектрических покрытий (отражающих и просветляющих), конструкция квантрона для дискового АЭ. В настоящей работе квантрон (рис 31в,г), ограничивал доступную числовую апертуру, равную 0,116. При использовании n -проходной схемы усиления [80, 85], на доступной числовой апертуре должны уместиться $2n$ лазерных пучков. В настоящей работе использовалась 8-проходная схема, с пучками, расположенными в виде 2-х параллельных линий на зеркалах телескопа. Наиболее полно числовая апертура используется при так называемом «матричном» расположении пучков, как в работе [87]. В таком случае числовая апертура, доступная для каждого пучка, в $\sqrt{2n}$ раз меньше, чем вся доступная апертура АЭ. Необходимое число проходов n определяется следующим образом:

$$|K|^2 = G^n, \Rightarrow n = 2 \frac{\ln|K|}{\ln G} \quad (21)$$

Здесь символом G обозначено усиление в АЭ за 1 отражение, K – коэффициент увеличения схемы экспериментального резонатора, определяемый двумя телескопами на рис 38. Будем считать, что резонатор теряет работоспособность, если один из лучей многопроходной схемы выходит за пределы своей числовой апертуры. Тогда, используя выражения 20,21, можно записать:

$$\beta_{\text{неустойч}} = \frac{NA(K-1)}{4K} \left(\frac{\ln G}{\ln|K|} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (22)$$

Здесь $\beta_{\text{неустойч}}$ – клин отсечки неустойчивого резонатора, NA – доступная числовая апертура АЭ. Строго говоря, параметр G может варьироваться в зависимости от параметров АЭ, а параметр K задаётся экспериментатором при сборке резонатора. Однако, усиление G в тонких дисках ограничено сверху величиной 30% [42, 83, 84]. Нижняя граница данного параметра при условии эффективной генерации определяется внутренними потерями в резонаторе, и находится на уровне единиц процентов. Для получения пучка хорошего качества ($M^2=2$) можно положить параметр $K=2$. Один из критериев качества резонатора – чувствительность к термонаведённым фазовым искажениям, и лучше тот резонатор, у которого клин отсечки больше. Полезно знать, при каких условиях неустойчивый резонатор лучше устойчивого. Полагая, что клин отсечки неустойчивого (формула 22) больше, чем устойчивого, (формула 18) можно записать:

$$\frac{NA(K-1)}{4K} \left(\frac{\ln G}{\ln|K|} \right)^{\frac{3}{2}} > \frac{16M^2}{kd} \quad (23)$$

В левой части данного выражения фигурирует доступная числовая апертура АЭ, в правой – угловая расходимость гауссова пучка $4/kd$. Положив $K=2$, $M^2=2$, $G=1.1$, получаем, что неустойчивый резонатор предпочтительнее устойчивого, если доступная числовая апертура АЭ в 1255 раз превосходит расходимость гауссова пучка с диаметром, равным диаметру пятна накачки.

В данном разделе предложена оригинальная схема неустойчивого кольцевого резонатора, оптимизированная для использования с дисковым

лазерным квантроном, а также выполнены экспериментальные и теоретические исследования эффективности генерации и качества лазерного излучения. Такой дизайн лазерного резонатора позволяет масштабировать мощность излучения дисковых лазеров посредством увеличения активной апертуры накачки в одном активном элементе, сохраняя качество лазерного пучка близким к дифракционному. При этом не проявляется проблема сильной неустойчивости устойчивых резонаторов с большим размером моды, а также не требуется применение нескольких квантронов для увеличения усиления в традиционном неустойчивом резонаторе. Результаты численного моделирования хорошо совпадают с экспериментальными данными и показывают возможность достижения близкого к дифракционному качества пучка при умеренном коэффициенте увеличения за счёт регулирования распределения пропускания выходного зеркала. Работоспособность предлагаемой схемы проверена экспериментально с использованием дискового лазерного квантрона в режиме квазепрерывной накачки, с наилучшей эффективностью 29% при увеличении $K=1.33$, с качеством пучка $M^2=4.5$. Продемонстрировано высокое качество лазерного пучка ($M^2 = 2$) при увеличении 2.5, с одним квантроном. Однако, из-за недостатков используемых оптических элементов не достигнута высокая оптическая эффективность. Использование второго квантрона значительно поднимает эффективность генерации, до 38%, при $K=2$, позволяет работать при большом $K=3.3$, но портит качество пучка из-за наличия фазовых искажений в АЭ#2. Дизайн схемы позволяет масштабировать мощность посредством увеличения числа квантронов.

Заключение к главе 3

На основе исследований, представленных в двух первых главах диссертации разработан дисковый лазерный квантрон, предназначенный для генерации излучения с мощностью мульти-кВт уровня, а также продемонстрировано достижения мощности в 1 кВт с использованием таких квантронов. При этом, для

решения задачи повышения яркости генерируемого лазерного излучения предложена оригинальная схема неустойчивого резонатора, которая, в перспективе, позволит обеспечивать высокую излучения, в мульти-кВт диапазоне средней мощности. Кратко, полученные в 3-й главе результаты можно резюмировать следующими тезисами:

1. Экспериментально и теоретически исследовано влияние толщины и легирования дискового активного элемента на эффективность лазерной генерации. Показано, что уменьшение толщины диска с одновременным увеличением числа проходов накачки через активный элемент позволяет увеличить эффективность непрерывной лазерной генерации. При этом, минимальная толщина диска (~ 150 мкм) ограничена эффектом УСИ.
2. На основе разработанных дисковых лазерных квантронов создан двухквантронный непрерывный дисковый лазер с выходной мощностью до 1 кВт и эффективностью лазерной генерации $\sim 50\%$, работающий в режиме многомодовой генерации поперечных мод.
3. Разработана новая схема неустойчивого кольцевого резонатора для дискового активного элемента с многопроходной геометрией распространения излучения, обеспечивающая качество лазерного излучения близкое к дифракционному при большом диаметре пучка накачки на активном элементе (что характерно для дисковых лазеров с мульти-кВт средней мощностью). Экспериментально показана работоспособность данной схемы, получен лазерный пучок хорошего качества, в том числе, и в непрерывном режиме работы лазера

Заключение.

Диссертационное исследование посвящено теоретическому и экспериментальному исследованию тепловых и лазерных характеристик дисковых активных элементов, а также применению таких элементов для генерации и усиления излучения в условиях высокой средней по времени мощности. В частности, выполнено исследование таких основных характеристик легированных иттербием лазерных сред, как сечение поглощения и усиления, время жизни, поглощение, эффект дополнительного тепловыделения. Разработаны оптимальные способы накачки и охлаждения дисковых активных элементов и пути подавления возникающих термонаведенных искажений излучения. Выполненные исследования и разработки применены для создания лазеров с высокой средней мощностью. Необходимо отметить также практическую значимость данной работы. Выполненные исследования позволили оптимизировать метод роста кристаллов по технологии Багдасарова и значительно повысить их лазерные характеристики. Разработанный в рамках работы новый вид композитных дисковых активных элементов из Yb:YAG/sapphire имеет значительные перспективы использования в высокоэнергетических дисковых лазерных усилителях. Разработанный на основе отечественных технологий дисковый лазер киловаттного уровня мощности, являясь альтернативой зарубежным лазерным системам, может найти широкое применение в области технологической обработки материалов

Основные результаты опубликованы в 7 работах в российских и зарубежных тематических реферируемых журналах и кратко могут быть сформулированы в следующие тезисы:

Выполнено исследование лазерных и термооптических характеристик активных сред, легированных иттербием. Разработаны способы контроля и подавления эффекта дополнительного тепловыделения. Оптимизирован способ измерения лазерных характеристик. С помощью разработанных методов и подходов исследованы лазерные и термооптические характеристики ряда новых лазерных сред.

