

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

На правах рукописи

Кузнецов Иван Игоревич

**Лазеры с высокой средней мощностью на основе
Yb:YAG элементов перспективных геометрий**

Специальность

01.04.21 — лазерная физика

Д и с с е р т а ц и я

на соискание учёной степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель

кандидат физико-математических наук

Палашов Олег Валентинович

Нижний Новгород

2016

Содержание

Введение	3
Глава 1. Исследование тепловых параметров твердотельных лазеров.....	19
1.1 Измерение теплопроводности оптических сред.....	19
1.2 Измерение коэффициента теплопередачи контактов твердых тел.....	27
1.3 Измерение коэффициента теплоотдачи на границе радиатора и хладагента.	31
Заключение к главе 1	34
Глава 2. Тепловые эффекты и усиление в активных элементах Yb:YAG лазеров	36
2.1 Модель расчета тепловых эффектов и усиления.....	36
2.2 Тепловые эффекты и усиление в дисковом Yb:YAG и в композитном дисковом Yb:YAG/YAG активных элементах.....	43
2.3 Тепловые эффекты и усиление в тонких Yb:YAG стержнях с торцевой волноводной накачкой	59
Заключение к главе 2.....	72
Глава 3. Разработка Yb:YAG лазеров высокой средней мощности	74
3.1 Непрерывный лазер на основе композитного дискового Yb:YAG/YAG активного элемента.....	74
3.2 Субпикосекундный лазер на основе тонкого конического Yb:YAG стержня	79
Заключение к главе 3	85
Заключение.....	86
Список литературы.....	90
Список работ по теме диссертации.....	99

Введение

Предмет исследования и актуальность темы

В настоящее время импульсные и непрерывные лазеры с высокой средней мощностью не только активно используются в промышленности, медицине и телекоммуникациях, но и становятся уникальным инструментом для проведения фундаментальных и прикладных научных исследований в различных областях науки и техники. На их основе создаются источники вторичного излучения рентгеновского [1], ультрафиолетового [2, 3], среднего инфракрасного [4] и терагерцового [5] диапазонов. Такие источники компактны и обладают рекордно высокой средней яркостью, что открывает для них множество новых приложений. В частности, в области лазерной спектроскопии высокая частота следования импульсов позволяет ускорить набор необходимой статистики и улучшить соотношение сигнал-шум [6]. Лазеры, сочетающие высокую пиковую и среднюю мощность становятся все более востребованы в области лазерных ускорителей [7]. Одним из самых амбициозных проектов является создание мощного настольного источника рентгеновского излучения, основанного на обратном эффекте Комптона [8]. В космической отрасли существуют такие проекты, как создание лазерных двигателей [9] и удаление космического мусора с помощью наземных или космических лазерных систем [10]. В военной сфере активно разрабатывается лазерное оружие и лазерные системы наведения [11]. Одним из самых перспективных типов лазеров, позволяющих достигать высокую среднюю мощность, является твердотельный лазер на основе кристалла алюмо-иттриевого граната, легированного трехзарядными ионами иттербия Yb^{3+} , (Yb:YAG) с диодной накачкой. В мире существует несколько крупных национальных проектов, направленных на разработку новых лазерных систем на кристалле Yb:YAG с высокой средней мощностью для научных и промышленных приложений: HiLASE (Чехия) [12], Genbu (Япония) [13], Lucia (Франция) [14] и т. д. Ближайшим конкурентом Yb:YAG лазеров являются волоконные

иттербиевые лазеры, однако они не способны работать при высокой пиковой мощности из-за нелинейных эффектов в волокне.

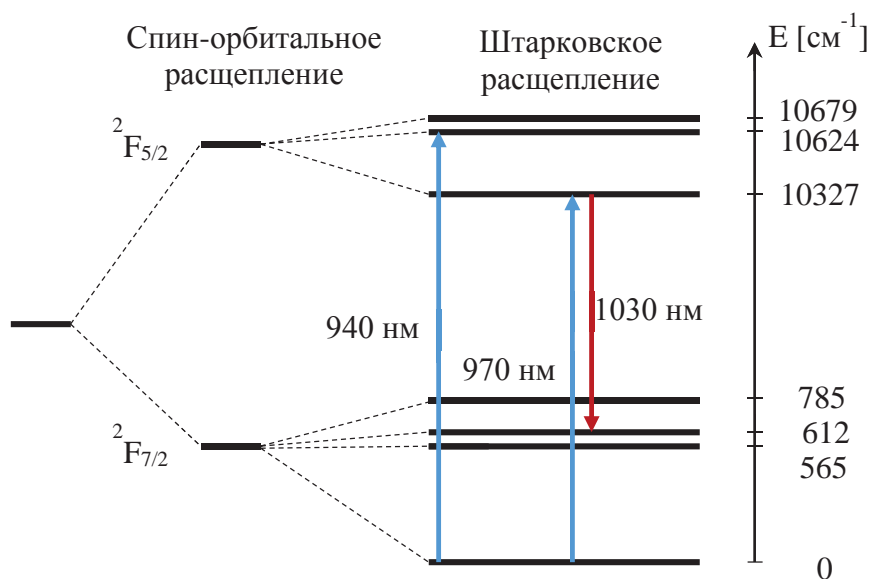


Рис. 1. Схема энергетических уровней кристалла Yb:YAG [15].

Ион Yb^{3+} обладает уникальными спектральными свойствами (рис. 1). Он относится к семейству лантаноидов, которые (за исключением La и Lu) широко используются в лазерах. Их оптическая активность обусловлена наличием неспаренных электронов на 4f подуровне, который экранирован 5s и 5p подуровнями. Благодаря экранировке линии переходов внутри 4f подуровня слабо подвержены влиянию поля окружающей их среды, поэтому они достаточно узки, что позволяет использовать их в лазерах. При соединении с кристаллической решеткой атомы лантаноидов, как правило, отдают три электрона, образуя трехзарядные ионы. Иттербий с атомным числом 70 - это предпоследний элемент в семействе лантаноидов. В конфигурации Yb^{3+} на 4f подуровне есть лишь одна электронная вакансия. Благодаря этому, ион обладает очень простой схемой энергетических уровней: два электронных уровня $^2F_{5/2}$ и $^2F_{7/2}$, образованных спин-орбитальным взаимодействием, каждый из которых разделен на 4 и 3 подуровня соответственно за счет штарковского расщепления. В такой схеме отсутствуют эффекты ап-конверсии и кросс-релаксации. Переходы под воздействием излучения накачки и лазерного излучения происходят между $^2F_{5/2}$ и $^2F_{7/2}$ уровнями с вовлечением различных подуровней. Используется диодная накачка с длиной

волны 940 нм или 970 нм, длина волны лазерного излучения 1030 нм. Благодаря близости подуровней дефект кванта очень мал (~9 % при накачке на 940 нм или ~6 % при накачке на 970 нм), что обуславливает малое тепловыделение в среде. При этом внутри уровней ${}^2F_{5/2}$ и ${}^2F_{7/2}$ электроны распределяются между подуровнями в соответствии с распределением Больцмана. В такой схеме нижний лазерный уровень частично заселен, что приводит к поглощению лазерного излучения при низкой плотности накачки и к увеличению порога лазерной генерации. Такая схема, где лазерный переход осуществляется не на основной уровень, как в трехуровневой, но на близкий к нему уровень, который частично заселен, фактически является промежуточным случаем между трехуровневой и четырехуровневой схемами и называется квазичетырехуровневой. Создание высокой плотности излучения накачки в такой среде является необходимым условием для получения высокоэффективной лазерной генерации.

Спектральные характеристики Yb^{3+} заметно зависят от выбора материала матрицы. Это связано с ослаблением у лантаноидов экранировки 4f подуровня с увеличением зарядового числа из-за эффекта лантаноидного сжатия. Таким образом, ион иттербия, занимающий предпоследнее место в лантаноидной серии, наиболее подвержен воздействию поля кристалла. Это породило огромное количество работ по выращиванию и исследованию различных лазерных сред, легированных ионами иттербия [16-19]. Вот лишь некоторые из них: гранаты (YAG, LuAG, GGG), полуторные оксиды (Lu_2O_3 , Sc_2O_3 , Y_2O_3 , $LuScO_3$), вольфраматы (KGW, KYW, KLuW), ванадаты (YVO_4 , $LuVO_4$), бораты (YAB, YCOB, LSB), фториды (CaF_2 , SrF_2). При создании лазеров с высокой средней мощностью важны как спектральные (ширина линии усиления, сечение усиления и время жизни), так и тепловые (теплопроводность) свойства лазерной среды. Немаловажными аспектами также является качество, размеры и доступность сред. На сегодняшний день наиболее успешно сочетающей все необходимые свойства средой остается кристалл $Yb:YAG$, обладающий достаточно широкой полосой усиления, что позволяет усиливать импульсы сверхкороткой длительности

(<1 пс), имеющий довольно большое время жизни (~1 мс) и сечение усиления (~2.1e-20 см²), а также высокую теплопроводность (~10 Вт/м/К) [20, 21].

Главной проблемой, возникающей при разработке твердотельных лазеров с высокой средней мощностью, является тепловыделение в активном элементе (АЭ). Нагрев АЭ приводит к вредным тепловым эффектам, таким как ухудшение его свойств, фазовые и поляризационные искажения излучения. Можно выделить ряд задач, которые необходимо решить при разработке лазеров высокой средней мощности. Важнейшей задачей является выбор геометрии АЭ. Для эффективного охлаждения он должен иметь малый размер по той координате, вдоль которой осуществляется охлаждение, и большую площадь охлаждаемой поверхности. Можно выделить три таких геометрии: тонкий стержень (диаметр ~1 мм), тонкий слэб (толщина ~1 мм) и тонкий диск (толщина ~0.3 мм) (рис. 2).

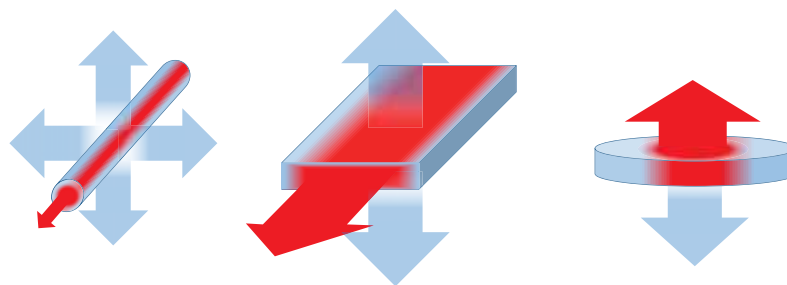


Рис. 2. Геометрии активных элементов для лазеров высокой средней мощности: тонкий стержень, тонкий слэб и тонкий диск. Красные стрелки показывают направление распространения излучения, а синие – направление отвода тепла.

Все геометрии сегодня активно используются в лазерах, и каждая занимает свою нишу в области выходных характеристик. Другой важной задачей является исследование тепловых параметров лазерной системы, определяющих распределение температуры в АЭ лазера: тепловыделение в АЭ, теплопроводность АЭ, теплоемкость АЭ (при импульсной накачке) и граничные условия, характеризуемые коэффициентом теплопередачи контакта между АЭ и хладагентом (если кристалл смонтирован на хладагент) или коэффициентом теплоотдачи между АЭ и хладагентом (если АЭ охлаждается хладагентом напрямую). Экспериментальное исследование этих параметров необходимо как для оптимизации системы охлаждения АЭ, так и для проведения адекватного

расчета распределения температуры в системе. Еще одной важной задачей является теоретическое и экспериментальное исследование термонаведенных фазовых и поляризационных искажений излучения в АЭ, а также изучение их влияния на выходные характеристики лазера. Фазовые искажения излучения приводят к ухудшению качества выходного пучка и дифракционным потерям. Поляризационные искажения приводят к изменению поляризации лазерного излучения и поляризационным потерям. Исследование этих эффектов необходимо для их учета и компенсации при построении схемы лазера. Наконец, еще одной важной задачей является разработка лазерного квантрона, включающего систему высокоэффективного охлаждения АЭ и оптическую систему ввода излучения накачки в АЭ. Решение этой инженерной задачи требует разработки целого ряда технологий, которые зачастую не раскрываются не только коммерческими компаниями, но и научными коллективами.

На сегодняшний день Yb:YAG лазеры достигли высоких средних мощностей при дифракционном качестве пучка в различных режимах работы. Автору известны следующие рекордные результаты: в непрерывном режиме на тонком стержне получено 250 Вт [22], на одном тонком диске – 4 кВт [23], на нескольких тонких дисках – 30 кВт [24]; при высокой частоте следования импульсов (> 100 кГц) на тонком стержне – 160 Вт [25], на тонком слэбе - 1.1 кВт [26], на тонком диске - 1.4 кВт [27]. Особый научный интерес представляет разработка лазеров, сочетающих высокую среднюю мощность и большую энергию импульсов короткой и сверхкороткой длительности. Для увеличения энергии импульсов при сохранении средней мощности нужно уменьшить частоту их следования. При использовании непрерывной накачки минимальная частота составляет ~ 1 кГц, что определяется временем жизни кристалла Yb:YAG (~ 1 мс). При этом в таком режиме достигнутые мощности существенно меньше, чем при высокой частоте повторения из-за ряда эффектов, ограничивающих энергию импульсов. Рекордная энергия пикосекундных импульсов при максимальной средней мощности лазера на тонком стержне составляет 1.3 мДж при 13 Вт [28], лазера на тонком слэбе – 20 мДж при 250 Вт [29], а лазера на тонком диске – 220 мДж при 220 Вт [30].

В тонком стержне и тонком слэбе из-за малого поперечного размера пучка ($<1 \times 1 \text{ мм}^2$ в стержне и $\sim 1 \times 10 \text{ мм}^2$ в слэбе) при увеличении энергии импульсов возникает проблема нелинейных эффектов и оптического пробоя. Это ограничивает энергию импульсов в стержне на уровне нескольких мДж, а в слэбе - на уровне нескольких десятков мДж при использовании схемы чирпированного усиления импульсов. Из-за этого в лазерах с большой энергией тонкий стержень и тонкий слэб могут быть использованы только на стадии задающего генератора и предусилителя.

В тонком диске размер пучка существенно больше ($\sim 1 \text{ см}$ и более), что позволяет избежать нелинейных эффектов и пробоя до мультиджоульного уровня энергий, но возникают другие проблемы. Для получения импульсов высокой энергии обычно используются импульсные лазерные усилители, где энергия накачки сначала в течение некоторого времени запасается в АЭ, а потом передается усиливаемому импульсу. Масштабировать запасаемую энергию можно двумя путями – увеличивать объем области накачки или объемную плотность энергии. Увеличение объемной плотности энергии может быть достигнуто увеличением уровня легирования кристалла. Но при высоком уровне легирования ионами Yb^{3+} ($>10 \text{ ат.}\%$) в кристалле возникает эффект нелинейного тепловыделения, связанный с формированием поглощающих центров Yb^{2+} из-за кооперативного взаимодействия возбужденных ионов Yb^{3+} [31, 32]. Увеличение толщины диска приводит к усилению его нагрева и тепловых эффектов. При увеличении диаметра возникает эффект усиленного спонтанного излучения (УСИ) из-за увеличения коэффициента усиления в направлении поперек оси диска. Эффект усиливается из-за того, что большая часть люминесценции ($\sim 85 \%$) оказывается запертой в диске из-за полного внутреннего отражения на его гранях. Перспективным решением, которое позволит существенно ослабить эффект УСИ, является использование композитного дискового АЭ Yb:YAG/YAG , который представляет собой тонкий диск Yb:YAG и толстый диск YAG , скрепленные торцевыми сторонами [33]. В таком АЭ у Yb:YAG фактически отсутствует одна из границ, и спонтанное излучение покидает легированную область, не успев

усилиться. Использование композитного АЭ позволит увеличить запасаемую энергию, увеличивая диаметр области накачки.

На основе АЭ из кристалла Yb:YAG представленных геометрий можно создавать лазеры высокой средней мощности с различными выходными параметрами. Перспективным подходом для создания высокомошной лазерной системы является комбинирование АЭ различных геометрий, например, по следующей схеме: задающий генератор (на основе тонкого стержня или волокна), предусилитель (на основе тонкого стержня или тонкого слэба), конечный усилитель (на основе тонкого диска или композитного дискового АЭ).

Цели и задачи диссертационной работы

Целью диссертации является разработка методов и подходов для создания непрерывных и импульсных лазеров с высокой средней мощностью за счет использования АЭ различных геометрий из кристалла Yb:YAG.

В ходе выполнения работы были решены следующие задачи:

1. Разработан метод измерения теплопроводности твердых тел и коэффициента теплопередачи контактов твердых тел. Измерена теплопроводность новых оптических сред и коэффициент теплопередачи ряда контактов твердых тел, используемых в лазерной технике.
2. Теоретически и экспериментально исследованы тепловые эффекты и усиление в дисковом Yb:YAG и композитном дисковом Yb:YAG/YAG активных элементах с торцевой диодной накачкой и уровнем допирования кристалла Yb:YAG 10 at.% и проведено их сравнение.
3. Теоретически и экспериментально исследованы тепловые эффекты и усиление в активном элементе формы тонкого стержня из кристалла Yb:YAG с торцевой диодной накачкой, распространяющейся в кристалле волноводным образом.
4. Предложена, исследована и реализована схема лазерного усилителя с высокой средней мощностью на основе активного элемента формы тонкого конического стержня из кристалла Yb:YAG, в котором излучение диодной

накачки распространяется волноводным образом от большего торца к меньшему, а усиливаемое лазерное излучение распространяется свободно. Создан усилитель субпикосекундных импульсов.

5. Разработан квантрон на композитном дисковом Yb:YAG/YAG активном элементе, на базе которого создан высокоэффективный непрерывный лазер с высокой средней мощностью.

Научная новизна работы

Научная новизна диссертационной работы подтверждается следующими полученными оригинальными результатами:

1. Предложен, теоретически исследован и экспериментально реализован новый относительный способ измерения теплопроводности твердых тел и коэффициента теплопередачи контактов твердых тел, включающий создание одномерного теплового потока через исследуемый объект, находящийся между двумя эталонными прозрачными телами, и измерение температуры в эталонных телах методом фазово-сдвиговой интерферометрии. Измерена теплопроводность новых оптических сред и коэффициент теплопередачи ряда контактов, используемых в лазерной технике.
2. По итогам сравнительного анализа оптической силы тепловой линзы, термонаведенной деполяризации и усиления в дисковом Yb:YAG и композитном дисковом Yb:YAG/YAG активных элементах с торцевой диодной накачкой и уровнем допирования кристалла Yb:YAG 10 at.% показано, что в композитном активном элементе благодаря меньшей плотности мощности излучения люминесценции из-за отсутствия полного внутреннего отражения на границе Yb:YAG и YAG ослабляется эффект нелинейного тепловыделения в Yb:YAG, возникающий при высокой плотности поглощенной мощности накачки.
3. Проведено теоретическое исследование термонаведенных фазовых aberrаций в дисковом Yb:YAG и композитном дисковом Yb:YAG/YAG

активных элементах с одинаковой геометрией Yb:YAG и прямоугольным пространственным профилем торцевой диодной накачки. Показано что величина фазовых aberrаций в композитном активном элементе в определенной области геометрических параметров может быть меньше, чем в дисковом.

4. Предложена, теоретически исследована и экспериментально реализована новая схема лазерного усилителя на основе активного элемента формы тонкого конического стержня из кристалла Yb:YAG, в котором излучение диодной накачки распространяется волноводным образом от большего торца к меньшему, а усиливаемое лазерное излучение распространяется свободно. Показано, что в такой схеме можно эффективно извлекать запасаемую мощность и получить высокий коэффициент усиления.
5. Реализован четырехпроходный лазерный усилитель на основе активного элемента формы тонкого конического стержня из кристалла Yb:YAG с высоким усилением по слабому сигналу. Сигнал субпикосекундного волоконного лазера усилен до большой средней мощности при высокой оптической эффективности и сохранении хорошего качества пучка.
6. Разработан квантрон на композитном дисковом Yb:YAG/YAG активном элементе, в котором достигнуто существенно большее усиление по слабому сигналу и большая запасенная энергия, чем обычно достигается в тонких Yb:YAG дисках при аналогичной непрерывной накачке, благодаря ослаблению влияния эффектов усиленного спонтанного излучения и нелинейного тепловыделения. На базе квантрона создан высокоэффективный непрерывный лазер с высокой средней мощностью.

Практическая ценность работы

Результаты диссертационной работы могут быть использованы при создании лазеров высокой средней мощности. Использование АЭ представленных геометрий позволит достичь различных выходных параметров. В диссертации описаны решения как физических, так и инженерных задач, возникающих при

создании лазеров. Кроме того, метод измерения теплопроводности твердых тел и метод измерения коэффициента теплопередачи контактов твердых тел, описанные в первой главе, имеют широкий спектр применения и могут быть использованы как в научных лабораториях, так и на производстве для исследования оптических материалов (кристаллы, стекла) и материалов термоинтерфейсов (термопасты, термоклей).

Результаты работы легли в основу трех патентов: патент РФ на изобретение № 2558273 «Способ определения теплопроводности твердых тел», патент РФ на изобретение № 2569176 «Способ определения тепловой проводимости контактов твердых тел», патент РФ на изобретение (заявка № 2015119098) «Усилитель лазерного излучения с большим коэффициентом усиления, высокой средней и пиковой мощностью и высоким качеством выходного пучка».

В 2015-2016 годах работа получила поддержку фонда содействия развитию малых форм предприятий в научно-технической сфере в рамках программы «УМНИК».

Структура и объем диссертации

Диссертационная работа состоит из введения, трех глав, заключения, списка цитируемой литературы и списка работ автора по теме диссертации. Общий объем диссертации составляет 102 страницы, включая 37 рисунков и 3 таблицы. Список цитируемой литературы содержит 85 источников.

Краткое содержание диссертационной работы

Первая глава посвящена исследованию тепловых параметров лазерной системы, определяющих распределение температуры в АЭ лазера. В стационарном тепловом режиме при известном тепловыделении распределение температуры в системе определяется теплопроводностью ее составляющих и граничными условиями, характеризуемыми коэффициентами теплопередачи контактов твердых тел и коэффициентами теплоотдачи между твердыми телами и хладагентом. В этой главе представлен новый способ измерения

теплопроводности твердых тел и коэффициента теплопередачи контактов твердых тел, включающий создание одномерного теплового потока через исследуемый объект, находящийся между двумя эталонными прозрачными телами и измерение температуры в эталонных телах методом фазово-сдвиговой интерферометрии. Проведены измерения теплопроводности новых оптических сред (керамика Ce:TAG, керамика $MgAl_2O_4$ и магнито-оптическое стекло $Tb_2O_3-B_2O_3-GeO_2$) и коэффициентов теплопередачи контактов, используемых в лазерной технике (через термоклей, через термопасту, через индиевый припой и через индиевый припой и диэлектрическое зеркало). Проведено исследование коэффициента теплоотдачи на границе радиатора, охлаждаемого вертикальной струей воды, методом инфракрасной термометрии. Показано, что нанесение мелкой насечки на охлаждаемую поверхность радиатора позволяет значительно увеличить коэффициент теплоотдачи.

Вторая глава посвящена экспериментальному и теоретическому исследованию распределения температуры, тепловых эффектов и усиления в АЭ различных геометрий. Описана разработанная численная модель, позволяющая рассчитывать тепловые эффекты в АЭ любой аксиально симметричной формы с аксиально-симметричными системами накачки и охлаждения. Модель основана на совместном решении системы балансных уравнений для кристалла $Yb:YAG$ и уравнения теплопроводности. Из найденного распределения температуры находятся напряжения и деформации в системе, а затем вычисляются фазовые и поляризационные искажения излучения при прохождении через АЭ. Проведено сравнение геометрий тонкого $Yb:YAG$ диска и композитного дискового $Yb:YAG/YAG$ АЭ с точки зрения тепловых эффектов. Проанализированы особенности фазовых искажений, появляющихся в композитном АЭ, и показано, что фазовые aberrации в нем могут быть меньше, чем в тонком диске. Обнаружено, что при использовании композитной геометрии АЭ ослабляется эффект нелинейного тепловыделения. Проведено исследование тепловых эффектов в кристалле $Yb:YAG$ формы тонкого стержня, в котором излучение накачки распространяется волноводным образом. Предложена новая геометрия

АЭ: тонкий конический стержень из Yb:YAG, в котором излучение диодной накачки распространяется волноводным образом от большего торца к меньшему, а усиливаемое лазерное излучение распространяется свободно. Показаны преимущества такой геометрии над геометрией тонкого стержня из Yb:YAG с точки зрения коэффициента усиления и эффективности извлечения запасаемой мощности.

Третья глава посвящена разработке двух лазерных систем высокой средней мощности: непрерывного лазера на основе композитного дискового Yb:YAG/YAG АЭ и субпикосекундного лазера на основе тонкого конического стержня из Yb:YAG. Подробно описываются разработанные лазерные квантроны, оптические схемы устройств и результаты по лазерной генерации и усилению. В непрерывном лазере достигнута средняя мощность 440 Вт при оптическом КПД 37 %. На выходе субпикосекундного лазера, который представляет собой коммерческий волоконный лазер и четырехпроходный усилитель на тонком коническом Yb:YAG стержне, получено 15 Вт средней мощности при оптическом КПД усилителя 20 %. Особое внимание уделено исследованию временных, спектральных и пространственных искажений импульсов в усилителе на тонком коническом стержне.

Основные положения, выносимые на защиту

1. Использование в относительном стационарном методе измерения теплопроводности твердых тел и тепловой проводимости контактов твердых тел оптически прозрачных эталонов позволяет проводить измерение распределения температуры в них методом фазово-сдвиговой интерферометрии, что существенно увеличивает точность метода при исследовании образцов малого размера (от 1 до 10 мм).
2. Нелинейное тепловыделение, возникающее в дисковом Yb:YAG активном элементе с высоким уровнем допирования (~10 ат.% и более) при высокой плотности поглощенной мощности накачки (>30 кВт/см³) существенно ослабляется в композитной Yb:YAG/YAG геометрии, благодаря меньшей

плотности мощности излучения люминесценции в кристалле Yb:YAG из-за отсутствия полного внутреннего отражения на границе Yb:YAG и YAG.

3. Величина фазовых aberrаций в композитном дисковом Yb:YAG/YAG активном элементе меньше, чем в дисковом Yb:YAG активном элементе при одинаковой геометрии Yb:YAG и одинаковой торцевой диодной накачке с прямоугольным пространственным профилем, если отношение толщины Yb:YAG к диаметру накачки больше 0.05, а отношение толщины YAG к диаметру накачки больше 0.3.
4. В лазерном усилителе на основе тонкого Yb:YAG стержня (диаметр ~1 мм) с продольной волноводной диодной накачкой использование конического стержня, сужающегося в направлении распространения накачки, позволяет получить высокий погонный коэффициент усиления на всей длине стержня, что приводит к увеличению коэффициента усиления устройства по крайней мере в 2 раза и более эффективному извлечению запасаемой мощности, по сравнению с обычным стержнем такой же длины и диаметром, равным диаметру большего торца.
5. В композитном дисковом Yb:YAG/YAG активном элементе достигается больший коэффициент усиления (1.25 вместо ~1.17) и большая запасаемая энергия (400 мДж вместо ~300 мДж), чем в тонком Yb:YAG диске при одинаковой толщине Yb:YAG, равной 300 мкм, и непрерывной накачке диаметром 6 мм за счет ослабления влияния эффектов усиленного спонтанного излучения и нелинейного тепловыделения.

Достоверность

Достоверность полученных результатов подтверждается соответствием экспериментальных данных и данных численных расчетов. Проведенные исследования опираются на ранее опубликованные работы, приведенные в списке цитируемой литературы. Основные положения диссертации опубликованы в ведущих российских и зарубежных журналах, многократно докладывались на конференциях и обсуждались на семинарах ИПФРАН.

