МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ ИНСТИТУТ ЛАЗЕРНОЙ ФИЗИКИ СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

Ватник Сергей Маркович

Высокоэффективные лазерные излучатели на основе кристаллов двойных калий-редкоземельных вольфраматов, активированных ионами тулия и гольмия

Специальность 1.3.19 - Лазерная физика

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени доктора физико-математических наук

Научный консультант: академик С.Н. Багаев

Новосибирск – 2023

ОГЛАВЛЕНИЕ

Список условных обозначений, сокращений и символов	5
введение	7
Актуальность темы диссертационной работы	7
Степень разработанности тематики исследований	10
Цели и задачи	13
Научная новизна	15
Теоретическая и практическая значимость работы	18
Методология и методы исследований	19
Положения, выносимые на защиту	21
Опубликование результатов	22
Апробация работы	22
Личный вклад автора	22
ГЛАВА 1 – Физические, оптические и термомеханические характеристики кристаллов двойных калий-редкоземельных вольфраматов	23
1.1 Синтез и структурные характеристики кристаллов двойных калий- редкоземельных вольфраматов KReW, Re = Gd, Y, Lu.	23
1.2 Основные физические и оптические параметры кристаллов KReW	29
1.3 Определение термооптических коэффициентов кристалла KLuW	35
Выводы к Главе 1	40
ГЛАВА 2 – Спектроскопические характеристики кристаллов двойных калий-редкоземельных вольфраматов, активированных ионами тулия и гольмия	43
2.1 Структура энергетических уровней трехвалентных ионов тулия и гольмия	43
2.2 Спектры поглощения, люминесценции и ненасыщенного усиления	47
2.3 Основные особенности взаимодействия ионов тулия и гольмия в лазерных кристаллах	53
2.4 Кинетические константы и кросс-релаксация в кристаллах Tm:KReW.	58
Выводы к Главе 2	62

ГЛАВА 3 – Эффект фотонной лавины в кристаллах калий-иттриевых	
и калий-иттербий-иттриевых вольфраматов, активированных тулием	64
3.1 Основные особенности ап-конверсионных схем накачки активных сред	64
3.2 Кросс-релаксационный механизм формирования «фотонной лавины»	71
3.3 Кинетика фотонной лавины в кристалле 7%Tm:50%Yb:KYW	75
3.4 Коэффициенты усиления и эффективность образования фотонной лавины	79
Выводы к Главе 3	86
Глава 4 – Мини-слэб лазеры на основе кристаллов Tm:KLu(WO4)2	88
4.1 Базовые конфигурации активных элементов мощных твердотельных лазеров с диодной накачкой	88
4.2 Схема накачки и измерение тепловой линзы активного слэб-элемента из кристалла 5%Tm:KLuW (срез <i>N</i> _m)	90
4.3 Параметры генерации и спектры излучения слэб-элементов 5%Tm:KLuW для <i>N</i> _m - и атермальных (AT) срезов	95
4.4 Особенности генерации мини-слэба <i>N</i> _m -cut 5%Tm:KLuW в режиме пассивной модуляции добротности кристаллом Cr ²⁺ :ZnSe	104
4.5 Параметры непрерывной генерации миниатюрных стержневых элементов и пластин из <i>b</i> -cut Tm:KReW	117
Выводы к Главе 4	122
Глава 5 – Спектрально-генерационные характеристики дисковых лазеров на основе кристаллов Tm:KReW	123
5.1 Основные конфигурации и схемы накачки дисковых лазеров	123
5.2 Краткий обзор теории тонких дисков : поля температур и напряжений, усиленное спонтанное излучение, предельная мощность генерации	134
5.3 Технология изготовления активных элементов и первые эксперименты с дисковыми лазерами 15%Tm:KYW	140
5.4 Спектрально-генерационные характеристики дисковых лазеров на основе эпитаксиальных структур 515% Tm:KLuW/KLuW	144
5.5 Параметры генерации композитных активных элементов 5%Tm:KLuW/KLuW	158
Выводы к Главе 5	170

Глава 6 – Высокоэффективные дисковые Но:КҮW лазеры	171
6.1 Параметры генерации дисковых Но:КҮW лазеров на основе эпитаксиальных пленок с различной концентрацией гольмия	171
6.2 Термооптика дисковых Но:КҮШ/КҮШ лазеров	180
6.3 Пассивная модуляция добротности дисковых Ho:KYW лазеров : спектры генерации и параметры световых импульсов	187
6.4 Внутрирезонаторная накачка дискового активного элемента из керамики 1%Ho:YAG	195
Выводы к Главе 6	203
ГЛАВА 7 – Энергообмен в со-активированных кристаллах Ho:Tm:KReW в приближении локального термодинамического равновесия	204
7.1 Основные особенности модели парного взаимодействия ионов и приближения локального термодинамического равновесия	204
7.2 Квазиравновесная термодинамика энергообмена ионов тулия и гольмия в кристаллах	206
7.3 Основные особенности лазерной генерации в со-активированных кристаллах Ho:Tm:KReW	214
Выводы к Главе 7	222
Заключение	225
Благодарности	230
Список литературы	231
Список публикаций по теме работы	256
Приложение №1 – Акт внедрения от ООО НТО ИРЭ-Полюс	259
Приложение №2 – Акт внедрения от ООО «ЛОК»	260

Список условных обозначений, сокращений и символов

 β – угол между кристаллографическими осями *а* и *с* (кроме Глав 2 и 7),

 β – отношение N_2/N (только в Главе 7)

ИК – инфракрасный

- $YAG кристалл Y_3Al_5O_{12}$
- YAP-кристалл YAlO₃
- YLF кристалл YLiF₄
- KLuW кристалл KLu(WO₄)₂
- КҮW кристалл КҮ(WO₄)₂
- Re редкоземельный металл
- Ү иттрий
- Lu лютеций
- Тт-тулий
- Но гольмий
- Nd неодим
- Er эрбий
- Gd гадолиний
- Cr-xpom
- ρ плотность
- q теплопроводность
- с удельная теплоемкость
- λ длина волны
- λ₁– длина волны генерации
- λ_p- длина волны накачки
- $\sigma_a-ceчение поглощения$
- $\Delta\lambda_l$ диапазон генерации

- σ_e- сечение излучения
- т время жизни лазерного уровня
- n_i показатель преломления
- P_{th}-пороговая мощность
- f фокусное расстояние
- l_c длина резонатора
- h толщина активного слоя
- r радиус кривизны
- η коэффициент полезного действия
- Тос-коэффициент пропускания
- R_{oc} коэффициент отражения
- Т_{пл} температура плавления
- Т_b температура основания
- M_i^2 параметр качества пучка
- ΔР изменение мощности генерации
- Pout мощность генерации
- Р_р-мощность накачки
- P_{abs} поглощенная мощность накачки
- P_{fr} пороговая мощность разрушения
- CW непрерывный режим
- QCW квазинепрерывный режим

введение

<u>Актуальность темы.</u> Со времени первой экспериментальной демонстрации оптического квантового генератора [1] прошло более полувека. За этот период в области лазерной физики и оптических технологий были достигнуты впечатляющие результаты, во многом повлиявшие на облик современного мира. К настоящему времени источники когерентного излучения, а также оптические приборы и системы на их основе используются практически во всех областях человеческой деятельности, включая научные исследования, промышленное производство, телекоммуникацию и связь, метрологию, навигацию, медицину, военное дело и многое другое [2,3,4,5,6,7,8,9,10].

Значительный прогресс в области создания эффективных твердотельных лазерных источников во многом обусловлен современными достижениями в области исследований лазерных кристаллов, важнейшей задачей которых является поиск генерирующих соединений с заранее заданными свойствами. Таким образом, комплексные исследования новых активных сред и создание на их основе экспериментальных образцов высокоэффективных излучателей являются актуальными научно-техническими задачами, особенно важными при разработке специализированных и технологических лазеров.

Поскольку лазерная генерация практически во всех твердотельных средах осуществляется по принципу «свет в свет», т.е. световая энергия накачки преобразуется активной средой и резонатором в когерентное лазерное излучение, то для оптимального режима работы лазерных излучателей необходимо обеспечить максимально полную передачу энергии от источника накачки в активную среду. В этой связи особый интерес представляют твердотельные кристаллические матрицы, в которых ионы-активаторы имеют большие сечения переходов в области длин волн генерации и накачки, что позволяет сравнительно легко реализовать как специальные конфигурации активных элементов (дисковые модули, мини-слэбы и т.п.), так и различные режимы генерации, включая быструю перестройку по спектру, модуляцию добротности и т.п. К числу таких матриц относится группа моноклинных кристаллов двойных вольфраматов калия со структурной формулой KRe(WO₄)₂, где Re = Gd, Y, Lu (в сокращенном варианте KReW). Поскольку при легировании трехвалентные ионы-активаторы (Nd³⁺, Yb³⁺, Tm³⁺, Ho³⁺ и др.) замещают ионы гадолиния, иттрия и лютеция, у которых нет полос поглощения в ИК- и видимой области спектра, то степень легирования может быть достаточно большой, вплоть до полной самоактивации, т.е. 100% замещения.

В диссертационной работе представлены результаты комплексных исследований оптических, термомеханических, спектроскопических И генерационных характеристик лазерных кристаллов двойных калийредкоземельных вольфраматов, активированных трехвалентными ионами тулия и гольмия. Лазерная генерация в двухмикронном диапазоне осуществляется при переходе этих ионов из метастабильного в один или несколько штарковских подуровней основного состояния, которые в области комнатных температур имеют конечную заселенность, такая схема генерации называется квазитрехуровневой. В этом случае величина пороговой мощности примерно пропорциональна как объему активной зоны (области накачки), так и концентрации «лазерных» ионов. С точки зрения уменьшения порогов генерации, оба этих параметра (объем и концентрацию) целесообразно делать минимально возможными, однако при их неоптимальном уменьшении полная эффективность генерации может быть значительно снижена. Так, уменьшение объема активной соответствующему зоны приводит К увеличению термооптических искажений и термомеханических нагрузок, что является одной из причин ухудшения энергетических характеристик генерации и модового состава лазерного пучка, особенно при интенсивной накачке активного элемента. Кроме этого, при малой концентрации ионов-активаторов и/или малой толшине активного элемента необходимо применять сложные поскольку поглощение многопроходные схемы накачки, накачки при

использовании типовых одно-, двух-, или четырехпроходных схем будет недостаточно велико, что также приводит к уменьшению фактической эффективности излучателя. С другой стороны, для получения максимальной выходной мощности генерации при заданных параметрах профиля лазерного пучка необходимо рассчитать правильную компоновку элементов резонатора, а также обеспечить необходимый уровень теплосъема с активного элемента для его стабильной долговременной работы. Таким образом, проблема сквозной оптимизации параметров активной среды является актуальной научнотехнической задачей, тесно связанной с созданием высокоэффективных излучателей двухмикронного диапазона со средней мощностью 10...100 Вт.

Необходимо отметить, что потребность в излучателях такого класса, имеющих сравнительно малый вес и габариты, в последнее время значительно возросла. В первую очередь это связано с расширением числа возможных приложений таких лазерных систем, в том числе медицинских – хирургии, косметологии, офтальмологии и т.д. Важнейшей областью применений импульсных и импульсно-периодических гольмиевых лазеров ($\lambda \approx 2.1$ мкм) эффективная параметрических является накачка генераторов света, обеспечивающих преобразование световой мощности в средний ИК-диапазон (3-5мкм) с полным КПД до 50%. Кроме того, излучение двухмикронного диапазона относится к спектральной области, сравнительно безопасной для зрения, но примыкающей к одному из окон прозрачности атмосферы, что открывает широкие перспективы для создания новых поколений лидаров, дальномеров, дальнейшему развитию дистанционного газоанализа.

В связи с этим, актуальность темы диссертационной работы обусловлена не только комплексным подходом к исследованию фундаментальных аспектов взаимодействия ионов тулия и гольмия в анизотропных кристаллических матрицах, но и рядом практических результатов, представляющих значительный интерес для разработки эффективных лазерных источников с высокой средней мощностью генерации в спектральном диапазоне 1.8 – 2.1 мкм.

Степень разработанности тематики исследований. Систематическое исследование кристаллов двойных калий-редкоземельных вольфраматов, активированных трехвалентными ионами редких земель, активно проводится с начала 70-х годов прошлого века, начиная с работы [11], где сообщалось об эффективной генерации кристалла Nd:KY(WO₄)₂ в условиях ламповой накачки. В были течение последующего десятилетия подробно исследованы спектрально-генерационные характеристики этих лазерных материалов с эрбия. ионами неодима, гольмия, тулия, диспрозия [12,13,14,15,16,17,18,19,21,23,25]. Наиболее перспективными были признаны кристаллы калий-гадолиниевого вольфрамата, активированного неодимом, Nd:KGd(WO₄)₂, т.к. при ламповой накачке их эффективность генерации была в 2...3 раза выше, чем для типовых кристаллов иттрий-алюминиевого граната Nd:YAG, в силу более интенсивных и широких полос поглощения, хорошо соответствующих спектру излучения криптоновых газоразрядных ламп [14,19]. В то же время, когерентное излучение в двухмикронной области спектра на ионах гольмия было реализовано с ламповой накачкой только при криогенном охлаждении [15]. Большой вклад в эти исследования внес чл.-корр. РАН А.А.Каминский, который, многочисленных помимо генерационных экспериментов, выполнил значительный объем спектроскопических работ, в том числе по определению штарковских уровней основных и метастабильных состояний многих редкоземельных ионов в матрицах двойных калийредкоземельных вольфраматов [11,12,13,14,15,16,17,18,19,20,21,57,23,54,25].

Ситуация кардинально изменилась с появлением мощных полупроводниковых лазерных излучателей, позволяющих производить накачку кристаллов в узкие полосы поглощения. Так, в рамках совместных работ ИЛФ СО РАН и ИНХ СО РАН в 2000 г. впервые была реализована генерация в двухмикронной области спектра на кристалле Tm: KY(WO₄)₂ в области комнатных температур с рекордной на тот момент дифференциальной эффективностью 45% и выходной мощностью сотни милливатт [П1]. Эти

результаты вызвали большой интерес и получили дальнейшее развитие в работах наших белорусских, немецких и испанских коллег. В частности, исследователями из университета Таррагоны (Испания) под руководством профессора Ф. Диаса были синтезированы все основные кристаллические матрицы семейства двойных калий-редкоземельных вольфраматов, активированных тулием. В 2006 г. в Институте Макса Борна (Германия) группой исследователей под руководством В.Петрова была получена выходная мощность непрерывной генерации на уровне 4 Вт с рекордной на тот момент эффективностью генерации, ~ 60% [27].

Наши усилия были сконцентрированы на реализации максимально возможной выходной мощности, что потребовало изготовления активных элементов специальной формы, значительно улучшающей теплообмен. Так, в 2007 г. в ИЛФ СО РАН был разработан первый дисковый лазер на кристалле Tm: KY(WO₄)₂ с выходной мощностью до 5 Вт [П2], в 2012 реализован первый мини-слэб лазер на кристалле Tm: KLu(WO₄)₂ с выходной мощностью свыше 10 Вт [ПЗ], в 2014 г. была продемонстрирована высокоэффективная генерация на композитных структурах Tm:KLu(WO₄)₂/KLu(WO₄)₂ с рекордной шириной спектральной полосы генерации без селектирующих элементов, 1780...1990 нм, что представляет особый интерес для создания фемтосекундных лазерных источников двухмикронного диапазона [П4], в 2018...2019 гг. была проведена сквозная оптимизация активных элементов на основе слэбов Tm: KLu(WO₄)₂ и выходная мощность генерации слэб-лазеров была увеличена до 17 Вт [П5]. Все вышеперечисленные результаты являются приоритетными, ИЛФ СО РАН совместно с ИНХ СО РАН продолжают сохранять лидирующие позиции в этой области исследований. Здесь также уместно отметить большой цикл совместных российско-белорусских работ по исследованию новых линий генерации европия, удостоенных в 2017 г. премии СО РАН им. академика В.А.Коптюга [П6-П8]. Руководство этими работами с российской стороны осуществлял академик РАН С.Н.Багаев, с белорусской - академик БАН В.А.Орлович.

Вместе с тем, кристаллы двойных калий-редкоземельных вольфраматов обладают другими функциональными возможностями, представляющими значительный интерес для фотоники и фотонных технологий. К их числу следует отнести высокую эффективность вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР-преобразования) в стоксовы и антистоксовы компоненты [20,57,54], что позволило реализовать многоспектральные источники лазерного излучения, в том числе в непрерывном режиме генерации. Большая работа в этом направлении [35,36] ведется нашими белорусскими коллегами из Института физики и Белорусского национального технического университета, В.А. Орловичем, В.И. Дашкевичем, Н.В. Кулешовым.

Необходимо также отметить значительный потенциал кристаллов двойных калий-редкоземельных вольфраматов как материалов для изготовления акусто-оптических устройств. Проведенные совместно с ФГУП ВНИИФТРИ исследования фотоупругих характеристик кристаллов KGW и KLuW показали, что величина акустооптического качества M2 для этих кристаллов уступает лишь в 3 раза максимальной величине М2 для дифракции на продольной звуковой волне в парателлурите, являющемся наиболее эффективным из основных кристаллов, используемых в акустооптике [37, 38]. Вместе с тем, лучевая прочность двойных вольфраматов примерно на порядок выше парателлурита, что позволяет использовать эти кристаллы для эффективной модуляции добротности лазерных резонаторов и получения световых пучков высокой мощности и интенсивности. Легирование кристаллов двойных вольфраматов ионами редких земель позволяет выйти на новый класс акустооптических устройств, объединяющих активный элемент лазерного резонатора и модулятор добротности [38]. Более подробно характерные особенности ВКР-генерации и акустооптические параметры кристаллов двойных калий-редкоземельных вольфраматов будут представлены В следующей главе.

В целом, полученные к настоящему моменту результаты в области исследований спектрально-генерационных (включая генерацию стоксовых и антистоксовых компонент), термомеханических, теплофизических и акустооптических характеристик кристаллов двойных калий-редкоземельных вольфраматов свидетельствуют о глубокой всесторонней проработке темы диссертационной работы, при этом совокупность результатов, представленных в диссертации, вносит существенный вклад в развитие одного из приоритетных направлений лазерной физики - физики мощных твердотельных лазеров с диодной накачкой.

Цели и задачи работы. Диссертационная работа посвящена решению актуальной научной проблемы комплексного исследования термооптических, спектроскопических и генерационных характеристик семейства кристаллов двойных калий-редкоземельных вольфраматов, активированных трехвалентными ионами тулия и гольмия. Взаимодополняющее сочетание экспериментальных И теоретических методов полностью соответствует сложившейся тенденции развития работ в этом направлении, которая остается неизменной на протяжении длительного времени И заключается В последовательном сквозном изучении основных особенностей, параметров и характеристик кристаллов с целью детального выявления всех потенциальных перспектив для создания новых приборов, элементов и устройств фотоники. В этой связи, одной из важнейших целей исследований является определение всех фундаментальных аспектов взаимодействия высокоинтенсивных световых полей в оптических резонаторах с ионами редкоземельных и переходных металлов В анизотропных кристаллических матрицах при «квазитрехуровневой» схеме генерации. Другая, не менее значимая, цель работы заключается в формировании опережающего научно-технического задела и реализации всех преимуществ кристаллов двойных калий-редкоземельных вольфраматов для решения прикладных задач по разработке и оптимизации высокоэффективных лазерных излучателей двухмикронного диапазона с высокой средней и пиковой мощностью.

В соответствии со сформулированными целями, было определено несколько ключевых направлений исследований, тесно связанных между собой. Во-первых, значительный научный и практический интерес представляет изучение основных каналов переноса энергии в системе взаимодействующих ионов тулия и гольмия, что в конечном итоге позволяет оптимизировать концентрации ионов-активаторов в лазерных кристаллах. Во-вторых, особое было комплексным исследованиям внимание уделено спектральногенерационных характеристик, в том числе эффекту «фотонной лавины», спектральным зависимостям сечений переходов И коэффициентов ненасыщенного усиления, порогам и эффективности лазерной генерации в различных режимах, включая пассивную модуляцию добротности с помощью насыщающихся поглотителей на основе кристаллов Cr²⁺:ZnSe. В-третьих, были достаточно подробно исследованы спектральные зависимости термооптических коэффициентов кристаллов двойных калий-редкоземельных вольфраматов, что позволило, в частности, определить группу так называемых «атермальных» направлений, т.е. такие кристаллические срезы, в которых термооптические искажения минимальны. Последнее имеет особое значение для разработки сверхстабильных лазерных систем, где параметры пучка (пространственная структура, расходимость и т.п.) практически не зависят от величины выходной мощности генерации.