Разработаны и исследованы различные способы монтажа (пайка, клейка) дискового активного элемента на высокотеплопроводный радиатор. Также исследовано влияние охлаждения дисковых активных элементов на эффективность генерации излучения. Исследованы особенности термонаведенных фазовых искажений излучения в дисковых и композитных дисковых активных элементах, включая новую композитную структуру Yb:YAG/sapphire. На основе выполненных исследований разработаны дисковые лазерные квантроны и исследованы их генерационные характеристики

Разработан дисковый лазер кВт уровня средней мощности с высокой оптической эффективностью. Для повышения оптического качества генерируемого излучения дисковых лазеров предложена и экспериментально реализована оригинальная схема неустойчивого резонатора с применением многопроходной усилительной схемы. Теоретически исследованы особенности применения композитных дисковых активных элементов в условиях импульсной накачки.

Приложения

1. Расчет температуры, деформаций и термонаведенных искажений излучения в дисковом активном элементе

Расчёт термонаведённых искажений излучения в активном элементе производится на основе стационарных уравнений теплопроводности и упругости (формулы 24,25) с заданными граничными условиями (формулы 26,27,28) и источниками тепла. Уравнения решаются численно.

$$\operatorname{div}(\kappa \nabla T) + w = 0 \quad (24)$$

$$\frac{3(1-\sigma)}{1+\sigma} \operatorname{grad} \operatorname{div} \vec{u} - \frac{3(1-2\sigma)}{2(1+\sigma)} \operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{u} = \frac{\alpha}{3} \operatorname{grad} T \quad (25)$$

здесь w – объёмная плотность источников тепла, T – температурное поле, κ – теплопроводность, σ – коэффициент Пуассона, \vec{u} – поле смещений, α – коэффициент линейного теплового расширения. Источником тепла является дефект кванта, а также могут присутствовать решёточное поглощение в среде, и дополнительные источники [14]. Распределение источников задаётся согласно профилю излучения накачки в эксперименте. Для этого при помощи CCD-камеры с переносом изображения записывается распределение люминесценции в активном диске, которое приближённо можно считать равным распределению накачки. Типичное распределение накачки в активном элементе, а также соответствующий результат расчёта температурного поля представлены на рис. 41. Охлаждение осуществляется через нижнюю поверхность радиатора, чему соответствует импедансное граничное условие на нижней границе радиатора в задаче теплопроводности, см ф-лу 26.

$$\frac{\partial T}{\partial z} * \kappa = (T - T_0) * h \quad (26)$$

$$\frac{\partial T}{\partial z} * \kappa = 0, \frac{\partial T}{\partial r} * \kappa = 0 \quad (27)$$

$$\forall i \sum_k \sigma_{i,k} n_k = 0 \quad (28)$$

Здесь h - коэффициент теплопередачи между поверхностью радиатора и потоком хладагента, равный $3.3 \text{ Вт/см}^2\text{К}$ [68]; T_0 – температура хладагента; $\sigma_{i,k}$ – тензор напряжений; n_k – компонента вектора нормали к границе. Все остальные границы активного элемента считаются теплоизолированными и свободно деформирующимися, чему соответствуют граничные условия (27,28) выражающие нулевой поток тепла через границу и отсутствие внешнего давления. Задачи теплопроводности и упругости считаются симметричными относительно вращения вокруг оптической оси активного элемента, решаются в цилиндрической системе координат. Координатная ось z совпадает с оптической осью активного элемента.

Таблица 5. Материальные постоянные, использованные при расчёте температуры, деформации и фазовых искажений излучения в дисковом активном элементе

	Теплопроводность κ , Вт/м*К	Модуль Юнга E , Гпа	Коэффициент линейного теплового расширения α , 10^{-6} 1/К	Коэффициент Пуассона σ	Показатель преломления, n	Термооптический коэффициент dn/dT , 10^{-6} 1/К
Yb:YAG	11.2 - 6	300	7.8	0.25	1.82	9
Сапфир	30	335	5	0.35	1.77	13
Алмаз	1300	1050	0.91	0.32	-	-
Карборунд	400	360	3.5	0.35	-	-
Медь	400	110	17	0.35	-	-

Описанная выше задача расчета температуры, напряжений и деформаций решалась совместно в дисковом (или композитном дисковом) активном элементе

и высокотеплопроводном теплоотводе. Для решения такой совместной комплексной задачи было использовано численное программирование с привлечением таких средств программирования как Matlab и Comsol. При расчёте использовались материальные постоянные, представленные в таблице 5. На рис. 41, например, представлены температурные поля в двух типичных случаях расчёта в дисковом и композитном дисковом активных элементах.

Фазовые искажения излучения вычислялись на основе полученных распределений температуры и деформаций, с учётом утолщения активного диска, нелегированного слоя (при его наличии), изгиба зеркала, а также неоднородности показателя преломления, см формулу 29.

$$\Delta\Phi(r) = -2 * \Delta z(r, z_1) + 2 * (n - 1) * (\Delta z(r, z_2) - \Delta z(r, z_1)) + \\ + 2 * \int_{z_1}^{z_2} (T(r, z) - T_0) * \frac{dn}{dT} * dz \quad (29)$$

здесь $\Delta\Phi$ – набег фазы; r – расстояние от данной точки до оптической оси; z – координата вдоль соответствующей оси; z_1 – координата задней (зеркальной) поверхности АЭ; z_2 – координата передней (просветлённой) поверхности АЭ; $\Delta z(r, z)$ – деформация в направлении оптической оси в данной точке, положительная при сдвиге в положительном направлении оси z ; n – показатель преломления активной среды; dn/dT – термооптический коэффициент; $T(r, z)$ – температура в данной точке; T_0 – температура в исходном состоянии (равная температуре хладагента); интеграл берётся вдоль линии, параллельной оси z . Формула 29 выражает набег фазы в активном элементе в приближении тонкой линзы. Первое слагаемое в формуле 29 соответствует изгибу зеркала, второе – деформации активного диска и нелегированного слоя, третье – неоднородности показателя преломления. В случае, когда нелегированный слой сделан из сапфира, чей показатель преломления отличается от такового у алюмоиттриевого граната, формула приобретает следующий вид:

$$\begin{aligned} \Delta\Phi(r) = & -2 * \Delta z(r, z_1) + 2 * (n_{\text{YAG}} - 1) * (\Delta z(r, z_2) - \Delta z(r, z_1)) + \\ & + 2 * (n_{\text{sapphire}} - 1) * (\Delta z(r, z_3) - \Delta z(r, z_2)) + \\ & + 2 * \int_{z_1}^{z_3} (T(r, z) - T_0) * \frac{dn}{dT}(z) * dz \end{aligned} \quad (30)$$

здесь z_1 – координата задней (зеркальной) поверхности АЭ, z_2 – координата границы раздела гранат/сапфир, z_3 – координата просветлённой поверхности сапфинового слоя. Термооптический коэффициент $\frac{dn}{dT}(z)$ ступенчато изменяется при пересечении границы сред, в остальном постоянен.