Апробация результатов и публикации

Настоящая диссертационная работа является итогом исследований, проведенных автором в Институте прикладной физики РАН в 2011-2016 гг. Результаты работы докладывались и обсуждались на семинарах ИПФРАН и на следующих всероссийских и международных конференциях:

1. XV научная студенческая конференция по радиофизике, Нижний Новгород, Россия (2011)
2. Научная школа «Нелинейные волны-2012», Нижний Новгород, Россия (2012)
3. VI всероссийская школа по лазерной физике и лазерным технологиям, Саров, Россия (2012)
4. 15th International conference “Laser Optics 2012“, Saint-Petersburg, Russia (2012)
5. International Conference on Coherent and Nonlinear Optics collocated with International Conference on Lasers, Applications and Technologies (ICONO/LAT 2013), Moscow, Russia (2013)
6. 18-ая Нижегородская сессия молодых ученых, Нижегородская область, Россия (2013)
7. Conference “Advanced Solid-State Lasers” (ASSL - 2013), Paris, France (2013)
8. Conference “Advanced Solid-State Lasers” (ASSL - 2014), Shanghai, China (2014)
9. International Scientific Conference “Science of the Future”, Saint-Petersburg, Russia (2014)
10. 16th International conference “Laser Optics 2014“, Saint-Petersburg, Russia (2014)
11. 19-ая Нижегородская сессия молодых ученых, Нижегородская область, Россия (2014)
12. International symposium “Topical Problems of Nonlinear Wave Physics” (NWP-2014), Nizhny Novgorod, Russia (2014)

13. Conference “Advanced Solid-State Lasers” (ASSL - 2015), Berlin, Germany (2015)

14. 20-ая Нижегородская сессия молодых ученых, Нижегородская область, Россия (2015)

15. 3rd International workshop for young scientists “Laser Photonics”, Saint-Petersburg, Russia (2015)

Результаты работы удостоены следующими наградами:

- Стипендия президента РФ на 2015-2017 годы
- Областная стипендия им. Разуваева в 2013, 2014 и 2015 годах
- Дипломом 1-ой степени 20-ой Нижегородской сессии молодых ученых в секции физика в 2015 году
- Диплом за победу в программе «УМНИК» по направлению «Новые приборы и аппаратные комплексы» в 2014 году
- Диплом академии информатизации образования по Нижегородской области за активное участие в работе 19-ой Нижегородской сессии молодых ученых в 2014 году
- Грамота XVI конкурса молодых ученых ИПФ РАН в 2014 году

По теме диссертации опубликовано 27 работ из которых 8 статей в реферируемых научных журналах из списка ВАК и 3 патента РФ.

Личный вклад автора

Все экспериментальные результаты и результаты численного моделирования, представленные в диссертации, получены автором лично в тесном сотрудничестве с И. Б. Мухиным. Задача и основные направления исследования были определены научным руководителем О. В. Палашовым. Расчеты усиления, учитывающие эффект усиленного спонтанного излучения, представленные во второй главе работы, выполнялись совместно с О. Л. Вадимовой.

Благодарности

Автор выражает благодарность своему научному руководителю О.В. Палашову за постановку задачи, чуткое руководство, активное стимулирование и плодотворные обсуждения на протяжении всей работы. Особую благодарность автор выражает И. Б. Мухину за существенный вклад в работу, а также за бесценный вклад в обучение автора всем основам научной деятельности. Отдельная благодарность выражается Е. А. Хазанову за внимательное отношение к работе и плодотворные обсуждения результатов.

Глава 1. Исследование тепловых параметров твердотельных лазеров

При проектировании лазеров высокой средней мощности важной задачей является исследование тепловых параметров лазерной системы, определяющих распределение температуры в АЭ лазера. В данной работе рассматриваются только лазеры, работающие в стационарном тепловом режиме, т. е. лазеры с непрерывной накачкой или с импульсной накачкой, когда характерное время остывания и нагрева системы много больше периода следования импульсов. В таких системах распределение температуры в АЭ определяется тепловыделением в АЭ, теплопроводностью АЭ и всех компонентов системы охлаждения, а также граничными условиями, характеризуемыми коэффициентами теплопередачи на границах твердых тел и коэффициентами теплоотдачи на границах между твердыми телами и хладагентом. Экспериментальное исследование этих параметров необходимо как для оптимизации системы охлаждения АЭ, так и для проведения адекватного расчета распределения температуры в системе.

В данной главе экспериментально исследуются все представленные параметры, кроме тепловыделения, которое будет обсуждаться отдельно во второй главе диссертации. Для измерения коэффициента теплоотдачи использовался метод инфракрасной термометрии, а для измерения теплопроводности оптических сред и коэффициента теплопередачи предложен, теоретически исследован и экспериментально реализован новый метод измерения, основанный на фазово-сдвиговой интерферометрии.

1.1 Измерение теплопроводности оптических сред

Существующие методы измерения теплопроводности можно разделить на две группы: стационарные и нестационарные. Нестационарные методы основаны на измерении поля температуры, меняющегося во времени по определенному закону. Данные методы наиболее активно используются в лазерной технике для исследования оптических материалов, так как позволяют проводить быстрые

измерения и исследовать образцы малых размеров. К наиболее популярным методам можно отнести метод лазерного импульса (лазерной вспышки) [34, 35] и метод температурной волны [36]. Недостатком нестационарных методов является сложность их реализации. Дело в том, что в их основе лежит довольно сложная нестационарная теория и в эксперименте трудно создать условия, которые ей соответствуют. Кроме того, обычно теплопроводность вычисляется из температуропроводности и теплоемкости, а не измеряется напрямую, что также усложняет методы и уменьшает их точность. Стационарные методы основаны на измерении не меняющегося во времени поля температуры [37]. Они лишены вышеперечисленных недостатков, но плохо применимы для исследования образцов малых размеров (~ нескольких миллиметров). Главным фактором, ограничивающим размер образца, является измерение распределения температуры в системе набором термопар.

Мы предлагаем новый метод, фактически являющийся аналогом стационарного относительного метода с одномерным продольным тепловым потоком [38], в котором распределение температуры в системе измеряется не с помощью термопар, а с помощью фазово-сдвиговой интерферометрии [39], что позволяет существенно уменьшить размер системы и исследовать образцы малых размеров (характерный размер >1 мм по каждой координате). Это важно при исследовании, например, новых оптических материалов, которые могут быть очень дороги или вовсе не доступны в больших размерах. Кроме того, уменьшение размера системы ведет к уменьшению времени, необходимого для установления в ней стационарного теплового режима, что позволяет существенно снизить время измерения.

Для реализации предложенного метода изготавливается следующая конструкция (рис. 3 (а)): к исследуемому образцу с двух торцов прикрепляются два эталонных прозрачных тела с хорошо известной теплопроводностью. Образец и эталонные тела представляют собой прямые цилиндры с одинаковыми основаниями. На боковой поверхности эталонных тел делаются два небольших прямоугольных окна так, чтобы след пучка интерферометра в теле, прошедшего

сквозь него через оба окна, представлял собой прямоугольный параллелепипед (рис. 3 (б)). Интерференционные измерения выполняются именно в этой области.

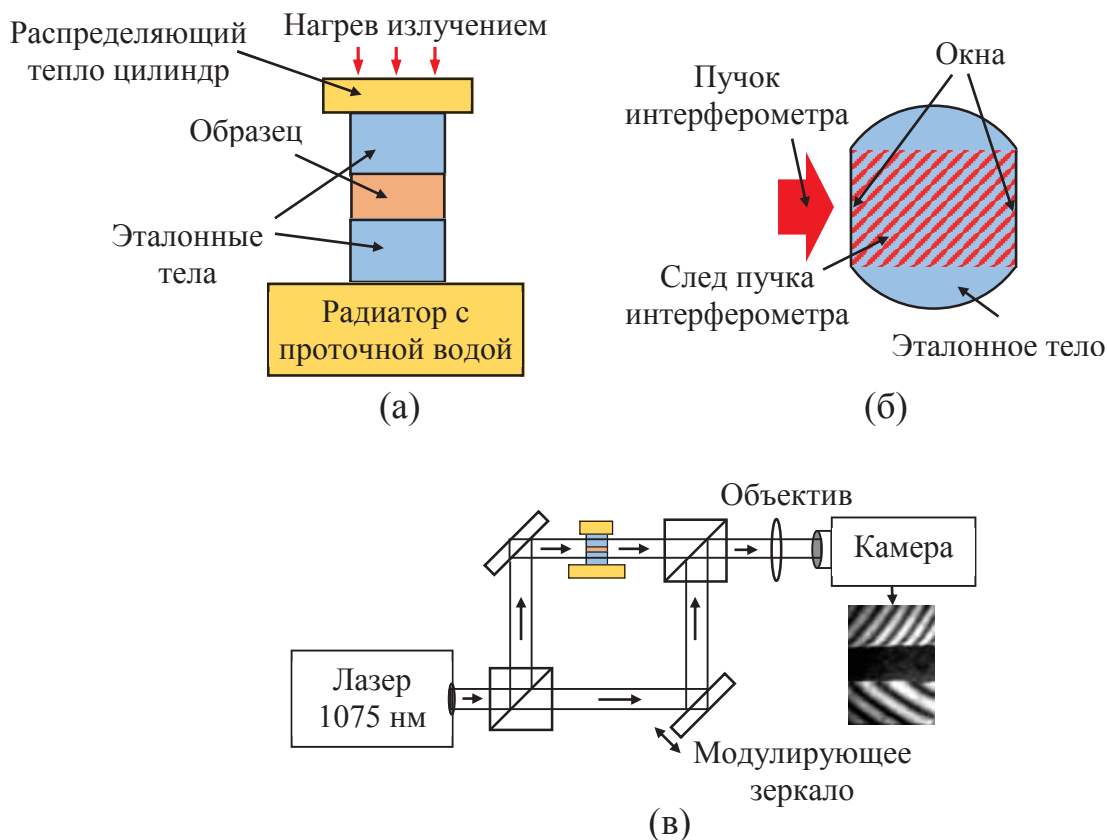


Рис. 3. Схема измерения теплопроводности. (а) Конструкция, используемая при измерении, (б) вид сверху на эталонное тело, (в) схема интерферометра Маха-Цендера.

Конструкция с одного торца греется излучением через распределяющий тепло цилиндр, с другого охлаждается радиатором с проточной водой. Таким образом, в конструкции создается стационарный одномерный тепловой поток. Распределение температуры внутри эталонных тел измеряется методом фазово-сдвиговой интерферометрии в интерферометре Маха-Цендера. Для этого конструкция помещается в плечо интерферометра так, чтобы пучок лазера проходил через окна в эталонных телах (рис. 3 (в)). Объектив переносит изображения с образца на камеру. Одно из зеркал интерферометра устанавливается на пьезоэлектрические подвижки для модуляции фазы пучка. Пример получаемой интерференционной картины показан на рис. 4 (а). Области с

интерференционными картинами - это прозрачные эталонные тела, а темная область - это образец.

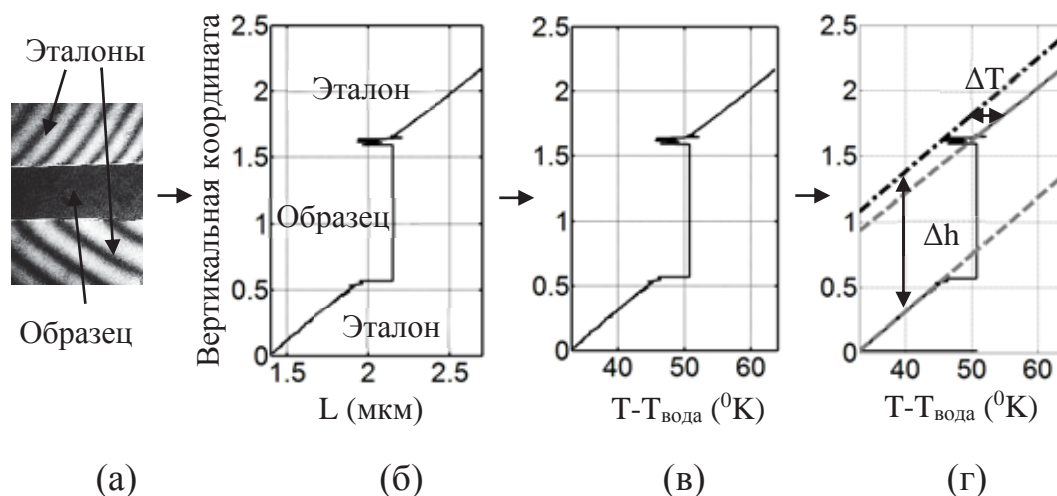


Рис. 4. Схема обработки экспериментальных данных. (а) Интерференционная картина; (б) изменение длины оптического пути в плече интерферометра при включении нагрева; (в) изменение температуры эталонных тел при включении нагрева; (г) определение скачка температуры между основаниями эталонных тел, прилегающими к образцу. Сплошные линии – экспериментальные данные; серые штриховые линии – линейные аппроксимации распределений температуры внутри эталонных тел; штрихпунктирная линия – нижняя штриховая линия, сдвинутая вверх на расстояние, разделяющее эталонные тела.

Профиль фазы излучения в плече интерферометра, где помещена конструкция, измеряется методом фазово-сдвиговой интерферометрии [39] при включенном (ϕ_{hot}) и при выключенном (ϕ_{cold}) нагреве. Изменение длины оптического пути (L), возникающее в плече интерферометра при включении нагрева (рис. 4(б)), находится по формуле:

$$L = \frac{\lambda}{2\pi} (\phi_{hot} - \phi_{cold}). \quad (1)$$

L измеряется в каждой точке интерференционной картины и является двумерным распределением. Теплопроводность вычисляется отдельно для каждого вертикального среза образца, после чего значения усредняются. На рис. 4 (б, в, г)

показаны зависимости для одного среза образца. Изменение длины оптического пути в эталонных телах связано с температурным изменением показателя преломления (dn/dT) и с тепловым расширением (α_{therm}) эталонного материала. Распределение температуры в эталонном теле (рис. 4 (в)) вычисляется по формуле:

$$T = \frac{L}{L_{cryst} \left(\frac{dn}{dT} + \alpha_{therm} (n_0 - 1) \right)}, \quad (2)$$

где L_{cryst} – длина пути излучения в холодном эталонном теле, n_0 – показатель преломления эталонного тела. Температура внутри каждого эталонного тела растет линейно вдоль продольной координаты и может быть описана прямой линией (серые штриховые линии на рис. 4 (г)). При известной теплопроводности эталонных тел (κ_{stand}) из продольного градиента температуры (dT/dy) вычисляется мощность протекающего через них тепла (P_{heat_cr}).

$$P_{heat_cr} = \kappa_{stand} S \frac{dT}{dy}, \quad (3)$$

где S – площадь поперечного сечения эталонного тела. При этом мощность тепла в более горячем эталонном теле всегда больше, чем в холодном, из-за наличия потерь тепла в атмосферу. Наши оценки показывают, что мощность тепла в образце по своей величине ближе к мощности тепла в холодном эталонном теле, чем в горячем. Это связано с тем, что потери тепла в горячем теле больше, так как они пропорциональны температуре. Таким образом, мощность тепла в образце (P_{heat}) можно считать равной мощности тепла в холодном эталонном теле.

Для определения скачка температуры между гранями эталонных тел, прилегающими к образцу, график температуры в нижнем эталонном теле нужно сдвинуть по оси координат на расстояние, разделяющее эталонные тела (Δh), т. е. на рис. 4 (г) нижняя серая штриховая линия сдвигается в штрихпунктирную. Если бы скачка температуры между эталонными телами не было, то штрихпунктирная линия совпала бы с верхней серой линией. Разница между линиями в районе

контакта верхнего эталонного тела и образца и есть искомый скачок температуры (ΔT). Он состоит из скачка на образце и двух скачков на границах образца с эталонными телами (ΔT_{inter}). Значение ΔT_{inter} либо должно быть малым относительно скачка температуры на образце, либо должно измеряться отдельно. Для этого нужно провести два измерения с образцами из одного материала различной толщины. Теплопроводность вычисляется по формуле:

$$\kappa = \frac{P_{heat} H_{samp}}{S(\Delta T - 2\Delta T_{inter})}, \quad (4)$$

где H_{samp} – толщина исследуемого образца. Следует отметить, что при подстановке формул (2) и (3) в формулу (4) множитель $(dn/dT + \alpha_{therm}(n_0 - 1))$ сокращается, и конечный ответ не зависит от α_{therm} и dn/dT эталонных тел. Таким образом, единственным используемым при расчете параметром является κ_{stand} . В предложенном методе рассматривается линейная тепловая задача, то есть теплопроводность образца и эталонных тел не зависит от температуры. Чтобы удовлетворить этим условиям, скачок температуры на конструкции не должен превышать несколько десятков градусов, что можно регулировать мощностью нагрева.

В качестве эталонных тел мы использовали кристаллы YAG с теплопроводностью 9.5 Вт/м/К [40]. Все элементы конструкции были соединены между собой с помощью индиевого припоя. Коэффициент теплопередачи такого контакта был измерен, он составляет около 20 Вт/см²/К. Об измерении будет подробнее написано в следующем пункте данной главы. Все исследованные образцы имели форму цилиндров различных размеров, которые указаны в таблице 1. Для образцов определенного диаметра изготавливались два эталонных тела в форме цилиндров такого же диаметра с небольшими окнами для пучка интерферометра. Из-за изготовления окон форма эталонных тел немного менялась, но изменение не было существенным и считалось пренебрежимо малым. Температура образцов во время измерения была около 300 °К. Метод опробован на образцах из плавленого кварца КУ, кристалла тербий галиевого

граната TGG и нержавеющей стали (12X18H10T). Результаты измерений совпали с ранее известными результатами с высокой точностью (отличие $< 5\%$). С помощью метода впервые измерена теплопроводность нескольких новых оптических материалов: магнито-оптическое стекло $Tb_2O_3-B_2O_3-GeO_2$ с рекордным содержанием ионов тербия, оптические керамики TAG и Ce:TAG с различным уровнем допирования, а также оптическая керамика шпинели $MgAl_2O_4$. Результаты измерений представлены в таблице 1. В скобках приведены ранее опубликованные результаты.

Таблица 1. Результаты измерений коэффициента теплопроводности.

Материал	Диаметр (мм)	Высота (мм)	κ [Вт/м/К]
Нержавеющая сталь	15	4	14.5 ± 1 (15 [41])
Плавленый кварц	15	3	1.4 ± 0.1 (1.38 [42])
Кристалл TGG	7	3	4.2 ± 0.3 (4.4 [43])
Магнитооптическое стекло $Tb_2O_3-B_2O_3-GeO_2$	15	4	1.45 ± 0.1
Оптическая керамика TAG	15	3.5	5 ± 0.35
Оптическая керамика Ce:TAG (допирование 0.05 ат.%)	15	3,5	5 ± 0.35
Оптическая керамика Ce:TAG (допирование 0.1 ат.%)	15	3.5	5 ± 0.35
Оптическая керамика $MgAl_2O_4$	7	1.3	12 ± 0.5

Проведена подробная оценка погрешности метода. Погрешность, связанная с зависимостью теплопроводности эталонов от температуры, составляет $< 1\%$. Погрешность интерференционных измерений составляет $< 1\%$ при определении величин P_{heat} и ΔT . Она связана с погрешностью измерения профиля фазы в плече

интерферометра и с погрешностью определения границ образца на интерференционной картине. Использование метода восстановления фазы по одной интерференционной картине вместо метода фазово-сдвиговой интерферометрии понизит точность измерения. Неточность данных по коэффициентам теплопередачи между эталонными телами и образцом приводит к погрешности $<1\%$ при определении ΔT_{inter} . Эта погрешность растет при исследовании образцов с высокой теплопроводностью и, фактически, является главным фактором, ограничивающим диапазон измерения теплопроводности сверху. Для точных измерений должно выполняться следующее условие:

$$\frac{\kappa}{H_{samp}} \ll 2\Delta\kappa_{inter}, \quad (5)$$

где $\Delta\kappa_{inter}$ – неточность величины коэффициента теплопередачи. Используемые в данной работе решения позволяют исследовать образцы с теплопроводностью до 100 Вт/м/К. При исследовании материалов с высокой теплопроводностью толщину образцов нужно делать больше. Использование в качестве термоинтерфейсов материалов с меньшей теплопроводностью (термопаста, термоклей) приведет к уменьшению точности измерений. Численный анализ термомеханических процессов в системе, проведенный с помощью программного комплекса COMSOL, показал, что на границах эталонных тел и образца возникают напряжения из-за разности коэффициентов теплового расширения. Это влияет на расширение эталонных тел в области около контактов, что приводит к погрешности $<3\%$ при определении P_{heat} и ΔT . Этот эффект растет при увеличении разности коэффициентов теплового расширения эталонных тел и образца и при увеличении модуля Юнга материала термоинтерфейса. Чтобы влияние данного эффекта не превышало указанную точность, часть интерференционной картины на границе с образцом (0.5 мм от образца) не использовалась при расчете. Данной проблемы можно избежать, используя эталонные тела из материалов, у которых dn/dT существенно больше, чем α_{therm} (ZnSe, ZnS, Si, Ge). Погрешность определения P_{heat} , связанная с потерями тепла в

атмосферу, составила <5 % и стала главным фактором, ограничивающим точность экспериментов. Потери тепла ведут к переоценке величины мощности тепла и к образованию двумерного распределения температуры в конструкции. Этот эффект проявляется сильнее при исследовании образцов с низкой теплопроводностью и является главным фактором, ограничивающим диапазон измерений снизу. Для выполнения точных измерений должно выполняться следующее условие:

$$K_{env} \cdot S_{env} \ll K_{const} \cdot S, \quad (6)$$

где $K_{env} \sim 10^{-3}$ Вт/см²/К – коэффициент теплоотдачи окружающей среде [44], K_{const} – коэффициент теплопередачи через всю конструкцию, S_{env} – площадь поверхности конструкции, контактирующей с окружающей средой. Используемые в данной работе решения позволяют исследовать образцы с теплопроводностью > 0.5 Вт/м/К. При исследовании материалов с низкой теплопроводностью толщину образцов нужно делать как можно меньше. Потери тепла можно уменьшить, увеличив диаметр конструкции или поместив ее в вакуумный сосуд. В результате общая погрешность проведенных измерений составила <10 % и может быть в дальнейшем еще уменьшена.

Следует отметить, что предложенный метод может быть использован не только для решения задач данной работы. В настоящее время появляется большое количество новых оптических сред, свойства которых плохо исследованы, и теплопроводность является одной из важнейших характеристик. Предложенный метод позволяет быстро и просто исследовать образцы малых размеров и различных форм, что делает его применимым для исследования новых оптических материалов в лабораториях и на производстве.

1.2 Измерение коэффициента теплопередачи контактов твердых тел

Актуальность задачи измерения коэффициента теплопередачи контактов в области лазерной техники связана с активным использованием систем

охлаждения, где АЭ монтируется на радиатор. Такой метод охлаждения называется контактным теплообменом, он является эффективным и обеспечивает высокую стабильность температуры. В частности, он используется в дисковых и микрочип-лазерах, где объемная плотность мощности тепловыделения в АЭ очень высока [45, 46]. Коэффициент теплопередачи контакта – это величина, равная отношению поверхностной плотности мощности тепла, протекающей через контакт, к скачку температуры на нем. Обычно коэффициент теплопередачи измеряется с помощью стационарного метода с использованием разделенных цилиндров (стандарт ASTM D 5470) [47]. Метод широко применяется для испытания различных материалов термоинтерфейсов в области микроэлектроники, но не подходит для лазерной техники. Дело в том, что контакт между двумя металлическими стержнями может сильно отличаться от контакта между лазерным кристаллом и радиатором, даже если монтаж произведен одинаково, т.к. существенное влияние оказывают материалы скрепляемых поверхностей. Существует другой метод измерения коэффициента теплопередачи контакта, разработанный для применения в твердотельных лазерах, основанный на ИК термометрии [48]. Недостатком этого метода является необходимость знать точное тепловыделение внутри лазерного кристалла под воздействием накачки, которое может сильно отличаться от тепловыделения, связанного с дефектом кванта, из-за поглощения излучения люминесценции на границах кристалла с радиатором. В данной диссертационной работе предлагается новый метод измерения коэффициента теплопередачи, который, фактически, является модификацией метода измерения теплопроводности, описанного в разделе 1.1.

Для проведения измерения, в конструкции, изображенной на рис. 3(а), исследуемый образец либо убирается вообще, либо заменяется на тело с известной, причем высокой, теплопроводностью. В первом случае исследуется тепловой контакт двух прозрачных эталонных тел, во втором случае - контакт между прозрачным эталонным телом и телом с высокой теплопроводностью. В приложении к лазерной технике роль прозрачного тела играет АЭ лазера, а роль тела с высокой теплопроводностью – радиатор. Процесс измерения, а также

вычисление величин P_{heat} и ΔT выполняются таким же образом, как при измерении теплопроводности. В случае исследования контакта между двумя прозрачными телами коэффициент теплопередачи (H) вычисляется по формуле:

$$H = \frac{P_{\text{heat}}}{S \Delta T}. \quad (7)$$

В случае исследования контакта между прозрачным и высокотеплопроводным телом коэффициент теплопередачи вычисляется по формуле:

$$H = \frac{P_{\text{heat}}}{S \frac{\Delta T - \Delta T_{\text{Cond}}}{2}}, \quad (8)$$

где ΔT_{Cond} - скачок температуры на теле с высокой теплопроводностью, который находится по формуле:

$$\Delta T_{\text{Cond}} = \frac{P_{\text{heat}} \cdot h_{\text{Cond}}}{\kappa_{\text{Cond}} \cdot S}, \quad (9)$$

где h_{Cond} – высота высокотеплопроводного тела, κ_{Cond} – его теплопроводность.

В качестве прозрачных тел были использованы образцы из кристалла YAG, в качестве высокотеплопроводного тела – медный образец. Исследован коэффициент теплопередачи различных тепловых контактов, выполненных с использованием различных термоинтерфейсов, а также при наличии диэлектрических зеркал на контактных поверхностях кристаллов, представляющих собой 10 слоев SiO₂ и HfO₂. Результаты измерений для контакта между образцами из YAG и меди представлены в таблице 2. Для контакта между двумя образцами из YAG получились такие же значения. Это означает, что рассмотренные виды термоинтерфейсов одинаково хорошо ложатся как на медь, так и на YAG.

Таблица 2. Результаты измерений коэффициента теплопередачи.

Тип контакта	H [Вт/см ² /К]
«Голый» контакт	0.24 ± 0.02 (0.25 [48])
Термопаста Zalman ZM-STG1 (теплопроводность 4 Вт/м/К)	4 ± 0.4
Термоклей Radial (теплопроводность 0.8 Вт/м/К)	1.3 ± 0.1
Индиевый припой	20 ± 5
Индиевый припой + диэлектрическое зеркало	12 ± 2

Коэффициент теплопередачи «голового» контакта совпал с величиной из [48] ($0.25 \text{ Вт/см}^2/\text{К}$) с высокой точностью, что подтверждает работоспособность метода. Коэффициент теплопередачи контакта с термопастой получился выше, чем в [48] ($2 \text{ Вт/см}^2/\text{К}$), что ожидаемо, так как там использовалась термопаста с меньшей теплопроводностью (0.63 Вт/м/К). Коэффициент теплопередачи контакта с термоклеем получился ниже, чем с термопастой в [48], несмотря на то что теплопроводность клея немного выше. Это может быть связано с тем, что клей более густой, что не позволяет создать достаточно тонкий слой. Коэффициент теплопередачи контакта с индиевым припоем получился на порядок выше, чем с индиевой фольгой в [48] ($0.9 \text{ Вт/см}^2/\text{К}$). Это связано с тем, что при пайке удается создать очень тонкий слой индия на границе кристалла и радиатора и избежать возникновения пустот. Контакт с индиевым припоем, когда на кристалл нанесено диэлектрическое зеркало, возникает в лазере при использовании АЭ в роли активного зеркала, как это делается в дисковых и в микрочип-лазерах. Из измеренных величин для индиевого припоя и для индиевого припоя с диэлектрическим зеркалом можно вычислить коэффициент теплопередачи диэлектрического зеркала, он равен $30 \pm 10 \text{ Вт/см}^2/\text{К}$. Таким образом, наличие диэлектрического зеркала на поверхности кристалла заметно влияет на коэффициент теплопередачи контакта, что нужно учитывать при

построении и моделировании лазерных систем. Исследованные контакты актуальны при использовании медных радиаторов. Однако, радиаторы из других металлов (CuW, Mo) часто покрываются слоем меди, так как она легко поддается лужению.