Помимо фундаментальных исследований, аспектов значительное внимание было уделено изучению и оптимизации спектрально-генерационных конфигураций, характеристик элементов различных активных включая пластины, диски, слэбы и стержни, а также разработке на их основе ряда лабораторных макетов высокоэффективных излучателей двухмикронного диапазона. Необходимо отметить, высокая оптическая плотность кристаллов в области 800...810 избежать HM позволяет использования сложных

многопроходных схем для накачки активного элемента полупроводниковыми гетероструктурами, что, в свою очередь, существенно снижает массогабаритные параметры излучателей и повышает их надежность.

В целом, основные результаты диссертационной работы и сформированный на их основе опережающий научно-технический задел позволили выйти на лидирующие позиции по ряду ключевых направлений, в том числе по реализованной мощности генерации (свыше 15 Вт, слэбы) и спектральному диапазону перестройки (более 200 нм, композитные структуры).

Научная новизна. В ходе выполнения диссертационной работы были задействованы разноплановые взаимодополняющие методы исследования всех основных характеристик кристаллов двойных калий-редкоземельных вольфраматов, что в конечном итоге позволило получить ряд принципиально новых результатов, представляющих значительный научный и практический интерес. Применительно к научной составляющей, новизна результатов заключается в следующем :

- Впервые получен и детально проанализирован полный комплекс данных по спектроскопическим характеристикам кристаллов двойных калийредкоземельных вольфраматов, активированных ионами тулия и гольмия, который включает моделирование основных процессов переноса энергии в системе взаимодействующих ионов, расчет сечений переходов и оценку коэффициента ненасыщенного усиления кристаллов в зависимости от величины инверсии заселенностей;

- Комплексные исследования эффекта «фотонной лавины» в кристаллах двойных калий-иттриевых калий-иттербий-иттриевых И вольфраматов, активированных тулием, проведены впервые. Предложена оригинальная особенности аналитическая модель, описывающая основные развития «фотонной лавины», на основании которой были определены кинетические и спектроскопические параметры этого эффекта. Экспериментально показано, что при накачке кристаллов импульсным излучением неодимовых лазеров (Nd:YAG

в режиме свободной генерации, λ = 1064 нм) величина инверсии заселенностей тулия может достигать 70...80% при коэффициенте ненасыщенного усиления до 100 Дб/см в диапазоне 1.8-1.94 мкм.

- Предложен и реализован новый метод измерения термических коэффициентов (ТКОП), оптической силой оптического ПУТИ прямо связанных с термоиндуцированной (термической) линзы. Для кристаллов двойных калийвольфраматов с различными редкоземельных концентрациями ионовактиваторов впервые определены спектральные зависимости ТКОП в интервале 400...2100 нм На основании результатов измерений и их последующего анализа сделан вывод о наличии в кристаллах «атермальных» направлений с нулевым ТКОП, которые зависят от длины световой волны и ее поляризации;

- Для кристаллов двойных калий-редкоземельных вольфраматов с тулием впервые проведен сравнительный анализ генерационных характеристик различных форм активных элементов (пластины, диски, слэбы, стержни). В результате комплексной оптимизации параметров резонаторов, включая компенсацию термооптических линз, разработан ряд лабораторных макетов лазерных излучателей с диодной накачкой с выходной мощностью свыше 15 Вт на длине волны 1.91 мкм, удельным энергосъемом более 1 кВт/см² и полной оптической эффективностью свыше 50%, что находится на уровне современных мировых достижений;

- Детально исследован режим пассивной модуляции тулиевых лазеров с помощью насыщающихся поглотителей на основе кристаллов $Cr^{2+}:ZnSe$, впервые получены рекордно короткие для этого метода длительности импульсов (менее 10 нс), а также достигнута средняя выходная мощность лазерного излучения на уровне 3 Вт при частоте повторения импульсов до 10 кГц. На основе этих результатов сделан вывод о том, что средняя мощность генерации в режиме пассивной модуляции добротности может превышать 10 Вт при частоте повторения импульсов 20...50 кГц и спектральном диапазоне перестройки 1.85...1.95 мкм;

приближении локального термодинамического равновесия впервые - B проведен полный расчет заселенности метастабильных уровней тулия и гольмия в со-допированных кристаллах при произвольных уровнях возбуждения. Получены новые экспериментальные результаты, уточняющие характеристики энергообмена. По данным спектроскопических измерений определены относительные заселенности ионов тулия и гольмия на метастабильных подтвердившие концепцию термодинамического уровнях, локального равновесия На этой основе были сформулированы критерии оптимизации состава кристаллов для непрерывных и импульсных лазерных излучателей двухмикронного диапазона на переходе ${}^{5}I_{7} \rightarrow {}^{5}I_{8}$ ионов гольмия;

- В результате оптимизации состава соактивированных тулий-гольмиевых кристаллов для микрочип-конфигурации резонатора реализована дифференциальная эффективность генерации до 36%, при этом выходная мощность на длине волны 2056 нм составила 480 мВт - оба этих параметра находятся на уровне лучших мировых достижений;

- Впервые проведены комплексные исследования спектрально-генерационных характеристик дисковых активных элементов Ho:KY(WO₄)₂ с накачкой волоконным тулиевым лазером, получена генерация на длинах волн 2073 нм и 2060 нм с рекордной дифференциальной эффективностью 66% и выходной мощностью 1.6 Вт. Показана принципиальная возможность дальнейшего увеличения выходной мощности до 10...100 Вт, в зависимости от условий накачки и обеспечения необходимых температурных режимов активных элементов;

- На основании всей совокупности полученных результатов сделан вывод о перспективности использования кристаллов двойных калий-редкоземельных вольфраматов, активированных тулием и гольмием, для разработки специализированных источников лазерного излучения с выходной мощностью 50...100 Вт, обеспечивающих непрерывный и импульсно-периодический режим генерации с высокой пиковой интенсивностью световых импульсов.

Теоретическая и практическая значимость работы. Двухмикронный спектральный диапазон представляет значительный интерес для биомедицинских и информационных приложений. технологических, Его уникальность обусловлена тем, что, с одной стороны, в диапазоне 1.8-2.0 мкм поглощение воды увеличивается десятикратно, достигая пика в 100 см⁻¹ для 1.95 поэтому двухмикронные перестраиваемые лазеры имеют широкий мкм, прикладной потенциал в биомедицине, офтальмологии и малоинвазивной медицине, включая лазерную липотрипсию. С другой стороны, спектральный диапазон ~ 2.1 мкм примыкает к краю прозрачности атмосферы, поэтому двухмикронные излучатели могут быть использованы для эффективной многоканальной оптической реализации связи, передачи информации, квантовой сенсорики. Отдельный прикладной интерес представляет использование импульсных двухмикронных лазеров для накачки параметрических преобразователей, а также для технологических применений по обработке пластмасс, включая высокопроизводительные 3D принтеры.

научно-технический задел, сформированный в Опережающий ходе выполнения работы, является ключевым компонентом для разработки излучателей высокоэффективных усилителей лазерных И оптических двухмикронного диапазона, обладающих уникальными параметрами мирового уровня по всей совокупности спектрально-генерационных характеристик.

В основе предлагаемых решений лежат :

- Разработанный метод измерения термических коэффициентов оптического пути (ТКОП), который может быть адаптирован для определения тепловых линз в любых прозрачных твердых телах, включая лазерное стекло и оптическую керамику. Полученные результаты будут использованы при оптимизации геометрических размеров активных элементов и проектировании резонаторов твердотельных лазеров;

- Оригинальный метод расчета заселенности метастабильных уровней тулия и гольмия в со-допированных кристаллах при произвольных уровнях

возбуждения позволяет сформулировать критерии оптимизации состава активных элементов для лазерных излучателей и оптических усилителей двухмикронного диапазона на переходе ${}^{5}I_{7} \rightarrow {}^{5}I_{8}$ ионов гольмия с целью максимальной эффективности использования энергии накачки, что имеет большое значение для разработки лазерных систем с повышенной мощностью излучения;

- Результаты комплексных исследований эффекта "фотонной лавины" в кристаллах двойных калий-редкоземельных вольфраматов, активированных тулием, могут быть использованы для создания непрерывных и импульсных оптических усилителей в диапазоне 1.8-1.9 мкм с коэффициентом ненасыщенного усиления до 100 Дб/см;

Результаты сравнительного анализа спектральных зависимостей коэффициентов усиления и генерационных характеристик кристаллов двойных калий-редкоземельных вольфраматов с тулием и гольмием будут применены для разработки специализированных лазерных источников с заданными массогабаритными параметрами при средней выходной мощности излучения до 100 вт и удельном энергосъеме более 1 кВт/см² в спектральном диапазоне 1.8-2.1 мкм;

- Экспериментальные макеты высокоэффективных непрерывных и импульснопериодических лазерных излучателей с выходной мощностью свыше 15 Вт могут быть использованы в качестве прототипов для создания промышленных и технологических лазеров для обработки пластмасс и полимерных материалов, а также найдут применение в лазерных приборах различного назначения, в том числе эффективных источниках накачки параметрических преобразователей, системах оптической связи и передачи информации, экологического мониторинга, медицинского лазерного оборудования, приборов и устройств квантовой сенсорики.

Методология и методы исследований. В рамках реализации целей и задач диссертационной работы были разработаны и успешно апробированы новые методы и подходы. В частности, в ходе исследований был предложен оригинальный способ измерения термооптических параметров, а также задействован комплексный подход в определении параметров лазерных кристаллов с помощью взаимодополняющих методик, что, например, позволило получить взаимосогласованные значения сечения переходов из коэффициентов ненасыщенного усиления и, независимым образом, из спектроскопических измерений. При теоретическом моделировании были максимально учтены основные особенности процессов энергообмена в лазерных кристаллах, что добиться хорошей позволило точности описания экспериментальных результатов и получить достоверные значения физических параметров.

Все исследования были выполнены на современном лабораторном оборудовании, включающем универсальный спектроскопический стенд на базе монохроматора МДР-204, импульсный Nd:YAG лазер, диодные источники накачки с полной оптической мощностью до 60 Вт на длине волны 0.81мкм, набор ФЭУ и ИК-фотоприемников, а также высококачественные оптические и механические компоненты и комплектующие, что позволило проводить измерения спектров пропускания и люминесценции лазерных кристаллов в диапазоне длин волн 0.3-4 мкм с метрологической точностью.

Для улучшения эксплуатационных параметров активных элементов, улучшения коэффициентов боковых прежде всего для теплосъема с были задействованы поверхностей лазерных кристаллов, собственные технологические возможности напыления высокопрочных металлических покрытий методом анодной вакуумной дуги. Данное техническое решение было защищено патентом Российской Федерации № 2530073 от 12 августа 2014 года [П9]. Разработанная технология металлизации была успешно применена для улучшения изготовления активных элементов лисковых лазеров И отражательных характеристик диэлектрических зеркал.

Положения, выносимые на защиту.

1. Термические коэффициенты оптического пути (ТКОП) прозрачных материалов могут быть измерены с помощью определения угла отклонения зондирующего пучка при поперечном градиенте температур в исследуемом образце, с воспроизводимостью 10⁻⁷/К и абсолютной погрешностью до 10⁻⁶/К.

2. Использование концепции локального термодинамического равновесия позволяет провести полный расчет заселенностей метастабильных уровней тулия и гольмия в со-допированных кристаллах при произвольных уровнях возбуждения и на этой основе обосновать критерии оптимизации состава активных элементов для лазерных излучателей и оптических усилителей двухмикронного диапазона.

3. Эффект "фотонной лавины" в кристаллах двойных калий-редкоземельных вольфраматов с тулием при их накачке излучением импульсных неодимовых лазеров обеспечивает достижение инверсии заселенностей на уровне 75%...80% при полном оптическом КПД около 10%.

4. Слэб-конфигурация активных элементов, активированных тулием, позволяет реализовать эффективность генерации лазеров двухмикронного диапазона свыше 40% при выходной мощности более 15 Вт, обеспечивая ширину спектрального диапазона перестройки более 100 нм.

5. Дисковые активные элементы на основе эпитаксиальных и композитных структур двойных калий-редкоземельных вольфраматов, активированных тулием и гольмием, обладают величиной удельного энергосъема свыше 1 $\kappa BT/cm^2$ эффективности генерации 45...65%, при что обуславливает разработки перспективность этих лазерных материалов для специализированных источников когерентного излучения выходной с мощностью на уровне 50...100 Вт.

6. Внутренние термомеханические напряжения в композитных структурах Tm:KLu(WO₄)₂/KLu(WO₄)₂ оказывают значительное влияние на форму и ширину спектров генерации. В частности, подбор оптимальной геометрии активных элементов и технологических условий синтеза композитов позволил

экспериментально реализовать сверхширокополосную генерацию в спектральном интевале 1.8-2.0 мкм.

7. Использование насыщающихся поглотителей на основе Cr²⁺:ZnSe обеспечивает режим пассивной модуляции добротности тулиевых лазеров с рекордно короткими длительностями световых импульсов, до 7 нс, и эффективностью свыше 80% по отношению к непрерывной генерации.

<u>Опубликование результатов</u>. Основные результаты работы изложены в 29 статьях [П1-П8, П10-П30], опубликованных в периодических рецензируемых научных журналах, входящих в перечень ВАК либо приравненных к ним (базы данных РИНЦ, Scopus, Web of Science), и одном патенте РФ № 2530073 [П9].

Апробация работы. Результаты диссертационной работы заслушивались и обсуждались на 16 международных конференциях [ПЗ1-П46], в том числе Int. Conf. on Lasers, Applications, and Technologies (LAT 2007, Minsk, Belarus); V Int. Symposium on Modern Problems of Laser Physics (MPLP 2008, Novosibirsk, Russia); Solid State Lasers XIX: Technology and Devices, San Francisco, California, USA (2010); VI Int. Symposium on Modern Problems of Laser Physics (MPLP 2013, Novosibirsk, Russia); Int. Conf. «Laser Optics 2016» (LO-2016, St. Peterburg, Russia); Optics InfoBase Conference Papers Part F75-ASSL (Nagoya, Japan, 2017); Int. Conf. «Laser Optics 2018» (ICLO-2018, St. Peterburg, Russia); 8th Pacific-Rim Laser Damage (PLD-2018, Yokohama, Japan). Общее число опубликованных автором работ - 65, по теме диссертации - 46.

<u>Личный вклад автора</u> заключается в выполнении основного объема теоретических и экспериментальных исследований, изложенных в диссертационной работе, включая разработку теоретических моделей в гл. 3 и 7, методик экспериментальных исследований, проведение исследований, анализ и подготовку результатов к публикациям в рецензируемых научных изданиях.

Диссертация состоит из введения, 7 глав, заключения и двух приложений. Общий объем диссертации составляет 260 страниц, включая 112 рисунков, 11 таблиц по тексту, список литературы из 279 наименований, а также список работ, опубликованных по теме диссертации. Глава 1 – Физические, оптические и термомеханические характеристики кристаллов двойных калий-редкоземельных вольфраматов.

1.1 Синтез и структурные характеристики кристаллов двойных калий-

редкоземельных вольфраматов KReW, Re = Gd, Y, Lu.

Все экспериментальные исследования, представленные в настоящей диссертационной работе, были выполнены на монокристаллах двойных калийредкоземельных вольфраматов, выращенных низкоградиентным методом Чохральского в Институте неорганической химии СО РАН, г.Новосибирск, а также на эпитаксиальных структурах Tm:KLuW/KLuW, синтезированных в лаборатории ФиСМА, университет Таррагоны, Испания (FiCMA, Universitat Rovira i Virgili, Tarragona, Spain).

Монокристаллы двойных калий-редкоземельных вольфраматов были выращены на лабораторной кристаллизационной установке HX620H с весовым контролем процесса, общий вид установки представлен на рисунке 1.1(а), блоксхема основных элементов установки изображена на рисунке 1.1(б).



Рисунок 1.1(а) – Общий вид кристаллизационной установки НХ620H, (б) – Схема печи и кристаллизатора для роста кристаллов модифицированным методом Чохральского.

Трехзонная печь с резистивным нагревом, схематически изображенная на рисунке 1.1(б), обеспечивала необходимые тепловые условия с малыми температурными градиентами (ΔT<1 град/см), при этом прецизионный контроль температуры (+/-0.1 град) осуществлялся с помощью терморегуляторов ПИТ-3. Для измерения температуры в печи и внутри тигля была использована платина/платинородиевая (10% Rh) термопара, соединенная с потенциометром P3003 или лабораторным регистратором PT-1 с самописцем. Рост кристаллов проводился из платиновых тиглей диаметром 70 и высотой 120 мм с толщиной стенки до 2 мм в атмосфере воздуха.

Для изготовления шихты были использованы стандартные наиболее чистые реактивы : оксид гадолиния, Gd_2O_3 ,(ГдО-Г), оксид европия Eu_2O_3 (ЕвО-Ж), оксид иттрия Y_2O_3 (ИтО-МГр)(ИтО-Е), оксид лютеция Lu_2O_3 (ЛюО-Д), оксид диспрозия Dy_2O_3 (ДиО-Ж), оксид гольмия Ho_2O_3 (ГоО-Е), оксид тулия Tm_2O_3 (ТуО-Д), оксид вольфрама WO₃ (осч -12), карбонат калия K_2CO_3 (осч-12).

Наплавление шихты в тигель осуществлялось в следующем порядке : механическая смесь карбоната калия с оксидом вольфрама медленно нагревалась (< 50 град/час) до температуры расплавления ~ 900⁰ С, после остывания в тигель добавлялся в необходимой пропорции оксид РЗМ и далее производился нагрев до температуры синтеза, ~ 1000⁰ С. Перед опусканием затравки раствор-расплав перемешивался до гомогенного состояния специальной мешалкой.

Необходимо отметить, что кристаллы двойных калий-редкоземельных вольфраматов со структурой « α -KRe(WO₄)₂» при температуре > 1000^oC обладают реконструктивным полиморфным превращением и не могут быть выращены из стехиометрического расплава [40], поэтому рост кристаллов KGd(WO₄)₂, KY(WO₄)₂ и KLu(WO₄)₂, активированных РЗМ, проводился из раствора - расплава дивольфрамата калия (K₂W₂O₇) с концентрацией двойного вольфрамата от 40 до 15 мол% в условиях малых градиентов температуры, Δ T <1 град/см [41]. К основным преимуществам низкоградиентных технологий роста можно отнести следующее:

- колебания температуры в расплаве, вызывающие неоднородности в кристалле, становятся пренебрежимо малыми;

- термические напряжения снижаются до уровня, при котором они не приводят к образованию дефектов в кристаллах;

- ввод штока затравки через патрубок, играющий роль "диффузного затвора", а также уменьшение максимальной температуры раствора-расплава подавляют процессы разложения и испарения расплава;

- преобладающим становится слоевой механизм роста, в результате чего фронт кристаллизации может быть полностью ограненным.

Практически для всех выращенных монокристаллов общее количество шихты в тигле диаметром 70 мм и высотой 120 мм составляло около 1 кг. Ориентированные цилиндрические затравки (точность ориентации +/- 30 угл.минут) размером ~ 7х7х25мм были закреплены на стандартные лейкосапфировые стержни диаметром 7-8 мм. После достижения температуры равновесия раствора-расплава с затравкой процесс выращивания происходил в автоматическом режиме, со скоростью вытягивания - 7- 3 мм/сутки, скоростью вращения затравки ~ 40 об/мин и массовой скоростью кристаллизации до 20 -30 г/сутки.

Задаваемые скорости процесса плавно менялись по программе роста поперечного сечения кристалла. Скорость охлаждения раствора-расплава также задавалась регулятором поперечного сечения кристалла и составляла от 0.5 до 10 град/сутки. После достижения заданных размеров осуществлялся отрыв кристалла от расплава, температура в печи понижалась до комнатной со скоростью не более 10-20 град/час.

В результате оптимизации условий синтеза и технологии выращивания были получены высококачественные крупногабаритные структурно-совершенные

кристаллы двойных калий-редкоземельных вольфраматов, образцы которых представлены на рисунке 1.2.



Рисунок 1.2 – Выращенные на ростовой установке НХ620Н монокристаллы 4% Tm:KLuW (а) и 2% Ho:KLuW (б) – Типовой объем кристаллической були составляет около 20...30 см³.

Следует отметить, что кристаллы калий-лютециевого вольфрамата, $KLu(WO_4)_2$, выращенные низкоградиентных условиях расплаве В В дивольфрамата калия модифицированным методом Чохральского вдоль кристаллографического направления [010], см. рисунок 1.6, имеют тенденцию к уплощению формы поперечного сечения, т.к. скорость роста вдоль [100] значительно превышает скорость роста по [001]. В последующих ростовых экспериментах было показано, что форма поперечного сечения кристаллов становится близкой к изометричной при уменьшении скорости роста (после достижения постоянного сечения) до 3-4 мм/сут и понижении скорости 40 об/мин. Остаточная концентрация вращения затравки до двойного вольфрамата не должна быть меньше 25 мол.% и температурный градиент должен составлять на поверхности раздела кристалл-расплав минимальное значение (не более 1 град/см). При таких условиях роста форма поперечного сечения кристаллов близка к изометричной, см. рисунок 1.2.