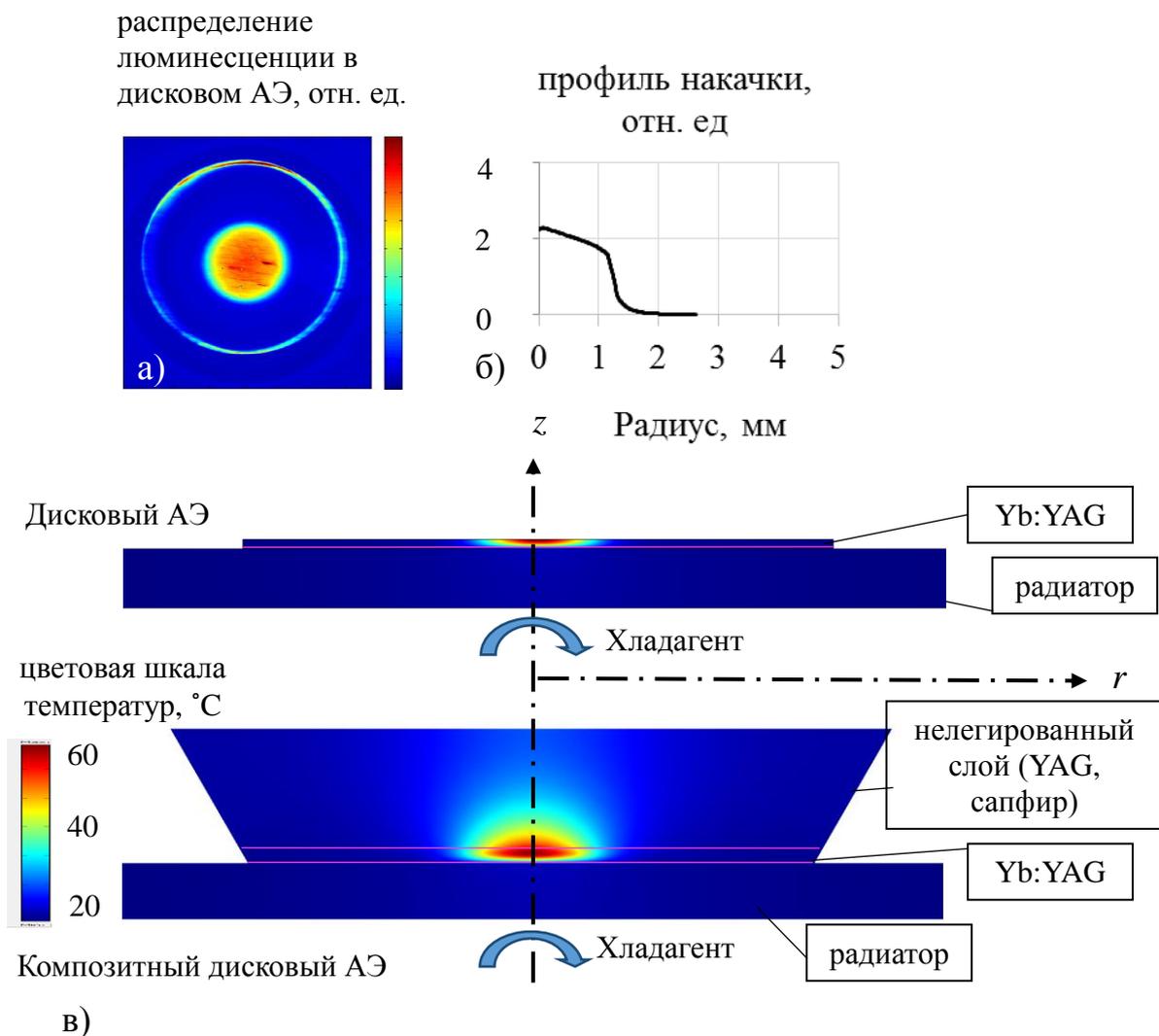


Рис. 41. а) – экспериментально полученное распределение люминесценции в активном элементе; б) – профиль накачки, полученный из распределения люминесценции, и использованный в расчёте; в) – расчётные температурные поля

2. Изготовление композитных активных элементов Yb:YAG/sapphire методом термодиффузионной сварки

Основные преимущества композитных дисковых активных элементов из Yb:YAG/YAG заключаются в подавлении эффекта усиленного спонтанного излучения и понижении температуры в легированной части активного элемента. Использование более высокотеплопроводного материала в качестве нелегированной части позволит ещё дополнительно понизить температуру и термонаведенные искажения излучения. С этой целью на основе имеющегося опыта разработан метод изготовления композитных активных элементов из Yb:YAG/sapphire путём их термодиффузионной сварки. Соединяемые детали моются в ультразвуковой ванне с помощью специальных средств и затем соединяются на оптический контакт также как и в способе изготовления композитных дисковых активных элементов из Yb:YAG/YAG [61]. При этом, пластина сапфира вырезана вдоль оптической оси для минимизации поляризационных искажений, а её толщина составляет ~ 2 мм. Толщина пластины Yb:YAG составляет ~ 0.5 мм. Далее, соединённые на оптический контакт детали устанавливаются в вакуумную печь с функцией прессования (рис.42) и выполняется термодиффузионная сварка. Давление в течение всего процесса сварки составляет ~ 10 кг/см², а максимальная температура составляет 1200 градусов. Время выдержки при изготовлении увеличено до 5 часов, а скорости нагрева и остывания уменьшены до 3 градусов в минуту (по сравнению со способом [61]). Главной особенностью изготовления композитных элементов из Yb:YAG/sapphire является различный показатель теплового расширения этих материалов. Для подавления влияния этого эффекта на качество термодиффузионного контакта уменьшена толщина легированной части, понижена температура сварки и скорости нагрева и остывания.



Рис. 42. Вакуумная печь с функцией прессования

Описанным выше способом изготовлено несколько композитных дисковых активных элементов Yb:YAG/sapphire с легированием 10%at Yb:YAG и один с легированием 3.5%at (рис. 43). Диаметр изготовленных экспериментальных образцов составлял от 5 до 12 мм. Выполнено измерение поляризационных и фазовых искажений излучения и потерь на слое контакта. Измерение поляризационных искажений выполнено путём установки образцов в излучение, проходящее между двумя скрещенными поляризаторами. Согласно результатам измерений, деполяризация излучения во всех образцах равномерно распределена по сечению и не превышает 3% от интенсивности излучения (рис. 44). Поляризационные искажения хоть и превышают характерный уровень поляризационных искажений в Yb:YAG/YAG, но пренебрежимо малы для большинства практических применений композитных активных элементов. Более

того, часть этих искажений связана с прохождением чуть расходящегося тестового пучка через одноосный кристалл сапфира.