Для оценки погрешности метода справедливы те же рассуждения, что и в методе измерения теплопроводности. При исследовании контактов с коэффициентом теплопередачи меньше $5 \text{ Вт/см}^2/\text{К}$ погрешность составляет менее 10 %. При увеличении коэффициента теплопередачи до $20 \text{ Вт/см}^2/\text{К}$ погрешность растет до 25 %. Метод может быть применен для проведения измерений при различных температурах, в том числе и при температуре жидкого азота, что актуально при разработке криогенных твердотельных лазеров [49].

1.3 Измерение коэффициента теплоотдачи на границе радиатора и хладагента

Жидкостная или газовая система отведения тепла является неотъемлемой частью любой системы охлаждения лазера. Хладагентом может напрямую охлаждаться АЭ, либо радиатор, на который он смонтирован. Характеристикой эффективности отвода тепла с поверхности тела является коэффициент теплоотдачи, который определяется как отношение поверхностной плотности мощности отводимого от поверхности тепла, к разности температур между поверхностью тела и хладагентом. Коэффициент теплоотдачи зависит от хладагента, конфигурации системы его подачи и от геометрии охлаждаемого тела. В качестве хладагента чаще всего используется вода, однако применяются и другие среды. В частности, для охлаждения до криогенных температур используются жидкий азот или газообразный гелий [49, 50]. Возможно и применение воздушного охлаждения, если плотность мощности тепловыделения в АЭ не высока, как это бывает в волоконных лазерах.

В данном разделе исследован коэффициент теплоотдачи в системе охлаждения, которая была создана для применения в дисковых лазерах. Схема системы охлаждения показана на рис. 5(а). Вода подается к радиатору через трубку

диаметром 7 мм. Струя вертикально бьет в заднюю поверхность радиатора, растекаясь в стороны. Расстояние от конца трубки до радиатора составляет около 1 мм. Скорость струи воды в трубке 4 м/с. Такой способ охлаждения позволяет создавать мощные турбулентные потоки у поверхности радиатора, что способствует эффективному охлаждению [51]. В эксперименте использовались два типа радиаторов, изготовленных из меди. Задняя поверхность одного из них была плоской, на поверхности второго была нанесена мелкомасштабная насечка с частотой 30 зубцов на 8 мм при высоте зубцов 1 мм (рис. 5(б)). Использование насечки позволяет увеличить площадь поверхности контакта с водой и, как следствие, увеличить эффективность охлаждения. Толщина обоих радиаторов составляла 1 мм без учета зубцов.



Рис. 5. (а) Система охлаждения радиатора и схема измерения коэффициента теплоотдачи. (б) Фотография радиатора с мелкомасштабной насечкой.

Коэффициент теплоотдачи измерялся методом инфракрасной (ИК) термометрии. Схема эксперимента представлена на рис. 5(а). Для этого внешняя поверхность радиатора грелась излучением диодного лазера, а распределение температуры на его поверхности измерялось ИК камерой. Диаметр пятна излучения на поверхности радиатора составлял ~ 4 мм. Чтобы увеличить контраст изображения на камере, поверхность радиатора была залужена индиевым припоем, который обладает большим коэффициентом теплового излучения, чем медь. Камера была предварительно откалибрована. Для этого радиатор без системы охлаждения равномерно грелся, а температура параллельно измерялась

ИК камерой и термопарой. Чтобы определить мощность тепла, поступающего в радиатор от излучения диодного лазера, был проведен следующий дополнительный эксперимент. Массивное медное тело нагревалось излучением также, как радиатор, а динамика изменения его температуры измерялась термопарой. Так как нагрев был достаточно плавным, температуру всего тела можно было считать одинаковой. Из динамики нагрева, объема и теплоемкости меди вычислялась мощность поступающего в него тепла. При этом облучаемая поверхность массивного медного тела была обработана таким же образом, как поверхность радиатора. Чтобы учесть потери тепла в атмосферу была измерена динамика остывания тела в отсутствие нагрева и вычислена мощность потерь тепла при каждом значении температуры.

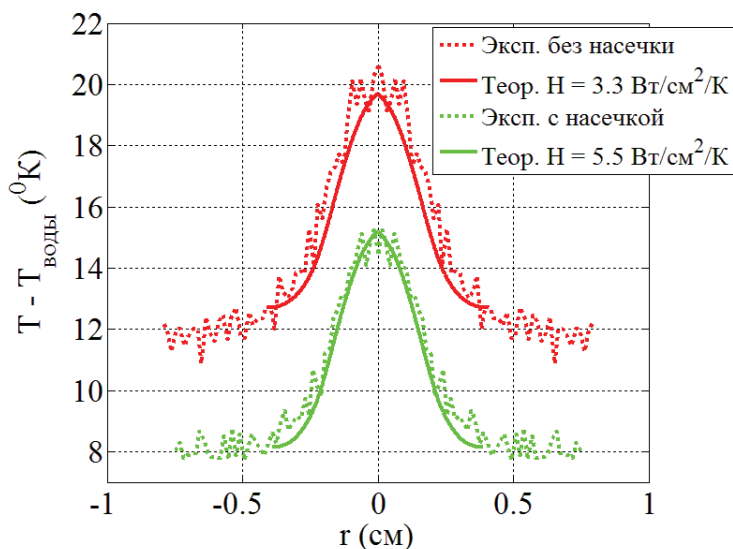


Рис. 6. Измеренное и рассчитанное распределение температуры на поверхности радиаторов. Пунктирные зеленая и красная линии – эксперимент для радиаторов с насечкой и без насечки соответственно. Сплошные зеленая и красная линии – расчет при коэффициенте теплоотдачи 5.5 и 3.3 Вт/см²/К соответственно.

На рис. 6 представлены профили температур на поверхности исследованных радиаторов. Видно, что температура радиатора с насечкой существенно меньше, чем без насечки. Чтобы найти коэффициент теплоотдачи, численно решалась задача теплопроводности, соответствующая эксперименту, и значение коэффициента теплопроводности подбиралось таким образом, чтобы

распределение температуры на поверхности радиатора совпало с измеренным. Рассчитанные профили изображены на рис. 6 сплошными линиями, они были получены при значениях коэффициента теплоотдачи $3.3 \text{ Вт/см}^2/\text{К}$ и $5.5 \text{ Вт/см}^2/\text{К}$ для радиаторов без насечки и с насечкой соответственно, что и является результатом эксперимента. Таким образом, использование насечки позволило существенно увеличить коэффициент теплоотдачи. Следует добавить, что в проведенном измерении коэффициент теплоотдачи считался постоянным на всей поверхности радиатора, хотя согласно [51] его величина зависит от радиуса. Учет этой зависимости становится все более важным при увеличении диаметра системы. Для применения в дисковом лазере с большим диаметром пятна накачки на АЭ система охлаждения была немного модифицирована, о чем подробнее написано в главе 3.

Заключение к главе 1

В заключении формулируем основные результаты главы, которые опубликованы в работах [A, I, J, N, Q, R, V].

1. Предложен, теоретически исследован и экспериментально реализован относительный способ измерения теплопроводности твердых тел и коэффициента теплопередачи контактов твердых тел, включающий создание одномерного теплового потока через исследуемый объект, находящийся между двумя эталонными прозрачными телами, и измерение температуры в эталонных телах методом фазово-сдвиговой интерферометрии. Измерена теплопроводность новых оптических сред и коэффициент теплопередачи ряда контактов, используемых в лазерной технике. Теплопроводности керамики Ce:TAG , керамики MgAl_2O_4 и магнито-оптического стекла $\text{Tb}_2\text{O}_3\text{-B}_2\text{O}_3\text{-GeO}_2$ равны $5 \pm 0.35 \text{ Вт/м/К}$, $12 \pm 0.5 \text{ Вт/м/К}$ и $1.45 \pm 0.1 \text{ Вт/м/К}$ соответственно.
2. Проведено экспериментальное исследование коэффициента теплоотдачи между поверхностью радиатора и водой в системе охлаждения для дисковых лазеров методом инфракрасной термометрии. Использование

радиатора с мелкомасштабной насечкой позволило увеличить коэффициент теплоотдачи с $3.3 \text{ Вт/см}^2/\text{К}$ до $5.5 \text{ Вт/см}^2/\text{К}$.

Глава 2. Тепловые эффекты и усиление в активных элементах Yb:YAG лазеров

Главной проблемой, ограничивающей среднюю мощность твердотельных лазеров, являются тепловые эффекты в АЭ. К тепловым эффектам относятся термонаведенные фазовые и поляризационные искажения излучения, а для сред с Yb³⁺ важным параметром также является температура АЭ. Нагрев АЭ приводит к увеличению населенности нижнего лазерного уровня и, как следствие, к уменьшению коэффициента усиления в АЭ. Задача исследования тепловых эффектов содержит большое количество различных параметров и требует комплексного подхода, включающего теоретический и экспериментальный анализ.

В данной главе проводится теоретическое и экспериментальное исследование тепловых эффектов и усиления в АЭ из Yb:YAG различных геометрий. В первой части главы описывается разработанная численная модель, вторая часть посвящена исследованию АЭ геометрии тонкого диска, а также композитного дискового Yb:YAG/YAG АЭ, в третьей части исследуются АЭ геометрии тонкого стержня.

2.1 Модель расчета тепловых эффектов и усиления

Для теоретического исследования тепловых эффектов и усиления построена численная модель, позволяющая рассчитывать распределение температуры, тепловые эффекты (термонаведенные фазовые и поляризационные искажения излучения) и усиление в АЭ из кристалла Yb:YAG различных аксиально-симметричных геометрий с аксиально-симметричными системами накачки и охлаждения. Модель основана на совместном решении системы балансных уравнений для Yb:YAG и нелинейного нестационарного уравнения теплопроводности. Она учитывает зависимость всех параметров системы от температуры в широком диапазоне. Кроме того, модель позволяет рассматривать смежные с Yb:YAG части системы, такие как радиатор или недопированный

кристалл в Yb:YAG/YAG АЭ, чтобы учесть их влияние на распределение температуры, а также на напряжения и деформации в системе.

Для расчета процессов усиления и поглощения излучения в средах с ионом Yb³⁺ нужно пользоваться формализмом эффективных сечений переходов. Такой подход используется при рассмотрении так называемых сильно связанных уровней. Дело в том, что подуровни внутри уровней ²F_{5/2} и ²F_{7/2} в Yb³⁺, образованные штарковским расщеплением, расположены очень близко друг к другу. За счет уширения спектра подуровни перекрываются и становятся практически неразличимы. Из-за этого невозможно определить ни точное положение подуровней, ни сечение переходов между ними. Чтобы не рассматривать каждый подуровень отдельно, вводится величина эффективного сечения перехода между уровнями ²F_{5/2} и ²F_{7/2}, которая содержит в себе информацию о населенности всех подуровней и о сечении переходов между ними. При этом эффективное сечение перехода является функцией длины волны, а эффективные сечения поглощения и люминесценции связаны между собой соотношением Маккамбера [52]:

$$\sigma_{em}(\lambda) = \sigma_{abs}(\lambda) \exp\left(\frac{hc/\lambda - E_0}{k_B T}\right), \quad (10)$$

где k_B – постоянная Больцмана, c – скорость света, E_0 - в случае иона Yb³⁺ это энергия линии безфононного перехода на 970 нм. Удобство данного формализма состоит в том, что величины эффективных сечений легко находятся из спектров люминесценции и поглощения. Система балансных уравнений при этом записывается следующим образом [53]:

$$\begin{cases} \frac{\partial I_P}{\partial z} = -(\sigma_{abs}(\lambda_P)(N_{Yb} - N_{Up}) - \sigma_{em}(\lambda_P)N_{Up})I_P \\ \frac{\partial I_L}{\partial z} = -(\sigma_{abs}(\lambda_L)(N_{Yb} - N_{Up}) - \sigma_{em}(\lambda_L)N_{Up})I_L \\ \frac{\partial N_{Up}}{\partial t} = \frac{I_P}{h\nu_P}(\sigma_{abs}(\lambda_P)(N_{Yb} - N_{Up}) - \sigma_{em}(\lambda_P)N_{Up}) + \frac{I_L}{h\nu_L}(\sigma_{abs}(\lambda_L)(N_{Yb} - N_{Up}) - \sigma_{em}(\lambda_L)N_{Up}) - \frac{N_{Up}}{\tau} \end{cases}, \quad (11)$$

где I_p и I_L – интенсивности излучения накачки и лазерного излучения в объеме АЭ, λ_p и λ_L – длины волн излучения накачки и лазерного излучения, $\sigma_{abs}(\lambda)$ и $\sigma_{em}(\lambda)$ – эффективные сечения поглощения и усиления на данной длине волны, N_{Yb} – объемная концентрация Yb^{3+} в АЭ, N_{Up} – населенность верхнего уровня, ν_p – частота излучения накачки, τ – время жизни. В случае нескольких проходов излучения накачки или лазерного излучения через АЭ в формулу для населенности подставляется сумма всех интенсивностей. Ширина полосы излучения накачки и лазера считалась бесконечно малой.

Для расчета тепловых процессов совместно с системой балансных уравнений решается нелинейное нестационарное уравнение теплопроводности:

$$\frac{\partial(a(T) \cdot T)}{\partial t} - \nabla(k(T) \cdot \nabla T) = Q(r, z, t), \quad (12)$$

где a – объемная теплоемкость, k – теплопроводность, $Q(r, z, t)$ – объемная плотность тепловыделения. Общими параметрами системы (11) и уравнения (12) являются тепловыделение, вычисляемое из балансных уравнений, и температура, от которой зависят параметры кристалла, входящие в балансные уравнения. В $Yb:YAG$ отсутствуют процессы распада инверсии, приводящие к нагреву (ап-конверсия, кросс-релаксация), поэтому основным источником тепловыделения является дефект кванта. Следует отметить, что в кристаллах с высоким уровнем допирования (>10 at.%) при высокой плотности инверсных состояний наблюдается эффект дополнительного нелинейного тепловыделения. Он исследуется более 10 лет [31, 32, 54], однако никаких количественных оценок его величины пока нет. Эффект нелинейного тепловыделения не учтен в данной модели, но его величина будет обсуждаться на основе сравнения результатов расчета и эксперимента во второй части этой главы. Тепловыделение из-за дефекта кванта распределяется в кристалле также, как объемная плотность мощности поглощаемой накачки. Величина тепловыделения зависит от эффективности извлечения запасаемой мощности из АЭ. Дело в том, что в отсутствие лазерного излучения вся мощность уходит в люминесценцию. В данном случае для расчета дефекта кванта нужно брать отношение между

энергией кванта, соответствующего центру масс спектра люминесценции, и кванта накачки. При комнатной температуре центр масс спектра люминесценции находится на длине волны около 1009 нм, что соответствует дефекту кванта 6.8 % при длине волны накачки 940 нм [55]. В случае же лазерного излучения на длине волны 1030 нм дефект кванта составляет 8.7 %. Таким образом, величина тепловыделения определяется соотношением между количеством испускаемых квантов люминесценции и лазерного излучения.

Стационарное решение системы уравнений (11) и (12) находится итерационным методом с использованием программного пакета MatLab. В рассматриваемой области строится двумерная сетка по координатам r и z . При рассмотрении нескольких областей (радиатор, Yb:YAG, YAG, и т. д.) для каждой области выбирается свой шаг сетки. Система балансных уравнений решается только для области лазерного кристалла. Уравнение теплопроводности решается для каждой области отдельно на каждой итерации, после чего они сшиваются граничными условиями 3-его рода (13) с различными коэффициентами теплоотдачи H . На каждом шаге уравнения решаются методом конечных разностей с применением явной схемы.

$$\kappa \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{bound} = H \Delta T_{bound} \quad (13)$$

Из полученного стационарного распределения температуры с помощью программного пакета COMSOL Multiphysics рассчитываются тензор деформаций (u) и тензор напряжений в системе (σ). При рассмотрении нескольких областей считается, что между собой все области скреплены жестко (вектора смещения в соприкасающихся точках равны: $u_i^1 \Big|_{\Gamma 1} = u_i^2 \Big|_{\Gamma 1}$), а наружные границы системы - свободные (на границах отсутствуют нормальные напряжения: $\sigma_{ij} n_j \Big|_{\Gamma} = 0$). Из тензора напряжений вычислялось изменение тензора диэлектрической непроницаемости из-за фотоупругого эффекта:

$$\Delta B_{ij} = \pi_{ijkl} \sigma_{kl}, \quad (14)$$

где π – тензор пьезооптических коэффициентов. Термонаведенные фазовые искажения излучения за один проход АЭ находятся по формуле:

$$\Delta L = (n_0 - 1)(U|_{z=L} - U|_{z=0}) + \int_0^L T \frac{dn}{dT} dz - \frac{n_0^3}{2} \int_0^L \frac{\Delta B_{11} + \Delta B_{22}}{2} dz, \quad (15)$$

где n_0 – показатель преломления, $U|_{z=0}$ и $U|_{z=L}$ – деформация торцов кристалла, dn/dT – температурный коэффициент показателя преломления. Первое слагаемое – это фазовые искажения, связанные деформацией торцов кристалла из-за его изгиба и теплового расширения. Второе слагаемое возникает из-за зависимости показателя преломления от температуры. Третье слагаемое – это следствие фотоупругого эффекта. При этом первое и третье слагаемые могут возникнуть не только под воздействием излучения накачки, но и появляться при монтаже АЭ на радиатор, если для этого требуется нагрев, а коэффициенты теплового расширения радиатора и АЭ разные. Влияние электронной линзы в кристалле Yb:YAG при непрерывной накачке можно считать малым [56], и оно в расчете не учитывалось. Фазовые искажения разделяются на параболическую составляющую ($z = ar^2$) и непараболическую составляющую (фазовые aberrации). Для параболической составляющей вычисляется оптическая сила параболической линзы по формуле:

$$D = -2a, \quad (16)$$

где a – коэффициент перед квадратичным членом параболы. Для непараболической – находится M^2 фактор гауссова пучка с фазовым фронтом, соответствующим рассматриваемым искажениям, с помощью метода моментов [57]. Радиус пробного гауссова пучка при расчете составлял 0.75 от радиуса пучка накачки.

В некоторых случаях помимо вычисления оптической силы тепловой линзы важной задачей является оценка ее влияния на лазерный пучок. Например, в АЭ геометрии тонкого стержня фокусное расстояние тепловой линзы может быть короче, чем его длина. Чтобы сделать вывод о работоспособности такой системы,

нужно знать, как меняется размер пучка внутри самого АЭ. Для решения этой задачи проводится расчет размера TEM_{00} моды резонатора, содержащего АЭ с тепловой линзой. Расчет позволяет найти размер моды в каждой точке резонатора, включая область внутри АЭ. Такой подход позволяет рассчитать размер пучка не только в генераторе, но и в одно-, двух- или четырехпроходном усилителе. При этом пучок резонатора надо рассматривать в качестве сигнального излучения, а зеркала резонатора – в качестве заводящих линз усилителя. Расчет размера моды проводится методом ABCD матриц по аналогии с работой [58]. Все области резонатора (область свободного пространства L и область лазерного кристалла L_{cryst}) разбиваются на N и N_{cryst} частей длиной dL и dL_{cryst} соответственно. Фазовые искажения излучения в каждой части кристалла ($\varphi(r)^{1\dots N_{cryst}}$) аппроксимируются параболой:

$$\varphi(r)^{1\dots N_{cryst}} = dL_{cryst} n(r)^{1\dots N_{cryst}} = dL_{cryst} \left(n_0 - \frac{1}{2} n_t^{1\dots N_{cryst}} r^2 \right), \quad (17)$$

где $n_t^{1\dots N_{cryst}}$ описывает температурное изменение показателя преломления в каждой части кристалла. Матрица распределенной тепловой линзы, соответствующая каждой части кристалла ($M_{dL_{cryst}}^{1\dots N_{cryst}}$), записывается в виде:

$$M_{dL_{cryst}}^{1\dots N_{cryst}} = \begin{pmatrix} \cos \left(dL_{cryst} \sqrt{\frac{n_t^{1\dots N_{cryst}}}{n_0}} \right) & \frac{\sin \left(dL_{cryst} \sqrt{\frac{n_t^{1\dots N_{cryst}}}{n_0}} \right)}{\sqrt{n_0 n_t^{1\dots N_{cryst}}}} \\ -\sqrt{n_0 n_t^{1\dots N_{cryst}}} \sin \left(dL_{cryst} \sqrt{\frac{n_t^{1\dots N_{cryst}}}{n_0}} \right) & \cos \left(dL_{cryst} \sqrt{\frac{n_t^{1\dots N_{cryst}}}{n_0}} \right) \end{pmatrix}. \quad (18)$$

Матрица M_{dL} соответствует каждой части свободного пространства:

$$M_{dL} = \begin{pmatrix} 1 & dL \\ 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (19)$$

Матрица M_R соответствует зеркалам резонатора:

$$M_R = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{R} & 1 \end{pmatrix}. \quad (20)$$

Радиус TEM_{00} моды в заданной точке z_0 на оси резонатора рассчитывается по формуле:

$$w = \frac{\sqrt{|B|\lambda / (2\pi)}}{\sqrt[4]{1 - (A + D)^2 / 4}}, \quad (21)$$

где A , B и C – элементы матрицы полного обхода резонатора с началом обхода в этой точке. Чтобы вычислить размер моды в каждой точке вдоль оси резонатора (z), матрица полного обхода резонатора рассчитывается, начиная с точки z .

Локальная (Γ) и интегральная (γ) деполяризации вычисляются по следующим формулам:

$$\Gamma = \frac{|\vec{I}_{out} \vec{j}|^2}{|\vec{I}_{in}|^2} \quad (22)$$

$$\gamma = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^R \Gamma I_{in}(r) r dr d\varphi}{\int_0^{2\pi} \int_0^R I_{in}(r) r dr d\varphi} \quad (23)$$

Поляризация поля излучения на выходе из кристалла находится путем перемножения матриц Джонса [59], соответствующих малым элементам среды, на которые она разделена вдоль оси z при построении сетки в порядке их прохождения излучением.

Коэффициент усиления по слабому сигналу за 1 проход излучения через АЭ вычисляется из стационарного решения по формуле:

$$K = \exp\left(\int_0^L (\sigma_{em}(\lambda_L) N_{Up} - \sigma_{ab}(\lambda_L) (N_{yb} - N_{Up})) dz\right) \quad (24)$$

Параметры системы, использованные при расчете, приведены в таблице 3. Часть из них была найдена в литературе, а часть измерена при выполнении работы.

Таблица 3. Параметры системы, использованные при расчете.

Параметры системы	
Допирование Yb:YAG (Dop)	10 ат.% или 1 ат.%
Эффективное сечение усиления $\sigma_{em}(\lambda_l)$	$(-0.007 \cdot T[K] + 4.2) \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$ аппроксимация данных из [60]
Эффективное сечение поглощения $\sigma_{abs}(\lambda_p)$	$(2.07 + 6.37 \cdot \exp(-(T[K] + 273)/288)) \cdot 10^{-21} \text{ cm}^2$ [61]
Время жизни τ	0.95 мс [60]
Теплопроводность Yb:YAG и YAG	$0.006 \cdot T [K] + (1400 - 10 \cdot \text{Dop[at.\%]}) \cdot T[K]^{-1} + 9/12 \cdot 10^5 \cdot T[K]^{-2}$ [55]
Коэффициент теплового расширения α	$7.7 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ [62]
dn/dT	$9 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ [63]
Коэффициент теплопередачи на границе АЭ - радиатор	12 Вт/см ² /К измерен (см. главу 1)
Коэффициент теплоотдачи на границе радиатор - вода (радиатор с насечкой)	5.5 Вт/см ² /К измерен (см. главу 1)
Коэффициент теплоотдачи на границе радиатор - вода (радиатор без насечки)	3.3 Вт/см ² /К измерен (см. главу 1)

2.2 Тепловые эффекты и усиление в дисковом Yb:YAG и в композитном дисковом Yb:YAG/YAG активных элементах

В АЭ геометрии тонкого диска существенно ослабляются тепловые эффекты, что позволило дисковым Yb:YAG лазерам достичь высокой средней мощности при хорошем качестве пучка [64]. Благодаря малой толщине (<300 мкм) и большой площади охлаждаемой поверхности кристалл имеет низкую температуру, а из-за торцевого охлаждения в нем создается только продольный градиент температуры, который не приводит к образованию тепловой линзы и деполяризации. Однако при достижении больших средних мощностей в дисковых лазерах начинают сказываться тепловые эффекты, и они являются основным

фактором, ограничивающим мощность, особенно при работе в режиме с одной поперечной модой. Уменьшение влияния тепловых эффектов – это главная задача для дальнейшего масштабирования мощности дисковых лазеров. За последнее время появилось несколько работ, демонстрирующих различные подходы к решению данной задачи. Лазер с мощностью 500 Вт при $M^2 = 1.55$ создан на основе динамически устойчивого резонатора [65], 742 Вт при $M^2 = 1.5$ получено при использовании накачки на линии безфононного поглощения (970 нм) [66], 815 Вт при $M^2 < 1.4$ достигнуто использованием дополнительных устройств коррекции фазового фронта излучения [67], 1.1 кВт при $M^2 < 1.4$ получено при использовании динамически устойчивого резонатора с одним вогнутым зеркалом (в качестве которого выступает АЭ) и с одним выпуклым зеркалом [68]. Использование аналогичного резонатора в сочетании с накачкой на 970 нм позволило достичь 4 кВт [23].

Перспективным, по мнению автора, является использование дискового композитного Yb:YAG/YAG АЭ, который представляет собой тонкий диск Yb:YAG и толстый диск YAG, скрепленные торцевыми сторонами [33]. Такая геометрия позволяет ослабить влияние эффекта усиленного спонтанного излучения (УСИ). Дело в том, что ~85 % излучения люминесценции запирается в тонком диске из-за полного внутреннего отражения на его торцах. Оно распространяется поперек оси диска, многократно отражаясь от торцов, и усиливается, унося с собой большую мощность. В композитном АЭ излучение люминесценции может свободно покидать допированную область через кристалл YAG, так как он имеет такой же показатель преломления, как Yb:YAG. Использование композитной геометрии АЭ позволяет увеличить коэффициент усиления и запасенную энергию в системе, что особенно важно для импульсных лазеров высокой средней мощности. Однако наличие толстого дополнительного кристалла YAG приводит к появлению дополнительных тепловых эффектов, изучение которых является важнейшей задачей для достижения высокой средней мощности.

Ранее тепловые эффекты в тонких дисках обсуждались в нескольких теоретических [69, 70] и экспериментальных работах [71], но отсутствие комплексного анализа всех эффектов не позволяло сделать общие выводы. Композитный Yb:YAG/YAG АЭ с точки зрения тепловых эффектов практически не исследовался. Есть две работы, содержащие неполный анализ [72, 73]. В данной работе проводится теоретическое и экспериментальное исследование всех тепловых эффектов и усиления в тонком Yb:YAG диске и в композитном дисковом Yb:YAG/YAG АЭ.