Все кристаллы семейства $KRe(WO_4)_2$ (Re = Gd, Y, Lu) являются изоструктурными и относятся к центросимметричному классу 2/m моноклинной сингонии с пространственной группой C_{2h}^6 , Z=4 [42]. Структура этих

кристаллов представлена на рисунке 1.3, как в проекции по кристаллографическим осям *b*-*c* [24], так и в плоскости *a*-*c* [43].



Рисунок 1.3 (а) – Структура кристаллов KRe(WO₄)₂ (Re = Gd, Y, Lu) в проекции по кристаллографическим осям *b*-*c*, (б) – кислородные полиэдры, окружающие атомы вольфрама, иттрия (гадолиния, лютеция) и калия, (в) – структура кристаллов KRe(WO₄)₂ (Re = Gd, Y, Lu) в плоскости *a*-*c*.

Согласно [24,43], атомы кислорода и вольфрама расположены в общих позициях без элементов симметрии (C₁), а атомы иттрия (гадолиния, лютеция) и калия — на двойных поворотных осях (C_2). Атомы кислорода образуют три типа полиэдров : искаженный октаэдр вокруг атомов вольфрама, восьмивершинник вокруг атомов иттрия (гадолиния, лютеция) и двенадцативершинник вокруг атомов калия, как показано на рис. 1.3 б. В структуре выделяется сдвоенная лента из W-октаэдров, которая тянется вдоль кристаллографической оси с. фрагментом структуры является Y-Вторым крупным лента ИЗ восьмивершинников, соединенных по общему ребру, которая идет вдоль кристаллографической оси *а*. Трехмерный каркас структуры KRe(WO₄)₂ образует сочетание этих фрагментов, расположенных почти перпендикулярно друг другу и соединенных через общие ребра и вершины. В образовавшихся пустотах расположены атомы калия [24].

Согласно работам [43,44,45,46], параметры элементарной ячейки $a \sim 8.05$ Å, $b \sim 10.35$ Å, $c \sim 7.54$ Å незначительно зависят от величины ионного радиуса редкоземельных ионов, входящих в состав кристаллической матрицы KReW, при этом угол β между a и c (~ 94°, см. рисунок 1.6 и таблицу 1.3 в следующем разделе) также изменяется несущественно, менее половины градуса. В частности, на рисунке 1.4 представлены зависимости параметров элементарной ячейки кристалла KLuW от концентрации ионов иттербия и тулия [43, 45,46].



Рисунок 1.4 (а) – Относительное изменение параметров элементарной ячейки a, b, c, ее объема V и угла β кристалла KLuW в зависимости от концентрации иттербия, (б) – Аналогичные зависимости для кристалла KLuW при изменении концентрации тулия.

1.2 Основные физические и оптические параметры кристаллов *KRe*(*WO*₄)₂.

Кристаллы двойных калий-редкоземельных вольфраматов KRe(WO₄)₂, обозначаемые далее как KReW, где Re является Y (иттрием), Gd (гадолинием), или Lu (лютецием), плавятся конгрузнтно при температуре ~ $1050 \ ^{0}$ C [24,44], их твердость по шкале Мооса соответствует 4.5-5 классу [44], что близко, LiNbO₃ YVO₄. без например, к кристаллам или Нелегированные, кристаллы двойных калий-редкоземельных редкоземельных допантов, вольфраматов представляют собой бесцветные, прозрачные, твердые кристаллы, которые не растворимы в воде, в органических растворителях и практически не растворимы в слабо концентрированных неорганических кислотах (HCl, H₂SO₄ и др.). Для высококачественной полировки кристаллов KReW можно использовать стандартные оптические технологии, при этом полированные поверхности не взаимодействуют с атмосферой и сохраняют исходное оптическое качество в течение больших промежутков времени, от года и более.

Нелегированные кристаллы KReW оптически прозрачны в спектральном диапазоне 0.35 ... 5 мкм, соответствующие спектры пропускания изображены на рисунке 1.5. Необходимо отметить, что при нарушении технологии подготовки шихты, в частности, неоптимальной сушке и прокалке исходных компонент, в спектрах могут присутствовать узкие полосы поглощения на длинах волн 2.8, 2.9 и 3.5 мкм, связанные с наличием небольшого количества гидроксильных групп ОН [47].



Рисунок 1.5(а) – Спектр поглощения кристалла КҮШ из работы [12], (б) – Спектр пропускания кристалла KLuW согласно [43].

В силу низкой симметрии (пространственная группа 2/m) кристаллы KReW Три являются двулучепреломляющими. ортогональных оси оптической индикатрисы (x, y, z) для моноклинных кристаллов традиционно обозначаются как N_p, N_m и N_g, при этом соответствующие показатели преломления отвечают условию $n_p < n_m < n_g$. В моноклинных кристаллах группы 2/m одна из осей оптической индикатрисы совпадает с кристаллографической осью симметрии 2го порядка, для кристаллов KReW такой осью является N_p , т.е. $N_p \parallel b$. Две другие оси, N_m и N_g , лежат в плоскости a - c, угол β между a и c близок к прямому. На рисунке 1.6 изображено расположение осей оптической индикатрисы $N_{\rm m}$ и $N_{\rm g}$ относительно кристаллографических осей а [100] и с [001], в то время как N_p совпадает с кристаллографической осью b [010] в силу симметрии кристалла [44].



Рисунок 1.6 (а) – Взаиморасположение кристаллографических осей a, b, c и осей оптической индикатрисы N_p , N_m и N_g , (б) – Разметка осей N_m и N_g на фрагменте кристаллической були 5%Tm:KLuW, вырезанной вдоль оси b. Ось N_p совпадает с b и перпендикулярна полированной плоскости були.

Вследствие низкосимметричной моноклинной структуры кристаллы KReW обладают значительной анизотропией своих физических, оптических и спектроскопических характеристик. В частности, коэффициенты линейного расширения и теплопроводности существенно отличаются для различных

кристаллографических направлений [45,48,49,50,51,52], соответствующие данные представлены в таблицах 1.1 и 1.2.

	KGdW	KYW	KYbW	KLuW
α_{100}	13.6	11.0	10.5	10.6
α_{010}	2.8	1.9	2.6	3.35
α_{001}	22.8	17.8	16.3	16.3
α_{c^*}	20.5	15.3	14.8	15.1
α_{v}	37.1	28.3	26.9	29.2
α'_{11}	10.6	8.3	8.7	8.98
α'22	2.8	1.9	2.6	3.35
α'33	23.4	18.0	16.6	16.72
α'_{s}	19.54	15.99	14.47	14.55
α'm	14.56	10.31	9.07	11.19
α'_p	2.8	1.9	2.6	3.35
4				

Таблица 1.1. Коэффициенты линейного температурного расширения *α* кристаллов KReW, в единицах 10⁻⁶ °K [45,48,49].

Согласно представленным в таблице 1.1 данным, коэффициент линейного расширения вдоль оси *b* (ось симметрии второго порядка [010]) существенно меньше аналогичных величин для осей а [100] и с [001], что в определенной степени может влиять на термомеханические напряжения, в том числе порог разрушения кристалла при его неоднородном нагреве.

Таблица 1.2. Коэффициенты теплопроводности *k* кристаллов KReW, в единицах Вт/(м·K) при 300 °C [45, 50,51,52].

ĸ	KLuW	Yb:KLuW	KGdW	KGdW	KYW
K100	3.06	3.11	-	2.6	-
K ₀₁₀	2.36	2.55	2.6	3.8	2.7
K ₀₀₁	3.90	3.98	-	3.4	-
Kc*	3.95	-	-	-	-
K ³ 11	2.95	3.09	-	-	-
K ² 22	2.36	2.55	-	-	-
K ³ 33	4.06	4.40	-	-	-
Кg	3.59	-	-	-	-
к ^э т	3.41	-	-	-	-
K [*] p	2.36	-	-	-	-

По данным таблицы 1.2 можно сделать вывод о несколько меньшей (в среднем) теплопроводности KLuW по сравнению с другими кристаллами

семейства KREW, что объясняется в [48] увеличенной молярной массой. Там же [48] приведены эллипсоиды тензоров линейного расширения и теплопроводности для кристалла KLuW и их эволюция при изменении температуры в интервале 300...500 °C.

В соответствии с моноклинной симметрией, кристаллы KReW являются двухосными. На рисунке 1.7 представлены дисперсионные кривые показателей преломления n_p , n_m и n_g для недопированного кристалла KLuW согласно [43], аналогичные данные для KYW и KGW приведены в [54] и [52,53], соответственно.



Рисунок 1.7 – Зависимость показателей преломления кристалла KLuW n_p , n_m и n_g от длины волны.

Так же, как параметры элементарной ячейки и угол β незначительно отличаются друг от друга внутри семейства KReW, так и показатели преломления n_p , n_m и n_g для этого семейства достаточно близки, отличие составляет не более $\Delta n \sim \pm 0.05$. Дисперсионные уравнения Зельмейера для n_p , n_m и n_g приведены в работах [43, 44, 45, 54], они охватывают видимый и ближний ИК-диапазон (0.4-1.2 мкм) и могут быть экстраполированы в двухмикронную область спектра.

Важно отметить, кристаллы KReW имеют сравнительно большую величину нелинейных коэффициентов рамановского преобразования, И успешно используются для создания эффективных ВКР-преобразователей, в том числе «многоцветных» источников когерентного излучения на первых стоксовых и антистоксовых компонентах. Значительный вклад в эти исследования был И.В.Мочаловым [52,53,55,56], А.А.Каминским [54,57,58], внесен В.А.Орловичем [35,60,61]. Согласно результатам этих работ, ВКР-активные колебательные моды кристаллов KReW имеют энергию $\omega_{R1} \sim 905$ см⁻¹, $\omega_{R2} \sim 765$ cm^{-1} , $\omega_{R3} \sim 87 \ cm^{-1}$, которые соответствуют наиболее интенсивным линиям в соответствующих ориентационных спектрах спонтанного комбинационного рассеяния в области комнатных температур. Первые две моды ω_{R1} и ω_{R2} обусловлены внутренними колебаниями W-O в сдвоенных лентах из связанных вершинами и ребрами W-октаэдров [58], см рисунок 1.3. Максимальный коэффициент усиления стационарного ВКР на 1-й стоксовой линии достигает $g_{ssR} = 3.6$ см[·]Гвт⁻¹, что позволяет реализовать эффективную ВКР-генерацию как в импульсном [63,64], так в непрерывном [59,60] режимах. Более полную информацию о ВКР-параметрах KReW можно найти в публикациях [52,53,57] и обзорах [62,67].

[37,38,65] впервые определены упругие и фотоупругие В работах характеристики кристаллов калий-гадолиниевого, калий-иттриевого и калийлютециевого вольфраматов, KGW, KYW и KLuW, получена полная матрица коэффициентов упругости материала и на ее основе построены диаграммы скоростей в пяти наиболее важных с практической точки зрения плоскостях, а также определены коэффициенты акустооптического качества кристаллов М2 при изотропной дифракции для всех принципиальных конфигураций акустооптического взаимодействия, что позволило выявить направления наибольшей эффективности взаимодействия. Согласно [37], максимальная величина M₂ кристалла KGW для дифракции света на продольной звуковой волне, распространяющейся вдоль направления Ng оптической индикатрисы,

составляет $19 \cdot 10^{-15}$ с³/кг, что всего лишь в три раза меньше максимальной величины M_2 для дифракции на продольной волне в парателлурите (TeO₂), являющемся наиболее эффективным из основных кристаллов акустооптики [66]. Таким образом, кристаллы KReW могут быть использованы для изготовления высококачественных малогабаритных акустооптических затворов во всем диапазоне прозрачности, от ~ 0.4 до 5 мкм. В настоящее время работы в этом направлении активно продолжаются. В частности, большой интерес представляет разработка многофункциональных акусто-лазерных структур на основе кристаллов KReW, допированных ионами редких земель [38].

В заключение раздела приведем сводную таблицу основных физических характеристик кристаллов двойных калий-редкоземельных вольфраматов.

Параметр	Величина	Литература
Температура полиморф. перехода / плавления	~1030 °C / 1060 °C	[68,69,70]
Структура – моноклинная центросимметричная	Группа С ⁶ _{2h} – 2/m	[42,45]
Параметры элементарной ячейки KGW (KYW)	a = 8.09(5) Å,	[44]
	b = 10.37(5) Å,	
	c = 7.58(4) Å,	
	$\beta = 94^{\circ} (94.43^{\circ})$	
Область прозрачности (1 см ⁻¹ на 1 мм толщины)	365-5110 нм	[12,43,71]
Ориентировка осей оптической индикатрисы	$N_{\rm p} \parallel b \perp N_{\rm m} \perp N_{\rm g},$ $\angle (c, N_{\rm g}) \sim 18^{\rm o}$	[43,44,53]
Показатели преломления	$n_p \approx n_m \approx n_g \approx 2$	[43,44,53]
Удельная теплоемкость KLuW (KYW) при 25 °C	324(500) Дж/кг гр	[44,70]
Теплопроводность вдоль направлений <i>а</i> <i>b</i> <i>c</i>	3.1 2.4 3.9 Вт/м ⁻ гр	[44,45]
Коэффициенты линейного расширения по <i>а</i> <i>b</i> <i>c</i>	$\approx 11 2.8 19.10^{-6} \text{ °C}$	[45,48,49]
Класс твердости по Моосу	4.5-5	[44]
Микротвердость по Кнупу $a b c$, кг/мм ²	$\approx 370 \mid 390 \mid 460$	[44,45]
Коэффициент непрерывного ВКР-усиления	≈ 34 cm/ Γ BT	[44,53,62]

Таблица 1.3 – Базовые физические характеристики кристаллов KReW.

1.3 Определение термооптических коэффициентов кристалла KLuW

При нагреве активных элементов кристаллических лазеров вследствие неполного преобразования энергии накачки в энергию лазерного излучения в объеме кристалла возникает неоднородное распределение температур, приводящее к фазовым искажениям распространяющегося по кристаллу и/или светового пучка (лазерного зондирующего излучения) [22,24]. Дополнительный набег фаз, приводящий В итоге к изменению пространственного распределения интенсивности поля в световом пучке, обусловлен двумя взаимосвязанными факторами, а именно (1) неоднородным расширением кристаллического материала по направлению луча, характерный вклад которого в $\Delta \phi \sim \alpha n L \Delta T / \lambda$ (α , n и L – коэффициент линейного расширения, показатель преломления и длина кристалла вдоль луча, ΔT – изменение температуры при включении накачки, λ – длина волны) и (2) зависимостью показателя преломления от температуры, $\Delta \phi \sim (dn/dT) L \Delta T / \lambda$, где величина dn/dTвдоль луча определяется матрицей термооптических коэффициентов $\partial n/\partial T$.

Матрица термооптических коэффициентов $\partial n/\partial T$, наряду с матрицей коэффициентов линейного расширения α (например, таблица 1.1), является одной из важнейших характеристик лазерного материала, поскольку от нее зависит величина (и знак) тепловой линзы, возникающей в активном элементе за неоднородного распределения температуры в области счет накачки И прилегающей к ней областях, что, в свою очередь, существенно влияет на стабильность резонатора и диапазон рабочих параметров излучателя. Как неоднократно обсуждалось в литературе, изменение показателя преломления при изменении температуры определяется двумя основными факторами – поляризуемостью и плотностью активной среды (кристалла) [26,28,29,30]. С одной стороны, плотность кристалла, и соответственно показатель преломления, уменьшаются с ростом температуры вследствие положительной величины коэффициента объемного расширения кристаллографической элементарной ячейки, что обуславливает отрицательную термооптического часть

коэффициента. С другой стороны, увеличение поляризуемости с температурой (за счет возрастания заселенностей энергетических уровней активной среды и связанного с этим уменьшения величины запрещенной зоны для ионных кристаллов) дает положительный вклад в результирующий термооптический коэффициент. Таким образом, величина И знак термооптических коэффициентов в анизотропных ионных кристаллах могут существенно направления распространения зависеть ОТ света И его поляризации [32,33,34,52,53].

Измерение температурных коэффициентов оптического пути $\partial n/\partial T + (n-1)\alpha$ KLuW, прямо кристалла с матрицей термооптических связанных коэффициентов, было проведено предложенной автором по методике «отклонения зондирующего луча», probe-beam deflection technique [$\Pi 10$], схема экспериментальной установки представлена на рисунке 1.8 (а).



Рисунок 1.8 (a) – Схема экспериментальной установки по измерению термооптических коэффициентов, (б) – Эквивалентная оптическая схема распространения зондирующего луча в образце.

Как изображено на рисунке 1.8 (а), «зондирующий» лазерный луч (в данном коллимированное излучение гелий-неонового случае лазера), состояние контролируется полуволновой поляризации которого пластинкой $(\lambda/2).$ прямоугольный (параллелепипед) образец проходит через кристалла, установленный между нагревателем и охладителем таким образом, чтобы поток тепла соответственно, градиент температуры, был перпендикулярен И, направлению распространения «зондирующего» луча. Так как в кристалле нет внутренних источников тепла, то градиент температур будет иметь одно и то же значение во всем объеме образца, $grad(T) = (T_h - T_c)/H$, здесь T_h , T_c – температура
поверхностей кристалла, прилегающих к нагревателю и охладителю, H – высота образца. Таким образом, как температура внутри образца, так и показатель преломления для данной поляризации луча изменяются линейно вдоль высоты «H», что приводит к некоторому отклонению «зондирующего» луча от первоначальной траектории grad(T) = 0, как схематично показано на рисунке 1.8 (б). На основании общих соотношений распространения лучей в неоднородных оптических средах [31], легко получить следующую зависимость [П10] для угла отклонения θ .

$$\theta = \left(\frac{\partial n}{\partial T} + (n-1)\alpha\right) \frac{(T_h - T_c)L}{H}$$
(1.1)

где $\partial n/\partial T$ обозначает соответствующий термооптический коэффициент, n – показатель преломления, α – коэффициент линейного расширения, L – длина образца. Таким образом, из измерений угла отклонения θ можно определить так называемый температурный коэффициент оптического пути (Thermal Coefficient of Optical Path, или TCOP), TCOP = $\partial n/\partial T + (n-1)\alpha$.

На рисунке 1.9 представлены типичные примеры отклонения зондирующего луча, прошедшего через недопированные кристаллы KLuW размерами 3.50 мм $(N_m) \times 4.10$ мм $(N_g) \times 10.24$ мм (N_p) и 3.10 мм $(N_m) \times 4.16$ мм $(N_p) \times 9.92$ мм (Ng), при градиенте температур ≈ 100 град/см, $E \parallel N_m$ (а,б) и $E \parallel N_g$ (в,г), зондирующий луч проходил через центр кристаллов параллельно наибольшему ребру.



Рисунок 1.9 – Примеры отклонения зондирующего луча : (а, в) - Нулевой градиент ($T_h = T_c$), (б, г) - Градиент температур ≈ 100 град/см, шаг сетки – 2 мм.

Из измерений углов отклонения θ для всех возможных комбинаций поляризации и ориентации образцов кристалла KLuW, вырезанных по осям

индикатрисы N_p , N_m и N_g , легко получить матрицу коэффициентов ТСОР, представленную в таблице 1.4, см. также [П10,П11].

Поляризация луча :	$\mathbb{E} \parallel N_g$	$\mathbb{E} \parallel N_m$	$\mathrm{E} \parallel N_p$
Распространение по N_g :	- / -	13.20×10 ⁻⁶	2.60×10 ⁻⁶
Распространение по <i>N_m</i> :	5.08×10 ⁻⁶	- / -	0.59×10 ⁻⁶
Распространение по N_p :	-3.65×10 ⁻⁶	0.63×10 ⁻⁶	- / -

Таблица 1.4 - Матрица коэффициентов ТСОР кристалла KLuW, град⁻¹.

Особая важность коэффициентов ТСОР обусловлена тем, именно они определяют величину тепловой линзы в резонаторе с внешними зеркалами, тогда как для микрочип-резонатора (с зеркалами, нанесенными на параллельные плоскости кристалла) соответствующей величиной будет являться $\partial n/\partial T + n\alpha$ [32].