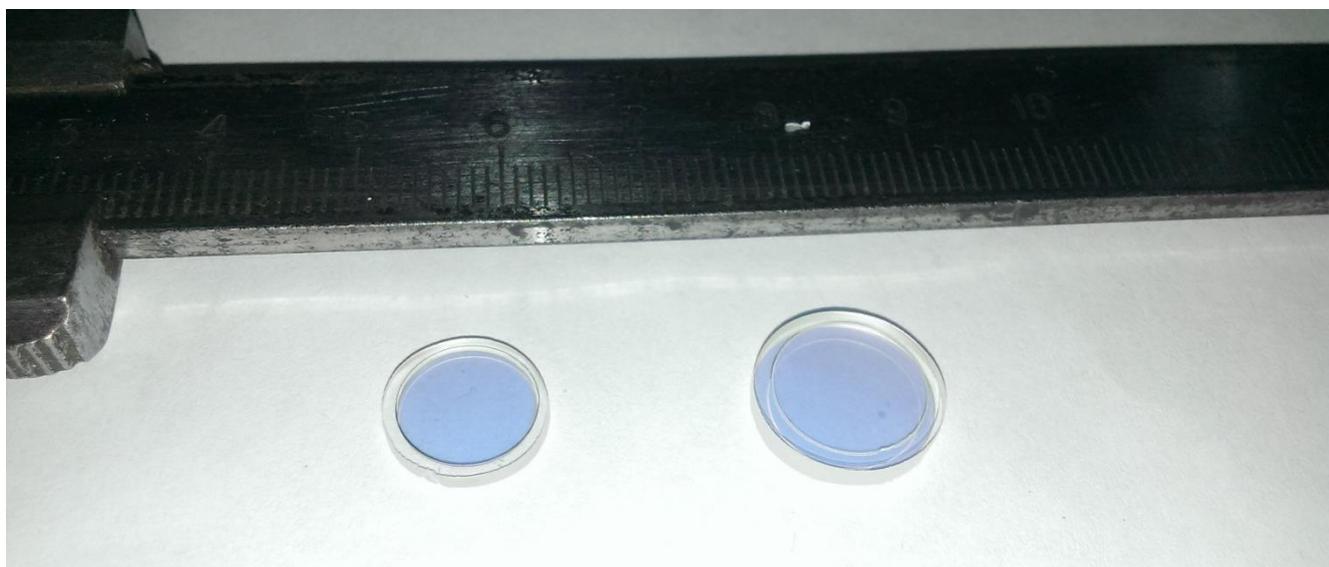


Рис.43. Два наибольших по диаметру изготовленных композитных элемента Yb:YAG/sapphire

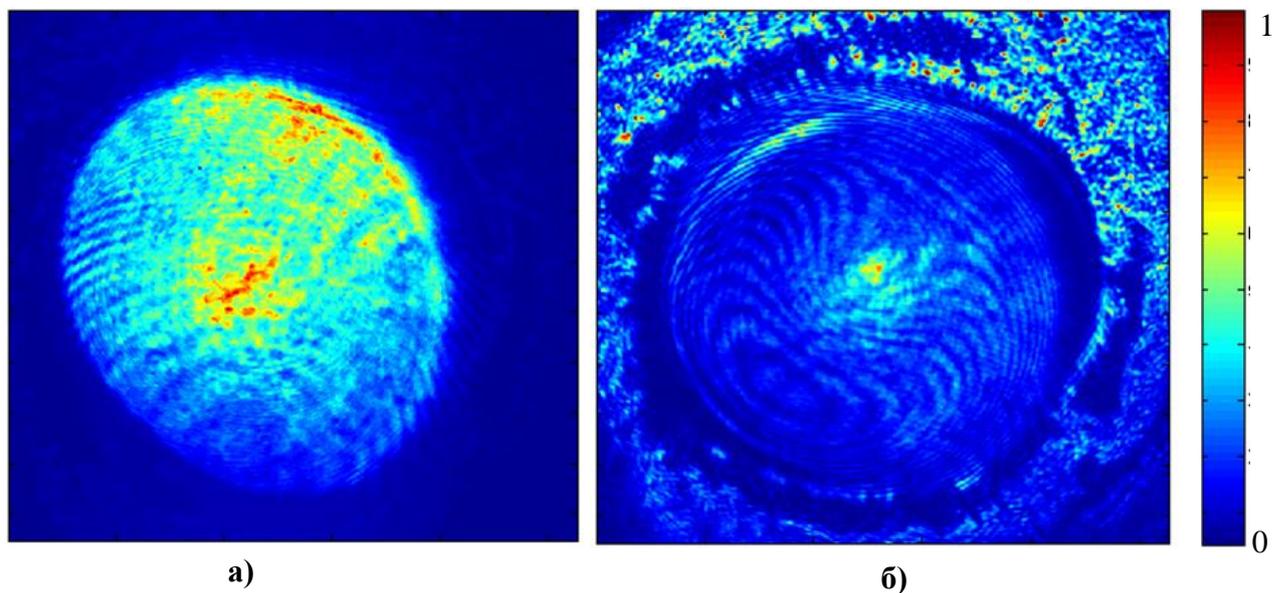


Рис. 44. а – поляризованная, б – деполаризованная (сигнал умножен на 20) компонента излучения, прошедшего композитный активный элемент Yb:YAG/sapphire

Измерение фазовых искажений излучения выполнялось с помощью профилометра. Измерены профили оптических поверхностей исследуемых образцов, а также фазовый набег при прохождении излучения через образцы. Из измерений видно, что имеющиеся фазовые искажения (порядка 0.1 мкм на апертуре образцов) вызваны недостаточной плоскостностью при полировке сапфира, а искажения внутри исследуемых образцов пренебрежимо малы и сравнимы с Yb:YAG/YAG (рис. 45).

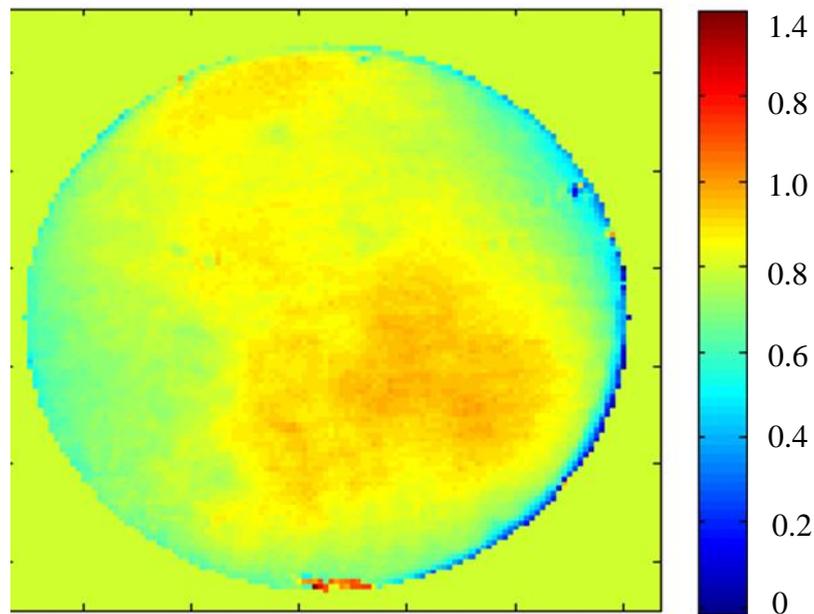


Рис. 45. Фазовый профиль композитного элемента Yb:YAG/sapphire измеренный профилометром, цветовая шкала в микрометрах

Для определения потерь излучения на слое термодиффузионной сварки измерена интенсивность блика, отражённого от него. Его величина составила менее 0.1% от интенсивности тестового лазерного пучка, что близко к теоретическому пределу в 0.004%, связанному с разницей показателей преломления Yb:YAG и сапфира. Величина интенсивности блика в образцах Yb:YAG/YAG составляет также менее 0.1%.

После проверки оптического качества изготовленных экспериментальных образцов, на них нанесены просветляющее и отражающее диэлектрические

покрытия. Образцы были смонтированы на высокотеплопроводный теплоотвод по способу, описанному в разделе 1 главы 2. Для подтверждения высокого качества изготовленных композитных активных элементов в них была измерена эффективность лазерной генерации в условиях непрерывной оптической накачки, с использованием дисковых лазерных квантронов, обеспечивающих эффективное поглощение накачки [67].