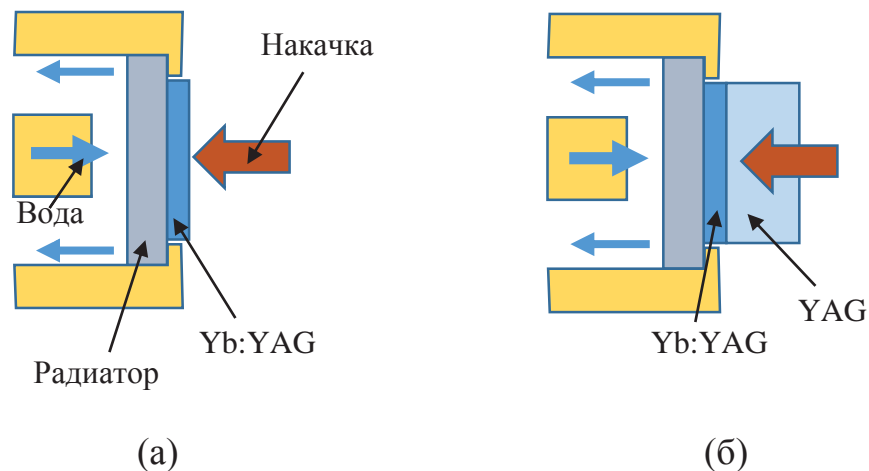


Рис. 7. Схема системы охлаждения дискового (а) и композитного (б) АЭ.

Для проведения экспериментов были разработаны лазерные квантроны для дискового и композитного АЭ. Использовались кристаллы Yb:YAG с допированием 10 ат.%. Композитные АЭ были созданы оригинальным методом термодиффузионной сварки [74]. На один торец АЭ напылялось диэлектрическое зеркало на длины волн 940 нм и 1030 нм и металлизация. На второй торец напылялось диэлектрическое просветление на те же длины волн, с этой же стороны в АЭ подавалось излучение. Торцом с металлизацией АЭ припаивались на радиатор с помощью индиевого припоя. Для охлаждения радиатора была разработана система водного охлаждения, основанная на геометрии вертикально падающей струи, которая исследовалась в третьей части первой главы данной диссертации. Было изготовлено три различных типа радиаторов: медные, композитные медно-молибденовые и радиаторы из монокристаллического алмаза,

выращенного в ИПФРАН методом химического осаждения из газовой фазы [75]. Металлические радиаторы имели толщину 1 мм, на охлаждаемую поверхность у них наносилась мелкомасштабная насечка. Алмазный радиатор имел толщину 2 мм, для осуществления процесса пайки одна сторона радиатора металлизировалась так же, как АЭ. Схемы системы охлаждения приведены на рис. 7. Для ввода излучения накачки в активный элемент использовались оптические схемы с одним двойным проходом или с 10 двойными проходами излучения через АЭ. Подробное описание разработанных квантронов, а именно системы водного охлаждения и системы ввода излучения накачки представлено в главе 3. Для проведения расчетов использовалась численная модель, описанная в первой части данной главы.

Первая часть результатов получена для малого диаметра накачки (1.2 мм), т. е. для режима работы с небольшой средней мощностью. Исследован Yb:YAG диск диаметром 10 мм и толщиной 400 мкм и Yb:YAG/YAG композитный АЭ диаметром 10 мм с толщиной допированной части 550 мкм и недопированной – 4 мм. Фазовые искажения излучения после двойного прохода через кристалл измерены методом фазово-сдвиговой интерферометрии [39] в интерферометре Майкельсона, в котором в качестве одного из опорных зеркал использовался АЭ. Второе опорное зеркало устанавливалось на пьезоэлектрические подвижки для модуляции фазы пучка. В данной задаче рассматривалась только термонаведенная часть фазовых искажений. Для этого измерения проводились в присутствии и в отсутствие излучения накачки, а затем находилась их разница. Профиль пятна накачки на кристалле представлял собой супергаусс 8-го порядка. Результаты эксперимента и расчета при поглощенной мощности накачки 13 Вт показаны на рис. 8 (а). В области накачки каждый график можно описать параболой и найти оптическую силу тепловой параболической линзы. На рис. 8 (б) показаны зависимости оптической силы тепловой линзы от поглощенной мощности накачки.

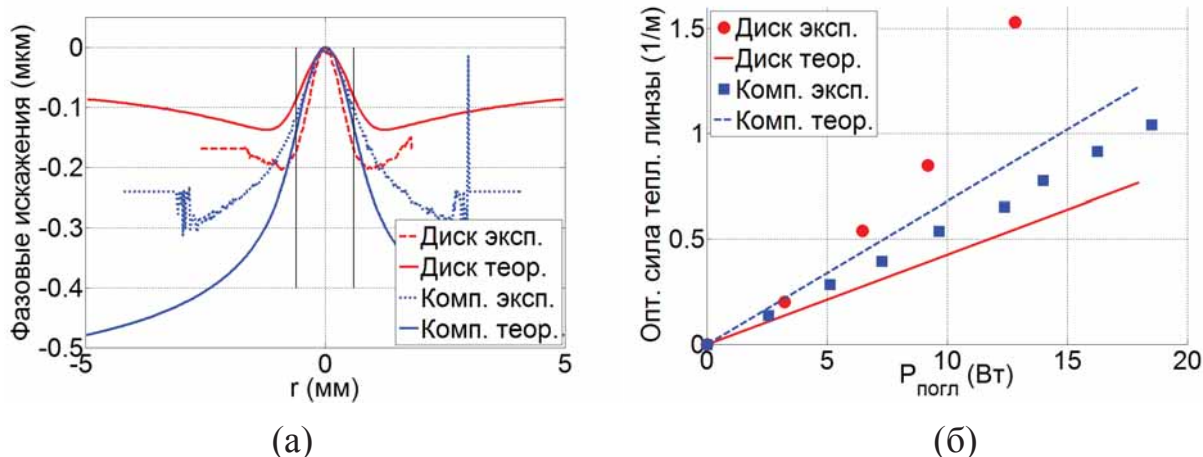


Рис. 8. (а) Профиль фазовых искажений излучения за двойной проход в дисковом АЭ (красная штриховая линия – эксперимент, красная сплошная линия - расчет) и в композитном АЭ (синяя пунктирная линия – эксперимент, синяя сплошная линия - расчет). Черными прямыми обозначены границы области накачки. Поглощенная мощность 13 Вт. (б) Зависимость оптической силы тепловой линзы от поглощенной мощности накачки в дисковом АЭ (круги – эксперимент, сплошная линия - расчет) и композитного АЭ (квадраты – эксперимент, штриховая линия – расчет).

Для композитного АЭ получено хорошее совпадение данных эксперимента и расчета. Для диска же тепловая линза в эксперименте получилась существенно сильнее, чем в расчетах. При этом ее оптическая сила растет нелинейно с увеличением поглощенной мощности. Такое поведение может быть объяснено только наличием дополнительного нелинейного тепловыделения в кристалле в области накачки. Его мощность можно вычислить из эксперимента подбором мощности тепла, используемой при расчете, необходимой для совпадения расчета и эксперимента:

$$P_{heat_add} = 0.057 \cdot P_{abs}^{1.45} - 0.068 \cdot P_{abs} \quad (25)$$

Далее будет показано, как учет этого тепловыделения влияет на расчет остальных тепловых эффектов.

Измерена интегральная деполяризация в диске методом скрещенных поляризаторов. Результаты эксперимента и расчета представлены на рис. 9.

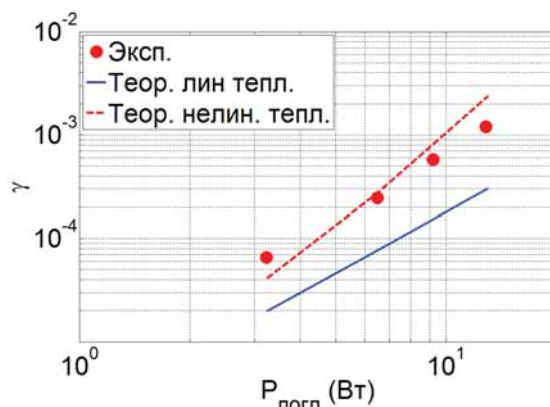


Рис. 9. Интегральная деполяризация излучения за двойной проход диска. Круги - эксперимент, сплошная синяя линия - расчет с учетом только линейного тепловыделения (из-за дефекта кванта), штриховая красная линия - расчет с учетом еще и дополнительного тепловыделения (вычисленного из измерения оптической силы тепловой линзы).

При учете дополнительного тепловыделения из формулы (25) данные расчета и эксперимента с хорошей точностью совпали по абсолютной величине. Зависимость интегральной деполяризации от поглощенной мощности степенная, и показатель степени является важной величиной. В расчете без учета дополнительного тепловыделения показатель степени равен 2, в расчете с учетом дополнительного тепловыделения - 2.9, в эксперименте - 2.3. Расхождение может быть связано с наличием неучтенного тепловыделения на краях диска.

Коэффициент усиления по слабому сигналу измерен методом пробного пучка. Измерения и расчет были проведены при импульсной накачке с длительностью импульса 1.5 мс и частотой повторения 7 Гц и при непрерывной накачке. Использование импульсной накачки позволяет избежать нагрева АЭ и проверить правильность расчета коэффициента усиления отдельно от расчета температуры. Из рис. 10 (а) видно, что при таком режиме работы дисковый и композитный АЭ ведут себя одинаково и данные эксперимента хорошо совпадают с расчетом. При непрерывной же накачке экспериментальные данные для композитного АЭ

хорошо описываются теорией (рис. 10 (б)), а в диске коэффициент усиления замедляет рост с увеличением поглощенной мощности.

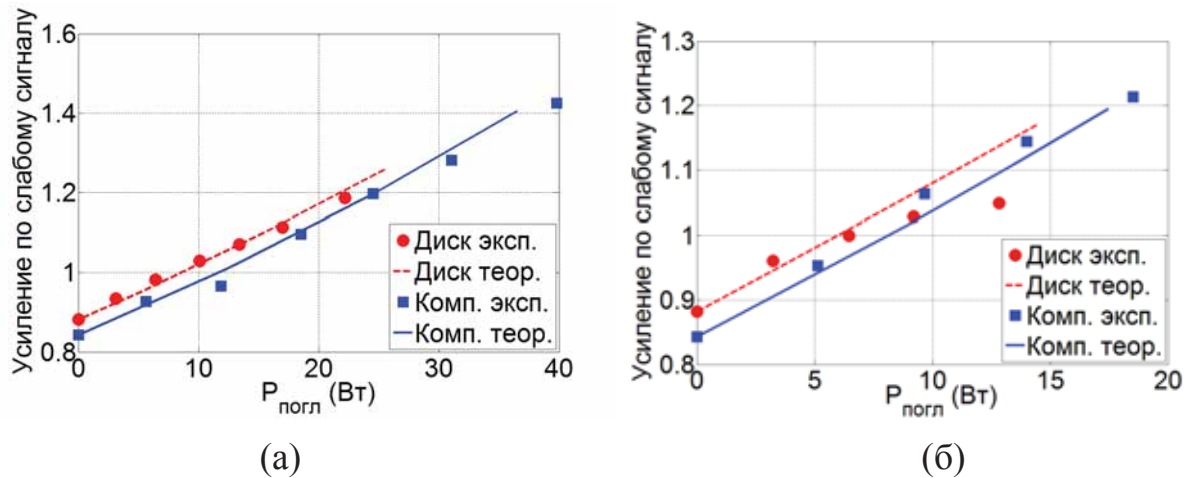


Рис. 10. Зависимость коэффициента усиления по слабому сигналу от поглощенной мощности накачки для диска (круги – эксперимент, штриховая линия - расчет) и композитного АЭ (квадраты - эксперимент, сплошная линия - расчет) при (а) импульсной накачке с длительностью импульса 1.5 мс и частотой повторения 7 Гц и (б) непрерывной накачке.

Такое поведение усиления может быть связано как с наличием дополнительного тепловыделения, так и с влиянием усиленного спонтанного излучения (УСИ). С помощью кода, описанного в [76], рассчитан коэффициент усиления с учетом УСИ в дисковом и композитном АЭ. Расчет показал, что в рассматриваемой задаче УСИ влияет слабо. В диске при поглощенной мощности 13 Вт УСИ уменьшает коэффициент усиления на 6 %. В тоже время учет дополнительного тепловыделения по формуле (25) привел к уменьшению усиления на 20 %. С учетом обоих эффектов получено совпадение расчета с данными эксперимента (рис. 11). В диске вредное влияние дополнительного тепловыделения втрое превысило вредное влияние УСИ. Согласно расчету в композитном АЭ влияние УСИ вдвое слабее, чем в диске, а дополнительное тепловыделение нами не обнаружено. Исходя из точности эксперимента можно сказать, что величина дополнительного тепловыделения в композитном АЭ не превышала 10 % от тепловыделения из-за дефекта кванта.

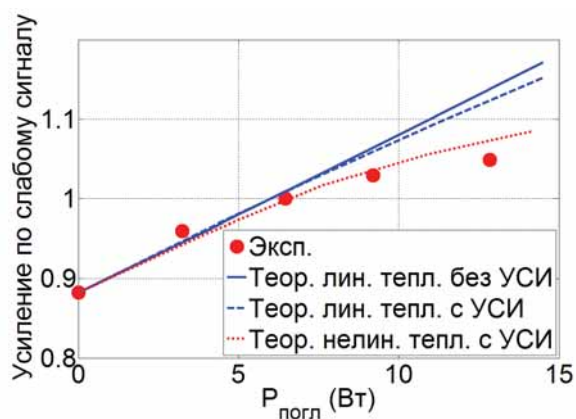


Рис. 11. Зависимость коэффициента усиления по слабому сигналу от поглощенной мощности накачки для диска (круги – эксперимент, сплошная линия – простой расчет, штриховая линия – расчет с учетом УСИ, пунктирная линия – расчет с учетом УСИ и дополнительного тепловыделения).

Эффект дополнительного тепловыделения впервые экспериментально наблюдался в работе [31], а затем активно изучался группой Г. Губера [32, 54]. Основное внимание в данных работах уделено изучению вредных нелинейных процессов в непрерывных дисковых лазерах. Данные процессы приводят к уменьшению эффективности лазерной генерации и, в конечном счете, к ее исчезновению при использовании кристаллов Yb:YAG с высоким уровнем допирования (>10 ат.%). Сегодня это считается главной проблемой, не позволяющей использовать кристаллы с допированием >10 ат.%, что не дает сделать диски еще тоньше и еще увеличить среднюю мощность лазеров. При этом технология выращивания кристаллов Yb:YAG позволяет создавать кристаллы с уровнем допирования до 100 ат.% (YbAG). Причина исчезновения лазерной генерации заключается в следующем: при высокой объемной плотности возбужденных ионов Yb^{3+} происходит их кооперативное взаимодействие, и за счет энергии нескольких ионов Yb^{3+} формируются поглощающие центры - ион Yb^{2+} и дырка в валентной зоне. Ион Yb^{2+} распадается, выделив тепло. В результате этого происходит три основных процесса, приводящих к уменьшению эффективности лазера. Во-первых, распад возбужденных состояний приводит к уменьшению инверсии и, как следствие, к увеличению порога генерации лазера. Во-вторых, формирование поглощающих центров приводит к появлению

дополнительных потерь излучения, для компенсации которых требуется большая плотность инверсии в кристалле. В-третьих, возникает дополнительное тепловыделение, приводящее к увеличению порога генерации. Три эти эффекта связаны друг с другом, а за счет взаимного влияния усиливаются.

Особый интерес представляет исследование данных процессов в импульсных дисковых лазерах. Плотность инверсии в таких лазерах существенно выше, так как для усиления лазерного импульса необходимо запастись большой энергией в кристалле. Это значит, что воздействие нелинейных процессов должно быть сильнее. В данной диссертационной работе впервые экспериментально показано, что использование композитной геометрии АЭ позволяет существенно ослабить эффект дополнительного тепловыделения. Этому ослаблению можно дать следующее возможное объяснение. Основная разница между дисковым и композитными АЭ состоит в том, что в композитном АЭ ослабляется эффект УСИ и уменьшается плотность мощности излучения в кристалле Yb:YAG . Это приводит к уменьшению тепловыделения, связанного с нелинейным поглощением излучения. Таким образом, можно сделать вывод, что УСИ играет существенную роль в происходящих в кристалле нелинейных процессах, и его ослабление в композитном АЭ приводит к уменьшению их вредного воздействия.

Вторая часть результатов получена для большого диаметра накачки (6 мм), т. е. для режима работы с высокой средней мощностью. Проведен теоретический анализ зависимости фазовых искажений в дисковом и композитном АЭ от различных параметров системы, а также экспериментальное исследование фазовых искажений и усиления в композитном АЭ при использовании радиаторов из различных материалов.

Фазовые искажения излучения в дисковом и композитном АЭ зависят от большого числа параметров. Чтобы определить роль каждого из них, проведен анализ их влияния на фазовые искажения. При этом особое внимание уделялось исследованию фазовых aberrаций, которые могут быть получены вычитанием из фазовых искажений параболической составляющей. Именно фазовые aberrации

приводят к ухудшению качества пучка излучения и к дифракционным потерям. При моделировании учитывалось только тепловыделение, связанное с дефектом кванта.

Первая важная группа параметров – это материал и геометрия радиатора, а также температура монтажа АЭ на радиатор. Расчет показал, что данные параметры сильно влияют на изгиб АЭ, что вносит существенный вклад в параболическую составляющую фазовых искажений. Радиус изгиба зависит от коэффициентов теплового расширения, геометрии и упругих свойств АЭ и радиатора, а также температуры при монтаже АЭ на радиатор. При этом в АЭ может создаваться как положительная, так и отрицательная линзы. Таким образом, для адекватного исследования изгиба АЭ необходимо сопоставление с экспериментальными данными. Непараболическая же составляющая искажений (фазовые аберрации) от изгиба почти не зависит, что существенно упрощает качественный анализ результатов. Основное влияние радиатора на аберрации в АЭ связано с его теплопроводностью, от которой зависит распределение температуры в АЭ.

Второй важный параметр – это толщина кристалла YAG. На рис. 12 представлены результаты расчета фазовых искажений в зависимости от толщины кристалла YAG. Расчет проведен при следующих условиях: толщина кристалла Yb:YAG 300 мкм, диаметр АЭ 15 мм, диаметр пятна накачки 6 мм, прямоугольный профиль накачки, поглощенная мощность накачки 1 кВт, алмазный радиатор толщиной 2 мм. На рис. 12 (а) представлены профили фазовых искажений. Видно, что при увеличении толщины YAG амплитуда искажений быстро растет. Из представленных профилей была выделена параболическая составляющая и найдена ее оптическая сила. Зависимость оптической силы линзы от толщины YAG представлена на рис. 12 (б). Видно, что сила линзы сначала быстро растет, а потом выходит на постоянное значение. Это связано с тем, что при большой толщине YAG в области кристалла, удаленной от Yb:YAG, распределение температуры становится практически равномерным, и эта область не дает вклада в тепловую линзу.

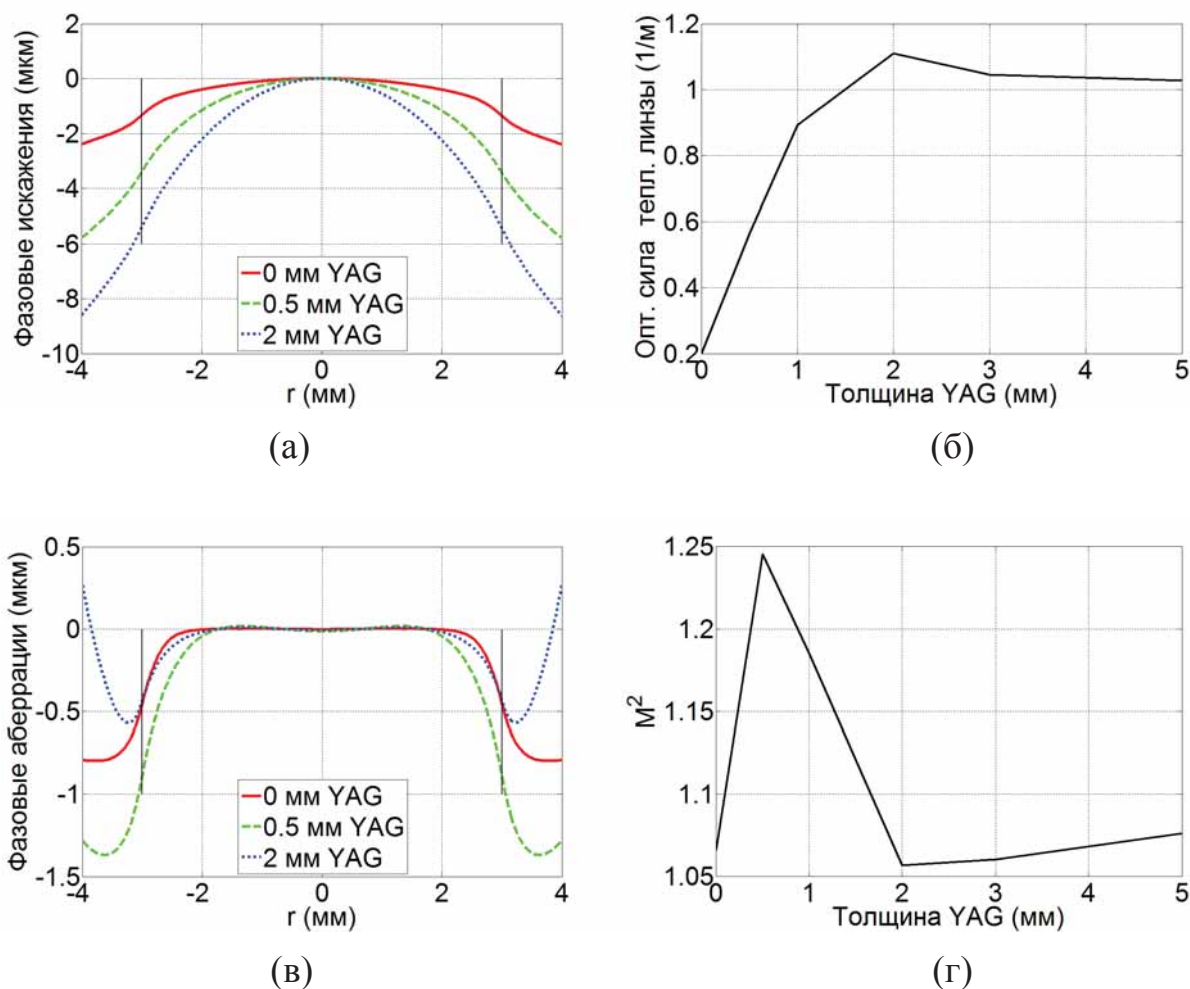


Рис. 12. Результаты расчета фазовых искажений в композитном АЭ в зависимости от толщины кристалла YAG. (а) Профиль фазовых искажений. (б) Зависимость оптической силы параболической составляющей фазовых искажений от толщины YAG. (в) Профиль фазовых aberrаций. (г) Зависимость M^2 от толщины YAG. Черные прямые на графиках (а) и (в) обозначают края области накачки.

На рис. 12 (в) представлены профили фазовых aberrаций, полученные вычитанием из профиля фазовых искажений параболической составляющей. Видно, что амплитуда aberrаций зависит от толщины YAG нелинейно, в отличие от амплитуды фазовых искажений. В области накачки фазовые aberrации для АЭ без YAG и для АЭ с 2 мм YAG практически совпадают, в то время как aberrации при толщине YAG 0.5 мм существенно сильнее. Чтобы оценить величину aberrаций, вычислен M^2 фактор гауссова пучка с плоским фазовым фронтом после двойного прохода через АЭ (рис. 12 (г)). Видно, что при увеличении

толщины YAG M^2 сначала быстро растет, потом быстро спадает. Таким образом, в композитном АЭ толщина YAG должна превышать некоторую величину (2 мм). Расчеты показали, что эта величина увеличивается вдвое (4 мм) при увеличении диаметра пятна накачки вдвое (12 мм). Таким образом, отношение толщины кристалла YAG к диаметру накачки должно превышать 0.3 для получения минимальных фазовых aberrаций.

Третий важный параметр – это толщина кристалла Yb:YAG. С помощью расчета было проведено сравнение дискового и композитного АЭ при различных толщинах Yb:YAG. При расчете толщина кристалла YAG была 3 мм, а радиатор был из молибдена толщиной 1 мм. Остальные параметры аналогичны предыдущему расчету. На рис. 13 (а) показаны профили фазовых aberrаций в дисковом и композитном АЭ при различных толщинах Yb:YAG. Видно, что в области накачки при малой толщине Yb:YAG (150 мкм) амплитуда aberrаций в дисковом АЭ меньше, чем в композитном. Однако при большой толщине ситуация становится обратной. На рис. 13 (б) представлена зависимость M^2 от толщины Yb:YAG для дискового и композитного АЭ. Видно, что при малой толщине Yb:YAG M^2 в дисковом АЭ меньше, чем в композитном. Однако, при увеличении толщины в дисковом АЭ M^2 растет существенно быстрее. Уже при толщине 400 мкм композитный АЭ становится лучше дискового.

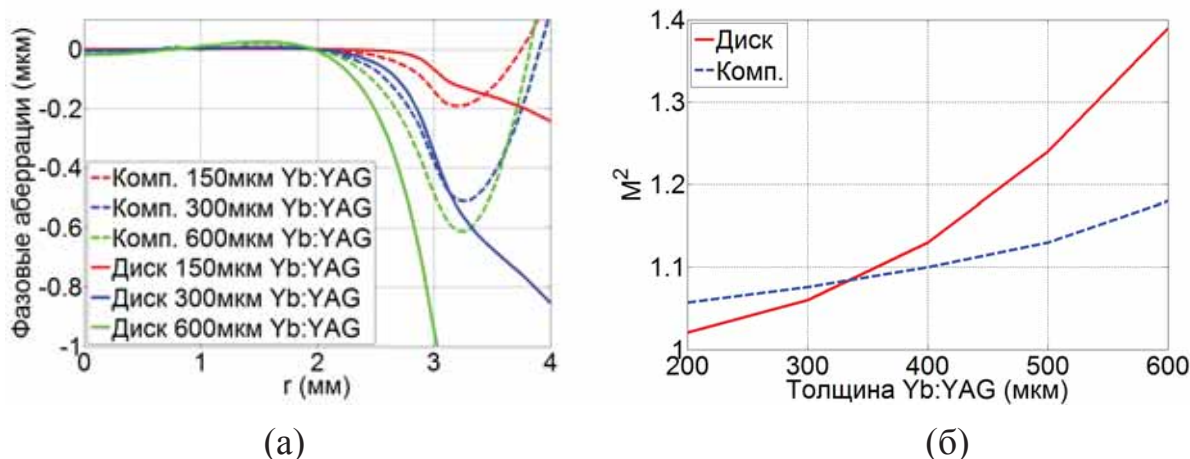


Рис. 13. (а) Профиль фазовых aberrаций в композитном и в дисковом АЭ при различной толщине Yb:YAG. (б) Зависимость M^2 от толщины Yb:YAG для дискового и композитного АЭ.

Качественно объяснить такое поведение можно следующим образом. В дисковом АЭ aberrации возникают в основном на краях области накачки. Они связаны с наличием радиального теплового потока в этой области. С увеличением толщины диска мощность радиального теплового потока быстро растет, что приводит к быстрому увеличению величины aberrаций. В композитном АЭ из-за наличия толстого кристалла YAG всегда присутствует мощный радиальный тепловой поток. Из-за этого изменение толщины Yb:YAG не так сильно влияет на величину aberrаций и зависимость для M^2 существенно более пологая.