В любом случае, величины термооптических коэффициентов $\partial n/\partial T$ легко рассчитать по известным TCOP и коэффициентам линейного расширения *a*. В частности, для беспримесного кристалла KLuW $\partial n_g/\partial T = -7.4 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$, $\partial n_m/\partial T = 1.6 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ и $\partial n_p/\partial T = -10.8 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ на длине волны 633 нм [П10]. Эти результаты хорошо согласуются с независимыми измерениями [52,53], выполненными ранее И.В.Мочаловым. В работе [П11] спектральный диапазон измерений показателей преломления и термооптических коэффициентов был расширен до 1.95 мкм, на этой длине волны для кристалла 5% Tm:KLuW $\partial n_g/\partial T$ = $-9.0 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$, $\partial n_m/\partial T = -5.9 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ и $\partial n_p/\partial T = -13.3 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$. Поскольку все основные показатели преломления (n_p , n_m и n_g) уменьшаются с ростом температуры, то для кристалла KLuW основной вклад в изменение показателя преломления, связан, по всей вероятности, с уменьшением объемной плотности. Действительно, этот вывод хорошо согласуется с относительно высоким коэффициентом объемного расширения кристалла KLuW, 29.2 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1} [45]. Интересно отметить, что матрица ТСОР, см. таблицу 1.4 и таблицу 2 в [П11], является знакопеременной, т.е для определенных направлений распространения световых лучей в кристалле коэффициент ТСОР будет равен нулю. Такие направления (и соответствующие срезы кристалла) называются атермальными, поскольку при любом поперечном градиенте температур отклонения луча не происходит, и следовательно, тепловая линза не формируется. Поиску и экспериментальной демонстрации таких направлений для кристаллов KReW был посвящен ряд работ [32,33,52,53,П10,П11]. В частности, И.В.Мочаловым в [52,53] были определены атермальные направления для кристалла Nd:KGW, поляризация Е || N_m (± 30° от оси N_p в плоскости N_g - N_p). Аналогичные результаты были получены С.Бизвалом (S.Biswal et al.) для кристалла Yb:KGW [32], атермальные направления атермальные направления для поляризации Е || N_m . Там же [32] были рассчитаны атермальные направления для поляризации Е || N_p , оба локализованы в плоскости N_g - N_m , углы с осью N_m составляют -15° и +82°.

Что касается кристалла KLuW, то его атермальные направления (на длине волны 633 нм) практически совпадают с осями N_p и N_m , см. таблицу 1.4. Согласно представленным в [П11] данным, для поляризации Е || N_m , относительно которой сечения переходов ионов тулия и гольмия имеют наибольшие значения, в плоскости N_g - N_p также существуют атермальные направления для длин волн в области 1.9-2.1 мкм, которые составляют около ± 30^0 относительно оси N_g . Сравнение данных [П10] и [П11] показывает, что на величину термооптических коэффициентов могут до некоторой степени влиять тип ионов-активаторов и их концентрация. В этой связи наиболее надежным способом определения атермальных направлений, по нашему мнению, является прямое измерение TCOP соответствующих срезов лазерного кристалла на предполагаемой длине волны лазерной генерации.

Согласно [П10, П11], воспроизводимость результатов измерений ТКОП составляет ~10⁻⁷ K⁻¹, абсолютная погрешность не превышает 10⁻⁶ K⁻¹.

Выводы к Главе 1: Низкосимметричная моноклинная структура $C_{2h}^6 - 2/m$ кристаллов двойных калий-редкоземельных вольфраматов KRe(WO₄)₂, где R=Gd, Y, Lu, или сокращенно KReW, обуславливает большое разнообразие их оптических, физических и механических характеристик. В частности, кристаллы KReW являются оптически двухосными с показателями преломления, близкими к 2, при этом различие в показателях преломления по направлениям осей оптической индикатрисы n_m , n_p , n_g составляет до 5%. Нелегированные кристаллы KReW оптически прозрачны в диапазоне 365-5100 нм, что позволяет использовать их в качестве твердотельной матрицы для всех трехвалентных P3M лазерных ионов, прежде всего неодима, иттербия, эрбия, тулия и гольмия, обладающих большим числом возможных каналов генерации в видимом, ближнем и среднем ИК-диапазонах.

Важной особенностью семейства кристаллов KReW являются сравнительно высокие коэффициенты преобразования на ВКР-активных колебательных модах с частотами $\omega_{R1} \sim 905$ см⁻¹ и $\omega_{R2} \sim 765$ см⁻¹, которые обусловлены внутренними колебаниями W-O в сдвоенных лентах из связанных вершинами и ребрами Wоктаэдров и соответствуют наиболее интенсивным линиям в спектрах комбинационного рассеяния. Максимальный коэффициент спонтанного усиления стационарного ВКР на 1-й стоксовой линии достигает g_{ssR} = 3.6 см⁻Гвт⁻¹, что позволяет реализовать эффективную ВКР-генерацию как в импульсном, так в непрерывном режимах. В частности, внутрирезонаторное преобразование частоты в стоксовы и антикстоксовы компоненты позволяет расширить область генерации неодимовых, иттербиевых и тулиевых лазеров от ~ 870 до ~ 2500 нм.

В работах последних лет [37,38,65] определены упругие и фотоупругие характеристики кристаллов калий-гадолиниевого, калий-иттриевого и калийлютециевого вольфраматов, KGW, KYW и KLuW, получена полная матрица коэффициентов упругости, определены коэффициенты акустооптического качества кристаллов M₂ при изотропной дифракции для всех принципиальных

конфигураций акустооптического взаимодействия. Согласно [37], максимальная величина M₂ кристалла KGW для дифракции света на продольной звуковой волне, распространяющейся вдоль направления Ng оптической индикатрисы, составляет 19.10-15 с³/кг, что всего лишь в три раза меньше максимальной величины M_2 для дифракции на продольной волне в парателлурите (TeO₂), являющемся наиболее эффективным из основных кристаллов акустооптики. В целом, на основании всего комплекса экспериментальных результатов, сделан вывод о благоприятных перспективах использования кристаллов семейства двойных-калий-редкоземельных вольфраматов В качестве новых акустооптических материалов, в том числе для изготовления малогабаритных акустооптических затворов с повышенными характеристиками по средней мощности модулируемого излучения (на уровне 10...100 Вт) и глубиной модуляции до 90% во всем диапазоне прозрачности кристаллов, от ~ 0.4 до 5 В значительный представляет разработка мкм. частности, интерес многофункциональных акусто-лазерных структур на основе кристаллов KReW, допированных ионами редких земель [38], где в одном кристаллическом элементе соединяются функциональные возможности модулятора и активной лазерной среды.

!!!

Интересно отметить, что в силу низкой симметрии пространственной структуры кристаллов KReW и обусловленной ей анизотропией, температурные коэффициенты оптического пути (ТКОП), ответственные за формирование термической линзы, оказываются знакопеременными В направлении распространения светового осей оптической луча по направлениям Фактически это означает возможность существования в индикатрисы. кристаллах определенных направлений, при распространении по которым температурные градиенты не влияют на фазовую структуру светового луча с соответствующей длиной волны И поляризацией. Такие направления называются атермальными (АТ-направления или АТ-срезы) и могут быть

использованы при оптимизации активных элементов для лазерных излучателей со сверхстабильным пространственным профилем пучка вне зависимости от средней мощности накачки и/или генерации. В частности, для длин волн более ~ 500 нм в кристаллах KReW существуют по крайней мере два AT-направления, одно из которых лежит в плоскости N_p - N_g , при этом поляризация светового луча направлена вдоль N_m , что соответствует максимальным сечениям лазерных переходов и коэффициентам усиления, см. также раздел 4.3.

Определенным недостатком кристаллов семейства KReW является их сравнительно небольшая твердость (класс твердости по Моосу ~ 5) и величина предельных термомеханических напряжений, разрушающих кристалл (отметим, например, что микротвердость по Кнупу для KReW на порядок меньше, чем у широко распространенного лазерного кристалла иттрий-алюминиевого граната, YAG, см. также Табл. 1.3). В этой связи высокую мощность генерации на уровне единиц и десятков Ватт можно получить только с использованием специальных конфигурациях активных элементов, обеспечивающих эффективный теплоотвод из области накачки. Такие конфигурации (в частности, слэбы, диски, тонкие стержни) будут подробно рассмотрены В последующих разделах диссертационной работы.

Глава 2 – Спектроскопические характеристики кристаллов двойных калий-редкоземельных вольфраматов, активированных ионами туллия и гольмия.

2.1 Структура энергетических уровней трехвалентных ионов тулия и гольмия.

Основными задачами спектроскопии лазерных кристаллов, активированных ионами редких земель, является определение штарковской структуры энергетических уровней ионов, а также детальное изучение всех возможных механизмов энергообмена в системе взаимодействующих ионов, включая излучательные и безизлучательные переходы между различными группами энергетических уровней.

Согласно теории кристаллического поля [39,72,73], активаторный ион в кристалле подвержен воздействию электростатических полей других ионов или комплексов (лигандов), которые находятся в его ближайшем окружении и формируют внутрикристаллическое поле $V_{\rm kp}$. В связи с тем, что для ионов группы редких земель и актинидов внутренние оптически активные 4*f*-, 5*f*-электронные оболочки экранированы от внутрикристаллического поля *s*-, *p*- и *d*-внешними оболочками, влияние ближайшего окружения на штарковскую структуру уровней можно рассчитать по теории возмущений [74], полагая что $V_{\rm kp}$ существенно меньше электростатического взаимодействия электронов с зарядом ядра $V_{\rm ee}$ и спин-орбитальным взаимодействием $V_{\rm so}$, тогда в качестве начального приближения выбирается энергетическое состояние свободного иона [39,72,73].

Одним следствий сравнительно слабого ИЗ важных влияния внутрикристаллического поля является общий характер спектров поглощения и люминесценции редкоземельных ионов, в целом слабо зависящий от типа и структуры кристаллической матрицы, при этом группы энергетических уровней ионов в кристалле примерно соответствуют уровням свободных ионов. В частности, количество штарковских подуровней определяется симметрией внутрикристаллического поля, совпадающей с локальной симметрией кристалла, и квантовым числом иона *J* [39,74], см. также сводную таблицу 4.1 в монографии [39].

Как правило, экспериментальное исследование штарковской структуры энергетических уровней редкоземельных ионов в лазерных кристаллах проводится методом абсорбционной и люминесцентной спектроскопии при низких температурах [75,76,77,78,79,46,83]. Так, если температура достаточно мала, то заселенным является самый нижний подуровень основного состояния, с которого происходят переходы во все вышележащие энергетические состояния, определяющие спектры поглощения изучаемого материала. Аналогичным образом, при возбуждении любого из метастабильных уровней заселяется только его самый нижний подуровень, с которого происходят излучательные переходы на все нижележащие группы энергетических уровней, формируя низкотемпературные спектры люминесценции. Комплексный перекрестный спектров позволяет анализ всех криогенных восстановить структуру штарковских уровней, которая очень слабо зависит от температуры кристалла. В качестве альтернативной методики измерений при повышенных температурах можно отметить спектроскопию лазерных сред с помощью стимулированного излучения [80, 81], которая не получила широкого распространения вследствие значительно больших экспериментальных усилий и сложностей привязки результатов к конкретным переходам между штарковскими подуровнями.

Систематическое изучение спектров поглощения и люминесценции кристаллов Ho:KReW при криогенных температурах началось с работы [18], где были также представлены результаты генерационных экспериментов с ламповой накачкой в двухмикронной области спектра для кристаллов 5%Ho:KGW, 3%-, 5%Ho:KYW и 3%Ho:KLuW. Определение штарковской структуры основных энергетических уровней, включая метастабильные ${}^{3}F_{4}$ (Tm³⁺) и ${}^{5}I_{7}$ (Ho³⁺), было проведено в ряде работ [79,46,83]. В качестве примера, на рисунках 2.1, 2.2 и 2.3 показаны криогенные спектры поглощения кристаллов Tm:KGW, Tm:KLuW, Ho:KLuW для переходов из основного состояния ${}^{3}H_{6}$

44

(Tm³⁺), ⁵I₈ (Ho³⁺), методика измерений и экспериментальное оборудование подробно описаны в [79,46,83].



Рисунок 2.1 – Фото монокристаллических буль (a) – 3%Tm:KGW, (б) – 3%Tm:KLuW, (в) – Поляризационно-ориентированные спектры поглощения в области температур жидкого гелия (6° K), по данным публикации [79].



Рисунок 2.2 – Спектры абсорбционных переходов с нижнего уровня ${}^{3}\text{H}_{6}$ ионов Tm³⁺ в кристалле KLuW для всех основных поляризаций ($E \parallel N_{p}, N_{m}, N_{g}$) при криогенной температуре 6⁰ K [46]. Во всех графиках ось абсцисс – длина волны в обратных сантиметрах, см⁻¹, ось ординат – сечения переходов, 10⁻²⁰ см².



Рисунок 2.3 – Спектры абсорбционных переходов с нижнего уровня ${}^{5}I_{8}$ ионов Но³⁺ в кристалле KLuW для всех основных поляризаций ($E \parallel N_{p}, N_{m}, N_{g}$) при криогенной температуре 6⁰ K [83]. Во всех графиках ось абсцисс – длина волны в обратных сантиметрах, см⁻¹, ось ординат – оптическая плотность, пр. ед.

На основании этих данных в [43,46,83,84] были определены штарковские компоненты соответствующих мультиплетов, представленные в таблице 2.1.

Таблица 2.1 – Штарковские компоненты первых энергетических уровней Tm³⁺ и Ho³⁺ в матрице KLuW.

Tm:KLuW [43,46]			
$^{2S+1}L_{J} \\$	Энергия штарковских компонент, см-1		
$^{3}H_{6}$	0, 135, 155, 224, 247, 256, 279, 329, 346, 359, 513, 522, 530		
${}^{3}F_{4}$	5663, 5711, 5724, 5768, 5876, 5963, 5976, 5981, 6002		
³ H ₅	8231, 8369, 8379, 8389, 8441, 8452, 8481, 8500, 8599, 8612, 8654		
$^{3}H_{4}$	12603, 12606, 12717, 12729, 12744, 12790, 12801, 12883, 12906		
${}^{3}F_{3}$	14493, 14511, 14529, 14561, 14564, 14617, 14625		
${}^{3}F_{2}$	15078, 15081, 15103, 15123		
${}^{1}G_{4}$	21092, 21121, 21128, 21233, 21353, 21361, 21535, 21581, 21613		
Ho:KLuW [83,84]			
$^{2S+1}L_{J} \\$	Энергия штарковских компонент, см-1		
${}^{5}I_{8}$	0, 4, 6, 11, 21, 32, 43, 62, 106, 118, 144, 183, 209, 250, 292		
⁵ I ₇	5100, 5101, 5107, 5109, 5147, 5184, 5199, 5208, 5211, 5214, 5219, 5230, 5233, 5253, 5288		
⁵ I ₆	8607, 8618, 8624, 8651, 8663, 8680, 8687, 8690, 8699, 8726, 8728, 8766, 8778		
⁵ I ₅	11173, 11180, 11193, 11196, 11225, 11238, 11259, 11272, 11317, 11319, 11321		

46

2.2 Спектры поглощения, люминесценции и ненасыщенного усиления.

Для оценки параметров лазерной генерации по «квази-трехуровневой» схеме и оптимизации состава активных элементов большое значение имеют сечения поглощения σ_a и излучения σ_e на лазерном переходе в основное состояние, комбинация которых позволяет определить сечение ненасыщенного усиления σ_g в зависимости от относительной заселенности верхнего лазерного уровня. Величину сечения поглощения σ_a легко определить по спектрам пропускания поляризованного излучения плоскопараллельным образцом с известной толщиной *L* и концентрацией активных ионов *N*,

$$\sigma_a(\lambda) = -\ln(A(\lambda))/(NL), \qquad (2.1)$$

где A(λ) < 1 – относительная доля прошедшего через образец излучения с длиной волны λ, откорректированная на величину френелевских потерь [73].

Сечение излучательных переходов σ_e можно рассчитать по спектральной интенсивности люминесценции $P(\lambda)$ и времени жизни τ метастабильного уровня согласно формуле Фёхтбауэра-Ладенбурга [46,85,86,87,П1]

$$\sigma_e = \frac{\lambda^3 P(\lambda)}{8\pi n^2 C \tau \int P(\lambda) d(\ln(\lambda))}$$
(2.2)

здесь *n* – показатель преломления кристалла, *C* – скорость света в вакууме.

Альтернативным способом расчета является использование метода обращения (reciprocity method, RM), основные положения которого были сформулированы в работе Д.Е.Маккамбера [88]. В частности, в [88] предполагается больцмановское распределение ИОНОВ ПО штарковским подуровням основного и метастабильного состояний, при этом заселенность подуровней уменьшается с увеличением их энергии, отсчитываемой от самого соответствующего мультиплета. нижнего уровня В том случае, когда заселенностью всех расположенных над метастабильным мультиплетом уровней можно пренебречь (например, их время жизни достаточно мало), т.е. заселены только основное и метастабильное состояния, сечение излучательных переходов можно рассчитать в термодинамическом приближении по формуле [89,90],

$$\sigma_e(v) = \sigma_a(v) \frac{Z_1}{Z_2} exp\left(-(hv - E_{ZL})/(kT)\right)$$
(2.3)

Здесь Z₁ и Z₂ – статистические суммы нижнего и верхнего мультиплетов,

$$Z_{1,2} = \sum_{k} g_{k}^{1,2} exp\left(-E_{k}^{1,2} / \left(kT\right)\right)$$
(2.4)

 $g_k^{1,2}$ – степень вырождения подуровня k, энергия которого $E_k^{1,2}$ отсчитывается от нижнего подуровня соответствующего мультиплета, E_{ZL} – энергия между нижайшими подуровнями основного и метастабильного состояний, k и h – постоянные Больцмана и Планка, T – температура кристалла, v – частота колебаний светового поля.

Систематическое изучение спектрально – генерационных характеристик кристаллов Tm:KYW в области комнатных температур было впервые проведено в [П1], основные результаты этой работы были неоднократно подтверждены исследованиями испанских, немецких и белорусских коллег [43,46,72,90,91]. В частности, на рисунке 2.4(a,б) показаны сечения σ_e переходов ${}^{3}F_{4} \leftrightarrow {}^{3}H_{6}$ ионов Tm³⁺ в кристаллах Tm:KYW [П1] и Tm:KLuW [46].



Рисунок 2.4(а) – Сечения поглощения σ_a (пунктир) и излучения σ_e (определено по зависимости (2.2), сплошная линия) кристалла 15%Tm:KYW (*b*-срез), (б) – сечения излучательных переходов σ_e кристалла 3%Tm:KLuW, рассчитанные по методу обращения RM (формула (2.3), пунктир) и соотношению Фёхтбауэра-Ладенбурга (формула (2.2), сплошная линия).

Сравнение данных, представленных на рисунке 2.4 (а,б) показывает, что спектральная зависимость сечений излучательных переходов ${}^{3}F_{4} \rightarrow {}^{3}H_{6}$ ионов Tm³⁺ в кристаллах Tm:KYW и Tm:KLuW практически одинакова как по форме, так и по положению максимумов и их абсолютной величине, ~ $1.82\pm0.08\cdot10^{-20}$ см² при $\lambda = 1847$ нм. Такое совпадение является следствием полной изоструктурности кристаллов семейства KReW, проявляющее в значительном сходстве их физико-механических и оптических характеристик, см. раздел 2.1, а также [79,82,83,84].

Интересно отметить, что согласно рисунку 2.4(б), сечение излучательных переходов σ_e , рассчитанное по соотношению (2.3), примерно вдвое выше аналогичной величины, полученной из зависимости (2.2). Такая ситуация обусловлена тем, что в формуле (2.2) не была учтена значительная анизотропия поляризационных характеристик люминесценции кристалла, т.е. фактически соотношение (2.2) соответствует усредненному по поляризации сечению излучательных переходов, что справедливо только для изотропных сред. Последовательный учет фактора поляризационной анизотропии был проведен в работах [91,92], где было показано, что в случае значительной анизотропии для поляризации света вдоль оси оптической индикатрисы $N_{\rm m}$ соотношение (2.2) должно быть увеличено на числовой множитель, близкий к 2. В частности, в [91] приводится оценка максимальной величины сечения излучательных переходов ${}^3F_4 \rightarrow {}^3H_6$ для кристалла Yb:Tm:KYW, σ_e (1847нм) = $3.7 \cdot 10^{-20}$ см², что находится в превосходном соответствии с данными рисунка 2.4 при учете фактора поляризационной анизотропии.