Список работ автора по теме диссертации**Статьи:**

1. Дисктовые квантроны на основе Yb:YAG для лазеров мультикиловаттной средней мощности / Волков М.Р., Кузнецов И.И., Мухин И.Б., Палашов О.В., // Квантовая Электроника. – 2019 – т. 49 – №4 – стр. 354-357
2. Тонкостержневые активные элементы для усиления фемтосекундных импульсов / Волков М.Р., Кузнецов И.И., Мухин И.Б., Палашов О.В., Конященко А.В., Теняков С.Ю. и Ливенцов Р.А. // Квантовая электроника. – 2019 – т. 49 – №4 – стр. 350-353.
3. Thin-disk laser with multipass unstable ring resonator / Volkov, M.R., Mukhin, I.B., Kuznetsov, I.I., Palashov, O.V. // Journal of the Optical Society of America B. – 2019 – vol. 36, – №5 – pp. 1370-1375.
4. Thermo-optical properties of EuF₂-based crystals / E.A. Mironov, M.R. Volkov, O.V. Palashov, D.N. Karimov, E.V. Khaydukov, I.A. Ivanov, // APPLIED PHYSICS LETTERS. – 2019 – vol. 114, – №7 – p. 073506.
5. A New Method of Diagnostics of the Quality of Heavily Yb-Doped Laser Media / Volkov M.R., Kuznetsov I.I. and Mukhin I.B., // IEEE Journal of Quantum Electronics – 2018 – vol. 54 – №1 – pp. 1-6.
6. Laser generation on Yb:LuAG ceramics produced by nanocrystalline pressure-less sintering in H₂ / Snetkov I. L., Ding Z., Yakovlev A. I., Volkov M. R., Kuznetsov I. I., Mukhin I. B., Palashov O. V., Ying S. and Ken-ichi U., // Laser Physics Letters. – 2018 – vol. 15 – p. 035801.
7. Спектрально-люминесцентные и генерационные характеристики керамики на основе твердого раствора Lu₂O₃ – Y₂O₃, активированного Yb³⁺ / Р. Н. Максимов В. А. Шитов М. Р. Волков О. Л. Вадимова И. Л. Снетков, // Квантовая электроника. – 2018 – т. 48 – №8 – стр. 695-698.

8. Multipass cryogenic Yb:Y₂O₃ ceramic disk amplifier /Perevezentsev E.A., Kuznetsov I.I., Mukhin I.B., Volkov M.R., Palashov O.V. // Applied Physics B, vol. 125, 8, p.141
9. Composite Yb:YAG/sapphire thin-disk active elements for high-energy high-average power lasers/ Kuznetsov I., Pestov A., Mukhin I., Volkov M., Zorina M. Chkhalo N., Palashov O. // Optics Letters, vol. 45, 2 pp. 387-390

Тезисы конференций

10. Расчёт и измерение искажений лазерного излучения в дисковых лазерах / Волков М.Р. // Нелинейные Волны. – 2016 –сборник тезисов, стр. 42.
11. Thermal distortions and heat sources in disk laser active element / M.R. Volkov, I.I. Kuznetsov, I.B. Mukhin // Laser Optics – 2016 – St. Petersburg, Russia – ThR1-28.
12. Impact of disk laser geometry on excess nonlinear heat release / Volkov M.R., Kuznetsov I.I., Mukhin I.B. // CLEO Pacific Rim – 2018 – Hong Kong, China – Th2D.4.
13. Дисковые лазеры с активными элементами высокого легирования / Волков М.Р // XXII Нижегородская сессия молодых учёных – 2017 – сборник тезисов, стр. 12-13.
14. High average and high peak power MOPA laser based on Yb:YAG elements of different geometries / Kuznetsov I.I., Mukhin, I.B. Perevezentsev, E.A. Volkov, M.R. Vadimova, O.L. Palashov, O.V. // ASSL – 2016 – Boston, Massachusetts, USA – JTu2A.27.
15. Thermal behavior of composite Yb:YAG/YAG active element in high average power pulsed amplifier / Kuznetsov, I. I. Mukhin, I. B. Volkov, M.R. Vadimova, O.L. Perevesentsev, E.A. Palashov, O. V. // EUROPHOTON – 2016 – Vienna, Austria – PO-2.35

16. Hybrid Yb:YAG and Cryogenic Yb:Y₂O₃ Laser / Perevezentsev, E. A. Kuznetsov, I. I. Mukhin, I. B. Volkov, M. R. Vadimova, O.L. Palashov, O. V. // Laser Congress (ASSL, LAC, LS&C) – 2019 – Vienna, Austria – JTh3A.19
17. Unstable ring resonator with multipass telescopic scheme for disk-shaped active elements / Volkov, M.R. Mukhin, I.B. Kuznetsov, I.I. Palashov, O.V. // Laser Congress (ASSL, LAC, LS&C) – 2019 – Vienna, Austria – JTu3A.5
18. Thermal effects in Yb:YAG/Sapphire composite active elements for thin-disk lasers / Kuznetsov, I. I. Pestov, A. E. Mukhin, I. B. Zorina, M. V. Volkov, M. R. Palashov, O. V. Chkhalo, N. I. // Laser Congress (ASSL, LAC, LS&C) – 2019 – Vienna, Austria – AW3A.3
19. High average and peak power laser based on Yb:YAG amplifiers of advanced geometries for OPCPA pumping/ Kuznetsov I.I., Mukhin I.B., Perevezentsev E.A., Volkov M.R., Palashov O.V.// CLEO Pacific Rim Conference 2018, Hong Kong, China, Tu3A.4
20. High-Power Laser Based on Amplifiers with Yb:YAG Elements of Advanced Geometries / Kuznetsov I.I., Mukhin I.B., Perevezentsev E.A., Volkov M.R., Palashov O.V // 2017 Conference on Lasers and Electro-Optics Pacific Rim, Singapore, s1231
21. Thermally diffusion bonded Yb:YAG/Sapphire composite active elements for thin disk lasers/ Mukhin I.B., Kuznetsov I.I., Volkov M.R. // CLEO-Europe 2019, Munich, ca_p_39.

Патент

22. Патент РФ № 2689846, приоритет 12.12.2017, Волков М.Р., Мухин И.Б., Палашов О.В. «Лазер с модуляцией добротности резонатора и стабилизацией выходных импульсов» (заявка 2017143519)

Список используемой литературы.