С одной стороны, с точки зрения тепловых эффектов использование более тонкого кристалла Yb:YAG всегда предпочтительнее, так как в нем уменьшается температура, а также величина aberrаций из-за радиального теплового потока. С другой стороны, в импульсных дисковых лазерах часто бывает необходимо использовать более толстые кристаллы, что позволяет увеличить объем инверсной среды, т. е. запасаемую энергию, и ослабить эффект УСИ, который зависит от объемной плотности инверсии в кристалле. Например, более толстые кристаллы используются в лазерах с импульсной накачкой [77]. В данном случае использование композитной геометрии АЭ позволит не только ослабить эффект УСИ, но и уменьшить величину aberrаций в системе.

Аналогичный расчет проведен для накачки с удвоенным диаметром (12 мм). При этом толщина Yb:YAG, при которой абберации в композитном АЭ становятся меньше, чем в дисковом, также увеличилась в ~ 2 раза (~ 600 мкм). Отсюда можно сделать вывод, что ключевое значение имеет аспектное соотношение (отношение высоты к диаметру) для области накачки в Yb:YAG. В переходной точке, когда фазовые абберации в композитном и дисковом АЭ одинаковы, аспектное соотношение составляет ~ 0.05 .

Проведено экспериментальное и теоретическое исследование фазовых искажений и усиления в композитном АЭ при большом диаметре накачки. Используются две различные системы: АЭ с толстым кристаллом YAG (4 мм), смонтированный на композитный радиатор из молибдена и меди толщиной 1 мм и АЭ с тонким кристаллом YAG (0.7 мм), смонтированный на алмазный радиатор толщиной 2 мм. Толщина кристалла Yb:YAG в обоих случаях была 300 мкм, диаметр АЭ – 10 мм. Измерения проводились при наличии лазерной генерации в системе. На рис. 14 (а) представлены профили измеренных фазовых искажений.

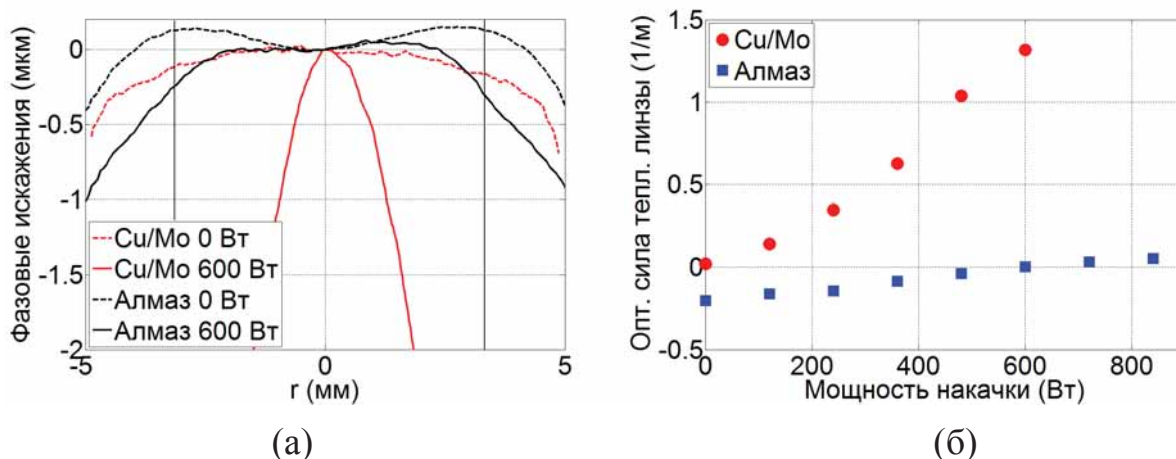


Рис. 14. (а) Измеренные профили фазовых искажений в толстом композитном АЭ на металлическом радиаторе (красные кривые) и в тонком композитном АЭ на алмазном радиаторе (черные кривые) за двойной проход излучения через АЭ. Сплошные кривые соответствуют измерениям без накачки, пунктирные кривые – при мощности накачки 600 Вт в условиях лазерной генерации. Черные прямые обозначают края области накачки. (б) Зависимость оптической силы тепловой линзы от мощности накачки в толстом композитном АЭ на металлическом радиаторе (красные круги) и в тонком композитном АЭ на алмазном радиаторе (синие квадраты) за двойной проход излучения через АЭ в условиях лазерной генерации.

Видно, что в отсутствие накачки профили немного различаются. Толстый АЭ не может изгибаться в процессе монтажа на радиатор, и слабая положительная линза в нем возникла в процессе полировки кристалла. В тонком АЭ слабая отрицательная линза появилась в процессе его монтажа на алмазный радиатор. При включении накачки в толстом кристалле появляется сильная положительная тепловая линза, а в тонком профиль искажений меняется слабо. На рис. 14 (б) показаны зависимости оптической силы тепловой линзы от мощности накачки, вычисленные из измеренных профилей фазовых искажений. В толстом АЭ линза быстро растет, и ее фокусное расстояние становится короче 1 м при большой мощности накачки. В тонком АЭ на алмазе при увеличении мощности накачки имеющаяся отрицательная тепловая линза уменьшается и практически полностью

исчезает. Таким образом, при правильном выборе материала радиатора можно создать АЭ с положительной отрицательной или нулевой тепловой линзой в зависимости от поставленной задачи.

На рис. 15 показаны профили фазовых aberrаций в рассматриваемых АЭ, полученные вычитанием параболической составляющей из измеренных профилей фазовых искажений.

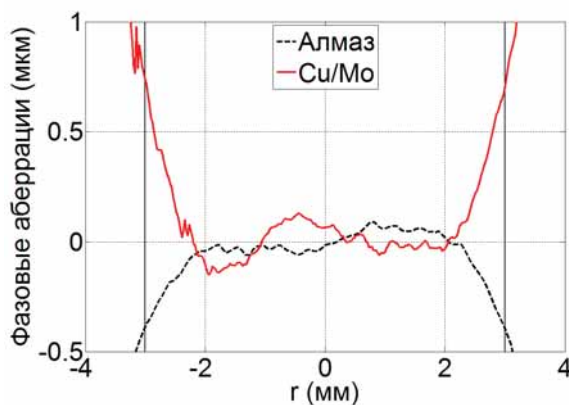


Рис. 15. Полученные в эксперименте профили фазовых aberrаций в толстом композитном АЭ на металлическом радиаторе (сплошная красная кривая) и в тонком композитном АЭ на алмазном радиаторе (штриховая черная кривая) за двойной проход излучения через АЭ при мощности накачки 600 Вт в условиях лазерной генерации. Черные прямые обозначают края области накачки.

В центре АЭ aberrации связаны с мелкомасштабными неоднородностями системы (неоднородность кристалла, системы накачки и системы охлаждения). Aberrации на краях зоны накачки связаны с наличием поперечного потока тепла в данной области. В толстом кристалле на металлическом радиаторе амплитуда фазовых искажений в области накачки составила около 800 нм, в тонком на алмазе – 400 нм. В первую очередь эта разница связана с более эффективным охлаждением АЭ, смонтированного на алмаз. Aberrации в дисковых АЭ измерялись в работе [65], и их амплитуда составила 200 нм. Однако измерения проводились при меньшей плотности мощности накачки и при меньшей толщине Yb:YAG, что затрудняет сравнительный анализ данных результатов.

Усиление по слабому сигналу в исследуемых АЭ измерено методом пробного пучка при импульсной и непрерывной накачке, а также рассчитано с помощью модели, описанной в [76], которая учитывает эффект УСИ. Для обоих АЭ результаты получились одинаковыми (рис. 16). Это означает, что уменьшение толщины кристалла YAG с 4 мм до 0.7 мм почти не влияет на эффект УСИ.

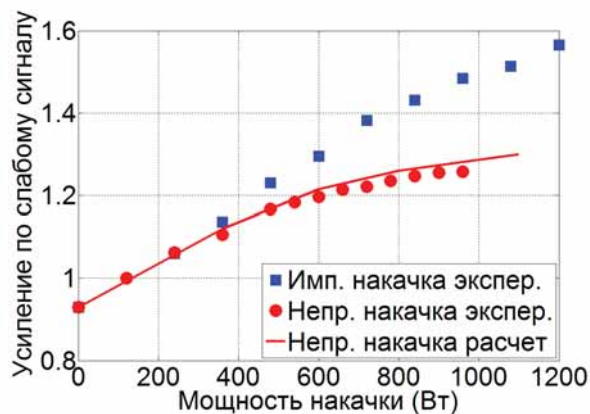


Рис. 16. Измеренное усиление по слабому сигналу в композитном АЭ за один V-образный проход при импульсной накачке с длительностью импульсов 2.5 мс и частотой их следования 10 Гц (квадраты) и при непрерывной накачке (круги). Сплошная линия – результат расчета при непрерывной накачке.

Различие между зависимостями для импульсной и непрерывной накачки связано с нагревом АЭ. Видно, что его влияние существенно. В эксперименте получено усиление 1.25, соответствующее запасенной энергии 400 мДж. Анализ литературных данных показывает, что в дисковых АЭ усиление меньше полученного даже при диаметре накачки 2 мм (1.2) [31], а при увеличении диаметра до 7 мм оно еще уменьшается (1.17) [78, 79]. Таким образом, благодаря ослаблению эффекта УСИ и эффекта нелинейного тепловыделения в композитном АЭ удалось увеличить усиление (от 1.17 до 1.25), что соответствует увеличению запасенной энергии от 300 мДж до 400 мДж.

2.3 Тепловые эффекты и усиление в тонких Yb:YAG стержнях с торцевой волноводной накачкой

Другой перспективной геометрией АЭ является геометрия тонкого стержня (диаметр ~1 мм, длина ~30 мм) с боковым охлаждением и торцевой диодной

накачкой. Излучение диодной накачки в АЭ распространяется волноводным образом, отражаясь от боковой поверхности, а усиливаемое лазерное излучение распространяется свободно. В англоязычной литературе такие АЭ называют монокристаллическими волокнами (Single-crystal fiber) [80]. Благодаря большой площади охлаждаемой поверхности и малому объему такой АЭ эффективно охлаждается, что позволяет достигать высокой средней мощности. Из-за большого пути сигнального излучения в кристалле такой АЭ обладает большим коэффициентом усиления за проход (>10). Сочетание этих качеств позволяет создавать на тонких стержнях усилители с большим коэффициентом усиления с простой одно-, двух- или четырехпроходной схемой, работающие при высокой средней мощности. На сегодняшний день на тонких стержнях в режиме непрерывной генерации достигнута мощность 250 Вт [22], а в режиме импульсного усилителя энергия импульса 1 мДж [28].

Однако усилители на тонких стержнях обладают некоторыми недостатками. Во-первых, из-за поглощения излучения накачки по мере распространения в кристалле возникает неравномерное распределение погонного усиления вдоль кристалла, что ограничивает усиление за проход. Этого можно избежать, используя двустороннюю накачку, что заметно усложняет конструкцию усилителя. Во-вторых, нарастание мощности усиливаемого лазерного излучения по мере распространения в кристалле приводит к неоднородному вдоль кристалла извлечению запасаемой мощности, что ограничивает эффективность ее извлечения. Из-за этого при наличии маломощного усиливаемого сигнала необходимо использовать двух- или четырехпроходную схему усилителя.

В данной работе предлагается новая концепция твердотельного лазерного усилителя, которая лишена вышеперечисленных недостатков – усилитель на основе тонкого конического стержня из кристалла Yb:YAG. Усилитель представляет собой кристалл Yb:YAG, изготовленный в форме тонкого усеченного конуса (диаметр меньшего торца ~ 0.3 мм, диаметр большего торца ~ 1 мм, длина ~ 30 мм), охлаждаемый с боковой стороны. Излучение диодной накачки заводится в кристалл со стороны большего торца и

распространяется в нем волноводным образом. По мере распространения в кристалле мощность излучения накачки из-за поглощения уменьшается, но и площадь сечения кристалла тоже уменьшается, прижимая излучение накачки ближе к оси кристалла. Благодаря этому, интенсивность накачки вдоль кристалла остается практически неизменной и создается равномерное распределение погонного коэффициента усиления. Усиливаемое лазерное излучение заводится в кристалл со стороны меньшего торца и распространяется свободно. Мощность усиливаемого лазерного излучения по мере распространения в кристалле растет, но и площадь сечения кристалла тоже растет. Из-за этого интенсивность усиливаемого излучения почти не меняется вдоль кристалла, что приводит к увеличению эффективности извлечения запасаемой мощности при использовании простой однопроходной схемы. На рис. 17 изображены схемы охлаждения и ввода излучения накачки и сигнала в АЭ формы тонкого цилиндрического стержня и тонкого конического стержня.

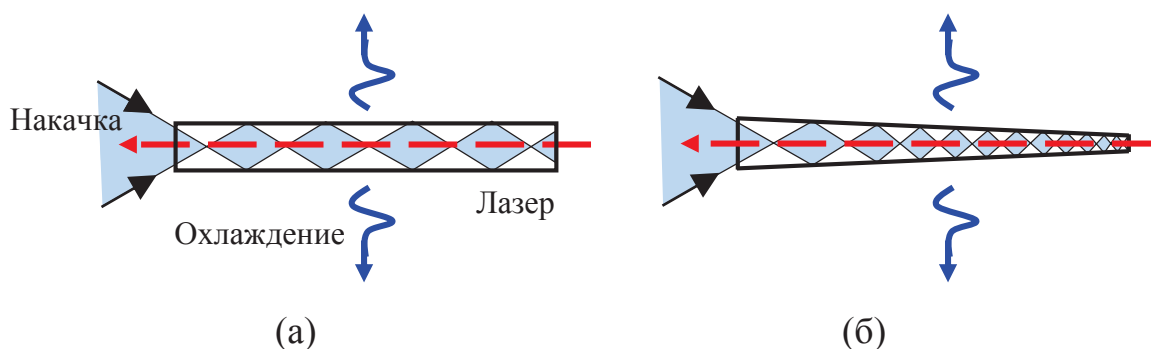


Рис. 17. Схема охлаждения, накачки и усиления для АЭ формы (а) тонкого цилиндрического стержня и (б) тонкого конического стержня.

В АЭ в виде тонких стержней лазерное излучение проходит довольно большой путь. В результате при работе на большой средней мощности оно подвергается воздействию вредных тепловых эффектов. Из-за очень большого аспектного соотношения АЭ и волноводной накачки тепловые эффекты в таких АЭ имеют некоторые особенности, по сравнению с толстыми стержнями [81]. Ранее тепловые эффекты в тонких стержнях с волноводной накачкой практически не изучались. В данной работе проведено теоретическое и экспериментальное

исследование тепловых эффектов и коэффициента усиления в АЭ геометрии тонкого цилиндрического и тонкого конического стержней.

При проведении расчетов использовалась численная модель, описанная в начале этой главы. Распределение плотности мощности накачки в АЭ находилось методом трехмерной трассировки лучей с применением программного пакета TracePro. Сначала рассчитывалось распределение плотности мощности накачки в АЭ без учета ее поглощения. Для этого в TracePro задавался источник излучения круглой формы с равномерной плотностью лучей и равномерным угловым распределением. Максимальный угол отклонения лучей от оси z определяет числовую апертуру пучка. Лучи проходили через две асферических линзы, переносящих изображение источника как можно глубже внутрь АЭ. Полученное трехмерное распределение плотности мощности излучения усреднялось по аксиальной координате. Затем проводился учет поглощения накачки с помощью описанной в данной главе модели. Для этого в каждой точке АЭ вдоль оси z поперечное распределение плотности мощности нормировалось на величину мощности накачки, дошедшей до этой точки. Все параметры системы, используемые при расчете, приведены в таблице 3. В расчетах и экспериментах рассматривался кристалл Yb:YAG с допированием 1 ат. %.

В первую очередь с помощью теоретической модели был проведен анализ влияния параметров пучка накачки на усиление в АЭ. На рис. 18 показано нормированное распределение плотности мощности накачки в АЭ цилиндрической (диаметр 1 мм, длина 30 мм) и конической (диаметры 1 мм и 0.3 мм, длина 30 мм) формы при различных числовых апертурах пучка накачки ($\text{NA} = 0.04, 0.06, 0.11, 0.22$). Диаметр пучка накачки в переносе изображения, который фактически совпадал с перетяжкой пучка, равнялся 400 мкм.

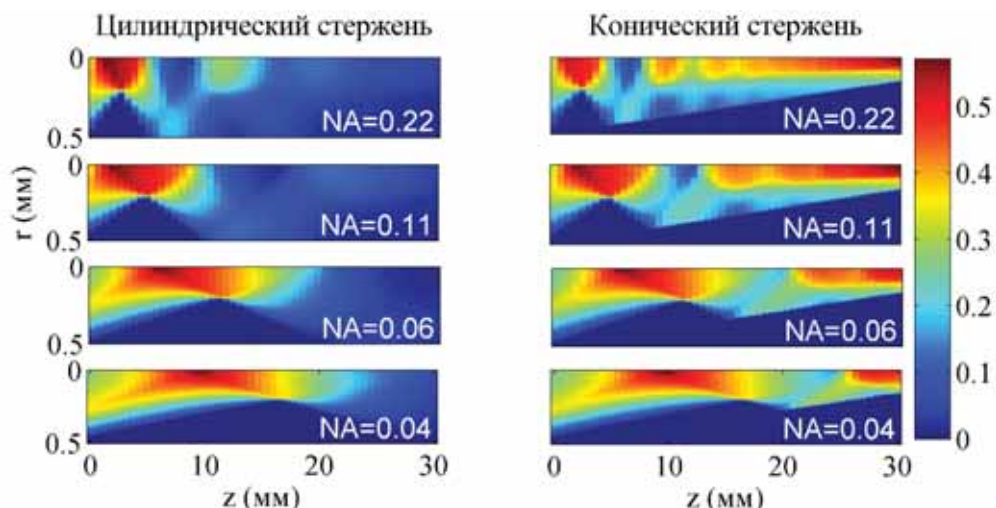


Рис. 18. Нормированное распределение плотности мощности накачки в АЭ цилиндрической и конической формы при различных числовых апертурах пучка ($NA = 0.04, 0.06, 0.11, 0.22$). Диаметр пучка в перетяжке составляет 400 мкм. Накачка заводится слева.

В полученных распределениях можно выделить две области. Первая – область свободного распространения накачки – левая область кристалла, где накачка проходит без отражения от боковой поверхности. Вторая – область волноводного распространения накачки – правая область кристалла, где накачка многократно отражается от боковой поверхности. Видно, что в цилиндрических стержнях область свободного распространения заметно ярче, чем область волноводного распространения. Это связано с тем, что в этой области пучок больше сконцентрирован около оси кристалла. При этом уменьшение числовой апертуры пучка накачки приводит к удлинению данной области. В конических же стержнях область волноводного распространения накачки существенно ярче благодаря тому, что лучи поджимаются к оси системы боковой поверхностью кристалла. На рис. 19 показаны зависимости усиления по слабому сигналу в АЭ цилиндрической и конической формы при различных числовых апертурах пучка накачки.

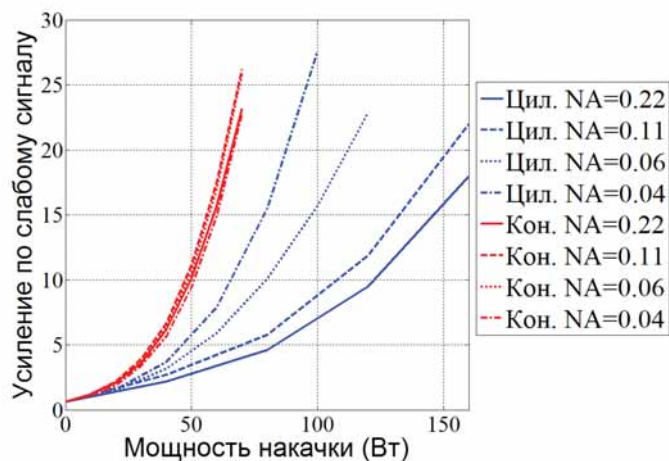


Рис. 19. Зависимости усиления по слабому сигналу от мощности накачки для АЭ цилиндрической и конической формы при различных числовых апертурах пучка накачки.

В цилиндрических АЭ уменьшение числовой апертуры приводит к существенному увеличению усиления. Этот эффект наблюдался и ранее, он связан с наличием области свободного распространения накачки. Так, в работе [28] при использовании накачки с диаметром волокна 105 мкм и $NA=0.15$ при мощности 75 Вт достигнуто такое же усиление, как в работе [80] при использовании накачки с диаметром волокна 200 мкм и $NA=0.22$ при мощности 180 Вт. В коническом же АЭ усиление от числовой апертуры практически не зависит, а по величине почти вдвое превышает лучший результат в цилиндрическом стержне. Стоит отметить, что на сегодняшний день коммерчески доступны источники накачки с $NA=0.22$ и диаметром волокна 100 мкм. Пучок такого источника после прохождения через телескоп с четырехкратным увеличением имеет диаметр 400 мкм и $NA=0.055$.

Для проведения экспериментов разработан оригинальный дизайн лазерного модуля с АЭ цилиндрической и конической формы. АЭ изготовлены из кристалла $Yb:YAG$ в форме тонкого цилиндрического стержня диаметром 1.2 мм и длиной 30 мм и тонкого конического стержня с диаметрами оснований 1.2 мм и 0.6 мм и длиной 30 мм. Фотографии кристаллов и лазерного модуля приведены на рис. 20.

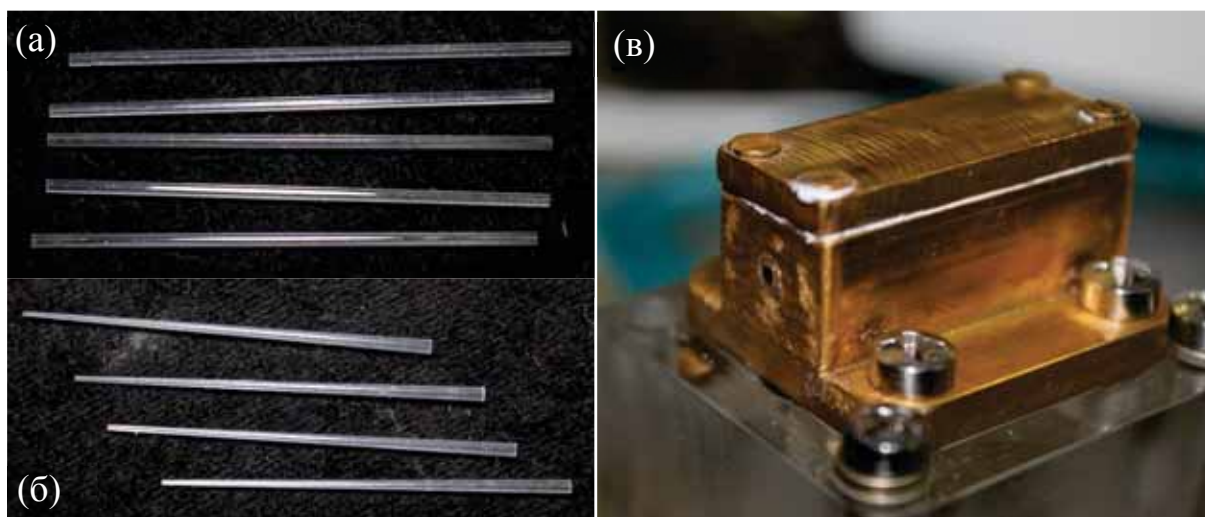


Рис. 20. (а) Фото цилиндрических кристаллов. (б) Фото конических кристаллов. (в) Фото лазерного модуля.

Использовались кристаллы, выращенные методом горизонтально направленной кристаллизации, в отличие от предыдущих работ, где кристаллы выращивались сразу в форме тонких стержней методом вытягивания кристалла вниз [82]. Метод вытягивания позволяет получить лучшее качество обработки боковой поверхности, чем ее полировка. Однако боковая поверхность влияет только на распространение накачки, а не сигнала, что не должно заметно отражаться на работе лазера. При этом применение подхода полировки позволит использовать материалы, которые не доступны для метода вытягивания вниз. На торцы стержня нанесено диэлектрическое просветление на длины волн 940 нм и 1030 нм. Кристалл боковой поверхностью смонтирован в медный теплоотвод с использованием индиевого припоя. Теплоотвод охлаждался проточной водой через сделанные в нем каналы. Измерения проводились с использованием двух различных модулей накачки (рис. 21).

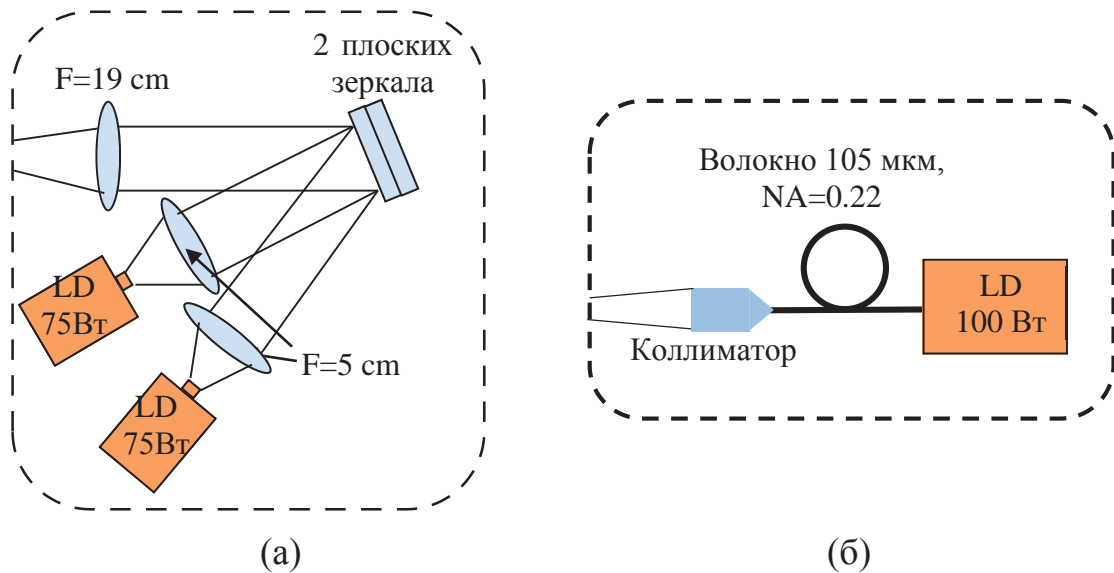


Рис. 21. Используемые в эксперименте (а) модуль накачки № 1 и (б) модуль накачки № 2.

Первый модуль представлял собой два диодных лазера мощностью по 75 Вт (Jenoptik JOLD-75-CPXF-2P), пучки которых объединялись в один. Излучение с лазеров подавалось на кристалл напрямую без использования волокна. Чтобы объединить пучки лазеров, излучение каждого было коллимировано линзами с фокусом 5 см и направлено на два плоских зеркала, расположенные одно над другим так, чтобы каждый пучок падал на свое зеркало. После отражения пучки распространялись параллельно на минимальном расстоянии друг от друга. После этого они фокусировались в стержень линзой с фокусом 19 см так, чтобы перетяжка находилась внутри стержня. Размер пучка излучения на линзе составлял 2.2 см, что соответствует $NA=0.06$. Диаметр перетяжки равнялся 420 мкм. Второй модуль накачки представлял собой диодный лазер мощностью 100 Вт компании BWT Beijing с волоконным выходом (диаметр волокна 105 мкм, $NA=0.22$). Излучение лазера подавалось на коллиматор с асферической линзой, который переносил изображение с выхода волокна внутрь АЭ с четырехкратным увеличением. Таким образом, числовая апертура пучка накачки составляла 0.055, что практически совпадает с числовой апертурой первого модуля. Чтобы разделить пучок накачки и сигнала, в обоих случаях использовалось дихроичное зеркало, отражающее 1030 нм и пропускающее 940 нм.

Излучение накачки распространяется в кристалле волноводным образом, многократно отражаясь от его боковой поверхности. В созданном лазерном модуле боковая поверхность кристалла граничит со слоем индия, который и отражает излучение накачки. Такое отражение должно сопровождаться потерями. Чтобы оценить их величину, был проведен следующий эксперимент. Одна сторона кристалла YAG формы прямоугольного параллелепипеда была залужена индиевым припоем таким же образом, как боковая поверхность стержня. Коэффициент отражения пробного пучка от этой стороны был измерен при разных углах падения. Схема эксперимента представлена на рис. 22 (а).