Для лазерных переходов из метастабильного в основное состояние по известным спектральным зависимостям сечений поглощения σ_a и излучения σ_e легко определить сечение усиления σ_g в зависимости от относительной величины заселенностей $\beta = N_2/N$,

$$\sigma_g = \beta \sigma_e - (1 - \beta) \sigma_a , \qquad (2.5)$$

где N_2 – заселенность метастабильного состояния, N – концентрация лазерных β обозначает ионов. Символ здесь И далее не угол между кристаллографическими осями *a* и *c*, а отношение N_2/N , как это принято в литературе [27,43,46,83], см. также Список обозначений и символов на стр. 5. Величина σ_g имеет особую важность, т.к. она определяет спектральную зависимость ненасыщенного логарифмического коэффициента усиления кристалла G,

$$G = ln(I/I_0) = \sigma_g NL, \tag{2.6}$$

где I_0 и I – интенсивности светового потока на входе и выходе из активного элемента длиной L и концентрацией активных центров N. В случае неоднородного распределения инверсии заселенностей G определяется интегрированием $\sigma_g N$ по длине кристалла в направлении распространения луча.

На рисунках 2.5 и 2.6 представлены сечения поглощения σ_a , излучения σ_e и усиления σ_g на переходах ${}^{3}F_4 \leftrightarrow {}^{3}H_6$ для кристалла Tm:KLuW при поляризации света по направлению осей оптической индикатрисы $N_{\rm m}$ и $N_{\rm p}$. Соответствующие сечения для поляризации света по $N_{\rm g}$ составляют менее 10% от аналогичных величин для $N_{\rm m}$ и не представляют практического интереса [27,43,46].



Рисунок 2.5 - Сечения (в единицах 10^{-20} см² по оси ординат) поглощения σ_a (сплошная линия) и излучения σ_e (пунктир) на переходах ${}^{3}F_4 \leftrightarrow {}^{3}H_6$ для кристалла Tm:KLuW при поляризации света по направлению осей оптической индикатрисы $N_{\rm m}$ (а) и $N_{\rm p}$ (б) [27].

Согласно данным, представленным на рисунке 2.5, максимальная величина сечения излучения $\sigma_e(\mathbb{E}\|N_m) = 3.7 \cdot 10^{-20}$ см² более чем вдвое превышает аналогичное значение для $\sigma_e(\mathbb{E}\|N_p) = 1.5 \cdot 10^{-20}$ см², однако оба сечения примерно одинаковы в области длин волн $\lambda > 1900$ нм, см. также [23,43,46].



Рисунок 2.6 Сечения (в единицах 10^{-20} см² по оси ординат) усиления σ_g на переходах ${}^{3}F_{4} \leftrightarrow {}^{3}H_{6}$ для кристалла Tm:KLuW при поляризации света по направлению осей оптической индикатрисы N_{m} (а) и N_{p} (б) в зависимости от величины относительной инверсии заселенностей β [43], см. также (2.5).

Согласно результатам, представленным на рисунке 2.6, возможная область перестройки длины волны лазерного излучения составляет около 200 нм, $\lambda \approx 1800...2050$ нм для Е N_m и $\lambda \approx 1850...2100$ нм для Е N_p . Подробный анализ перестроечных характеристик Tm:KLuW лазеров приведен в главе 4.

По аналогичным [43,46,П1] методикам в работах [82,83,84] были определены сечения поглощения σ_a , излучения σ_e и усиления σ_g на переходе ${}^{5}I_7 \leftrightarrow {}^{5}I_8$ для всего семейства кристаллов Ho:KReW, соответствующие результаты представлены на рисунках 2.7 и 2.8.



Рисунок 2.7 – Сечения поглощения σ_a и излучения σ_e переходов ${}^{5}I_7 \leftrightarrow {}^{5}I_8$ (*E*||*N*_m) для кристаллов Ho:KYW (a), Ho:KGW (б) и Ho:KLuW (в) [83].

Согласно рисунку 2.7, максимальное сечение перехода ${}^{5}I_{7} \rightarrow {}^{5}I_{8} (E||N_{m}) \sigma_{e(max)}$ составляет 2.65·10⁻²⁰ см² на длине волны 2056 нм для Но:КҮW, $\sigma_{e(max)} \approx 2.70 \cdot 10^{-20}$ см² на длине волны 2054 нм для Но:КGdW, и $\sigma_{e(max)} \approx 2.45 \cdot 10^{-20}$ см² на длине волны 2059 нм для Но:КLuW, т.е. все они совпадают в пределах нескольких процентов, как и следовало ожидать для изоструктурных кристаллов.

По известным величинам σ_e и σ_a в [83,84] также были рассчитаны сечения усиления σ_g кристаллов Ho:KReW для $0.2 \le \beta = N_{517}/N_{Ho} \le 0.3$, изображенные на рисунке 2.8, где N_{517} - заселенность метастабильного уровня ⁵I₇, N_{Ho} – концентрация ионов гольмия.



Рисунок 2.8 – Сечения усиления σ_g для кристаллов Ho:KYW (a), Ho:KGdW (б), Ho:KLuW (в), $E || N_m$.

Поскольку расщепление основного уровня ${}^{5}I_{8}$ для Ho³⁺ примерно вдвое меньше, чем для такого же уровня ${}^{3}H_{6}$ ионов Tm³⁺, см. таблицу 2.1, то пороговая инверсия, соответствующая положительному усилению, оказывается для гольмия несколько больше, $\beta \approx 0.2$. При $\beta \approx 0.3$ сечения усиления Ho³⁺ для кристаллов Ho:KYW, Ho:KLuW достаточно близки, $\approx 2.3 \cdot 10^{-21}$ см², в то время как для Ho:KGdW оно заметно меньше, $\approx 10^{-21}$ см², см. также [82,83].

В настоящем разделе приведены основные спектроскопические параметры трехвалентных ионов тулия и гольмия в кристаллах семейства KReW. Методика спектроскопических измерений подробно представлена в разделе 2.4, где также приведены данные по константам взаимодействия ионов тулия и спектры поглощения в области длин волн ~ 800 нм, соответствующих наиболее эффективной накачке активных элементов на основе кристаллов Tm:KReW.

2.3 Основные особенности взаимодействия ионов тулия и гольмия в лазерных кристаллах.

С целью достижения максимальной эффективности лазерной генерации уровень допирования кристаллов активными ионами необходимо оптимизировать по целому ряду параметров. Одним из требований к лазерным материалам является достаточно большое поглощение световой мощности накачки, поэтому концентрация активных ионов не должна быть слишком мала. С другой стороны, при высоких концентрациях ионов между ними происходят различные процессы энергообмена, которые, за редкими исключениями, приводят к уменьшению заселенности верхнего лазерного уровня и тем самым ухудшают эффективность генерации.

При сравнительно небольших уровнях накачки, когда плотность ионов, находящихся в возбужденных состояниях, значительно меньше концентрации ионов в кристалле, т.е. величины допирования, справедливо приближение парного взаимодействия ионов [93,94,95], поскольку процессами с участием трех и более ионов в этих условиях можно пренебречь. На рисунке 2.9 схематично изображено положение нескольких первых энергетических уровней трехвалентных ионов тулия и гольмия, см. таблицу 2.1, а также основные каналы их взаимодействия, включая излучательные и безызлучательные переходы, нумерация уровней соответствует [93].



Рисунок 2.9 - Положение первых энергетических уровней трехвалентных ионов тулия и гольмия и основные каналы их взаимодействия.

Рассмотрим прежде всего взаимодействие ионов одного типа, например, тулия. Основные каналы взаимодействия ионов Tm³⁺ изображены в левой части рисунка 2.9, где сплошными линиями показаны переходы под воздействием накачки, лазерные переходы и другие оптические переходы, связанные с поглощением/испусканием фотонов. Штриховыми линиями показаны каналы безызлучательной релаксации, в том числе при парном взаимодействии ионов. Соответствующая группа кинетических уравнений может быть представлена в виде [93]

$$\frac{dN_4}{dt} = R_4 - k_{4212}N_4N_1 + k_{2124}N_2^2 - \frac{N_4}{\tau_4}$$
(2.7)

$$\frac{dN_3}{dt} = k_{2123}N_2^2 + \beta_{43}\frac{N_4}{\tau_4} - \frac{N_3}{\tau_3}$$
(2.8)

$$\frac{d N_2}{dt} = 2 k_{4212} N_4 N_1 - 2(k_{2123} + k_{2124}) N_2^2 + \beta_{42} \frac{N_4}{\tau_4} + \beta_{32} \frac{N_3}{\tau_3} - \frac{N_2}{\tau_2}$$
(2.9)

$$N_1 = N_{\rm Tm} - \sum_{i=2}^4 N_i \tag{2.10}$$

где N_{Tm} - объемная концентрация ионов тулия, нумерация всех энергетических уровней и кинетических констант парного взаимодействия ионов идентичны обозначениям работы [93]. В частности, т_i обозначает время жизни i –го уровня, константы β_{ii} являются коэффициентами ветвления переходов с i –го уровня на ј –й, включая люминесценцию, кинетические константы k_{iikl} описывают скорости процессов парного взаимодействия, когда два иона тулия, находящихся на уровнях "i" и "k", переходят в результате взаимодействия на уровни "j" и "l", соответственно. В частности, константа k₄₂₁₂ характеризует скорость кросс-релаксационных процессов, когда ион тулия в состоянии ³H₄ (уровень 4) взаимодействует с ионом тулия в основном состоянии ${}^{3}\text{H}_{6}$ (уровень 1), при этом оба иона переходят на метастабильный уровень ${}^{3}F_{4}$ (2), удваивая тем самым квантовый выход. Аналогично, сумма констант $k_{2123} + k_{2124}$ ${}^{3}F_{4}$. скорость эффективной нелинейной разгрузки описывает уровня получившей название ап-конверсии (up-conversion), см. также рисунок 2.9.

В случае достаточно короткого импульса накачки, действие которого сводится к скачкообразному увеличению плотности ионов Tm^{3+} на уровне 4, эволюция заселенностей уровней 2, 3 и 4 в пределе малой плотности возбуждений ($kN_2^2 \approx 0$) описывается системой линейных уравнений, решение которой легко представить в виде суммы экспоненциальных слагаемых [П1],

$$N_i(t) = \sum_{j=2,3,4} N_{ij} exp(-A_j t) , \ i = 2, 3, 4$$
(2.11)

где $A_4 = k_{4212}N_1 + 1/\tau_4$, $A_3 = 1/\tau_3$, $A_2 = 1/\tau_2$, а константы N_{ij} определяются по начальным условиям $N_{2,3}(0) = 0$. При достаточно высоких концентрациях тулия, когда процессы кросс-релаксации являются доминирующим механизмом расселения уровня 4, (2.11) легко преобразовать к виду

$$N_2(t) \propto exp(-A_2t) - exp(-A_4t)$$
 (2.12)

В случае импульсно-периодической накачки, когда возбуждающие импульсы следуют через интервал времени t_0 , все экспоненты в (2.11, 2.12) приобретают дополнительные множители, возникающие при суммировании по предыдущим импульсам, поэтому в этих формулах следует произвести замену

$$\exp(-A_i t) \to \frac{\exp(-A_i t)}{1 - \exp(-A_i t_0)}.$$
 (2.13)

Уравнения (2.7-2.10) были подробно исследованы в [93] для стационарного и квазистационарного случаев, поэтому здесь целесообразно привести краткую сводку основных формул, необходимых для последующего обсуждения экспериментальных результатов, см. следующий раздел.

Изменение интенсивности накачки I(z) определяется соотношением

$$\frac{dI}{dz} = -\sigma_{14} (N_{\rm Tm} - N_2) I \tag{2.14}$$

где σ₁₄ является сечением поглощения для данной частоты, поляризации и направления распространения луча, выбранного в качестве оси *Z*, в то время как для стационарного случая

$$\frac{N_2}{N_{\rm Tm}} = \frac{\sqrt{(I+I_0)^2 + 2k_{\rm Tm} I I_0 - (I+I_0)}}{2k_{\rm Tm} I_0}$$
(2.15)

$$I_0 = \frac{\hbar\omega}{A_{\sigma_{14}\tau_2}}, \qquad k_{\rm Tm} = 2N_{\rm Tm}\,\tau_2 \big(k_{2123} + B_{k_{2124}}\big), \qquad (2.16)$$

где численные множители A и B при высоких концентрациях тулия примерно равны 2, их точные значения определены в [93] через параметры кинетических уравнений, см. [93, Eqs.(9,10,21)]. Уравнения (2.14, 2.15) могут быть проинтегрированы в элементарных функциях, в результате получается заданная в неявном виде зависимость I(z), сопоставление которой с экспериментальными данными позволяет определить I_0 и $k_{\rm Tm}$ из (2.16), как это будет сделано в следующем разделе.

Для кристаллов, допированных гольмием, основные кинетические уравнения в целом аналогичны (2.7-2.10), за исключением слагаемых, описывающих кросс-релаксационные процессы. Необходимо отметить, что в большинстве работ подавляющем накачка гольмиевых кристаллов осуществляется по «резонансной» схеме [96,97,98], т.е. в линию максимального поглощения на переходе ⁵I₈→⁵I₇ (~1.9 мкм), при этом лазерная генерация происходит по квази-трехуровневой схеме, т.е. на том же переходе ${}^{5}I_{7} \rightarrow {}^{5}I_{8}$ (~2.1 мкм). Такой способ накачки обеспечивает максимальную эффективность, ограниченную сверху только величиной стоксовых потерь, типично 5...10%. В этом случае, при сравнительно малой интенсивности накачки, можно существенно упростить кинетические уравнения, сведя их к виду

$$\frac{dN_6}{dt} = R_6 - k_{\rm Ho} N_6^2 - \frac{N_6}{\tau_6}, \qquad (2.17)$$

при этом заселенностью всех уровней, кроме первых двух (5 и 6, см. рисунок 2.9), можно пренебречь, т.е. $N_5 + N_6 = N_{\text{Ho}}$. Здесь N_{Ho} – концентрация ионов гольмия в кристалле, R_6 обозначает скорость накачки, т.е. темп заселенности уровня ⁵I₇ (6), кинетический коэффициент $k_{\text{Ho}} = k_{6567} + k_{6568}$ характеризует совокупную скорость ап-конверсионных процессов с уровня ⁵I₇.

В общем случае, при допировании кристалла ионами тулия и гольмия [99,100, 101], группа уравнений, описывающих взаимодействие ионов, будет также аналогична системе (2.7-2.10), в которых появятся перекрестные слагаемые $k_{2156}N_2N_5$ И $k_{1265}N_1N_6$, учитывающие энергообмен между метастабильными состояниями ${}^{3}F_{4}$ и ${}^{5}I_{7}$, и дополнительные слагаемые типа $(k_{2167}+k_{2168}+k_{2365}+k_{2465})N_2N_6$, соответствующие ап-конверсионным процессам нелинейного взаимодействия ионов тулия и гольмия. В принципе, поскольку апконверсионный переход ${}^{3}F_{4} + {}^{5}I_{7} \rightarrow {}^{3}H_{6} + {}^{5}I_{5}$ имеет резонансный характер, т.е. сумма энергий ионов при таком взаимодействии существенно не изменится, то его скорость будет максимальна по сравнению с другими парными процессами, т.е. $k_{2168} >> k_{Tm} \sim k_{Ho}$, см. также [93]. Более подробно энергообмен в системе Tm:Ho:KReW будет рассмотрен в Главе 7 на основе модели локального термодинамического равновесия, предполагающую быстрый обмен энергией в квази-равновесной системе ионов, находящихся на метастабильных уровнях. Такой подход принципиально выходит за рамки парного взаимодействия ионов согласно кинетическим уравнениям (2.7-2.10) и дает возможность оценки заселенностей метастабильных уровней при практически любых инверсиях заселенности, вплоть до $N_2 \sim N_{\text{Tm}} + N_{\text{Ho}}$ [П19].

Необходимо отметить, что уравнения (2.7-2.10) и полученные на их основе (2.15-2.17) описывают состояние системы взаимодействующих ионов в отсутствие лазерной генерации, что позволяет определить из соответствующих экспериментальных данных (кинетика люминесценции и др.) такие важные параметры, как скорость кросс-релаксационных процессов и кинетические константы ап-конверсии. Подробный анализ распределения ионов тулия и гольмия по энергетическим уровням в условиях лазерной генерации был также представлен в [93], на основе представлений о квази-трехуровневой схеме генерации в приближении однородного распределения плотности мощности оптической накачки.

2.4 Кинетические константы и кросс-релаксация в кристаллах Tm:KReW.

Экспериментальное исследование кинетических констант, спектральных и генерационных характеристик кристалла 15%Tm:KYW в области комнатных температур было впервые проведено в [П1], эта работа положило начало систематическим исследованиям кристаллов Tm:KReW, Ho:KReW, Ho:Tm:KReW c целью оптимизации состава кристаллов и получения эффективной лазерной генерации в двухмикронном спектральном диапазоне [43,46,72,90,91].

Все эксперименты в [П1] были проведены на плоскопараллельных пластинках 15%Tm:KYW толщиной 1.0 мм, нормаль к поверхности пластин совпадает с кристаллографической осью 2-го порядка (b-срез). Спектры пропускания образцов изучались на спектрофотометре UV-PC Shimadzy в интервале 400 - 3200нм, спектры люминесценции были измерены в стандартной геометрии «рассеяние назад» с использованием монохроматора МДР-23У, управляемого ЭВМ, фотоприемников на основе Ge:Au и PbSe, селективного нановольтметра UNIPAN-237 и двух АЦП, один из которых использовался для мощности контроля накачки В течение всего процесса измерений. Монохроматор МДР-23У был откалиброван по линиям излучения аргонового лазера, абсолютная погрешность и спектральное разрешение для всех спектров люминесценции составили 1.0 И 0.5 HM, соответственно. Динамика импульсно-периодической кристалла люминесценции при накачке быстродействующим ΑЦΠ (1мкс) последующим регистрировалась с усреднением по результатам многих измерений (300-700). Накачка кристалла на длине волны 802 нм осуществлялась с помощью лазера на титан-сапфире, который в зависимости от условий эксперимента работал либо в непрерывном режиме с гауссовым распределением профиля луча, выходной мощностью до 0.5 Вт и шириной линии излучения 0.5нм, либо в импульсно-периодическом режиме с частотой повторения импульсов 183.2 Гц, длительностью импульса 1.7 мкс и средней мощностью до 20 мВт. Измерения энергетических

характеристик лазерных пучков проводились измерителем мощности LM-2. Излучение накачки фокусировалось в кристалл кварцевой линзой с фокусным расстоянием 100 мм, распределение плотности мощности накачки в фокусе линзы было измерено двухкоординатным сканером, управляемым ЭВМ. Полученное распределение соответствует типичной гауссовой зависимости $exp(-r^2/\omega_0^2)$, где $\omega_0=55$ мкм.

В ходе спектральных исследований была зарегистрирована только одна полоса люминесценции в интервале 1650-2000 нм, см. рисунок 2.4(а), соответствующая переходам 2 \rightarrow 1, интенсивность люминесценции переходов 4 \rightarrow 3 (\approx 2.4мкм) и 3 \rightarrow 1 (\approx 1.2мкм) находилась на уровне шумов измерительной аппаратуры. Зависимость люминесценции от времени при импульснопериодической накачке изображена на рисунке 2.10(а) сплошной линией, пунктир является ее наилучшей аппроксимацией согласно (2.12-2.13) с параметрами $\tau_2 = 1.47$ мс, $A_4 = 33500$ с⁻¹ [П1], т.е. время жизни уровня ³H₄ не превышает 30 мкс.



Рисунок 2.10 (а) – Динамика люминесценции на переходе ${}^{3}F_{4} \rightarrow {}^{3}H_{6}$ при импульсно-периодической накачке, (б) – зависимость пропускания кристалла 15%Tm:KLuW от мощности накачки и ее аппроксимация уравнениями (2.14-2.16), см. также [П1].

Отметим также, что при аппроксимации данных по формулам (2.12, 2.13) минимум невязки малочувствителен к вариациям τ_3 , поэтому, с учетом

основных экспериментальных погрешностей, можно дать для τ_3 только оценку сверху, $\tau_3 < 30$ мкс. Таким образом, время жизни τ_2 метастабильного уровня ${}^{3}F_4$ намного превосходит времена жизни τ_3 , τ_4 вышележащих уровней ${}^{3}H_5$ и ${}^{3}H_4$, что подтверждает соотношения (2.14) и полученного на их основе уравнения (2.16).

Согласно данным, представленным на рисунке 2.10(а), при концентрации тулия в кристалле KYW 10²¹ ионов/см³, соответствующей величине допирования 15%, скорость кросс-релаксационных процессов с уровня ³H₄ примерно на порядок выше скорости разгрузки этого уровня вследствие люминесцентных переходов, для которых «собственное» время жизни составляет 230 мкс [46].

Поскольку параметр A₄ прямо пропорционален концентрации тулия, см. уравнение (2.11) и комментарии к нему, то скорости кросс-релаксационных и люминесцентных переходов должны сравняться при величине допирования около 2%, что полностью соответствует результатам [43,46], см. таблицу 2.2.