- [1] Direct diode lasers: how technology evolution is opening new markets.
<https://www.idtechex.com/en/research-article/direct-diode-lasers-how-technology-evolution-is-opening-new-markets/17627>
- [2] Recent progress in fiber-coupled multi-mode pump module and broad-area laser-diode performance from 800-1500 nm / V. Wong, V. Rossin, J. Skidmore, P. Yalamanchili, X. Qui, R. Duesterberg, P. Doussiere, D. Venables, R. Raju, J. Guo, M. Au, L. Zavala, M. Peters, G. Yang, Y. Dai, E. Zucker -: SPIE, 2009.
- [3] Laser Pump Sources: Four 800 kW laser-diode arrays to pump high-pulse-rate HAPLS petawatt laser. <https://www.laserfocusworld.com/lasers-sources/article/16551685/laser-pump-sources-four-800-kw-laserdiode-arrays-to-pump-highpulserate-hapls-petawatt-laser>
- [4] High-brightness fiber-coupled pump laser development / K. Price, S. Karlsen, P. Leisher, R. Martinsen -: SPIE, 2010.
- [5] Jet-type, water-cooled heat sink that yields 255-W continuous-wave laser output at 808 nm from a 1-cm laser diode bar / H. Miyajima, H. Kan, T. Kanzaki, S.-i. Furuta, M. Yamanaka, Y. Izawa, S. Nakai // Optics Letters. - 2004. - Vol. 29. - №3. - P. 304-306.
- [6] 20-J diode-pumped zig-zag slab laser with 2-GW peak power and 200-W average power / T. Kawashima, T. Kurita, O. Matsumoto, T. Ikegawa, T. Sekine, M. Miyamoto, K. Iyama, H. Kan, Y. Tsuchiya, R. Yasuhara, N. Miyanaga, M. Nakatsuka, Y. Izawa, H. Furukawa // Advanced Solid-State Photonics, - 2005. - TuB44.
- [7] 700W intracavity-frequency doubled Yb:YAG thin-disk laser at 100 kHz repetition rate / C. Stolzenburg, W. Schüle, I. Zawischa, A. Killi, D. Sutter // SPIE LASE, - 2010. - 9.
- [8] Heat generation in Nd:YAG and Yb:YAG / T. Y. Fan // IEEE Journal of Quantum Electronics. - 1993. - Vol. 29. - №6. - P. 1457-1459.
- [9] Термооптика твердотельных лазеров / А. В. Мезенов, Л. Н. Сомс, А. И. Степанов - Ленинград: Машиностроение, 1986.

- [10] Scalable concept for diode-pumped high-power solid-state lasers / A. Giesen, H. Hugel, A. Voss, K. Witting, U. Brauch, H. Opower // *Applied Physics B*. - 1994. - Vol. 58. - №5. - P. 365-372.
- [11] Passive compensation of beam misalignment caused by air convection in thin-disk lasers / T. Dietrich, S. Piehler, C. Röcker, M. Rumpel, M. A. Ahmed, T. Graf // *Conference on Lasers and Electro-Optics, OSA Technical Digest (online)*. - 2018. - SM1N.4.
- [12] Rp photonic encyclopedia. https://www.rp-photonics.com/fiber_lasers.html
- [13] Rp photonic encyclopedia. https://www.rp-photonics.com/slab_lasers.html
- [14] Nonlinear Decay of the Excited State in Yb:YAG / M. Larionov, K. Schuhmann, J. Speiser, C. Stolzenburg, A. Giesen // in *Advanced Solid-State Photonics*, - 2005. - p. TuB49.
- [15] Up-conversion to the Conduction Band in highly doped Yb:YAG and Yb:Y₂O₃ and its effect on Thin-Disk Lasers / S. T. Fredrich-Thornton, J.-F. Bisson, D. Kouznetsov, K. Ueda, K. Petermann, G. Huber // *CLEO*, - 2007. - p. CFJ16.
- [16] Photoconductivity in Yb-Doped Materials at High Excitation Densities and its Effect on Highly Yb-Doped Thin-Disk Lasers / U. Wolters, S. T. Fredrich-Thornton, F. Tellkamp, K. Petermann, G. Huber // *CLEO/Europe and EQEC 2009 Conference Digest*, - 2009. - CA9_2.
- [17] Textron's J-HPSSL 100 kW ThinZag® laser program / A. Mandl, D. E. Klimek // *CLEO/QELS: 2010 Laser Science to Photonic Applications*, - 2010. - 1-1.
- [18] 20 kW class high-beam-quality CW laser amplifier chain based on a Yb:YAG slab at room temperature / D. Wang, Y. Du, Y. Wu, L. Xu, X. An, L. Cao, M. Li, J. Wang, J. Sahng, T. Zhou, L. Tong, Q. Gao, K. Zhang, C. Tang, R. Zhu // *Optics Letters*. - 2018. - Vol. 43. - №16. - P. 3838-3841.
- [19] M. J. Weber, "Handbook of Optical Materials,," in *Laser and Optical Science and Technology Series (CRC Press, Berkeley)*. ed, 2003.
- [20] Continuous-wave and mode-locked lasers based on cubic sesquioxide crystalline hosts / V. Petrov, K. Petermann, U. Griebner, V. Peters, J. Liu, M. Rico, P. Klopp, G. Huber // *Defense and Security Symposium*, - 2006. - 62126H.

- [21] Growth of sesquioxides for high power thin-disk-laser applications / V. Peters, K. Petermann, G. Huber, M. Larionov, J. Speiser, A. E. D. F. M. Giesen, L. Marshall // *Advanced Solid-State Lasers, Trends in Optics and Photonics Series*. - 2002. - MD3.
- [22] Thin Disk Laser – Energy Scaling / J. Speiser // *Laser Physics*. - 2009. - Vol. 19. - №2. - P. 274-280.
- [23] New generation of compact high power disk lasers / S. Feuchtenbeiner, S. Zaske, S.-S. Schad, T. Gottwald, V. Kuhn, S. Kumkar, B. Metzger, A. Killi, P. Haug, N. Speker // *SPIE LASE*, - 2018. - 8.
- [24] Towards 2 kW, 20 kHz ultrafast thin-disk based regenerative amplifiers / P. Krötz, C. Wandt, C. Grebing, C. Herkommer, R. Jung, S. Klingebiel, S. Prinz, C. Y. Teisset, K. Michel, T. Metzger // *Laser Congress 2019 (ASSL, LAC, LS&C), OSA Technical Digest*. - 2019. - ATh1A.8.
- [25] Latest advances in high brightness disk lasers / V. Kuhn, T. Gottwald, C. Stolzenburg, S.-S. Schad, A. Killi, T. Ryba // *Solid State Lasers XXIV: Technology and Devices* - 2015. - .
- [26] Physics of high performance Yb:YAG thin disk lasers / P. V. Avizonis, D. J. Bossert, M. S. Curtin, A. Killi // *2009 Conference on Lasers and Electro-Optics and 2009 Conference on Quantum electronics and Laser Science Conference*, - 2009. - 1-2.
- [27] Sub-ps pulses with multi-mJ energy at kHz repetition rate from an Yb:YAG thin-disk amplifier / J. Fischer, P. Storz, A. Heinrich, S. Maier, J. Jungwirth, D. Brida, A. Leitenstorfer // *2016 Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)*, - 2016. - 1-2.
- [28] High-repetition-rate chirped-pulse-amplification thin-disk laser system with joule-level pulse energy / J. Tümmler, R. Jung, H. Stiel, P. V. Nickles, W. Sandner // *Optics Letters*. - 2009. - Vol. 34. - №9. - P. 1378-1380.
- [29] Regenerative thin-disk amplifier for 300 mJ pulse energy / R. Jung, J. Tümmler, I. Will // *Optics Express*. - 2016. - Vol. 24. - P. 883.