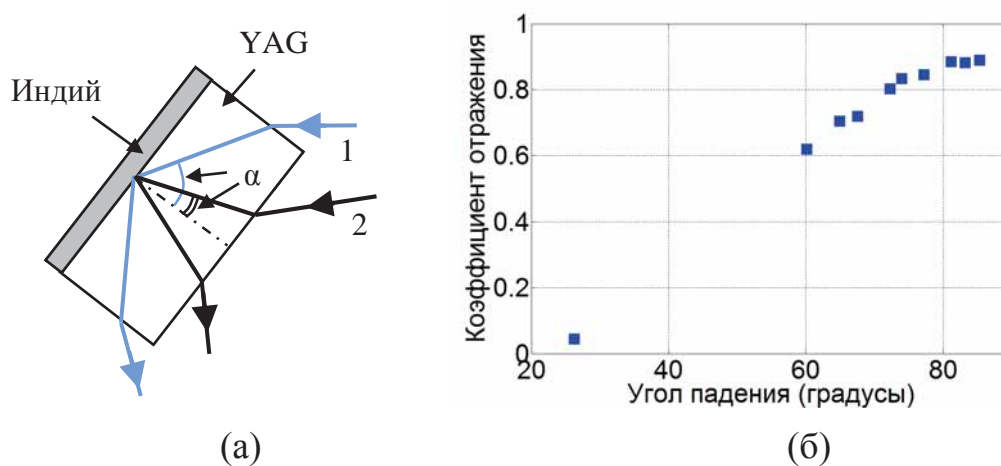


Рис. 22. (а) Схема измерения коэффициента отражения слоя индия (α – угол падения). (б) Экспериментальная зависимость коэффициента отражения слоя индия от угла падения.

При больших углах падения (α) пробный пучок проходил через сторону кристалла, смежную с залуженной стороной (пучок 1). При малых углах падения пучок проходил через сторону кристалла, противоположную залуженной стороне (пучок 2). Мощность пробного лазера измерялась до и после прохождения через кристалл. Потери излучения на непросветленных гранях кристалла были рассчитаны по формулам Френеля для различных углов падения и соответствующей поляризации. Зависимость коэффициента отражения от угла падения показана на рис. 22 (б). При больших углах падения коэффициент отражения составляет 0.9 и быстро спадает при уменьшении угла. В

рассматриваемых схемах накачки угол падения пучка на боковую поверхность радиатора составлял $>87^\circ$. В цилиндрическом стержне излучение накачки за один проход испытывало только одно отражение, в коническом - несколько. Оценки показывают, что потери накачки в цилиндрическом стержне составляли $<7\%$, в коническом $<20\%$.

Проведено экспериментальное и теоретическое исследование усиления по слабому сигналу в цилиндрическом и коническом АЭ. Усиление за один проход АЭ измерено методом пробного пучка при непрерывной накачке. Экспериментальные и рассчитанные зависимости усиления по слабому сигналу от мощности накачки для АЭ цилиндрической и конической формы, а также различных модулей накачки приведены на рис. 23.

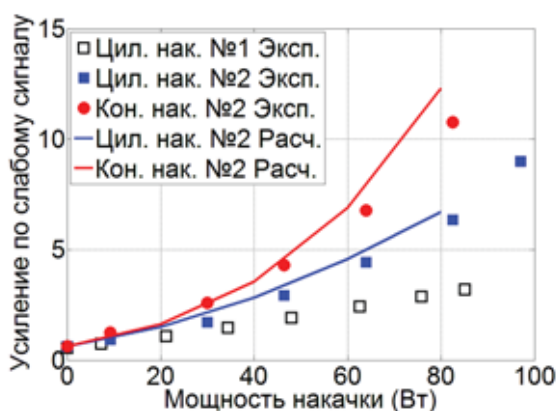


Рис. 23. Экспериментальные и рассчитанные зависимости усиления по слабому сигналу от мощности накачки для АЭ цилиндрической и конической формы при использовании разных модулей накачки.

Видно, что при использовании модуля накачки №2 в цилиндрическом АЭ получилось существенно большее усиление, чем при использовании модуля №1, несмотря на то что пучки накачки имели почти одинаковую числовую апертуру. Это связано с тем, что если накачка используется без волокна, в области перетяжки пучок сильно неоднороден. Когда же излучение проходит через волокно, в области переноса изображения, которая находится около или совпадает с перетяжкой пучка, его профиль повторяет профиль на выходе из волокна. Таким образом, предварительное формирование пучка накачки важно

для достижения большого усиления в АЭ формы тонкого стержня. Результаты для цилиндрического стержня коррелируют с ранее опубликованными результатами. Так, в работе [28] близкая величина усиления получена при немного меньшей мощности накачки, но яркость источника накачки была выше. В коническом АЭ при использовании модуля накачки №2 достигнуто почти вдвое большее усиление, чем в цилиндрическом, что подтверждает перспективность использования новой геометрии. В обоих случаях получено хорошее совпадение результатов эксперимента и расчета. Небольшое отличие, скорее всего, связано с потерями накачки.

Проведено экспериментальное и теоретическое исследование термонаведенных фазовых и поляризационных искажений в цилиндрическом АЭ. Все сделанные выводы справедливы также и для конического АЭ. Поляризационные искажения излучения в цилиндрическом АЭ исследованы методом скрещенных поляризаторов. Интегральная деполяризация без накачки составила 1 %, а при 90 Вт накачки – 3.5 %, а значит можно считать, что поляризационные потери малы. Термонаведенные фазовые искажения излучения в цилиндрическом АЭ измерены методом фазово-сдвиговой интерферометрии в интерферометре Маха-Цендера [39]. Схема измерений приведена на рис. 24. Для этого пучок интерферометра пропусклся через АЭ, который располагался в одном из плеч интерферометра. Одно из зеркал интерферометра устанавливалось на пьезоэлектрические подвижки для модуляции фазы пучка. С помощью линзы изображение переносилось с торца кристалла на камеру. В эксперименте исследовался кристалл диаметром 1 мм и длиной 17 мм.

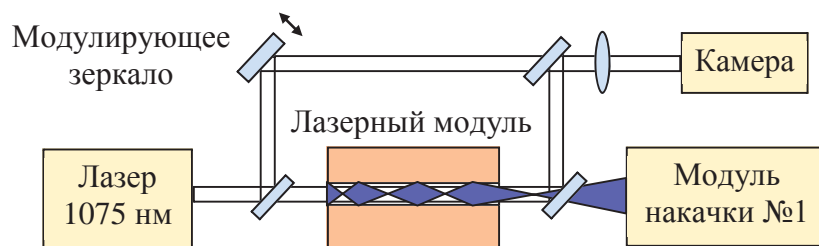
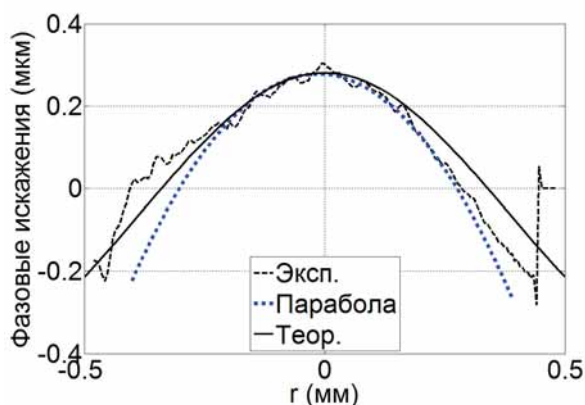
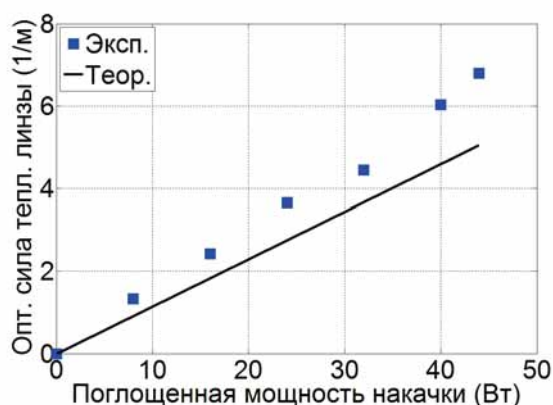


Рис. 24. Схема измерения термонаведенных фазовых искажений в цилиндрическом АЭ методом фазово-сдвиговой интерферометрии в интерферометре Маха-Цендера.

На рис. 25 (а) приведены измеренный и рассчитанный профили фазовых искажений при поглощенной мощности накачки 44 Вт. Видно, что графики хорошо совпадают. Для каждой мощности накачки экспериментальные и теоретические профили были аппроксимированы параболой и вычислена оптическая сила тепловой линзы (рис. 25 (б)).



(а)



(б)

Рис. 25. (а) Профили измеренных (черная штриховая линия) и рассчитанных (черная сплошная линия) фазовых искажений после одного прохода через цилиндрический АЭ. Экспериментальные данные аппроксимировались параболой (синяя пунктирная линия). (б) Зависимость оптической силы тепловой линзы от поглощенной мощности накачки (квадраты – эксперимент, линия - расчет).

Видно, что оптическая сила тепловой линзы линейно зависит от поглощенной мощности накачки и достигает довольно высоких значений. Хорошее совпадение результатов эксперимента и расчета позволяет теоретически проанализировать поведение тепловой линзы при большей мощности накачки в кристалле большей

длины. Согласно расчетам при мощности накачки 200 Вт в стержне диаметром 1 мм и длиной 3 см появляется тепловая линза с фокусным расстоянием 2.5 см, что короче длины кристалла. Это может стать существенной проблемой при создании лазера на основе такого АЭ. Чтобы оценить влияние тепловой линзы в АЭ формы тонкого стержня на проходящий через него лазерный пучок, был проведен расчет размера TEM_{00} моды в резонаторе, содержащем этот АЭ (рис. 26 (а)). Радиус TEM_{00} моды на всей длине резонатора при различных мощностях накачки показан на рис. 26 (б).

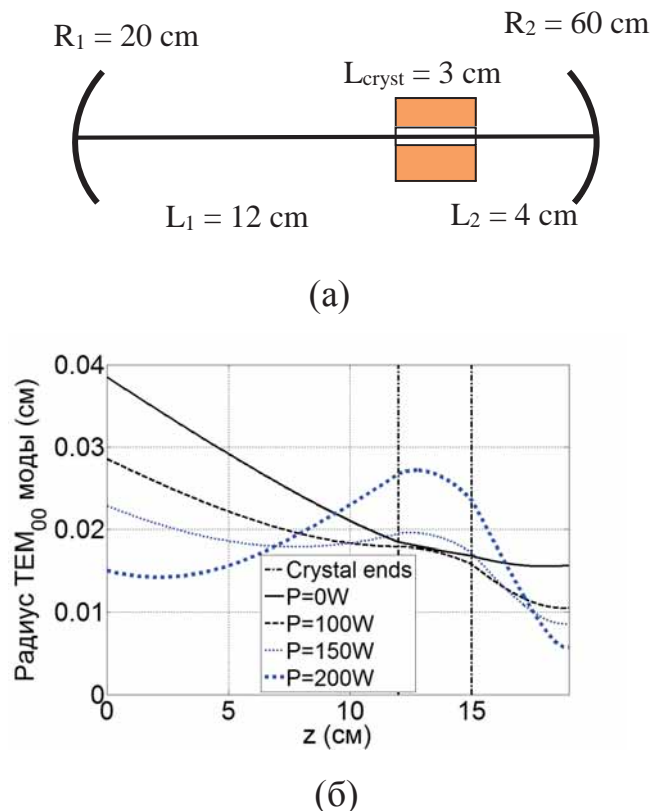


Рис. 26. (а) Используемая при расчете схема резонатора с цилиндрическим АЭ. (б) Радиус TEM_{00} моды в резонаторе при различных мощностях накачки.

Видно, что размер моды внутри АЭ практически не меняется при увеличении мощности накачки от 0 до 150 Вт. Этот диапазон мощностей может быть еще увеличен при использовании другой геометрии резонатора. Слабое влияние тепловой линзы на размер пучка связано с тем, что пучок сам по себе мал. Таким образом, при построении лазерного генератора на основе данного АЭ тепловая линза не будет влиять на его работу в широком диапазоне мощностей накачки.

Однако видно, что размер пучка на зеркалах заметно меняется при изменении мощности накачки. Это значит, что при построении одно-, двух- или четырехпроходного усилителя для каждой мощности накачки подстройка оптической схемы будет необходима.

Чтобы оценить влияние фазовых aberrаций, был вычислен M^2 фактор гауссова пучка с плоским фронтом после прохождения через АЭ. При мощности накачки 200 Вт после одного прохода через АЭ $M^2=1.15$, а после двух $M^2=1.45$. Таким образом, качество пучка остается хорошим при большой мощности накачки.

Заключение к главе 2

В заключении сформулируем основные результаты главы, которые опубликованы в работах [B, C, D, E, F, K, N, O, P, Q, R, S, U, W, X, Y, Z, AA].

1. Разработана численная модель, позволяющая рассчитывать распределение температуры, тепловые эффекты (термонаведенные фазовые и поляризационные искажения излучения) и усиление в АЭ из кристалла Yb:YAG различных аксиально-симметричных геометрий с аксиально-симметричными системами накачки и охлаждения. Модель основана на совместном решении системы балансных уравнений для Yb:YAG и нелинейного нестационарного уравнения теплопроводности.
2. Проведен теоретический и экспериментальный сравнительный анализ оптической силы тепловой линзы, термонаведенной деполяризации и усиления в дисковом Yb:YAG и композитном дисковом Yb:YAG/YAG активных элементах с торцевой диодной накачкой и уровнем допирования кристалла Yb:YAG 10 at.%. Показано, что в композитном активном элементе, благодаря меньшей плотности мощности излучения люминесценции из-за отсутствия полного внутреннего отражения на границе Yb:YAG и YAG ослабляется эффект нелинейного тепловыделения в Yb:YAG, возникающий при высокой плотности поглощенной мощности накачки (>30 кВт/см³).

3. Проведено теоретическое исследование термонаведенных фазовых aberrаций в дисковом Yb:YAG и композитном дисковом Yb:YAG/YAG активных элементах с одинаковой геометрией Yb:YAG и прямоугольным пространственным профилем торцевой диодной накачки. Показано что величина фазовых aberrаций в композитном активном элементе меньше, чем в дисковом, если отношение толщины Yb:YAG к диаметру накачки больше 0.05, а отношение толщины YAG к диаметру накачки больше 0.3.
4. Благодаря ослаблению эффектов усиленного спонтанного излучения и нелинейного тепловыделения в композитном дисковом Yb:YAG/YAG АЭ достигнуто существенно большее усиление по слабому сигналу (1.25 вместо ~1.17) и большая запасенная энергия (400 мДж вместо ~300 мДж), чем в тонком Yb:YAG диске при одинаковой непрерывной накачке с диаметром 6 мм.
5. Предложена, теоретически исследована и экспериментально реализована схема лазерного усилителя на основе активного элемента формы тонкого конического стержня из кристалла Yb:YAG, в котором излучение диодной накачки распространяется волноводным образом от большего торца к меньшему, а усиливаемое лазерное излучение распространяется свободно. Показано, что в такой схеме можно получить высокий погонный коэффициент усиления на всей длине стержня, что приводит к увеличению коэффициента усиления устройства по крайней мере в 2 раза и более эффективному извлечению запасаемой мощности, по сравнению с обычным стержнем такой же длины и диаметром, равным диаметру большего торца. На основе конического стержня разработан лазерный модуль с усилением по слабому сигналу за проход >10 раз.

Глава 3. Разработка Yb:YAG лазеров высокой средней мощности

Данная глава посвящена непосредственно разработке лазеров высокой средней мощности на основе АЭ из Yb:YAG различных геометрий. Процесс разработки лазера можно разделить на две части: разработка лазерного квантрона и построение оптической схемы лазера. При этом активно использовались результаты исследования тепловых параметров лазерных квантронов и тепловых эффектов в АЭ, представленные в двух предыдущих главах диссертации. В рамках данной работы построено две лазерных системы: задающий генератор непрерывного излучения на основе композитного дискового Yb:YAG/YAG АЭ со средней мощностью 440 Вт и оптическим КПД 37 % и субпикосекундный лазер, представляющий собой коммерческий волоконный иттербиевый лазер и четырехпроходный лазерный усилитель на основе тонкого конического Yb:YAG стержня, со средней мощностью 15 Вт при оптическом КПД усилителя 20 %. Показаны возможности масштабирования выходных параметров разработанных лазерных систем, а также обсуждаются их возможные приложения.

3.1 Непрерывный лазер на основе композитного дискового Yb:YAG/YAG активного элемента

В ходе данных исследований разработан лазерный квантрон для композитного дискового Yb:YAG/YAG АЭ. Он включает в себя АЭ, систему его охлаждения и оптическую систему для ввода в него излучения накачки. Подробная схема системы охлаждения приведена на рис. 27. АЭ с помощью индиевого припоя монтируется на радиатор, который впаивается в металлический держатель. Держатель выполнен в форме трубы, чтобы избежать деформации радиатора при прикреплении держателя к системе подачи воды. Вода бьет струей в стенку радиатора, проходя при этом через трубку диаметром 7 мм с набором дюз на конце диаметром 1 мм. Дюзы разбивают поток на несколько струй, что позволяет избежать застоя воды в его центре. Это необходимо делать при большом диаметре

трубки. Расстояние между концом трубки с дюзами и радиатором составляет примерно 0.5 мм, чтобы создать большое давление у поверхности радиатора.

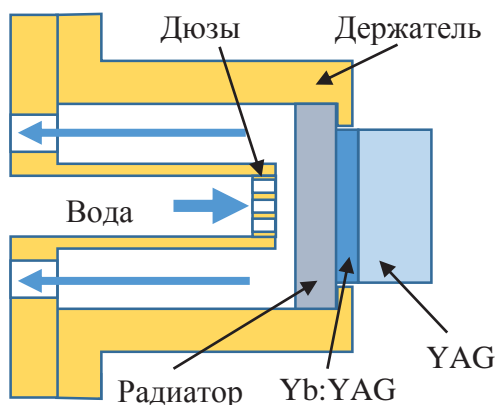


Рис. 27. Схема системы охлаждения композитного дискового Yb:YAG/YAG АЭ.

Результаты по лазерной генерации получены для двух различных конфигураций АЭ и систем охлаждения: АЭ с толстым кристаллом YAG (4 мм), смонтированный на композитный радиатор из молибдена и меди толщиной 1 мм, и АЭ с тонким кристаллом YAG (0.7 мм), смонтированный на алмазный радиатор толщиной 2 мм. Толщина кристалла Yb:YAG в обоих случаях была 300 мкм, диаметры АЭ – 10 мм. На обратной стороне металлического радиатора нанесена мелкомасштабная насечка. На рис. 28 показаны фотографии держателей для АЭ с металлическим и алмазным радиаторами.

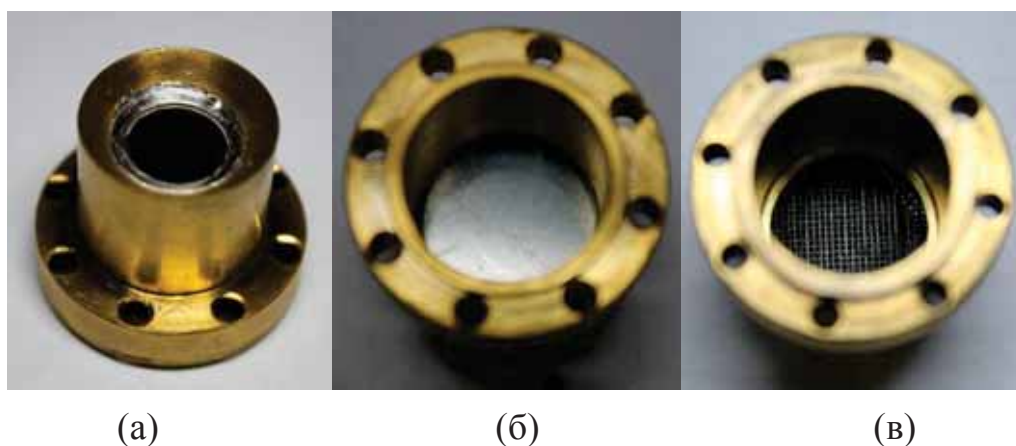


Рис. 28. Фотографии АЭ, припаянного на радиатор и смонтированного в металлический держатель. (а) Вид спереди. (б) Вид сзади для конфигурации с алмазным радиатором. (в) Вид сзади для конфигурации с металлическим радиатором.

Так как толщина кристалла Yb:YAG мала, для полного поглощения излучения накачки в кристалле необходимо использовать схему накачки с несколькими проходами через АЭ. В работе [83] предложено использовать телескопическую схему. АЭ устанавливается в фокусе большого короткофокусного сферического или параболического зеркала с отверстием в центре, через которое проходит лазерное излучение. Рядом с АЭ устанавливается набор сорокапятиградусных зеркал, играющих роль уголковых отражателей, направляющих излучение обратно, сместив его по полярному углу. Таким образом, на АЭ на каждом проходе осуществляется перенос изображения. Система отражателей может быть устроена по-разному. На рис. 29 показаны траектории движения пучка в схемах с двумя различными конфигурациями отражателей, маленькие круги обозначают след пучка на большом зеркале и порядок отражений по ходу его распространения. На рис. 29 (а) изображена схема, где на каждом отражении пучок смещается в соседнее положение и для каждого отражения используется свое сорокапятиградусное зеркало. Система, изображенная на рис. 29 (б), может быть построена использованием только четырех сорокапятиградусных зеркал, которые отражают пучки 2 и 6, 3 и 7, 4 и 8, 5 и 9 соответственно. После отражения номер 10 пучок попадает на плоское зеркало и проходит весь путь в обратном направлении.

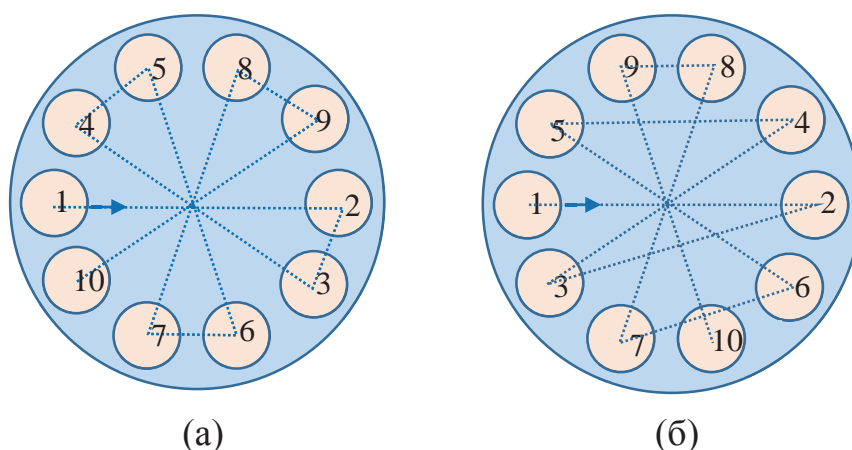


Рис. 29. Траектории движения пучка накачки в многопроходной схеме с различной конфигурацией отражателей.

Диаметр пучка на первом проходе задается заводящей линзой, которая устанавливается так, чтобы нужный профиль пучка (например, выход волокна) находился в ее фокусе. Так линза переносит изображение из фокуса на бесконечность, а затем большим зеркалом оно переносится на АЭ. Коэффициент увеличения при этом равен отношению фокусных расстояний большого зеркала и заводящей линзы. В разработанном в данной работе квантроне в схему было добавлено плоское заводящее зеркало. При этом на первом проходе изображение формируется только одной заводящей линзой. Это позволяет просто менять диаметр пятна накачки на кристалле. На рис. 30 изображена 10-проходная схема ввода накачки и фотография разработанного лазерного квантрона.

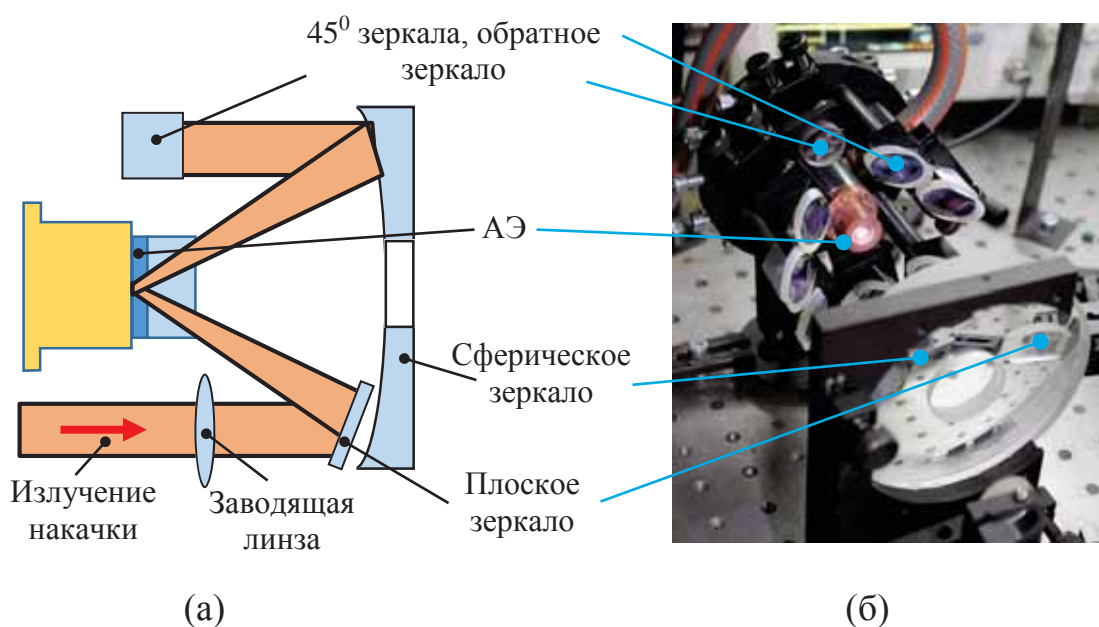


Рис. 30. (а) Многопроходная схема ввода накачки в АЭ. (б) Фотография разработанного квантрона.

В качестве источника накачки использовался диодный лазер с длиной волны 940 нм, мощностью 1.2 кВт и волоконным выходом (диаметр волокна 1 мм, $NA=0.22$). Диаметр пятна накачки на АЭ составлял 6 мм. Для получения лазерной генерации был собран лазерный резонатор, изображенный на рис. 31 (а). В таком резонаторе радиус пучка на АЭ при всех экспериментальных значениях оптической силы тепловой линзы в АЭ (от -0.2 1/м до 1.4 1/м) не превышает 450 мкм, а значит резонатор является многомодовым. Пропускание выходного

зеркала составляло 10 %. На рис. 31 (б) приведены зависимости выходной мощности лазера от мощности накачки для АЭ с толстым YAG и металлическим радиатором и для АЭ с тонким YAG и алмазным радиатором.