Таблица 2.2 — Времена жизни уровней ${}^{1}G_{4}$, ${}^{3}H_{4}$, и эффективность кросс-релаксации для 0.5%...5% Tm:KLuW [46].

[Tm ³⁺]	τ (${}^{1}G_{4}$), мкс	τ (³ Н ₄), мкс	$\eta = k_{4212} N_1 \tau_4 / (1 + k_{4212} N_1 \tau_4)$
0.5%	140	230	~ 0
1%	130	160	0.21
3%	30	70	0.65
5%	10	20	0.90

Согласно таблице 2.2, время жизни уровня 3 Н₄ с увеличением концентрации тулия быстро уменьшается, при этом удельная доля кросс-релаксационных процессов, описываемая параметром $\eta = k_{4212}N_{1}\tau_{4}/(1+k_{4212}N_{1}\tau_{4})$, соответственно растет. Фактически, при концентрации тулия в KReW свыше 4% кроссрелаксация является доминирующим механизмом разгрузки уровня 3 Н₄, что обеспечивает квантовый выход на метастабильный уровень 3 F₄, близкий к двум, и соответствующее увеличение эффективности генерации до ~50%, см. Главы 4 и 5. Интенсивность насыщения $I_0 = 3300 \text{ Bt/cm}^2$ и коэффициент нелинейной разгрузки метастабильного уровня ${}^{3}\text{F}_{4}$ k_{Tm} =4.1 были определены из аппроксимации уравнением (2.15) экспериментальных данных, изображенных на рисунке 2.10(б), при этом множитель А в (2.16) принят равным 2 [93,П1].

На рисунке 2.11 изображена оптическая плотность кристалла 5%Tm:KLuW [ПЗ] в спектральной области накачки ($\lambda \approx 800$ нм) для поляризации $E \parallel N_{\rm m}$ и соответствующие сечения перехода ${}^{3}{
m H}_{6} \rightarrow {}^{3}{
m H}_{4}$ для всех поляризаций $E \parallel N_{\rm g}, N_{\rm m},$ $N_{\rm p}$ [27,43,46].



Рисунок 2.11(а) – Оптическая плотность кристалла 5%Tm:KLuW (сплошная линия) в области накачки $\lambda \sim 800$ нм для поляризации $E \parallel N_{\rm m}$ [ПЗ], пунктирные линии показывают спектр излучения лазерного диода, см. раздел 4.3, (б) - Сечения перехода ${}^{3}{\rm H}_{6} \rightarrow {}^{3}{\rm H}_{4}$ для всех поляризаций, $E \parallel N_{\rm g}, N_{\rm m}, N_{\rm p}$. [27].

Согласно данным рисунка 2.11, оптическая плотность кристаллов 5% Tm:KLuW в диапазоне $\lambda \sim 800$ нм достаточно велика, свыше 10 см⁻¹ в интервале 800...804 нм для $E||N_{\rm m}$ и около 30 см⁻¹ (= $3.1 \cdot 10^{20}$ см³× 9.8 $\cdot 10^{-20}$ см², см. рис. 2.11(б)) на длине волны 793.5 нм ($E||N_{\rm p}$), что позволяет эффективно накачивать кристаллы диодными лазерами, линейками и матрицами. Кроме того, оптическая плотность 5% Tm:KLuW для $E||N_{\rm m}$ выходит на высокое, на уровне 7 см⁻¹, «плато» в области 805...809 нм, что также открывает возможность использования типовых диодных модулей, разработанных для неодимовых лазеров, прежде всего для Nd:YAG [102,103].

Выводы к Главе 2: Выращенные низкоградиентным методом Чохральского крупногабаритные структурно-совершенные кристаллы семейства KReW, допированные трехвалентными ионами тулия и гольмия, позволили выполнить весь комплекс экспериментальных исследований спектрально-кинетических характеристик, в том числе определить сечения лазерных переходов, времена жизни и величины основных кинетических констант парного взаимодействия ионов. Моноклинная симметрия кристаллов обусловила ярко выраженную анизотропию спектроскопических параметров ионов туллия и гольмия в этих кристаллических матрицах. Так, например, сечения поглощения накачки ионов туллия на переходе ${}^{3}H_{6} \rightarrow {}^{3}H_{4}$ (длина волны ~800 нм) отличается на порядок при поляризации светового луча по N_{m} и N_{g} , 6×10^{-20} см² и 5×10^{-21} см², соответственно.

Значительный интерес представляют аномально высокие значения сечений излучательных переходов ${}^{3}F_{4} \rightarrow {}^{3}H_{6}$ ионов тулия и ${}^{5}I_{7} \leftrightarrow {}^{5}I_{8}$ ионов гольмия, ~3.5×10⁻²⁰ см² и 2.5×10⁻²¹ см² в двухмикронной области спектра, что в несколько раз превышает аналогичные величины для широко распространенных кристаллов YAG, YAP, YLF, и позволяет реализовать режимы импульсной генерации с наносекундной длительностью лазерных импульсов, см. ниже, разделы 4.4 и 6.3. Согласно результатам спектроскопических измерений, сечения коэффициентов ненасыщенного усиления ионов гольмия и туллия достигают величин 0.2...1×10⁻²⁰ см², что позволяет реализовать непрерывную перестройку длины волны генерации в спектральных диапазонах 2020...2100 нм и 1800...2000 нм, соответственно.

Важно отметить большую эффективность кросс-релаксационных процессов для кристаллов Tm:KReW, в которых ион тулия, находящийся в возбужденном состоянии ${}^{3}\text{H}_{4}$, передает часть энергии другому иону, который находится в основном состоянии ${}^{3}\text{H}_{6}$, в результате чего оба иона переходят на метастабильный лазерный уровень ${}^{3}\text{F}_{4}$. Таким образом, за счет кросс-

значительно возрастает, приближаясь к 2. В этом случае при поглощении одного кванта накачки с длиной волны ~ 800 нм число ионов на верхнем лазерном уровне увеличивается на два. Согласно табл. 2.2, кросс-релаксационный механизм разгрузки уровня ${}^{3}H_{4}$ начинает доминировать при концентрации тулия свыше 3%, что фактически определяет нижнюю границу допирования кристаллов KReW ионами тулия для получения эффективной лазерной генерации в двухмикронной области спектра. С другой стороны, увеличение концентрации тулия свыше 15% приводит к существенному увеличению скоростей ап-конверсионных процессов, уменьшающих время жизни и заселенность верхнего лазерного уровня. Таким образом, оптимальный интервал допирования тулием кристаллов KReW составляет 3...15% и зависит как от параметров накачки, так и от конфигурации активного элемента. Можно отметить, что для кристаллов Ho:KReW рекомендуемый интервал допирования активных элементов дисковых лазеров составляет 1...3%, см. Главу 6.

В целом, с учетом всего комплекса спектроскопических характеристик, включая сечения переходов и основные кинетические параметры, можно сделать вывод о том, кристаллы Tm:KReW, Ho:KReW, Ho:Tm:KReW, являются перспективными оптическими материалами для перестраиваемых лазерных излучателей двухмикронного диапазона.

63

ГЛАВА 3 – Эффект фотонной лавины в кристаллах калий-иттриевых и калий-иттербий-иттриевых вольфраматов, активированных тулием.

3.1 Основные особенности ап-конверсионных схем накачки активных сред.

При малых интенсивностях оптического возбуждения наиболее заселенным является состояние редкоземельных ионов с наименьшей энергией (основное состояние, ground state), поэтому схемы накачки на основе переходов из основного состояния на вышележащие уровни оказываются достаточно эффективными и широко используются для создания инверсии заселенностей в активных элементах твердотельных лазеров и оптических усилителей. При дальнейшем возрастании интенсивности накачки увеличивается число ионов, находящихся на верхних метастабильных уровнях, что приводит к заметному уменьшению концентрации ионов в основном состоянии (так называемый "обесцвечивания", bleaching эффект [105, 106]) И соответствующему уменьшению поглощения накачки. Вместе с тем, в определенных условиях ионы могут эффективно взаимодействовать между собой и световыми полями накачки, перекачивая энергию в вышележащие состояния вплоть до достижения инверсии заселенностей, которую чрезвычайно сложно получить прямой накачкой ИЗ основного состояния [107]. Перенос энергии между возбужденными состояниями, приводящими к заселению вышележащих уровней, называется ап-конверсией (up-conversion). В обзорной работе [104] были рассмотрены основные схемы ап-конверсионной накачки, которые сводятся к (1) последовательной накачке отдельного иона (двухступенчатое поглощение), (2) кооперативному взаимодействию ионов и (3) фотонной лавине, обусловленной наличием хотя бы одного канала кросс-релаксации.

Двухступенчатое (в общем случае, многоступенчатое, или каскадное) поглощение происходит в результате перехода ионов из основного в одно из метастабильных состояний, из которого происходит дальнейший переход на вышележащий метастабильный уровень. Базовая схема двухступенчатой накачки представлена на рис. рис. 3.1, для нее принципиальным является использование нескольких длин волн, обеспечивающих резонансные переходы между соответствующими уровнями [104].



Рисунок 3.1 - Оптическая схема двухступенчатой накачки, где а и b - кванты накачки, переводящие ион из основного состояния 1 в метастабильное состояние 2, и далее из метастабильного состояния 2 на уровень 3. (а) - принципиальная схема двухступенчатой накачки, (б) - реалистичный вариант с метастабильными уровнями 2, 3 и короткоживущими промежуточными уровнями 2', 3'.

Необходимо отметить, что в схеме на рис. 3.1(б) использование промежуточных уровней позволяет существенно повысить эффективность накачки за счет более высоких сечений переходов $1\rightarrow 2'$ и $1\rightarrow 3'$, а также избежать резонансных переходов $2\rightarrow 1$ и $3\rightarrow 2$, возможных в схеме рис. 3.1(а) при значительных заселенностях уровней 2 и 3, сопоставимых с заселенностью основного состояния 1.

На рис. 3.2 приведен пример двухкаскадной накачки кристалла Nd:LaF₃ [104,111]. Заселение уровня ${}^{4}D_{3/2}$ происходит в результате последовательного поглощения квантов накачки с длиной волны 800 и 590 нм, лазерная генерация с длиной волны 380 нм на переходе ${}^{4}D_{3/2} \rightarrow {}^{4}I_{11/2}$ осуществляется по квази-

четырехуровневой схеме, т.к. в условиях криогенных температур заселенность нижнего лазерного уровня ⁴I_{11/2} пренебрежимо мала. Аналогичным образом осуществлялась ап-конверсионная накачка кристалла Nd:YLF [104, 111].



Рисунок 3.2 - Оптическая схема двухкаскадной накачки кристалла Nd:LaF₃.

метастабильного Наличие состояния, принципиально важного ЛЛЯ осуществления каскадного поглощения, также имеет большое значение для апконверсионных схем накачки, обусловленных кооперативным взаимодействием ионов. В данном случае поглощение оптической накачки переводит ионы (доноры) в метастабильное состояние, одного типа затем происходит эффективный безызлучательный энергообмен между этими ионами и ионами другого типа (акцепторами), за счет чего в подсистеме акцепторов достигается инверсия заселенностей и осуществляется лазерная генерация. Такая схема накачки может применяться в том случае, когда прямая накачка ионовакцепторов затруднена из-за неэффективного поглощения либо вследствие специфичности длины волны накачки. Классическим примером реализации эффективной накачки в режиме кооперативного взаимодействия ионов являются со-допированные трехвалентным иитербием и эрбием кристаллы и стекла, в которых происходит интенсивный энергоперенос от метастабильного уровня ${}^{2}F_{5/2}$ ионов иттербия на промежуточный уровень ${}^{4}I_{11/2}$ и далее на метастабильный уровень ${}^{4}I_{13/2}$ ионов эрбия [108, 109, 110]. Ионы иттербия имеют интенсивные полосы поглощения в спектральной области 1 мкм, для которой разработаны мощные полупроводниковые источники накачки (диоды, линейки, матрицы), при этом доля безызлучательных процессов передачи энергии от иттербия к эрбию достигает 90%...95% [110]. Оптическая схема ап-конверсионной переходов для накачки В режиме кооперативного взаимодействия ионов изображена на рис. 3.3, см. также [104].



Рисунок 3.3 - Оптическая схема переходов для ап-конверсионной накачки в режиме кооперативного взаимодействия ионов. Уровень 1 - основное состояние ионов, уровни 2, 3 - метастабильные, уровни 2', 3' - промежуточные короткоживущие, см. также рис. 3.1(б).

При взаимодействии донорных и акцепторных ионов, находящихся в метастабильных состояниях 2, возможен переход иона-акцептора на местабильный уровень 3, одновременно ион-донор возвращается в основное состояние 1. Если такой энергообмен будет достаточно эффективен, то при

интенсивной накачке можно получить инверсию заселенностей и лазерную генерацию на переходах 3 → 1, как правило, в видимой области спектра [104].

В качестве примера на рисунке 3.4 представлена оптическая схема трехступенчатой кооперативной накачки кристалла Er:YLiF₄ [112].



Рисунок 3.4 - Оптическая схема кооперативной накачки кристалла Er: YLiF₄.

На первом этапе в результате кооперативного взаимодействия ионов эрбия в состояниях ${}^{4}I_{11/2}$ заселяется уровень ${}^{4}F_{7/2}$, с которого происходит быстрая релаксация в состояние ${}^{4}S_{3/2}$, рис. 3.4(а) Одновременно, часть ионов релаксирует из состояния ${}^{4}I_{11/2}$ на уровень ${}^{4}I_{13/2}$, при этом кооперативное взаимодействие этих ионов приводит к заселению уровня ${}^{4}F_{9/2}$, рис. 3.4(б). На третьем этапе в результате кооперативного взаимодействия заселяется уровень ${}^{2}P_{3/2}$, переходы с которого на уровень ${}^{4}I_{13/2}$ позволяют получить лазерную генерацию с длиной волны 470 нм. Следует отметить, что вследствие сравнительно малой эффективности кооперативных процессов КПД генерации по схеме на рис. 3.4 не превышает долей процента [104, 112]. Фотонная лавина является одним из наиболее эффективных (и наиболее необычных) механизмов ап-конверсионной накачки. Условиями возникновения фотонной лавины является резонансный переход из метастабильного состояния 2 в метастабильное состояние 3 (через уровень 3'), а также наличие канала безызлучательного расселения уровня 3 при переходах $3 \rightarrow 2$ и $1 \rightarrow 2$, как показано на рис. 3.5.



Рисунок 3.5 - Схема образования фотонной лавины. Все обозначения уровней идентичны рис. 3.1 и 3.3, NR обозначает нерезонансный переход, приводящий к небольшой начальной заселенности уровня 2.

Согласно рис. 3.5, образование фотонной лавины происходит следующим образом. Пусть уровень 2 имеет небольшую заселенность за счет, например, нерезонансного (очень слабого) поглощения оптической накачки. Поглощение кванта накачки с уровня 2 переводит ион-донор в состояние 3, при этом заселенность уровня 2 уменьшается на единицу. В результате энергообмена между ионом-донором и ионом-акцептором оба иона переходят в метастабильное состояние 2, т.е. в результате поглощения кванта накачки заселенность уровня 2 возрастает. При достаточно интенсивной накачке

предельная заселенность уровня 2 ограничена конкуренцией между темпом его взаимодействия заселенности за счет ионов-доноров В энергетическом состоянии 3 и ионов-акцепторов в основном состоянии (их число уменьшается по мере заселенности всех остальных уровней) и всеми остальными каналами расселения уровня 2, включая излучательные $(2 \rightarrow 1)$ и безызлучательные (в том числе $2 \rightarrow 3'$) переходы. В частности, как будет показано в одном из разделов (3.4), при последующих оптимальных условиях накачки И концентрации туллия возможно обеспечить заселенность метастабильного состояния ${}^{3}F_{4}$ до уровня 80%...90% от полной концентрации туллия в кристалле.

В качестве примера, завершающего данный раздел, на рисунке 3.6 приведены оптические схемы фотонной лавины для кристаллов Pr:LaCl₃ [113] и Er:YALO [114]. Отметим также, что эффективность образования фотонной лавины в кристаллах Pr:LaCl₃ достаточно высока и достигает 25% [104, 113], т.е. каждый четвертый квант накачки участвует в образовании фотонной лавины.



Рисунок 3.6 - Энергетические уровни и переходы, соответствующие образованию фотонной лавины, (а) – для кристаллов Er:YALO и (б) – Pr:LaCl₃.

3.2 Кросс-релаксационный механизм формирования «фотонной лавины».

Как было отмечено в предыдущем разделе, эффект фотонной лавины предоставляет уникальные возможности для накачки тулиевых кристаллов оптическим излучением, длина волны которого находится вне полос поглощения из основного состояния ³H₆ ионов Tm³⁺. В данном случае поглощение квантов накачки связано с переходами из метастабильного состояния ³F₄ и начальный этап развития фотонной лавины можно представить следующим образом.

Пусть в начальный момент времени на метастабильном уровне ${}^{3}F_{4}$ находится хотя бы один ион Tm³⁺, тогда при поглощении кванта накачки он перейдет в одно из вышележащих состояний, например, на группу уровней ${}^{3}F_{3}$, ${}^{3}F_{2}$, откуда сравнительно быстро срелаксирует на уровень ${}^{3}H_{4}$, т.к. энергетический зазор между ними невелик, см. таблицу 2.1. Если концентрация тулия в основном состоянии ${}^{3}H_{6}$ достаточно высока, то в результате кросс-релаксации на уровне ${}^{3}F_{4}$ окажутся уже два иона. Таким образом, поглощение квантов накачки с метастабильного уровня ${}^{3}F_{4}$ в сочетании с последующей кросс-релаксацией увеличивает заселенность этого уровня, причем на начальном этапе этот процесс, как будет показано далее, развивается экспоненциально быстро, что и отразилось в названии этого эффекта. В принципе, этот эффект может быть реализован не только для тулиевых систем, но и для таких комбинаций ионов, в которых имеется хотя бы один кросс-релаксационный канал, например, Pr, Er, Nd [104].

Необходимо отметить, что эффект фотонной лавины имеет пороговый характер, т.е. начинается с определенной интенсивности оптической накачки, поскольку для формирования лавины скорость увеличения числа ионов в состоянии ${}^{3}F_{4}$ за счет кросс-релаксации должна превышать скорость люминесцентных переходов ${}^{3}F_{4} \rightarrow {}^{3}H_{6}$. Далее, при высоких плотностях мощности накачки фотонная лавина будет выходить на насыщение, так как эффективность кросс-релаксации при уменьшении концентрации тулия в основном состоянии

 ${}^{3}\text{H}_{6}$ быстро падает, см. таблицу 2.2, и кроме, того, возрастает удельная доля различных ап-конверсионных процессов, приводящих к ускоренному расселению метастабильного уровня ${}^{3}\text{F}_{4}$, см. также [115, 116].

Для описания начальных процессов формирования фотонной лавины в кристаллах Tm:KReW при накачке на длине волны 1064 нм можно использовать приближение парного взаимодействия ионов, соответствующие кинетические уравнения были подробно проанализированы в работах [93, 104, 117, П12, П13]. Так, в [П12] был рассмотрен общий случай допирования кристалла ионами иттербия и тулия, при этом роль ионов иттербия сводилась в основном к тому, чтобы обеспечить небольшую начальную заселенность метастабильного уровня ³F₄ в соответствии со схемой энергообмена, представленной на рисунке 3.7.



Рисунок 3.7 – Основные каналы энергообмена в системе ионов Yb³⁺, Tm³⁺ [П12].

Система кинетических уравнений, в целом аналогичная (2.7-2.10), будет иметь вид

$$\frac{dN_4}{dt} = \sigma_{25}IN_2 + k_{2124}N_2^2 - k_{4212}N_4N_1 - \frac{N_4}{\tau_4}$$
(3.1)
$$\frac{dN_2}{dt} = k_{\text{BA13}}N_1N_{\text{B}} - \sigma_{25}IN_2 - 2(k_{2123} + k_{2124})N_2^2 + 2k_{4212}N_4N_1 + \beta_{42}\frac{N_4}{\tau_4} - \frac{N_2}{\tau_2}$$
(3.2)

$$\frac{dN_{\rm B}}{dt} = \sigma_{\rm AB} I \left(N_{\rm A} - N_{\rm B} \right) - k_{\rm BA13} N_{\rm I} N_{\rm B} - \frac{N_{\rm B}}{\tau_{\rm B}}$$
(3.3)

$$N_{\rm Tm} = N_1 + N_2 + N_4 \quad \text{M} \quad N_{\rm Yb} = N_{\rm A} + N_{\rm B} \quad . \tag{3.4}$$

Здесь *I* - интенсивность накачки в единицах плотности потока фотонов, σ_{ij} - поперечное сечение переходов с уровня і на уровень j, k_{ijkl} - кинетические константы взаимодействия ионов i \rightarrow j и k \rightarrow l, τ_i - время жизни i-го уровня, β_{42} - относительная доля переходов 4 \rightarrow 2, включая каскадные процессы 4 \rightarrow 3 \rightarrow 2, N_{Tm} и N_{Yb} - объемные концентрации ионов туллия и иттербия, все обозначения идентичны главе 2, за исключением индекса 5, который в этой главе (только в этой главе !) относится к группе уровней ${}^{3}F_{3}, {}^{3}F_{2}$ иона Tm³⁺.