- [30] 1 kW, 200 mJ picosecond thin-disk laser system / T. Nubbemeyer, M. Kaumanns, M. Ueffing, M. Gorjan, A. Alismail, H. Fattahi, J. Brons, O. Pronin, H. G. Barros, Z. Major, T. Metzger, D. Sutter, F. Krausz // *Optics Letters*. - 2017. - Vol. 42. - №7. - P. 1381-1384.
- [31] 23.7-W picosecond cryogenic-Yb:YAG multipass amplifier / S. Tokita, J. Kawanaka, Y. Izawa, M. Fujita, T. Kawashima // *Optics Express*. - 2007. - Vol. 15. - №7. - P. 3955-3961.
- [32] Sub-Joule diode-pumped cryogenic Yb:YAG disk laser at high repetition rate / E. A. Perevezentsev, I. B. Mukhin, O. V. Palashov, E. A. Khazanov // *The 6th HEC-DPSSL International workshop*, - 2010. - .
- [33] Role of undoped cap in the scaling of thin-disk lasers / D. Kouznetsov, J.-F. Bisson // *JOSA B*. - 2008. - Vol. 25. - №3. - P. 338-345.
- [34] Growth and application of undoped and doped diamond films / M. Werner, R. Locher // *Reports on Progress in Physics*. - 1998. - Vol. 61. - №12. - P. 1665-1710.
- [35] Near fundamental mode 1.1 kW Yb:YAG thin-disk laser / P. Y. H. Lim, Y. X., J. Cheng, Y. Guo, Y. Y. Cheah, K. S. Lai // *Optics Letters*, . - 2013. - Vol. vol. 38, . - P. pp. 1709-1711, .
- [36] trumpf. <https://www.trumpf.com>
- [37] dausinger giesen. <http://www.dausinger-giesen.de/>
- [38] Improving the brightness of a multi-kW thin disk laser with a single disk by an aspherical phase-front correction / B. Weichelt, D. Blazquez-Sanchez, A. Austerschulte, A. Voss, T. Graf, A. Killi -: SPIE, 2010.
- [39] Power scaling of fundamental-mode thin-disk lasers using intracavity deformable mirrors / S. Piehler, B. Weichelt, A. Voss, M. A. Ahmed, T. Graf // *Optics Letters*,. - 2012. - Vol. vol. 37, . - P. pp. 5033-5035,.
- [40] Deformable mirrors for intra-cavity use in high-power thin-disk lasers / S. Piehler, T. Dietrich, P. Wittmüss, O. Sawodny, M. A. Ahmed, T. Graf // *Optics Express*. - 2017. - Vol. 25. - №4. - P. 4254-4267.

- [41] High energy high brightness thin disk laser / M. D. Nixon, M. C. Cates // SPIE Security + Defence, - 2012. - 6.
- [42] ASE in thin disk lasers: theory and experiment / P. Peterson, A. Gavrielides, T. C. Newell, N. Vretenar, W. P. Latham // Optics Express. - 2011. - Vol. 19. - №25. - P. 25672-25684.
- [43] A New Method of Diagnostics of the Quality of Heavily Yb-Doped Laser Media / M. R. Volkov, I. I. Kuznetsov, I. B. Mukhin // IEEE Journal of Quantum Electronics. - 2018. - Vol. 54. - №1. - P. 1-6.
- [44] Growth of large 90 mm diameter Yb:YAG single crystals with Bagdasarov method / M. Arzakantsyan, N. Ananyan, V. Gevorgyan, J. C. Chanteloup // Optical Materials Express. - 2012. - Vol. 2. - №9. - P. 1219-1225.
- [45] Model for the calculation of radiation trapping and description of the pinhole method / H. Kühn, S. T. Fredrich-Thornton, C. Kränkel, R. Peters, K. Petermann // Optics Letters. - 2007. - Vol. 32. - №13. - P. 1908-1910.
- [46] Correction of reabsorption artifacts in fluorescence spectra by the pinhole method / H. Kühn, K. Petermann, G. Huber // Optics Letters. - 2010. - Vol. 35. - №10. - P. 1524-1526.
- [47] 10kW Single Mode Fiber Laser / V. Fomin, M. Abramov, A. Ferin, A. Abramov, D. Mochalov, N. Platonov, V. Gapontsev // 14th International Conference "Laser Optics 2010", Symposium on High-Power Fiber Lasers. - 2010. - .
- [48] 100 kW CW fiber laser for industrial applications / V. Fomin, V. Gapontsev, E. Shcherbakov, A. Abramov, A. Ferin, D. Mochalov // 2014 International Conference Laser Optics, - 2014. - 1-1.
- [49] A kilowatt, two-waveguide slab laser / B. G. Malinin, A. A. Mak, V. M. Volynkin, K. V. Gratsianov, A. S. Eremenko, V. M. Mit'kin, V. G. Pankov, V. A. Serebryakov, V. I. Ustyugov, S. A. Chizhov, V. E. Yashin // Journal of Optical Technology. - 2003. - Vol. 70. - №12. - P. 905-907.
- [50] 0.53 J /100 ps Nd:YAG single-rod six-pass amplifier / R. V. Balmashnov, A. S. Davtian, Y. V. Katsev, A. F. Kornev, I. G. Kuchma, D. O. Oborotov // 2018 International Conference Laser Optics (ICLO), - 2018. - 53-53.

- [51] Lasing characteristic of new Russian laser ceramics. / V. V. Bezotosnyi, V. V. Balashov, V. D. Bulaev, A. A. Kaminskii, A. Y. Kanaev, V. B. Kravchenko, A. V. Kiselev, Y. L. Kopylov, A. L. Koromyslov, O. N. Krokhin, K. V. Lopukhin, S. L. Lysenko, M. A. Pankov, K. A. Polevov, Y. M. Popov, E. A. Cheshev, I. M. Tupitsyn // *Quantum Electronics*. - 2018. - Vol. 48. - №9. - P. 802–806.
- [52] Thin-disk laser with multipass unstable ring resonator / M. R. Volkov, I. B. Mukhin, I. I. Kuznetsov, O. V. Palashov // *Journal of the Optical Society of America B*. - 2019. - Vol. 36. - №5. - P. 1370-1375.
- [53] Lattice Infrared Absorption and Raman Scattering in Finite Crystals / M. Hass, H. B. Rosenstock // *Applied Optics*. - 1967. - Vol. 6. - №12. - P. 2079-2084.
- [54] Near-IR absorption in high-purity photothermorefractive glass and holographic optical elements: measurement and application for high-energy lasers / J. Lumeau, L. Glebova, L. B. Glebov // *Applied Optics*. - 2011. - Vol. 50. - №30. - P. 5905-5911.
- [55] Emission Spectra and Fluorescence Lifetime Measurements of Yb:YAG as a Function of Temperature / D. S. Sumida, T. Y. Fan // *Advanced Solid-State Lasers*, . - 1994. - P. pp. 100-102.
- [56] Laser and thermal characteristics of Yb : YAG crystals in the 80 — 300 K temperature range / I. B. Mukhin, O. V. Palashov, E. A. Khazanov, A. G. Vyatkin, E. A. Perevezentsev // *Quantum Electronics*. - 2011. - Vol. 41. - №11. - P. 1045.
- [57] Ein neues Verfahren zur Messung der Kristallisationsgeschwindigkeit der Metalle / J. Czochralski. - 1918. - Vol. 92U. - №1. - P. 219–221.
- [58] Multi-Ion Cooperative Processes in Yb³⁺ Clusters / W. Qin, Z. Liu, C. Sin, C. Wu, G. Qin, Z. Chen, K. Zheng // *Light: Science & Applications*. - 2014. - P. e193.
- [59] L. Zapata, R. Beach, S. Payne, "Composite thin-disc laser scaleable to 100 kW average power output and beyond," ed. Preprint UCRL-JC-138786: Solid state and Diode Laser Technology Review, 2000.