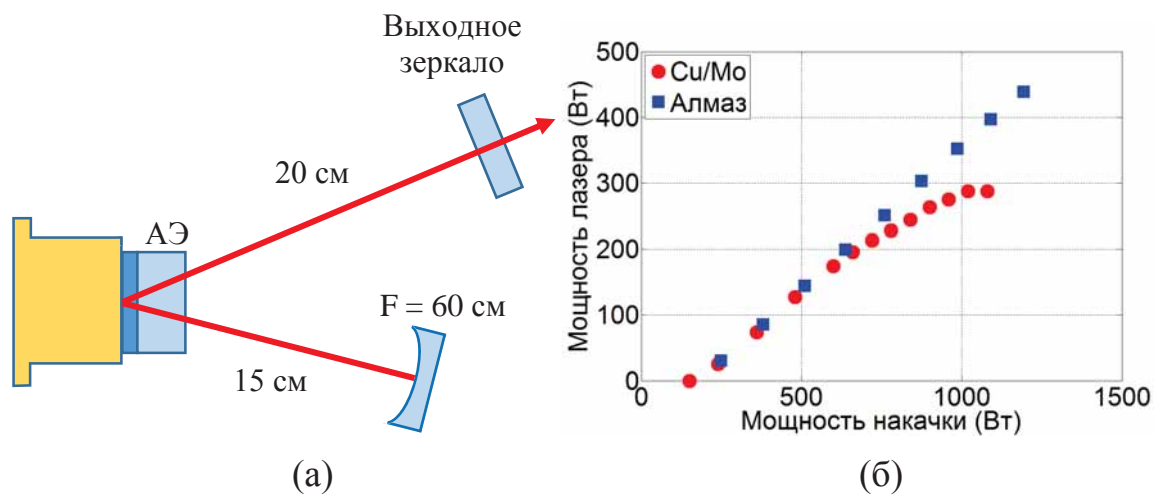


Рис. 31. (а) Схема лазерного резонатора. (б) Зависимость выходной мощности лазера от мощности накачки для АЭ с толстым YAG и металлическим радиатором (круги) и для АЭ с тонким YAG и алмазным радиатором (квадраты).

Видно, что в лазере на основе АЭ с металлическим радиатором при большой мощности накачки сначала уменьшается КПД, а при максимальной накачке мощность лазера вообще перестает расти. Это связано с сильным нагревом АЭ. Максимальный дифференциальный КПД составил 42 %, оптический КПД составил 27 %, а максимальная мощность – 300 Вт. Использование алмазного радиатора позволило существенно уменьшить температуру АЭ. Это привело к увеличению КПД лазера и дало возможность увеличить плотность мощности накачки в АЭ. Достигнута средняя мощность 440 Вт при дифференциальном КПД 44 % и оптическом КПД 37 %. Мощность лазера в эксперименте была ограничена только мощностью используемой накачки. При этом мощность растет линейно, а значит нагрев АЭ не существен, и можно создать даже большую плотность мощности накачки в АЭ. После этого мощность лазера может быть масштабирована в киловаттный диапазон увеличением диаметра пучка накачки на АЭ при сохранении ее плотности мощности.

Полученный в данной работе КПД немного ниже, чем в лазерах на тонких Yb:YAG дисках. Различие можно объяснить линейными потерями излучения, возникающими в кристалле YAG. Дисктовые лазеры очень чувствительны к паразитным потерям в резонаторе, так как усиление в АЭ мало. Для увеличения КПД лазера необходимо использовать кристаллы YAG лучшего качества.

Разработанный лазер работает в многомодовом режиме, в то время как для большинства приложений (лазерная резка, сварка) требуются лазеры с одной поперечной модой. При переходе к одномодовому режиму работы интеграл перекрытия лазерного пучка с областью накачки в АЭ уменьшается, что приводит к уменьшению эффективности извлечения мощности. Таким образом, первоочередной задачей для создания высокомоного лазера с одной поперечной модой является увеличение КПД до значений, достигаемых в дисктовых Yb:YAG лазерах (~50 %).

3.2 Субпикосекундный лазер на основе тонкого конического Yb:YAG стержня

Разработан субпикосекундный лазер, представляющий собой коммерческий волоконный иттербиевый лазер и четырехпроходный лазерный усилитель на основе тонкого конического Yb:YAG стержня (длина 30 мм, диаметры торцов 1.2 мм и 0.6 мм). Усилитель обладает большим коэффициентом усиления и способен работать при высокой средней мощности. Подробное описание созданного лазерного модуля с тонким коническим стержнем приведено во второй главе диссертации, фотография модуля представлена на рис. 20 (в). Для накачки применялся диодный лазер с длиной волны 940 нм, мощностью 100 Вт и волоконным выходом (105 мкм диаметр волокна, NA=0.22). В качестве задающего сигнала использована лазерная система, изображенная на рис. 32. Сигнал субпикосекундного волоконного лазера (мощность 3 Вт, частота следования импульсов 3 МГц, длительность импульсов ~300 фс) проходит через стрэтчер из двух объемных чирпированных брегговских решеток. Сигнал отражается 2 раза от каждой решетки, проходя через оптическую схему с

поляризационной развязкой. В результате импульсы растягиваются до длительности 1.25 нс, ширина спектра обужается до 1.6 нм, и выходная мощность падает до 0.22 Вт.

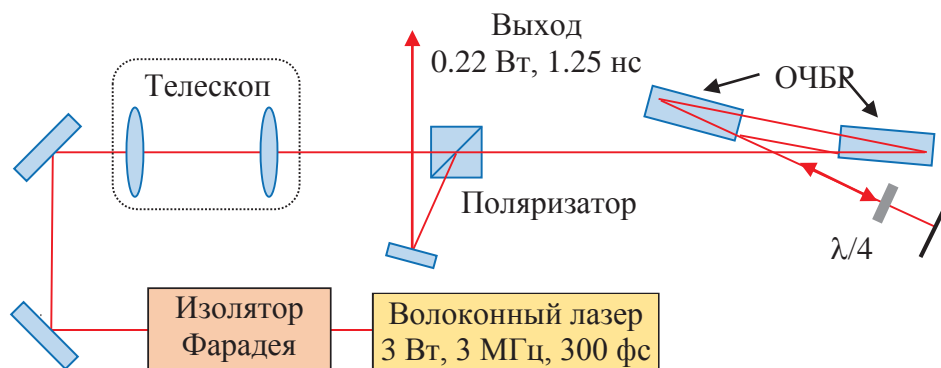


Рис. 32. Схема задающей лазерной системы (ОЧБР – объемные чирпированные брэгговские решетки).

Схема четырехпроходного усилителя представлена на рис. 33. Излучение задающей лазерной системы проходит через изолятор Фарадея, обеспечивающий защиту задающей лазерной системы, а также реализующий два последних прохода сигнала через АЭ. Излучение заводится в АЭ со стороны большего торца, чтобы последний четвертый проход, на котором извлекается большая часть мощности, проходил в направлении увеличения диаметра стержня. Усиливаемое излучение фокусируется в АЭ линзой $I1$ с фокусом 70 см так, что на входе в АЭ диаметр пучка составляет 400 мкм, а на выходе – 300 мкм. Линзой $I2$ излучение коллимируется после перетяжки линзы $I1$, что позволяет еще и компенсировать довольно сильную тепловую линзу в АЭ. Затем излучение направляется обратно зеркалом 6 , а пластинка $\lambda/4$ обеспечивает выход излучения через поляризатор $П1$. Два последних прохода через АЭ обеспечиваются обратным зеркалом 7 и развязкой излучения в изоляторе Фарадея. Необходимый диаметр и расходимость излучения на двух обратных проходах в области АЭ обеспечиваются выбором и юстировкой линзы $I3$.

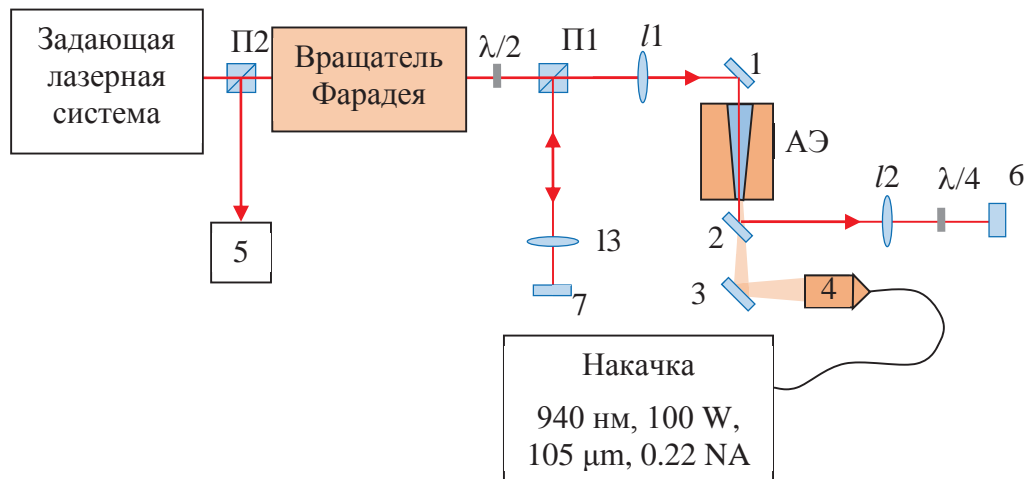


Рис. 33. Схема четырехпроходного усилителя на тонком коническом стержне из Yb:YAG.

Измерено усиление за 4 прохода АЭ в зависимости от мощности входного сигнала. На рис. 34 представлена зависимость усиления (в децибелах) от выходной мощности излучения при мощности накачки 64 Вт. При мощности излучения на входе 2.3 мВт выходная мощность излучения составила 1.1 Вт, что соответствует усилению более 26 дБ. Это совпадает с усилением по слабому сигналу за 1 проход (рис. 23), возведенным в 4-ю степень (красная звездочка на рис. 34).

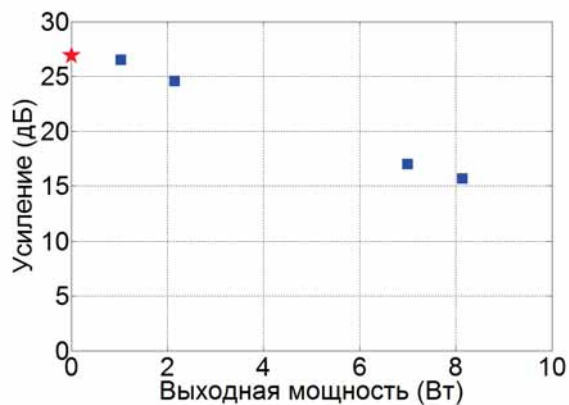


Рис. 34. Зависимость усиления (в децибелах) от выходной мощности излучения при мощности накачки 64 Вт (синие квадраты). Звездочка – усиление по слабому сигналу за 1 проход, возведенное в 4-ю степень.

При мощности сигнала на входе усилителя 0.22 Вт на выходе достигнута мощность 15 Вт при накачке 82 Вт (рис. 35(a)). Усиление при этом составило 18

дБ при оптической эффективности 18,3 %. Учитывая, что 10 % накачки выходит из АЭ, можно говорить об оптической эффективности около 20 %, поскольку это излучение может быть сфокусировано обратно в АЭ. При частоте повторения импульсов 3 МГц энергия в каждом импульсе составила 5 мкДж. Эффективность усиления растет линейно при увеличении мощности накачки (рис. 35(б)). Это значит, что с точки зрения баланса между запасенной энергией, мощностью сигнала и потерями в усилителе имеется возможность дальнейшего увеличения выходной мощности излучения и эффективности за счет увеличения мощности накачки. К сожалению, при мощности накачки 64 Вт при закрытом входном сигнале происходит самовозбуждение усилителя. Возможно, в режиме насыщения самовозбуждение отсутствует, однако этот вопрос требует дополнительных исследований. Проблема может быть решена улучшением схемы поляризационной развязки, например, использованием фазовых пластинок нулевого порядка.

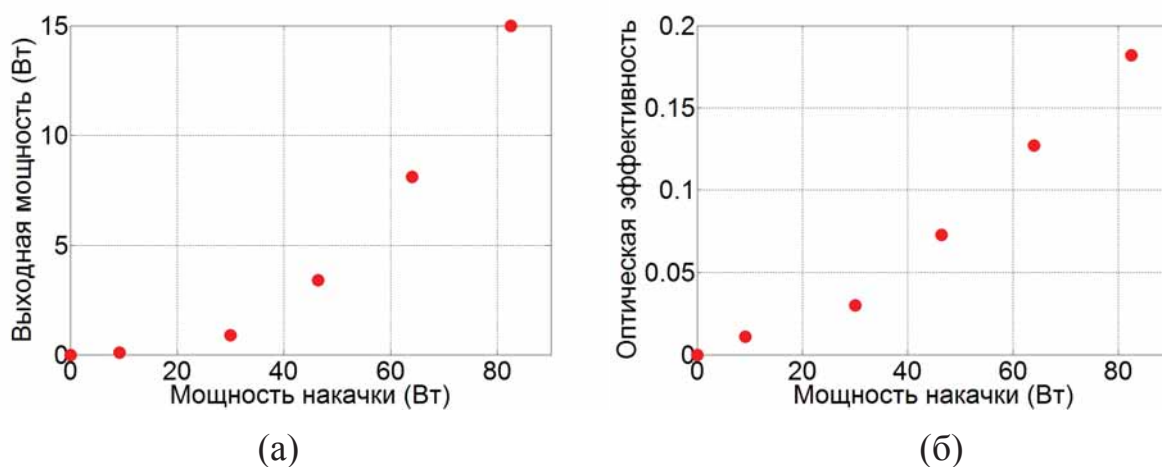


Рис. 35. Зависимость выходной мощности усилителя (а) и оптической эффективности усилителя (б) от мощности накачки.

Помимо энергетических характеристик, важными параметрами являются поляризационные, фазовые и амплитудные искажения излучения при усилении. Профиль пучка при усилении практически не изменился, что подтверждает малость фазовых искажений излучения (рис. 36). При этом сильная тепловая линза, возникающая в АЭ, учитывалась при настройке линз l_2 и l_3 в схеме

усилителя. Поляризационные искажения в АЭ были малы (несколько процентов) и частично компенсировались на обратном проходе излучения, как показано в работах [84, 85].

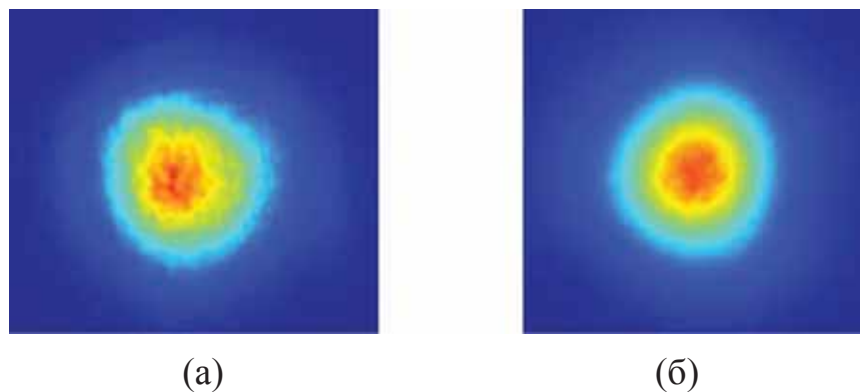


Рис. 36. Поперечный профиль пучка сигнала на входе (а) и на выходе (б) усилителя.

При усилении чирпированных лазерных импульсов важно обеспечить не только максимальную энергию в импульсе и удовлетворительный поперечный профиль пучка, но и контролировать временной и спектральный профили усиленного импульса, особенно в режиме насыщенного усиления сигнала. Измерение временного и спектрального профилей выполнено при мощности накачки 64 Вт фотодиодом ДФД70М с осциллографом Textronix DPO 7254С и спектрометром Solar ТП соответственно. На входе в усилитель сигнал состоит из 2-х пиков как во временном, так и в спектральном профилях с длительностью импульса 1.25 нс и шириной спектра 1.6 нм по уровню $\frac{1}{2}$ (рис. 37). Второй пик в спектре сигнала соответствует максимуму сечения усиления, а сигнал стретчирован объемными брэгговскими решетками так, что в начале импульса идут более короткие длины волн с меньшим усилением (рис. 37(а)). Используя такой сигнал, можно уменьшить обужение спектра в усиленном импульсе за счет того, что передний фронт импульса будет усиливаться больше при периоде между импульсами, сравнимом со временем жизни верхнего лазерного уровня активной среды. Серыми кривыми на рис. 37 отображены временной и спектральный профили усиленного импульса. Видно, что ширина спектра обузилась до 1 нм, при этом длительность импульса уменьшилась до 0.8 нс. Такой сигнал можно

компрессировать до длительности менее 1 пс. Максимальное усиление достигнуто на задней части импульса, которая имеет большее усиление. Вероятно, при меньшей частоте повторения импульсов (< 10 кГц) можно ожидать «выравнивания» интенсивности в начальной и конечной части импульса за счет большего усиления на фронте.

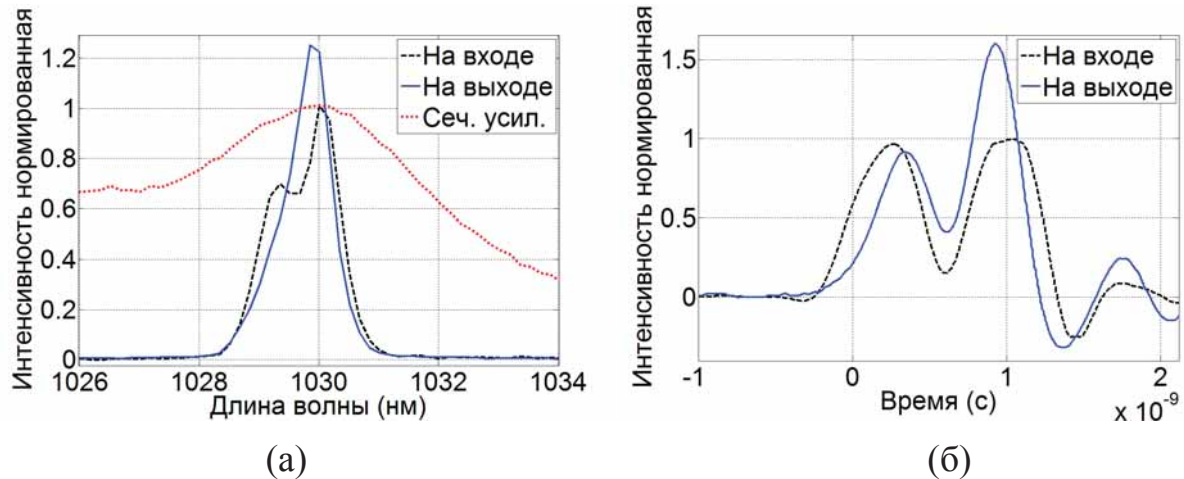


Рис. 37. Спектральный (а) и временной (б) профили входного (черные штриховые линии) и усиленного (синие сплошные линии) импульсов при накачке 64 Вт и выходной мощности 8 Вт. Красной пунктирной линией отображена нормированная величина сечения усиления.

В разработанном лазерном усилителе впервые использована новая геометрия АЭ – тонкий конический стержень. Усилитель сочетает высокое усиление и возможность работы при высокой средней мощности. Простота оптической схемы, по сравнению с регенеративными усилителями, и слабое воздействие тепловых эффектов делает его стабильным и надежным. Он может применяться как конечный усилитель в маломощных лазерах или использоваться в качестве предусилителя в высокомоощных лазерных установках. Одним из наиболее ярких приложений является усиление сигнала субпикосекундных волоконных лазеров. Такие источники стабильны, надежны и недороги, они находят все больше применений в науке, промышленности и медицине. Однако главным ограничением их использования является слишком маленькая энергия в импульсе (не более нескольких мкДж), которая ограничена нелинейными эффектами в

волокне. Использование разработанного усилителя позволит существенно увеличить энергию импульсов и среднюю мощность волоконного лазера, сохранив при этом высокую стабильность и надежность системы. Для дальнейшего масштабирования параметров усилителя нужно использовать конические стержни с большим углом раствора, уменьшив при этом потери накачки при ее волноводном распространении. Решение этих проблем позволит поднять энергию импульсов на выходе до уровня 1 мДж, уменьшив частоту их следования до 10 кГц.

Заключение к главе 3

В заключении формулируем основные результаты главы, которые опубликованы в работах [E, F, G, H, L, M, P, T, W, X, Y, Z].

1. Разработан лазерный квантрон на композитном дисковом Yb:YAG/YAG АЭ (толщина Yb:YAG 300 мкм, допирование 10 at.%, диаметр кристалла 10 мм, диаметр накачки 6 мм) с высокоэффективной системой охлаждения и 10-проходной схемой накачки. Исследованы две конфигурации АЭ и системы охлаждения: АЭ с толстым YAG (4 мм) и медно-молибденовым металлическим радиатором и АЭ с тонким YAG (0.7 мм) и алмазным радиатором. На основе первой конфигурации создан непрерывный лазер мощностью 300 Вт и оптическим КПД 27 %, на основе второй – мощностью 440 Вт и оптическим КПД 37 %.
2. Реализован четырехпроходный лазерный усилитель на основе активного элемента формы тонкого конического стержня из кристалла Yb:YAG (диаметры торцов 1.2 и 0.6 мм, длина 30 мм) с усилением по слабому сигналу 26 дБ. Сигнал субпикосекундного волоконного лазера мощностью 0.22 Вт с частотой повторения 3 МГц усилен до 15 Вт при оптической эффективности 20 % и сохранении хорошего качества пучка.

Заключение

В заключении подытожим основные результаты диссертационной работы, а также обсудим перспективные направления продолжения исследований.

Основные результаты работы:

1. Предложен, теоретически исследован и экспериментально реализован относительный способ измерения теплопроводности твердых тел и коэффициента теплопередачи контактов твердых тел, включающий создание одномерного теплового потока через исследуемый объект, находящийся между двумя эталонными прозрачными телами, и измерение температуры в эталонных телах методом фазово-сдвиговой интерферометрии. Измерена теплопроводность новых оптических сред и коэффициент теплопередачи ряда контактов, используемых в лазерной технике. Теплопроводности керамики Ce:TAG, керамики $MgAl_2O_4$ и магнито-оптического стекла $Tb_2O_3-B_2O_3-GeO_2$ равны 5 ± 0.35 Вт/м/К, 12 ± 0.5 Вт/м/К и 1.45 ± 0.1 Вт/м/К соответственно.
2. Проведен теоретический и экспериментальный сравнительный анализ оптической силы тепловой линзы, термонаведенной деполяризации и усиления в дисковом Yb:YAG и композитном дисковом Yb:YAG/YAG активных элементах с торцевой диодной накачкой и уровнем допирования кристалла Yb:YAG 10 at.%. Показано, что в композитном активном элементе благодаря меньшей плотности мощности излучения люминесценции из-за отсутствия полного внутреннего отражения на границе Yb:YAG и YAG ослабляется эффект нелинейного тепловыделения в Yb:YAG, возникающий при высокой плотности поглощенной мощности накачки (>30 кВт/см³).
3. Проведено теоретическое исследование термонаведенных фазовых aberrаций в дисковом Yb:YAG и композитном дисковом Yb:YAG/YAG активных элементах с одинаковой геометрией Yb:YAG и прямоугольным пространственным профилем торцевой диодной накачки. Показано что

величина фазовых aberrаций в композитном активном элементе меньше, чем в дисковом, если отношение толщины Yb:YAG к диаметру накачки больше 0.05, а отношение толщины YAG к диаметру накачки больше 0.3.

4. Предложена, теоретически исследована и экспериментально реализована схема лазерного усилителя на основе активного элемента формы тонкого конического стержня из кристалла Yb:YAG, в котором излучение диодной накачки распространяется волноводным образом от большего торца к меньшему, а усиливаемое лазерное излучение распространяется свободно. Показано, что в такой схеме можно получить высокий погонный коэффициент усиления на всей длине стержня, что приводит к увеличению коэффициента усиления устройства по крайней мере в 2 раза и более эффективному извлечению запасаемой мощности, по сравнению с обычным стержнем такой же длины и диаметром, равным диаметру большего торца.
5. Реализован четырехпроходный лазерный усилитель на основе активного элемента формы тонкого конического стержня из кристалла Yb:YAG (диаметры торцов 1.2 и 0.6 мм, длина 30 мм). Достигнуто высокое (>10 раз) усиление по слабому сигналу за один проход стержня. Сигнал субпикосекундного волоконного лазера мощностью 0.22 Вт с частотой повторения 3 МГц усилен до 15 Вт при оптической эффективности 20 % и сохранении хорошего качества пучка.
6. Разработан квантрон на композитном дисковом Yb:YAG/YAG активном элементе (толщина Yb:YAG 300 мкм, допирование 10 at.%, толщина YAG 0.7 мм, диаметр кристалла 10 мм, диаметр накачки 6 мм). За счет ослабления влияния эффектов усиленного спонтанного излучения и нелинейного тепловыделения достигнуто усиление по слабому сигналу 1.25 и запасенная энергия 400 мДж при непрерывной накачке. На базе квантрона создан высокоэффективный непрерывный лазер мощностью 440 Вт и КПД 37 %.

В диссертационной работе описан комплексный подход к решению задачи разработки твердотельных Yb:YAG лазеров высокой средней мощности,

включающий исследование тепловых параметров системы, теоретическое и экспериментальное исследование тепловых эффектов в АЭ, а также разработку лазерных квантронов и создание оптических схем лазеров. В качестве основного подхода рассматривается использование перспективных геометрий АЭ. Основное внимание уделено двум новым геометриям: композитный дисковый Yb:YAG/YAG АЭ и тонкий конический Yb:YAG стержень. Геометрия композитного АЭ была предложена некоторое время назад, но мало исследовалась и применялась. Геометрия тонкого конического стержня предложена в данной работе впервые. Проведенный в работе всесторонний анализ геометрий открывает целый ряд их преимуществ, которые реализуются созданием двух лазерных систем: непрерывный лазер на основе композитного дискового Yb:YAG/YAG АЭ со средней мощностью 440 Вт и оптическим КПД 37 % и субпикосекундный лазер, представляющий собой коммерческий волоконный иттербиевый лазер и четырехпроходный усилитель на тонком коническом Yb:YAG стержне, со средней мощностью 15 Вт, оптическим КПД усилителя 20 % и хорошим качеством пучка. Однако следует отметить, что исследуемые в работе подходы имеют большой потенциал, и созданные устройства - это лишь первые шаги в его реализации. Фактически, основным направлением для продолжения исследований является разработка высокоэффективных лазеров высокой средней мощности с различными уникальными параметрами на основе предложенных в работе подходов и технологий. По мнению автора, наиболее интересной и значимой работой может стать создание лазерной системы, излучающей импульсы сверхкороткой длительности (<1 пс) с большой энергией (~ 1 Дж) и высокой частотой их следования (~ 1 кГц), которая может быть построена по схеме: задающий генератор (на основе тонкого Yb:YAG стержня или волокна), предусилитель (на основе тонкого Yb:YAG стержня), конечный усилитель (на основе композитного дискового Yb:YAG/YAG АЭ).

Еще одним интересным направлением исследований является применение других лазерных сред вместо кристалла Yb:YAG в представленных лазерах. Использование широкополосных сред, легированных ионами Yb³⁺, позволит

создать уникальные фемтосекундные лазеры с высокой средней мощностью. Использование сред с другими активными ионами позволит освоить другие спектральные диапазоны.