Изменение интенсивности накачки определяется соотношением

$$\frac{\partial I}{\partial z} = -I\left(\sigma_{AB}\left(N_{A} - N_{B}\right) + \sigma_{25}N_{2}\right),\tag{3.5}$$

где направление распространения луча в кристалле выбрано в качестве оси Z.

По аналогии с результатами работ [91,93, П1, П12] мы будем считать, что с уровней В, 3 и 5 идут быстрые безызлучательные переходы на уровни 2 и 4, на уровне 4 происходит эффективная кросс-релаксация, поэтому заселенностью этих уровней (т.е. В, 3-5), равно как и их производными по времени, можно пренебречь. В этом случае система (3.1-3.3) сводится к уравнению

$$\frac{dN_2}{dt} = \sigma_{AB}N_AI + \eta\sigma_{25}N_2I - 2(k_{2123} + (1 - \eta)k_{2124})N_2^2 - \frac{N_2}{\tau_2} , \qquad (3.6)$$

Здесь, как и таблице 2.2, $\eta = k_{4212}N_1\tau_4/(1+k_{4212}N_1\tau_4)$ обозначает эффективность кросс-релаксации [43,46,93], т.е. ту относительную долю ионов, которые уходят с уровня 4 вследствие кросс-релаксационных процессов, см. также таблицу 2.2. В тех случаях, когда длительность импульса накачки значительно меньше характерного времени жизни уровня 2, тремя последними слагаемыми в (3.6) можно пренебречь; совместное решение (3.5) и (3.6) для "тонких" кристаллов, у

которых поглощаемая мощность накачки составляет незначительную долю падающей, приводит к соотношению

$$\frac{\Delta I}{I} = \frac{\sigma_{AB} N_A L}{\eta} \left(exp \left(\eta \sigma_{25} \int_0^t I dt \right) + \eta - 1 \right).$$
(3.7)

Здесь ΔI – поглощаемая кристаллом мощность, $\Delta I \ll I$, L – толщина кристалла, френелевские потери на отражение не учитываются. Необходимо отметить, что (3.7) справедливо при относительно небольших заселенностях уровня 2, когда $N_2 \ll N_1$, поскольку при N_2 , сравнимом с N_1 , эффективность кросс-релаксации η уменьшается в результате истощения основного состояния, при этом дальнейшее увеличение поглощения кристалла относительно невелико, см. также следующий раздел.

После окончания импульса накачки интенсивность *I* в (3.6) становится равной нулю, тогда из (3.6) легко получить кинетику изменения заселенности уровня 2 с учетом ап-конверсионных процессов,

$$\frac{N_2(t)}{N_2(0)} = \frac{\exp(-t/\tau_2)}{1 + k_{\Sigma Tm} N_2(0)\tau_2(1 - \exp(-t/\tau_2))} , \ k_{\Sigma Tm} = 2(k_{2123} + (1 - \eta)k_{2124})$$
(3.8)

где $N_2(0)$ – заселенность уровня 2 в начальный момент, за который в данном случае принимается время окончания импульса, $k_{\Sigma Tm}$ – коэффициент апконверсии [93,П1]. Например, в кристаллах Tm:KReW $k_{\Sigma Tm} \sim 1.5 \cdot 10^{-18}$ cm³/s [П1].

Для определения заселенности уровней 1-4 при произвольных толщинах кристалла и длительности импульса накачки необходимо получить решение всей системы (3.1-3.5), что в принципе может быть выполнено численными методами. Степень соответствия подобных расчетов реальной динамике заселенностей в настоящее время неясна, поскольку нельзя ожидать, что приближение "парного" взаимодействия ионов будет достаточно точным в условиях интенсивной накачки кристалла, при которой быстро возрастает относительная доля «многочастичных» процессов с участием трех и более ионов [104,115,116].

3.3 – Кинетика фотонной лавины в кристалле 7%Tm:50%Yb:KYW.

Экспериментальные исследования кинетики фотонной лавины первоначально были выполнены на образцах кристалла 7%Tm:50%Yb:KYW, где поглощение излучения накачки с длиной волны 1064 нм ионами иттербия обеспечивало небольшую начальную заселенность метастабильного уровня ³F₄, см. рисунок 3.7.

Из монокристалла $\text{KTm}_{0.07} \text{Yb}_{0.5} \text{Y}_{0.43} (WO_4)_2$, выращенного низкоградиентным методом Чохральского из раствора в расплаве $\text{K}_2 \text{W}_2 \text{O}_7$ [40,41], были изготовлены пластинки толщиной 2.2мм с небольшим клином около 2°; полированные поверхности пластин перпендикулярны кристаллографической оси b с точностью $\pm 3^\circ$. Спектры пропускания образцов в интервале 400-3200нм были измерены на спектрофотометре Shimadzy, спектры люминесценции были получены в геометрии «рассеяние вперед» с использованием монохроматора МДР-23У и комплекта измерительной аппаратуры, описанной в разделе 2.4 второй главы, см. также [П1].

Схема экспериментов изображена рисунке 3.8 : линейно-поляризованное излучение импульсного Nd:YAG лазера (квантрон К-301, лампа ДНП5/60, источник питания "EPILAS") фокусировалось на поверхность кристалла К в пятно диаметром 230±30мкм.



Рисунок 3.8 – Схема эксперимента по исследованию кинетики фотонной лавины, К – кристалл 7%Tm:50%Yb:KYW, Ф – фильтр, Ф1, Ф2 – фотоприемники, см. также [П12].

Спектр и кинетика люминесценции в интервале длин волн 1600-2000нм были измерены с помощью монохроматора МДР-23У при использовании соответствующих фильтров (Ф). Кинетика пропускания регистрировалась

фотодиодом ФД256, подключенному через согласованную нагрузку ко входу быстродействующего АЦП, разрешение по времени всего измерительного тракта составило 500 нс, для измерения кинетики люминесценции было использовано фотосопротивление ФР-185 на основе PbSe с быстродействием 15 мкс. В предварительных экспериментах было установлено, что поглощение образца максимально в том случае, когда поляризация излучения накачки направлена вдоль оси оптической индикатрисы N_m, все приводимые ниже данные получены для этой ориентации кристалла. Эффективность кроссрелаксации η, которая входит как параметр в уравнения (3.6, 3.7), определялась ИЗ сравнительных экспериментов по относительной интенсивности люминесценции для двух кристаллов, исследуемого 7%Tm:50%Yb:KYW и «реперного» 15%Tm:KYW [П1], в качестве источника накачки был использован маломощный лазерный диод (100мВт, 810нм). Интенсивность люминесценции, величину поглощенной нормированная на мощности, В пределах экспериментальной погрешности (≈5%) для обоих кристаллов оказалась одинакова, что позволило сделать вывод об идентичности η для этих кристаллов, $\eta \approx 0.95$ [П1, 46], см. также таблицу 2.2. Таким образом, высокая концентрация ионов иттербия (~50%) не оказывает заметного влияния на эффективность кросс-релаксации, что также подтверждается результатами независимых исследований кристаллов Tm:Yb:KYW [91, 92].

На рисунке 3.9 показаны формы импульса излучения накачки до кристалла (кривая "P_{in}"), за кристаллом (кривая "P_{out}") и рассчитанный (с поправками на френелевское отражение) коэффициент поглощения кристалла (на длине волны 1064 нм) А = (P_{in} – P_{out})/P_{in}. Пунктирная кривая является аппроксимацией начального участка «А» по формуле (3.7) [П12], наилучшее совпадение с экспоненциальной зависимостью (3.7) было получено для интервала аппроксимации 0.04...0.1 мс.



Рисунок 3.9 – Кинетика поглощения кристаллом 7% Tm:50% Yb:KYW лазерного излучения с длиной волны 1064 нм, поляризованного по $N_{\rm m}$ (E|| $N_{\rm m}$). Правая ось ординат показывает величину относительной заселенности метастабиля ${}^{3}F_{4}$, полученную пересчетом данных по поглощению, см. текст.

Согласно представленным данным, поглощение образца монотонно возрастает от 3% в начале импульса до ~75% к моменту его окончания. Начальный участок этой зависимости (0-0.04 мс) не показан, так как здесь флуктуации интенсивности P_{in} и P_{out} вследствие релаксационных колебаний значительно превышают средний уровень. Необходимо отметить, что единственным варьируемым параметром аппроксимации является сечение перехода σ₂₅, поскольку остальные величины, входящие в (3.7), т.е. η и $\sigma_{AB}N_{A}L=0.030$, кристалла начальное поглощение определялись экспериментально. Как видно из рисунка 3.3, формула (3.7) в целом согласуется с экспериментальной зависимостью, однако из-за значительных вариаций σ_{25} при изменении области аппроксимации оказалось возможно получить только оценку σ_{25} , $\sigma_{25}=1\div 3\cdot 10^{-20}$ см². По нашему мнению [П12], некоторое расхождение (3.7) с экспериментом обусловлено тем, что поглощение накачки кристаллом 7%Tm:50%Yb:KYW, вообще говоря, не является малым, особенно на момент окончания импульса (А ~ 0.7), и кроме того, предположение о незначительной заселенности уровня 4 не выполняется для исследуемого кристалла. Вместе с

тем, сечение перехода σ_{25} имеет тот же порядок величины, что переходы между другими уровнями ионов Tm³⁺ в KReW, см. рисунок 2.4 (б) и 2.5 (а,б).

Правая ось ординат на рисунке 3.9 показывает относительную долю ионов туллия, находящуюся в метастабильном состоянии ${}^{3}F_{4}$, которая была рассчитана по соотношению $N_{2}=(A-\sigma_{AB}N_{A}L)/\sigma_{25}L$, $A=(P_{in}-P_{out})/P_{in}$ – поглощение кристалла, σ_{25} было принято равным $2 \cdot 10^{-20}$ см². Согласно этой оценке, к моменту окончания импульса накачки на уровень 2 переходит примерно 50% всех ионов туллия из области возбуждения.

Более точную оценку N₂ на момент окончания импульса накачки можно измерений получить ИЗ кинетики люминесценции, используя для (3.8).аппроксимации экспериментальных уравнение результатов Соответствующие зависимости изображены на рисунке 3.10, где пунктирной линией показана наилучшая аппроксимация нормированной интенсивности 7%Tm:50%Yb:KYW люминесценции кристалла при двух независимо варьируемых параметрах, $k_{\Sigma Tm}N_2(0)$ и τ_2 , см. (3.8).



Рисунок 3.10 — Кинетика люминесценции кристалла 7%Tm:50%Yb:KYW на переходе ${}^{3}F_{4} \rightarrow {}^{3}H_{6}$, пунктирной линией показана аппроксимация (3.8) с момента окончания фотонной лавины, t = 0.3 мс.

Согласно результатам аппроксимации, варьируемые параметры имеют следующие значения : $\tau_2 = 1.50$ мс и $k_{\Sigma Tm} N_2(0) \tau_2 = 2$. Прежде всего отметим, что времена жизни метастабильного состояния ³F₄ ионов Tm³⁺ в кристаллах 7%Tm:50%Yb:KYW 15%Tm:KYW [Π1] совпадают И пределах В погрешности, экспериментальной ЧТО свидетельствует об отсутствии концентрационного тушения люминесценции больших при уровнях допирования кристаллов KReW тулием, вплоть до 10²¹ ионов/см³. Это обстоятельство дает возможность использовать в качестве активных элементов высококонцентрированные кристаллы Tm:KReW, обладающие высокой оптической плотностью, что имеет большое значение для разработки высокоэффективных дисковых лазеров, см. также Главу 5.

Далее, если принять, как это сделано в [П12], что коэффициент апконверсии $k_{\Sigma Tm}$ для кристалла 7% Tm:50% Yb:KYW тот же самый, что и у 15% Tm:KYW [П1], $k_{\Sigma Tm}$ =1.5·10⁻¹⁸ см³/сек, то отсюда легко получить оценку $N_2(0)/N_{Tm} \approx 0.9$, которая находится в разумном соответствии с данными рис. 3.9. Таким образом, на основании результатов кинетических экспериментов можно сделать вывод о том, что в режиме фотонной лавины может быть получена весьма большая инверсия заселенностей, вплоть до 90%.

3.4 – Коэффициенты усиления и эффективность образования фотонной лавины.

Более точные оценки величины инверсии можно получить из измерений коэффициента ненасыщенного усиления на переходе ${}^{3}F_{4} \rightarrow {}^{3}H_{6}$, как это сделано в работе [П13] для кристалла 10%Tm:KYW. Возможность развития фотонной лавины при монодопировании кристаллов ионами тулия обусловлена тем, что при комнатных температурах уровень ${}^{3}F_{4}$ имеет хоть и очень небольшую, но все же конечную заселенность, $N_{2}/N_{Tm} \sim 10^{-12}...10^{-9}$ для диапазона температур $300^{0}...400^{0}$ K. Эта оценка сделана в соответствии со структурой энергетических уровней Tm:KLuW, см. таблицу 2.1, и в принципе справедлива для всех других кристаллов, содержащих ионы Tm³⁺, поскольку N_{2}/N_{Tm} определяется в основном

энергетическим зазором между ${}^{3}\text{H}_{6}$ и ${}^{3}\text{F}_{4}$, а не конкретной структурой соответствующих штарковских подуровней.

Схема эксперимента по измерению коэффициента ненасыщенного усиления кристалла 10%Tm:KYW изображена на рисунке 3.11, она практически идентична аналогичной схеме на рисунке 3.8, за исключением того, что два оптических элемента, линза L2 и плоскопараллельная стеклянная пластинка формируют пучок зондирующего излучения, распространяющийся параллельно лучу накачки с длиной волны 1064 нм.



Рисунок 3.11 – Схема экспериментального модуля для исследований коэффициента ненасыщенного усиления кристаллов Tm:KReW в режиме фотонной лавины [П13].

Для коэффициента обе измерений усиления поверхности плоскопараллельной пластинки из кристалла 10%Tm:KYW (b-срез) были просветлены на длину волны накачки и зондирующего излучения, с величиной остаточного отражения менее 1% на обоих длинах волн. Световой импульс Nd:YAG лазера, работающего в режиме свободной генерации, фокусировался на поверхность исследуемого образца с помощью линзы L1, диафрагма (диаметр 309 мкм) из медной фольги толщиной 100 мкм, прижатой к поверхности образца, пропускала 85% энергии накачки, т.е. периферия всех пучков (накачки и зондирующего излучения) обрезалась. Зондирующее излучение с длиной волны 1831 нм и спектральной шириной 2 нм было промодулировано по интенсивности за счет модуляции тока маломощного (2 мВт) лазерного диода LD, частота модуляции составила 20 кГц. Поляризации лучей накачки и зондирующего излучения были одинаковы, *Е*||*N*_m. Относительная интенсивность

зондирующего излучения была измерена с помощью монохроматора МДР-23У, настроенного на длину волны 1831 нм, и ИК-фоторезистора на основе селенида свинца ФР-185 с быстродействием 15 мкс. Энергия импульсов накачки была определена с помощью измерителя мощности LM-2, частота следования импульсов составляла 12.5 Гц.

На рисунке 3.12 показан пример типичного фотоотклика для энергии импульса накачки (на входе в кристалл) 4.2 мДж.



Рисунок 3.12 – Зависимость фотоотклика от времени для энергии импульса накачки (на входе в кристалл) 4.2 мДж, на вставке изображены начальный участок этой зависимости и форма импульса накачки (пунктир).

Сигнал фотоотклика представляет собой суперпозицию двух составляющих – модулированного сигнала зондирующего излучения и немодулированной компоненты люминесценции, обе достигают максимальной интенсивности на момент окончания импульса накачки, при этом амплитуда модулированного сигнала уменьшается по мере уменьшения заселенности уровня ³F₄.

На рисунке 3.13 представлена зависимость логарифма максимума коэффициента усиления *G* от поглощенной кристаллом энергии накачки, здесь *G* является отношением максимальной амплитуды фотоотклика (на момент окончания импульса накачки) к амплитуде фотоотклика для свободной апертуры, в отсутствие кристалла.



Рисунок 3.13 – Зависимость логарифма максимума коэффициента усиления G (к моменту окончания импульса накачки) от поглощенной энергии накачки Q_{abs} , на вставке показана зависимость поглощенной энергии Q_{abs} от падающей Q_{in} .

По данным рисунка 3.13 легко рассчитать сечения перехода на длине волны 1831 нм и величину инверсии N_2/N_{Tm} , пренебрегая заселенностью всех уровней выше метастабильного ${}^{3}\text{F}_{4}$, т.е. $N_1 + N_2 = N_{\text{Tm}}$. При однородном распределении интенсивности в фокусе луча накачки логарифм коэффициента усиления будет иметь вид [93,П13]

$$Ln(G) = \frac{\sigma_{abs} + \sigma_{em}}{S} \int N_2 dV - \sigma_{abs} N_{\rm Tm} L \approx \frac{(\sigma_{abs} + \sigma_{em})\eta_{pa}Q_{abs}}{\hbar\omega_p S} - \sigma_{abs} N_{\rm Tm} L, \qquad (3.9)$$

здесь σ_{abs} и σ_{em} являются сечениями поглощения и излучения на длине волны зондирующего излучения лазерного диода 1831 нм, *S* – площадь апертуры, η_{pa} - эффективность фотонной лавины, т.е. отношение числа ионов Tm³⁺, перешедших на уровень ³F₄, к числу поглощенных квантов накачки $Q_{abs}/\hbar \omega_p$, $\hbar \omega_p$ – энергия кванта накачки, интегрирование проводится по всей области накачки кристалла.

При низкой интенсивности накачки, когда N₂ << N_{Tm}, Ln(G) должен расти линейно с поглощенной энергией Q_{abs} , что действительно наблюдается в эксперименте. Так, на рисунке 3.13 пунктирная линия соответствует линейной аппроксимации $Ln(G) = -0.78 + 390 \cdot Q_{abs}$ [Дж] для области 0-0.0018 Дж. Если предположить, как это сделано в [П12,П13], что при N₂ << N_{Tm} параметр эффективности фотонной лавины η_{pa} соответствующим совпадает с коэффициентом кросс-релаксации $\eta = 0.95$ для кристаллов 7%Tm:50%Yb:KYW и 15%Tm:KYW, см. предыдущий раздел, то из (3.9) сразу можно получить оценку $\sigma_{abs} + \sigma_{em} = (5.7 \pm 0.3) \cdot 10^{-20} \text{см}^2$ и $\sigma_{abs} \approx 1.2 \cdot 10^{-20} \text{см}^2$. Отметим, что величина σ_{abs}, полученная из аппроксимации (3.9), отличается всего на 10% от аналогичного сечения длине волны 1831 HM, определенного из на абсорбционных измерений [43,91], см. также рис. 2.5. Для дальнейшего можно считать $\sigma_{abs} = (1.2 \pm 0.1) \cdot 10^{-20}$ см², тогда из аппроксимации (3.9) следует σ_{em} (1831) нм) = $(4.5 \pm 0.5) \cdot 10^{-20}$ см², что находится в разумном соответствии с аналогичной величиной [43,46,92], σ ~ 3.5 · 10⁻²⁰см².

Из уравнения (3.9) легко определить среднюю заселенность

$$\overline{N}_2 = \frac{1}{SL} \int N_2 dV = \frac{Ln(G) + \sigma_{abs} NL}{(\sigma_{abs} + \sigma_{em})L} .$$
(3.10)

Кривая «Ln(G)» на рисунке 3.13, отнесенная к правой оси ординат, соответствуют величине N₂/N_{Tm} согласно (3.10), при этом числа около экспериментальных результатов показывают эффективность образования фотонной лавины η_{pa} , определенной из уравнения (3.9) по известным σ_{abs} и σ_{em} , см. выше. Сравнительно быстрое уменьшение η_{pa} при $N_2/N_{\text{Tm}} > 0.2$ может быть вызвано наличием других резонансных переходов, в частности, ${}^{3}\text{H}_{4} \rightarrow {}^{1}\text{G}_{4}$, поскольку интенсивность свечения кристалла в сине-голубой области спектра (переход ¹G₄ → ³H₄) резко возрастает при поглощенной мощности накачки свыше 5 мДж [П12,П13]. Вообще говоря, приближение $N_1 + N_2 = N_{\text{Tm}}$ может быть справедливо и в этих условиях, поскольку времена жизни всех вышележащих уровней значительно меньше $\tau_2 = 1.5$ мс, см. таблицу 2.2. Далее, при $N_1 \sim N_2$ коэффициент усиления G зависит в основном от N_2 , так как σ_{abs} составляет только четвертую часть от σ_{em} , и поэтому наличие небольшой заселенности уровней ³Н₄ и ¹G₄ незначительно скажется на оценке эффективности фотонной лавины η_{pa} .