- [60] Lasing and thermal characteristics of Yb:YAG/YAG composite with atomic diffusion bonding / N. Siva Sankar, S. Patricie, M. Taisuke, S. Martin, K. Hitoe, U. Miyuki, S. Takehito, K. Masato, H. Takeshi, E. Akira, M. Tomáš // *Laser Physics Letters*. - 2017. - Vol. 14. - №1. - P. 015001.
- [61] Fabrication of composite laser elements by a new thermal diffusion bonding method / I. B. Mukhin, E. A. Perevezentsev, O. V. Palashov // *Optical Materials Express*. - 2014. - Vol. 4. - №2. - P. 266-271.
- [62] Temperature development in Yb:YAG thin-disk lasers at high inversion densities confirming nonlinear losses / U. Wolters, K. Beil, C. Kränkel, K. Petermann, G. Huber // *2013 Conference on Lasers & Electro-Optics Europe & International Quantum Electronics Conference CLEO EUROPE/IQEC*, - 2013. - 1-1.
- [63] Thermal Effects and Inversion Density in Yb:YAG Thin-Disk Lasers - Examination of Nonlinear Losses in Single Crystals and Ceramics / U. Wolters, K. Beil, C. Kränkel, K. Petermann, G. Huber, P. Moulton // *Advanced Solid-State Lasers Congress, OSA Technical Digest (online)*. - 2013. - AW1A.3.
- [64] Dependence of the Yb³⁺ emission cross section and lifetime on temperature and concentration in yttrium aluminum garnet / J. Dong, M. Bass, Y. Mao, P. Deng, F. Gan // *Journal of the Optical Society of America B*, . - 2003. - Vol. 20. - №9. - P. 1975-1979.
- [65] J. Vetrovec, R. S. Shah, T. Endo, A. Koumvakalis, K. Masters, W. Wooster, K. C. Widen, S. Lassovsky, "Progress in the development of solid state disk laser " presented at the Solid State Lasers XIII: Technology and Devices, San Jose, USA, 2004.
- [66] DiPOLE: a 10 J, 10 Hz cryogenic gas cooled multi-slab nanosecond Yb:YAG laser / S. Banerjee, K. Ertel, P. D. Mason, P. J. Phillips, M. De Vido, J. M. Smith, T. J. Butcher, C. Hernandez-Gomez, R. J. S. Greenhalgh, J. L. Collier // *Optics Express*. - 2015. - Vol. 23. - №15. - P. 19542-19551.
- [67] Improvement of thermal management in the composite Yb:YAG/YAG thin-disk laser / I. I. Kuznetsov, I. B. Mukhin, O. V. Palashov // *Laser Physics*. - 2016. - Vol. 26. - №4. - P. 045004.

- [68] Thermal effects in end-pumped Yb:YAG thin-disk and Yb:YAG/YAG composite active element / I. I. Kuznetsov, I. B. Mukhin, D. E. Silin, A. G. Vyatkin, O. L. Vadimova, O. V. Palashov // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. - 2014. - Vol. 50. - №3. - P. 133-140.
- [69] Yb:YAG master oscillator power amplifier for remote wind sensing / A. K. Sridharan, S. Saraf, R. L. Byer // *Applied Optics*. - 2007. - Vol. 46. - №30. - P. 7552-7565.
- [70] 3.15kW direct diode-pumped near diffraction-limited all-fiber-integrated fiber laser / H. Yu, H. Zhang, H. lv, X. Wang, J. Leng, H. Xiao, S. Guo, P. Zhou, X. Xu, J. Chen // *Applied Optics*. - 2015. - Vol. 54. - №14. - P. 4556-4560.
- [71] 8.2 kW high beam quality quasi-continuous-wave face-pumped Nd:YAG slab amplifier / Z.-z. Chen, Y.-t. Xu, Y.-d. Guo, B.-s. Wang, J. Xu, J.-l. Xu, H.-w. Gao, L. Yuan, H.-t. Yuan, Y.-y. Lin, Y.-s. Xiao, Y. Bo, Q.-j. Peng, W.-q. Lei, D.-f. Cui, Z.-y. Xu // *Applied Optics*. - 2015. - Vol. 54. - №16. - P. 5011-5015.
- [72] A. D. Lyashedko, D. A. Lisicin, V. F. Seregin, V. B. Tsvetkov, I. A. Shcherbakov, "Thermo-optical distortions in end-pumped Nd:YAG slab laser," presented at the Laser Optics, St. Petersburg, 2012.
- [73] Calculations of optimum design parameters for Yb:YAG thin disk lasers / K. Contag, S. Erhard, A. Giesen // *Advanced Solid State Lasers, OSA Technical Digest Series*. - 2000. - ME2.
- [74] Calculation of the gain coefficient in cryogenically cooled Yb : YAG disks at high heat generation rates / O. L. Vadimova, I. B. Mukhin, I. I. Kuznetsov, O. V. Palashov, E. A. Perevezentsev, E. A. Khazanov // *Quantum Electron*. - 2013. - Vol. 43. - №3. - P. 201-206.
- [75] Improvement of thermal management in composite Yb:YAG/YAG thin-disk laser / I. I. Kuznetsov, I. B. Mukhin, O. V. Palashov // *Laser Physics*. - 2016. - Vol. 26 №4. - P. pp. 045004.
- [76] Unstable Optical Resonators / A. E. Siegman // *Applied Optics*. - 1974. - Vol. 13. - №2. - P. 353-367.

- [77] Unstable resonator with reduced output coupling / C. Pargmann, T. Hall, F. Duschek, K. M. Grünwald, J. Handke // *Applied Optics*. - 2012. - Vol. 51. - №18. - P. 4219-4223.
- [78] Thin disk laser with unstable resonator and reduced output coupler / A. Gavili, M. Shayganmanesh // *Optics & Laser Technology*. - 2018. - Vol. 101. - P. 349-357.
- [79] An unstable ring resonator / P. Pozzo, R. Polloni, O. Svelto, F. Zaraga // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. - 1973. - Vol. 9. - №11. - P. 1061-1063.
- [80] Efficient high-gain laser amplification from a low-gain amplifier by use of self-imaging multipass geometry / A. M. Scott, G. Cook, A. P. G. Davies // *Applied Optics*. - 2001. - Vol. 40. - №15. - P. 2461-2467.
- [81] FRESNEL software. <http://www.wavesimsoft.ru/>
- [82] New developments in laser resonators / A. E. Siegman // *OE/LASE '90*, - 1990. - 13.
- [83] Diode-pumped thin-disk Yb:YAG regenerative amplifier / C. Honninger, I. Johannsen, M. Moser, G. Zhang, A. Giesen, U. Keller // *Applied Physics B*. - 1997. - Vol. 65. - P. 423-426.
- [84] I. I. Kuznetsov, I. B. Mukhin, O. L. Vadimova, O. V. Palashov, "Thin-disk multipass amplifier with composite Yb:YAG/YAG," presented at the ASSL-2014, Shanghai, AM5A.38, 2014.
- [85] Passively mode-locked Yb:YAG thin-disk laser with pulse energies exceeding 13 μJ by use of an active multipass geometry / J. Neuhaus, J. Kleinbauer, A. Killi, S. Weiler, D. Sutter, T. Dekorsy // *Opt. Lett.* - 2008. - Vol. 33. - №7. - P. 726-728
- [86] G. B. Altshuler, E. D. Isyanova, V. B. Karasev, A. L. Levit, V. M. Ovchinnikov, S. F. Sharlai, "Analysis of misalignment sensitivity of ring laser resonators," vol. 4, ed: *Sov J Quantum Electron*, 1977, pp. 1517-1521.
- [87] Matrix multi-pass scheme disk amplifier / E. Perevezentsev, I. Kuznetsov, I. Mukhin, O. V. Palashov // *Applied Optics*. - 2017. - Vol. 56. - №30. - P. 8471-8476.