Список литературы

- [1] High-average-power, 100-Hz-repetition-rate, tabletop soft-x-ray lasers at sub-15-nm wavelengths / B. A. Reagan, M. Berrill, K. A. Wernsing, C. Baumgarten, M. Woolston, J. J. Rocca // *Physical Review A*. - 2014. - Т. 89. - С. 053820.
- [2] Oscillator-driven high harmonic generation / F. Emaury, A. Diebold, C. J. Saraceno, U. Keller // *Advanced Solid State Lasers, OSA Technical Digest* (online). - 2015. - ATu4A.5.
- [3] High photon flux table-top coherent extreme-ultraviolet source / S. Hädrich, A. Klenke, J. Rothhardt, M. Krebs, A. Hoffmann, O. Pronin, V. Pervak, J. Limpert, A. Tünnermann // *Nature Photonics*. - 2014. - Т. 8. - С. 779-783.
- [4] High-power sub-two-cycle mid-infrared pulses at 100 MHz repetition rate / I. Pupeza, D. Sánchez, J. Zhang, N. Lilienfein, M. Seidel, N. Karpowicz, T. Paasch-Colberg, I. Znakovskaya, M. Pescher, W. Schweinberger, V. Pervak, E. Fill, O. Pronin, Z. Wei, F. Krausz, A. Apolonski, J. Biegert // *Nature Photonics*. - 2015. - Т. 9. - С. 721-724.
- [5] 800-fs, 330- μ J pulses from a 100-W regenerative Yb:YAG thin-disk amplifier at 300 kHz and THz generation in LiNbO₃ / W. Schneider, A. Ryabov, C. Lombosi, T. Metzger, Z. Major, J. A. Fülöp, P. Baum // *Optics Letters*. - 2014. - Т. 39. - №23. - С. 6604-6607.
- [6] The size of the proton / R. Pohl, A. Antognini, F. Nez, F. D. Amaro, F. Biraben, J. M. R. Cardoso, D. S. Covita, A. Dax, S. Dhawan, L. M. P. Fernandes, A. Giesen, T. Graf, T. W. Hansch, P. Indelicato, L. Julien, C.-Y. Kao, P. Knowles, L. B. E.-O., Y.-W. Liu, J. A. M. Lopes, L. Ludhova, C. M. B. Monteiro, F. Mulhauser, T. Nebel, P. Rabinowitz, J. M. F. dos Santos, L. A. Schaller, K. Schuhmann, C. Schwob, D. Taqqu, J. F. C. A. Veloso, F. Kottmann // *Nature Letters*. - 2010. - Т. 466. - С. 213-217.
- [7] Summary report of the workshop on “Laser Technology for Accelerators” -2013.
- [8] Compact x-ray source based on burst-mode inverse Compton scattering at 100 kHz / W. S. Graves, J. Bessuille, P. Brown, S. Carbajo, V. Dolgashev, K.-H.

- Hong, E. Ihloff, B. Khaykovich, H. Lin, K. Murari, E. A. Nanni, G. Resta, S. Tantawi, L. E. Zapata, F. X. Kärtner, D. E. Moncton // *Phys. Rev. ST Accel. Beams.* - 2014. - T. 17. - C. 120701.
- [9] Review: laser-ablation propulsion / C. Phipps, M. Birkan, W. Bohn, H.-A. Eckel, H. H., T. Lippert, M. Michaelis, Y. Rezunkov, A. Sasoh, W. Schall, S. Scharring, J. Sinko // *Journal of Propulsion and Power.* - 2010. - T. 26. - №4. - C. 609-637.
- [10] ICAN: A novel laser architecture for space debris removal / R. Soulard, M. N. Quinn, T. Tajima, G. Mourou // *Acta Astronautica.* - 2014. - T. 105. - C. 192-200.
- [11] The status of high-power lasers and their applications in the battlefield / Y. Kalisky, O. Kalisky // *Optical Engineering.* - 2010. - T. 49. - №9. - C. 091003.
- [12] Overview of the HiLASE project: high average power pulsed DPSSL systems for research and industry / M. Divoky, M. Smrz, M. Chyla, P. Sikocinski, P. Severova, O. Novak, J. Huynh, S. S. Nagisetty, T. Miura, J. Pilar, O. Slezak, S. M., V. Jambunathan, J. Vanda, A. Endo, A. Lucianetti, D. Rostohar, P. D. Mason, P. J. Phillips, K. Ertel, S. Banerjee, C. Hernandez-Gomez, J. L. Collier, T. Mocek // *High Power Laser Science and Engineering.* - 2014. - T. 2. - C. e14.
- [13] Recent progress in GENBU laser / H. Furuse, Y. Takeuchi, T. Nakanishi, A. Yoshida, R. Yasuhara, T. Kawashima, H. Kan, N. Miyanaga, K. J. // *Proc. 6th Int. Workshop HEC-DPSSL.* - 2010.
- [14] 14 J / 2 Hz Yb³⁺:YAG diode pumped solid state laser chain / T. Gonçalves-Novo, D. Albach, B. Vincent, M. Arzakantsyan, J.-C. Chanteloup // *Optics Express.* - 2013. - T. 21. - №1. - C. 855-866.
- [15] Spectral and lasing investigations of garnets with Yb³⁺ ions / G. A. Bogomolova, D. N. Vylegzhanin, A. A. Kaminskii // *Sov. Phys. JETP.* - 1976. - T. 42. - №3. - C. 440-446.
- [16] High-power ultrafast thin disk laser oscillators and their potential for sub-100-femtosecond pulse generation / T. Südmeyer, C. Kränkel, C. R. E. Baer, O. H. Heckl, C. J. Saraceno, M. Golling, R. Peters, K. Petermann, G. Huber, U. Keller // *Applied Physics B: Lasers and Optics.* - 2009. - T. 97. - №2. - C. 281-295.

- [17] Rare-earth-doped sesquioxides for diode-pumped high-power lasers in the 1-, 2-, and 3- μm spectral range / C. Krankel // IEEE Journal of Selected Topic In Quantum Electronics. - 2015. - T. 12. - №1. - C. 250-262.
- [18] Sub-100 fs pulses with 12.5-W from Yb:CALGO based oscillators / A. Greborio, A. Guandalini, J. Aus der Au // Proc. of SPIE. - 2012. - T. 8235. - C. 823511.
- [19] On Yb:CaF₂ and Yb:SrF₂: review of spectroscopic and thermal properties and their impact on femtosecond and high power laser performance / F. Druon, S. Ricaud, D. N. Papadopoulos, A. Pellegrina, P. Camy, J. L. Doualan, R. Moncorgé, A. Courjaud, E. Mottay, P. Georges // Optical Materials Express. - 2011. - T. 1. - №3. - C. 489-502.
- [20] Ytterbium solid-state lasers - the first decade / W. Krupke // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. - 2000. - T. 6. - №6. - C. 1287-1296.
- [21] Effects of rare-earth doping on thermal conductivity in Y₃Al₅O₁₂ crystals / Y. Sato, J. Akiyama, T. Taira // Optical Materials. - 2009. - T. 31. - C. 720-724.
- [22] 250 W single-crystal fiber Yb:YAG laser / X. Délen, S. Piehler, J. Didierjean, N. Aubry, A. Voss, M. A. Ahmed, T. Graf, F. Balembois, P. Georges // Optics Letters. - 2012. - T. 37. - №14. - C. 2898-2900.
- [23] Near fundamental mode high-power thin-disk laser / S.-S. Schad, V. Kuhn, T. Gottwald, V. Negoita, K. A., K. Wallmeroth // Proc. of SPIE. - 2014. - T. 8959. - C. 89590U.
- [24] High energy high brightness thin disk laser / M. D. Nixon, M. C. Cates // Proc. of SPIE. - 2012. - T. 8547. - C. 85470D.
- [25] 160 W 800 fs laser system without CPA for high speed surface texturing / V. Markovic, A. Rohrbacher, P. Hofmann, W. Pallmann, S. Pierrot, H. Ammann, B. Resan // European Conference on Lasers and Electro-Optics, - 2015. - CA_9_1.
- [26] Compact diode-pumped 1.1 kW Yb:YAG Innoslab femtosecond amplifier / P. Russbueltdt, T. Mans, J. Weitenberg, H. D. Hoffmann, R. Poprawe // Optics Letters. - 2010. - T. 35. - №24. - C. 4169-4171.
- [27] Ultrafast thin-disk multipass laser amplifier delivering 1.4 kW (4.7 mJ, 1030 nm) average power converted to 820 W at 515 nm and 234 W at 343 nm / J.-P. Negel,

- A. Loescher, A. Voss, D. Bauer, D. Sutter, A. Killi, M. A. Ahmed, T. Graf // *Optics Express*. - 2015. - T. 23. - №16. - C. 21064-21077.
- [28] Yb:YAG single crystal fiber power amplifier for femtosecond sources / X. Délen, Y. Zaouter, I. Martial, N. Aubry, J. Didierjean, C. Hönninger, E. Mottay, F. Balembois, P. Georges // *Optics Letters*. - 2013. - T. 38. - №2. - C. 109-111.
- [29] Yb:YAG Innoslab amplifier: efficient high repetition rate subpicosecond pumping system for optical parametric chirped pulse amplification / M. Schulz, R. Riedel, A. Willner, T. Mans, C. Schnitzler, P. Russbuedt, J. Dolkemeyer, E. Seise, T. Gottschall, S. Hädrich, S. Duesterer, H. Schlarb, J. Feldhaus, J. Limpert, B. Faatz, A. Tünnermann, J. Rossbach, M. Drescher, F. Tavella // *Optics Letters*. - 2011. - T. 36. - №13. - C. 2456-2458.
- [30] 220mJ ultrafast thin-disk regenerative amplifier / S. Klingebiel, M. Schultze, C. Y. Teisset, R. Bessing, M. Häfner, S. Prinz, M. Gorjan, D. Sutter, K. Michel, H. G. Barros, Z. Major, F. Krausz, T. Metzger // *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), OSA Technical Digest (online)*. - 2015. - STu4O.2.
- [31] Nonlinear decay of the excited state in Yb:YAG / M. Larionov, K. Schuhmann, J. Speiser, C. Stolzenburg, A. Giesen // *Advanced Solid-State Photonics (ASSP), OSA Technical Digest (online)*. - 2005. - TuB49.
- [32] Nonlinear losses in photoconductive Yb:YAG laser materials: identification of photocarrier properties by non-steady-state photoEMF / N. Korneev, P. Rodriguez-Montero, U. Wolters, K. Petermann, G. Huber // *Applied Physics B*. - 2014. - T. 117. - №2. - C. 731-735.
- [33] Role of undoped cap in the scaling of thin-disk lasers / D. Kouznetsov, J.-F. Bisson // *JOSA B*. - 2008. - T. 25. - №3. - C. 338-345.
- [34] Flash method of determining thermal diffusivity, heat capacity, and thermal conductivity / W. J. Parker, R. J. Jenkins, C. P. Butler, G. L. Abbott // *Journal of Applied Physics*. - 1961. - T. 32. - №9. - C. 1679-1684.
- [35] The studies of thermal conductivity in GdVO₄, YVO₄, and Y₃Al₅O₁₂ measured by quasi-one-dimensional flash method / Y. Sato, T. Taira // *Optics Express*. - 2006. - T. 14. - №22. - C. 10528-10536.

- [36] Analysis of high-order harmonics of temperature wave for Fourier transform thermal analysis / J. Morikawa, T. Hashimoto // Japanese Journal of Applied Physics. - 1998. - Т. 37. - С. L1484.
- [37] Теплопроводность материалов / А. Г. Коротких - Томск: Издательство Томского политехнического университета, 2011.
- [38] ASTM E 1225, Standard test method for thermal conductivity of solids using the guarded-comparative-longitudinal heat flow technique. - <http://www.astm.org/Standards/E1225.htm>
- [39] Phase-measurement interferometry techniques / K. Creath // Progress in Optics. - 1989. - Т. 26. - С. 349-393.
- [40] Thermal conductivity of doped YAG and GGG laser crystal / B. Wang, H. Jiang, X. Jia, Q. Zhang, D. Sun, S. Yin // Frontiers of Optoelectronics in China. - 2008. - Т. 1. - №1-2. - С. 138-141.
- [41] Таблица 1. Теплопроводность стали и чугуна. http://thermalinfo.ru/publ/tverdye_veshhestva/metally_i_splavy/teploprovodnost_teploemkost_stalej_i_chuguna/7-1-0-8
- [42] Material Fused Silica (KV). http://www.crystaltechno.com/FS_visible_en.htm
- [43] Terbium gallium garnet for high average power Faraday isolators: modern aspects of growing and characterization / I. Ivanov, A. Bulkanov, E. Khazanov, I. Mukhin, O. Palashov, V. Tsvetkov, P. Popov // CLEO/Europe and EQEC 2009 Conference Digest, - 2009. - CE_P12.
- [44] Temperature and thermal stress scaling in finite-length end-pumped laser rods / A. K. Cousins // IEEE Journal of Quantum Electronics. - 1992. - Т. 28. - №4. - С. 1057-1069.
- [45] 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. - Т. 58. - №5. - С. 365-372.
- [46] 300 W continuous-wave operation of a diode edge-pumped, hybrid composite Yb:YAG microchip laser / M. Tsunekane, T. Taira // Optics Letters. - 2006. - Т. 31. - №13. - С. 2003-2005.

- [47] ASTM D 5470 TIM material testing / K. Hanson // Semiconductor Thermal Measurement and Management Symposium, 2006 IEEE Twenty-Second Annual IEEE. - 2006. - C. 50-53.
- [48] Heat transfer measurements and high resolution absolute temperature mapping in diode-end-pumped Yb:YAG / S. Forget, S. Chenais, F. Druon, F. Balembois, P. Georges // Advanced Solid-State Photonics, OSA Technical Digest (Optical Society of America). - 2004. - MB7.
- [49] Nanosecond cryogenic Yb : YAG disk laser / E. A. Perevezentsev, I. B. Mukhin, I. I. Kuznetsov, O. L. Vadimova, O. V. Palashov // Quantum Electronics. - 2014. - T. 44. - №5. - C. 448-451.
- [50] Active-mirror-laser-amplifier thermal management with tunable helium pressure at cryogenic temperatures / A. Lucianetti, D. Albach, J.-C. Chanteloup // Optics Express. - 2011. - T. 19. - №13. - C. 12766-12780.
- [51] Correlating equations for impingement cooling of small heat sources with single circular liquid jets / D. J. Womac, S. Ramadhyani, F. P. Incropera // ASME Journal of Heat Transfer -1993. - T. 115. - C. 106-115.
- [52] Einstein relations connecting broadband emission and absorption spectra / D. E. McCumber // Phys. Rev. - 1964. - T. 136. - C. A954.
- [53] Time and spectrum resolved model for quasi-three-level gain-switched lasers / O. Casagrande, N. Deguil-Robin, B. Le Garrec, G. L. Bourdet // IEEE JOURNAL OF QUANTUM ELECTRONICS. - 2007. - T. 43. - №2. - C. 206-212.
- [54] 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. - CFJ16.
- [55] 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. - T. 41. - №11. - C. 1045–1050.

- [56] Electronic (population) lensing versus thermal lensing in Yb:YAG and Nd:YAG laser rods and disks / E. Anashkina, O. Antipov // *JOSA B*. - 2010. - Т. 27. - №3. - С. 363-369.
- [57] Calculation of the laser-beam M2 factor by the method of moments / A. K. Potemkin, E. A. Khazanov // *Quantum Electronics*. - 2005. - Т. 35. - №11. - С. 1042–1044.
- [58] Thermal lens effects in an Er³⁺:YAG laser with crystalline fiber geometry / M. Eichhorn // *Applied Physics B*. - 2009. - Т. 94. - С. 451-457.
- [59] Термооптика твердотельных лазеров / А. В. Мезенов, Л. Н. Сомс, А. И. Степанов - Ленинград: Машиностроение, 1986.
- [60] Emission spectra and fluorescence lifetime measurements of Yb:YAG as a function of temperature / D. S. Sumida, T. Y. Fan // *Advanced Solid-State Lasers*, Vol. 20 of OSA Proceedings Series. - 1994. - YL4.
- [61] Effect of the temperature dependence of absorption coefficients in edge-pumped Yb:YAG slab lasers / Q. Liu, X. Fu, M. Gong, L. Huang // *JOSA B*. - 2007. - Т. 24. - №9. - С. 2081-2089.
- [62] Handbook of optics / M. Bass - USA, 1995.
- [63] Thermal coefficients of the expansion and refractive index in YAG / R. Wynne, J. L. Daneu, T. Y. Fan // *Applied Optics*. - 1999. - Т. 38. - №15. - С. 3282-3284.
- [64] High-power thin disk lasers / A. Giesen, J. Speiser // *Proc. of SPIE*. - 2012. - Т. 8547. - С. 85470B.
- [65] Thin-disk laser – Power scaling to the kW regime in fundamental mode operation / J. Mende, E. Schmid, J. Speiser, G. Spindler, A. Giesen // *Proc. of SPIE, Solid State Lasers XVIII: Technology and Devices*. - 2009. - Т. 7193. - С. 71931V.
- [66] Enhanced performance of thin-disk lasers by pumping into the zero-phonon line / B. Weichelt, A. Voss, M. A. Ahmed, T. Graf // *Optics Letters*. - 2012. - Т. 37. - №15. - С. 3045-3047.
- [67] 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. - Т. 37. - №24. - С. 5033-5035.

- [68] Near fundamental mode 1.1 kW Yb:YAG thin-disk laser / Y. H. Peng, Y. X. Lim, J. Cheng, Y. Guo, Y. Y. Cheah, K. S. Lai // *Optics Letters*. - 2013. - T. 38. - №10. - C. 1709-1711.
- [69] Structural and optical behavior due to thermal effects in end-pumped Yb:YAG disk lasers / V. Sazegari, M. R. Milani, A. K. Jafari // *Applied Optics*. - 2010. - T. 49. - №36. - C. 6910–6916.
- [70] Analytical approach to thermal lensing in end-pumped Yb:YAG thin-disk laser / J. Shang, X. Zhu, G. Zhu // *Applied Optics*. - 2011. - T. 50. - №32. - C. 6103-6120.
- [71] Improving the brightness of a multi-kilowatt single thin-disk laser by an aspherical phase front correction / D. Blázquez-Sánchez, B. Weichelt, A. Austerschulte, A. Voss, T. Graf, A. Killi, H.-C. Eckstein, M. Stumpf, A. L. Matthes, U. D. Zeitner // *Optics Letters*. - 2011. - T. 36. - №6. - C. 799-801.
- [72] Thermal and stress characterization of various thin-disk laser configurations at room temperature / N. Vretenar, T. Carson, P. Peterson, T. Lucas, T. C. Newell, W. P. Latham // *Proc. of SPIE*. - 2011. - T. 7912. - №79120B.
- [73] Aberrations induced by anti-ASE cap on thin-disk active element / A. Aleknavicius, M. Gabalis, A. Michailovas, V. Girdauskas // *Optics Express*. - 2013. - T. 21. - №12. - C. 14530-14538.
- [74] Fabrication of composite laser elements by a new thermal diffusion bonding method / I. Mukhin, E. Perevezentsev, O. Palashov // *Optical Materials Express*. - 2014. - T. 4. - №2. - C. 266-271.
- [75] Growth rate enhancement of high quality low-loss CVD diamond disks grown for microwave windows application / S. A. Bogdanov, A. L. Vikharev, A. M. Gorbachev, A. B. Muchnikov, D. B. Radishev, N. M. Ovechkin, V. V. Parshin // *Chemical Vapour Deposition*. - 2014. - T. 20. - №1-2-3. - C. 32-38.
- [76] Расчет коэффициента усиления в криогенно охлаждаемых Yb : YAG-дисках в условиях сильного тепловыделения / О. Л. Вадимова, И. Б. Мухин, И. И. Кузнецов, О. В. Палашов, Е. А. Перевезенцев, Е. А. Хазанов // *Квантовая Электроника*. - 2013. - Т. 43. - №3. - С. 201-206.

- [77] 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 // *Opt. Let.* - 2009. - T. 34. - №9. - С. 1378-1380.
- [78] Scaling of thin disk pulse amplifiers / J. Speiser, A. Giesen // *Proc. of SPIE.* - 2008. - T. 6871. - С. 68710J.
- [79] Pulsed operation of a high average power Yb:YAG thin-disk multipass amplifier / M. Schulz, R. Riedel, W. A., S. Düsterer, M. J. Prandolini, J. Feldhaus, B. Faatz, J. Rossbach, M. Drescher, F. Tavella // *Optics Express.* - 2012. - T. 20. - №5. - С. 5038-5043.
- [80] Direct amplification of ultrashort pulses in u-pulling-down Yb:YAG single crystal fibers / Y. Zaouter, I. Martial, N. Aubry, J. Didierjean, C. Hönninger, E. Mottay, F. Druon, P. Georges, F. Balembois // *Optics Letters.* - 2011. - T. 36. - №5. - С. 748-750.
- [81] Nonlinear thermal distortion in YAG rod amplifiers / D. C. Brown // *IEEE Journal of Quantum Electronics.* - 1998. - T. 34. - №12. - С. 2383-2392.
- [82] Growth of Y3Al5O12:Nd fiber crystals by micro-pulling-down technique / V. I. Chani, A. Yoshikawa, Y. Kuwano, K. Hasegawa, T. Fukuda // *Journal of Crystal Growth.* - 1999. - T. 204. - №1-2. - С. 155-162.
- [83] Novel pump design of Yb:YAG thin disk laser for operation at room temperature with improved efficiency / S. Erhard, A. Giesen, M. Karszewski, T. Rupp, C. Stewen // *Advanced Solid State Lasers, Vol. 26 of OSA Trends in Optics and Photonics.* - 1999. - MC3.
- [84] Четырехпроходный лазерный усилитель на YAG:Nd с компенсацией абберационных и поляризационных искажений волнового фронта / Н. Ф. Андреев, С. В. Кузнецов, О. В. Палашов, Г. А. Пасманик, Е. А. Хазанов // *Квантовая Электроника.* - 1992. - Т. 19. - №9. - С. 862-864.
- [85] Principles and limitations of a quarter-wave plate for reducing the depolarization loss from thermally induced birefringence in Nd:YAG lasers / R. Hua, S. Wada, H. Tashiro // *Optics Communications.* - 2000. - Т. 175. - №4-6. - С. 189-200.

Список работ по теме диссертации

- A. Thermal conductivity measurements using phase-shifting interferometry / I. Kuznetsov, I. Mukhin, D. Silin, O. Palashov // Optical Materials Express. – 2014. - Т. 4. - № 10. - С. 2204-2208.
- B. 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. - Т. 50. - № 3. С. 133-140.
- C. Thermal effects in Yb:YAG single-crystal thin-rod amplifier / I. Kuznetsov, I. Mukhin, O. Vadimova, O. Palashov, K.-I. Ueda // Applied Optics. – 2015. – Т. 54. - № 25. – С. 7747-7752.
- D. Comparison of composite and disk shaped active elements for pulsed lasers / O.L. Vadimova, I.I. Kuznetsov, I.B. Mukhin, E.A. Perevezentsev, O.V. Palashov // Laser Physics. 2015. – № 25. - С. 095001.
- E. Дискковый лазер на основе композитного Yb:YAG/YAG активного элемента / И. И. Кузнецов, И. Б. Мухин, О. Л. Вадимова, О. В. Палашов // Квант. электроника. – 2015 – Т. 45. - № 3. – С. 207-210.
- F. Improvement of thermal management in composite Yb:YAG/YAG thin-disk laser / I.I. Kuznetsov, I.B. Mukhin, O.V. Palashov // Laser Physics. – 2016 – Т. 26. - № 4. – С. 045004.
- G. Задающая система криогенного дисккового Yb:YAG-лазера / Е.А. Перевезенцев, И.Б. Мухин, И.И. Кузнецов, О.Л. Вадимова, О.В. Палашов // Квантовая электроника. – 2015. – Т. 45. - № 5. - С. 451-454.
- H. Усилитель на тонком стержне из Yb:YAG с высокой энергией в импульсе для волоконного задающего лазера / И. И. Кузнецов, И. Б. Мухин, Палашов О. В. // Квантовая электроника. – 2016. – Т. 46. - № 4. - принята к печати.
- I. Способ определения теплопроводности твердых тел / Кузнецов И.И., Мухин И.Б., Силин Д.Е., Палашов О.В. // Патент № 2558273, приоритет от 17.12.2013.

- J. Способ определения тепловой проводимости контактов твердых тел / Кузнецов И.И., Мухин И.Б., Палашов О.В. // Патент № 2558273, приоритет от 03.06.2014.
- K. Усилитель лазерного излучения с большим коэффициентом усиления, высокой средней и пиковой мощностью и высоким качеством выходного пучка / Кузнецов И.И., Мухин И.Б., Палашов О.В. // Заявка на патент № 2015119098, приоритет от 20.05.2015.
- L. Разработка мощного дискового Yb:YAG лазера с высоким качеством пучка / И.И. Кузнецов, И.Б. Мухин // Труды XV научной конференции по радиофизике - 2011, Нижний Новгород, ННГУ.
- M. Дисковый Yb:YAG лазер с большой средней и пиковой мощностью / И.И. Кузнецов, И.Б. Мухин // Труды научной школы «Нелинейные волны-2012», г. Нижний Новгород, 2012.
- N. Особенности разработки дисковых лазеров с высокой средней мощностью в условиях комнатных и криогенных температур / И.И. Кузнецов, И.Б. Мухин // Сборник докладов VI Всероссийской школы по лазерной физике и лазерным технологиям, Нижегородская обл., г. Саров, 2012.
- O. Specificity of Developing of High Power Disk Laser at Cryogenic and Room Temperature Conditions / I.I. Kuznetsov, I.B. Mukhin, O.V. Palashov // Laser Optics – 2012, St.Petersburg, Russia, TuR1-09.
- P. Разработка оптического квантового генератора с высокой средней и пиковой мощностью на основе дисковых активных элементов / Кузнецов И.И., Мухин И.Б., Палашов О.В. // Сборник докладов 18-ой Нижегородской сессии молодых ученых - 2013, Нижегородская область.
- Q. Thermal effects in Yb:YAG thin disk and Yb:YAG/YAG composite active elements / I.I. Kuznetsov, I.B. Mukhin, O.V. Palashov // ICONO/LAT-2013, Moscow, LTuE4.
- R. Comparison of thermal effects in Yb:YAG disk laser head at room and cryogenic temperature conditions / I. Kuznetsov, I Mukhin, O. Vadimova, E. Perevezentsev,

- O. Palashov // Advanced Solid-State Lasers Congress - 2013, Paris, OSA Technical Digest, AM4A.33.
- S. Управление температурным режимом твердотельных лазеров высокой средней мощности / Кузнецов И.И., Мухин И.Б., Палашов О.В. // Тезисы докладов 19-ой Нижегородской сессии молодых ученых - 2014, Нижегородская область.
- T. High-power thin-disk laser with composite Yb:YAG/YAG active element / I. Kuznetsov, I. Mukhin, O. Palashov // Laser Optics - 2014, St. Petersburg, conference proceedings, TuR1-03.
- U. Thin-rod amplifier for fiber lasers scaling / I. Kuznetsov, I. Mukhin, O. Palashov // Laser Optics - 2014, St. Petersburg, conference proceedings, TuR1-04.
- V. Optical media and interfaces thermal conductivity measurement with new optical methods / I.I. Kuznetsov, I.B. Mukhin, O.V. Palashov // Science of the Future - 2014, Saint-Petersburg, book of abstracts.
- W. Application of Composite Yb:YAG/YAG Active Element for High Average and Peak Power Lasers Development / I. I. Kuznetsov, I. B. Mukhin, O. L. Vadimova, O. V. Palashov // International Symposium Topical Problems of Nonlinear Wave Physics - 2014, book of abstracts.
- X. Thin-disk multipass amplifier with composite Yb:YAG/YAG / I. I. Kuznetsov, I. B. Mukhin, O. L. Vadimova, O. V. Palashov // Advanced Solid-State Lasers Congress - 2014, Shanghai, OSA Technical Digest, AM5A.38.
- Y. Дискковый лазер на основе композитного активного элемента из Yb:YAG/YAG / Кузнецов И.И., Мухин И.Б., Палашов О.В. // Тезисы докладов 20-ой Нижегородской сессии молодых ученых - 2015, Нижегородская область, стр. 33-34.
- Z. High average and peak power thin-disk laser amplifier with composite Yb:YAG/YAG active element / Kuznetsov I.I. // 3rd International workshop for young scientists "Laser Photonics", Saint-Petersburg, book of abstracts.

AA. Thin-tapered-rod Yb:YAG single-crystal laser amplifier / I.I. Kuznetsov, I.B. Mukhin, O.L. Vadimova, O.V. Palashov, K.-I. Ueda // Advanced Solid-State Lasers Congress – 2015, Berlin, OSA Technical Digest, AM5A.33.