Интересно отметить, что логарифм коэффициента ненасыщенного усиления равен нулю при инверсии $N_2/N_{\rm Tm} = 0.23$, см. рисунок 3.14. Точно такая же величина получается из соотношения $N_2/N_{\rm Tm} = \sigma_{abs}/(\sigma_{abs} + \sigma_{em})$, которое определяет величину пороговой инверсии для квази-трехуровневой схеме генерации, что свидетельствует о взаимной самосогласованности всех параметров, полученных из аппроксимации данных рисунка 3.13 уравнениями (3.9, 3.10). Помимо этого, величина пороговой инверсии $N_2/N_{\rm Tm} = 0.23$ (1831 нм) разумно согласуется с аналогичным значением, представленным на рисунке 2.6(a), $E||N_{\rm m}$.

Динамика люминесценции кристалла 15%Tm:KYW (b-срез, полированная плоскопараллельная пластина толщиной 1 мм, без покрытий) в режиме

фотонной лавины изображена на рисунке 3.14. В этом эксперименте пучок накачки был сфокусирован в пятно диаметром 110 мкм, при этом коэффициент поглощения образца составил около 65%.



Рисунок 3.14 – Динамика люминесценции кристалла 15%Tm:KYW в режиме фотонной лавины на переходе ${}^{3}F_{4} \rightarrow {}^{3}H_{6}$ для различных энергий импульса накачки, от 7.2 мДж до 16 мДж [П13].

Согласно результатам измерений, интенсивность люминесценции имеет тенденцию к быстрому росту при величине поглощенной энергии 12.8 мДж, и резко увеличивается (в сотни раз) при $Q_{abs} = 16$ мДж. Данный эффект может быть объяснен выходом на режим УСИ (усиленного спонтанного излучения), поддерживаемый небольшим френелевским отражением (10%) от полированных поверхностей образца. Дополнительной аргументацией к этому является некоторая зависимость интенсивности от угла наклона пластинки, которая выходит на максимум, когда луч накачки перпендикулярен плоскости пластины.

Таким образом, коэффициент ненасыщенного усиления (за проход) в режиме УСИ должен быть в любом случае не менее 10, откуда легко получить среднюю величину заселенности метастабильного уровня ${}^{3}F_{4}$, $N_{2}/N_{Tm} \approx 0.7$, здесь

для оценок были использованы данные для σ_{abs} и σ_{em} из [43, 46, П1], см. также рисунки 2.4 и 2.5. На основании известной энергии светового импульса накачки, площади пучка и толщины кристалла 15%Tm:KYW легко определить эффективность фотонной лавины η_{pa} в области УСИ, которая составляет около 10%. Эта оценка находится в разумном качественном соответствии с данными рисунка 3.13 для кристалла 10%Tm:KYW, которые были аппроксимированы на область $Q_{abs} = 16$ мДж, что дает η_{pa} в области УСИ ~ 15%.

Выводы к Главе 3 : Экспериментально показано, что развитие фотонной лавины в кристаллах Tm:KReW и Tm:Yb:KReW при их накачке излучением неодимовых лазеров с длиной волны 1064 нм происходит по следующему механизму. При очень малой начальной заселенности метастабильного уровня ${}^{3}F_{4}$ (например, вследствие конечной температуры кристалла или переноса энергии от иттербия к тулию) поглощение кванта накачки с энергией ~9400 cm⁻¹ заселяет группу уровней ${}^{3}F_{3}$, ${}^{3}F_{2}$, откуда происходит быстрый безызлучательный переход на уровень ${}^{3}H_{4}$ с последующей кросс-релаксацией на метастабильный уровень ${}^{3}F_{4}$. Таким образом, в результате этих процессов поглощение кванта накачки с длиной волны 1064 нм с метастабильного уровня ${}^{3}F_{4}$ начинает заселенность этого уровня, при этом число ионов на уровне ${}^{3}F_{4}$ начинает экспоненциально быстро возрастать.

Рост заселенности прекращается по следующим причинам : (1) истощение основного уровня 3 H₆, что приводит к соответствующему уменьшению скорости кросс-релаксационных процессов, (2) уменьшение эффективного времени жизни ионов на метастабильном уровне 3 F₄ вследствие эффективного апконверсионного энергообмена, заселяющего вышележащие уровни ионов тулия, вплоть до 1 G₄, и (3) повышение относительной доли заселенностей этих уровней при увеличении интенсивности накачки. Необходимо также отметить, что эффект фотонной лавины имеет пороговый характер, поскольку интенсивность

кросс-релаксационных процессов должна компенсировать излучательные переходы в основное состояние, ${}^{3}F_{4} \rightarrow {}^{3}H_{6}$.

Согласно полученным результатам, оптимизация состава кристаллов Tm:KReW и параметров импульсной накачки позволяет получить инверсию заселенностей N₂/N_{Tm} на уровне 70%...90% при квантовой эффективности фотонной лавины на уровне 10...15%. Последнее может представлять значительный интерес для создания новых типов оптических усилителей, в том числе каскадных усилителей мощности двухмикронного диапазона, 1.8-2.0 мкм. В данном случае наилучшие перспективы имеет режим усиления/генерации с малой частотой повторения импульсов накачки, поскольку при величине инверсии ~ 50% квантовая эффективность образования фотонной лавины уменьшается до ~ 20%, вследствие чего тепловыделение в кристалле будет значительным, около 10...20 Дж тепла на 1 Дж оптической мощности. В этой связи представляет существенный интерес исследование других каналов реализации фотонной лавины, например, прямые переходы ${}^3F_4 \rightarrow {}^3H_4$ с использованием импульсных лазерных источников полуторамикронного диапазона.

Также необходимо отметить, ЧТО спектроскопические параметры кристаллов Yb:Tm:KYW и Tm:KYW, определенные по кинетике развития фотонной лавины и ненасыщенным коэффициентам усиления кристаллов, совпадают экспериментальной погрешности (10...15%)В пределах с аналогичными величинами, измеренными по стандартным спектроскопическим методикам. Данное обстоятельство можно рассматривать как прямое подтверждение достоверности и взаимосогласованности спектроскопических и кинетических параметров лазерных кристаллов Tm:KReW, представленных в Главах 1-3, в том числе теоретических моделей, описывающих основные каналы парных взаимодействий в системе лазерных ионов при различных уровнях возбуждения.

Глава 4 – Мини-слэб лазеры на основе кристаллов Tm:KLu(WO₄)₂

4.1 – Базовые конфигурации активных элементов мощных твердотельных лазеров с диодной накачкой.

В результате поглощения оптической накачки примесные редкоземельные ионы переходят в неравновесные энергетические состояния, что сопровождается интенсивным энергообменом в объеме активного элемента и приводит к заметному тепловыделению в области накачки. Определению удельной доли тепловыделения (отнесенной к мощности поглощенной накачки), посвящен ряд работ [118-121], конкретные механизмы тепловыделения обсуждались в [120, 124-127].

В случае стационарной накачки справедливо следующее соотношение :

$$\mathbf{P}_{\mathrm{T}} = \mathbf{P}_{\mathrm{H}} - (\mathbf{P}_{\mathrm{\Gamma}} + \mathbf{P}_{\mathrm{J}}), \tag{4.1}$$

где P_T – мощность тепловыделения в активном элементе, P_H – мощность поглощенной накачки, P_{Γ} – мощность лазерной генерации и P_{Λ} – совокупная мощность люминесценции в объеме активного элемента, без учета перепоглощения. В частности, как было показано в работе [121], $P_T \sim 0.4P_H$ для Nd:YAG и $P_T \sim 0.1P_H$ для Yb:YAG. Для кристаллов, активированных тулием, $P_T \sim 0.3P_H$ [128, П11] при условии эффективной кросс-релаксации, $\eta \sim 0.9$ [46].

Наличие значительного тепловыделения в активной среде затрудняет достижение высоких мощностей лазерной генерации вследствие формирования в объеме активного элемента тепловой линзы, оптическая сила которой пропорциональна интенсивности нагрева, и возникновения термомеханических напряжений, ограниченных сверху порогом разрушения твердотельной матрицы [П14, 129]. Необходимо отметить, что формирование тепловой линзы вследствие неоднородного прогрева оптического материала влияет на параметры устойчивости лазерного резонатора, что может привести к значительной зависимости диаметра лазерного пучка и его расходимости от мощности накачки [131,132], в ряде случаев наблюдается срыв генерации [132,133,134]. Как параметры тепловой линзы, так и предельная мощность тепловыделения определяются термомеханическими характеристиками твердотельной матрицы, которые могут изменяться от материала к материалу в очень широких пределах [43,135,136,137]. В этой связи эффективный отвод тепла от активного элемента и минимизация термооптических фазовых искажений приобретают особую важность при разработке лазерных излучателей с высокой (в среднем) мощностью генерации, начиная от десятков Ватт и более, вплоть до мультикиловаттного уровня.

Один из наиболее эффективных способов уменьшения термооптических искажений был предложен В.С.Мартином и Дж.П.Черночем в 1972 г. Он основан на использовании активных элементов прямоугольной формы с боковыми поверхностями, полированными на которых происходит многократное полное внутреннее отражение лазерного луча, как это изображено на рис. 4.1. Из-за множественных внутренних переотражений изменение обусловленное неоднородным нагревом активной среды, оптического пути, становится практически одинаковым как на периферии пучка, так и в его центре, что приводит к эффективной компенсации фазовых термооптических искажений и соответствующему уменьшению оптической силы термической линзы. Такая прямоугольная геометрия активного элемента получила название "слэб", от английского "slab" - плита, пластина. В настоящее время слэбы широко применяются для создания высокомощных лазерных излучателей и оптических усилителей с диодной накачкой, с уровнем выходной мощности до десятков килоВатт [139, 140, 141].



Рисунок 4.1 - Принципиальная оптическая схема слэб-лазера.

Помимо слэб-лазеров, генерация высокой оптической мощности с практически гауссовым распределением также достигается при использовании тонких активных сред, так называемых тонких дисков, имеющих хороший тепловой контакт с охлаждающей поверхностью. В силу малой толщины активной среды все температурные градиенты направлены в основном перпендикулярно поверхности, что также уменьшает фазовый набег и позволяет эффективно компенсировать термооптические искажения во всей области исключением ee периферии. Более подробно основные накачки, за преимущества активных элементов в форме тонких дисков будут представлены в следующей главе.

4.2 — Схема накачки и измерение тепловой линзы активного слэб-элемента из кристалла 5%Tm: KLuW (срез N_m)

Как уже отмечалось выше, слэб-геометрия активного элемента, помимо значительной компенсации термооптических искажений [138], предоставляет дополнительные возможности увеличения выходной мощности генерации, прежде всего за счет более эффективного отвода тепла из области накачки и соответствующего уменьшения внутренних напряжений в объеме кристалла [142]. Активные элементы в форме слэбов (прямоугольных параллелепипедов, плоских трапеций и т.п.) были успешно использованы при создании лазерных излучателей и оптических усилителей как с ламповой [143, 144], так и с диодной [145,146] накачкой, в том числе мульти-киловаттного уровня выходной Наилучшие [139,140,141]. мощности результаты были получены ДЛЯ четырехуровневой схемы генерации, например, на переходах ${}^{4}F_{3/2} \rightarrow {}^{4}I_{11/2}$ ионов Nd³⁺, для которой число «лазерных» ионов в основном состоянии (определяемое объемом слэба и степенью допирования), не влияет на характеристики генерации [73, 139,141], за исключением эффекта концентрационного тушения, не представляющим интереса для дальнейшего.

Для квази-трехуровневой схемы генерации, напротив, число «лазерных» ионов в основном состоянии в значительной степени определяет пороговую мощность накачки. Для ионов Tm³⁺ это обстоятельство особенно актуально, поскольку высокая эффективность кросс-релаксации в кристаллах двойных вольфраматов достигается при уровне допирования не менее 3...5 ат. %, см. таблицу 2.2. Таким образом, объем слэба (при заданной концентрации тулия) будет определять порог генерации, т.е. его целесообразно делать как можно меньше, при этом площадь боковых поверхностей слэба должна быть достаточной для обеспечения эффективного теплосъема. При оптимизации следует также учитывать ограничения на минимальную толщину слэба, накладываемые дифракционными и волноводными эффектами.

С учетом всех этих факторов, из оптически однородного фрагмента були 5% Tm:KLuW (рисунок 5.2(а)) был изготовлен активный элемент в форме слэба, ориентированный по осям оптической индикатрисы, со следующими размерами : 6.06 мм вдоль направления N_m , 0.95 мм вдоль N_p , и 0.24 мм вдоль N_g , как показано на рисунках 4.2(в,г).



Рисунок 4.2 – Фотографии були 5%Tm:KLuW (а), слэба на медном теплоотводе (б), схема накачки и вид элемента с торца (в), вид элемента сверху (г).

Все отполированные на плоскость поверхности слэба имели оптические покрытия, в частности, верхняя (нижняя) поверхность 0.24×6.06 мм² была просветлена (напылено зеркальное покрытие) в области длин волн накачки ~ 806 нм, на боковые поверхности 0.95×6.06 мм² был нанесен слой диэлектрика (MgO), обеспечивающий полное внутреннее отражение для углов падения 70°...90°, торцы слэба 0.24×0.95 мм² были просветлены на длину волны генерации, 1.9...1.95 мкм, с остаточным отражением менее 0.1%.

Готовый элемент был вклеен в узкий пропил (~250 мкм), сделанный в середине медной пластины 3×6×12 мм³, с помощью эпоксидной смолы с теплопроводящим наполнителем (алмаз ACM 5/3), затем пластина была посажена на медный теплоотвод 3×20×24 мм³ с помощью графитовой пасты типа «Радиал» (аналог термопасты КТП-8), см. рисунок 4.2(б,в,г).

Для накачки слэба была использована 40-ваттная диодная линейка, напаянная на стандартный теплоотвод CS, излучение линейки по «быстрой» оси коллимировалось цилиндрической кварцевой микролинзой (диаметр 0.4 мм) с антиотражающим покрытием, спектр излучения линейки в непрерывном режиме представлен на рисунке 2.11(а) для двух значений мощности, 18.3 и 36.4 Вт. Для достижения необходимого коэффициента поглощения была применена шестипроходная схема накачки, изображенная на рисунке 4.2(в).

Коллимированное излучение линейки было сфокусировано на верхнюю грань слэба (в область $0.24 \times 5.9 \text{ мм}^2$) таким образом, чтобы угол падения на нижнюю грань $\theta_{\rm B}$ (после полного внутреннего отражения на боковой поверхности) был равен

$$\theta_{\rm B} = \operatorname{arctg}(W/H) \approx 14.4^0 \,, \tag{4.1}$$

что обеспечило первые два прохода. Следующий проход был получен при нормальном падении луча на верхнюю грань слэба (с помощью поворотных зеркал 31, 32 и линзы, см. рисунок 4.2(в)), и заключительные три прохода соответствовали обратному ходу лучей после отражения от плотного зеркала, нанесенного на нижнюю грань. Таким образом, общая длина «пробега» излучения лазерной линейки по объему слэба составляла 5.84 мм, что при оптической плотности кристалла 5%Tm:KLuW \approx 7 см⁻¹ (*E*||*N*_m), см. рис. 2.11, обеспечило эффективность поглощения более 95%, даже при пороговой инверсии заселенностей 20% [43, П3]. Отметим также, что потери мощности в тракте накачки составили около 5%, в основном за счет небольшого остаточного отражения на просветленных поверхностях цилиндрической микролинзы.

Все оптические элементы блока накачки и лазерного резонатора, включая диодную линейку и активный слэб-элемент, были установлены на общем дюралевом основании с площадью 90×160 мм², которое охлаждалось двумя элементами Пельтье (DRIFT-0.8) так, чтобы температура корпуса линейки поддерживалась при постоянной температуре 24⁰ С, при этом температура

теплоотвода слэб-элемента была в пределах ~ 23⁰...20⁰ С при изменении мощности накачки от 10 до 36 Вт в непрерывном режиме. Как и в предыдущих экспериментах по спектроскопии и фотонной лавине, мощности всех световых потоков были измерены с помощью болометрической головки Ophir L30A, спектры генерации были записаны с использованием монохроматора МДР – 204 и неохлаждаемого фотодиода PD24-10 (спектральный диапазон ~0.7...2.4 мкм), другие технические подробности приведены в [ПЗ].

Перед тем, как начать исследования генерационных характеристик, было проведено небольшое вспомогательное измерение, позволившее оценить величину тепловой линзы и соответствующий термооптический коэффициент, схема эксперимента изображена на рисунке 4.3(а).



Рисунок 4.3 – Схема эксперимента по измерению тепловой линзы (а) и дифракция луча на апертуре слэба в отсутствие накачки (б) и максимальной мощности, 34.2 Вт (в).

Картина дифракции на апертуре слэба в отсутствие накачки полностью аналогична дифракции на щели шириной 250 мкм, что практически совпадает с шириной слэба W = 244 мкм, измеренной с помощью оптического микроскопа ЛОМО "ЛЮМАМ И-1". Согласно изображениям на рисунке 4.3(б,в), тепловой градиент обуславливает градиент оптического пути, с чем связано, в свою очередь, формирование отрицательной цилиндрической линзы, чья оптическая сила пропорциональна выделяемой в объеме слэба тепловой мощности. Из сопоставления картин дифракции при нулевой и максимальной мощности накачки, легко определить фокус цилиндрической линзы, f = -80 мм при максимальной мощности накачки 34.2 Вт [П3]. По известному фокусу тепловой линзы, на основе теплофизических характеристик кристаллов KLuW, см. таблицу 1.1, геометрических размеров элемента и считая, что тепловыделение является однородным и составляет 30% от мощности накачки [147, П11], а также определяя поле температур по соотношению (5.3), можно рассчитать термический коэффициент оптического пути (ТКОП), который в данном случае оказался равен -2·10⁻⁶ ($E||N_p$) [ПЗ]. Отметим, что такой же коэффициент ТКОП для чистого кристалла KLuW равен 0.6·10⁻⁶, см. табл. 1.4 и [П11]. Таким образом, на термооптические коэффициенты кристаллов KReW могут в определенной степени влиять как тип редкоземельного иона, так и уровень Этот частности, подтверждается результатами допирования. вывод, В независимых исследований [148], где в спектральном диапазоне 0.4...1.1 мкм, с возможностью экстраполяции до ~ 2 мкм, были определены коэффициенты ТКОП и термооптические коэффициенты кристаллов KReW, допированных трехвалентными ионами неодима и тулия.

В заключение этого раздела отметим, что формирование тепловой линзы цилиндрического типа обусловлено прежде всего одномерным распределением градиента температур (вдоль ширины слэба W), поскольку масштаб дифракции по вертикали на рисунках 4.2(б,в) не меняется. Таким образом, теплообмен через верхнюю и нижнюю грани слэба (0.24×6.06 мм²) незначителен.

4.3 – Параметры генерации и спектры излучения слэб-элементов 5%Tm:KLuW для N_m- и атермальных (AT) срезов

Исследование генерационных характеристик активных слэб-элементов 5% Tm:KLuW ($N_{\rm m}$ - срез) было проведено для различных конфигураций лазерных резонаторов. В первом случае, для компенсации отрицательной термической линзы и обеспечения стабильности резонатора, было использовано цилиндрическое «глухое» зеркало с радиусом кривизны цилиндра $R_c = -50$ мм, образующая цилиндра была направлена вдоль высоты слэба, по N_p , при этом физическая длина резонатора была минимально возможной, 6.6 мм, как показано на вставке к рис. 4.4.



Рисунок 4.4 – Генерационные характеристики одного из первых слэб-элементов 5% Tm:KLuW в режиме непрерывной накачки одиночной линейкой лазерных диодов. На вставке показана конфигурация резонатора.

С учетом дифракционной картины, представленной на рис. 4.3, в вертикальном "Н" направлении резонатор соответствует типу Фабри-Перо с большим числом зон Френеля (~35) и находится на границе устойчивости (g=1, [149]), в то время как в горизонтальном "W" направлении резонатор был в зоне устойчивости (g=0.95, [149]), см. также [П3].

Генерационные характеристики слэб-лазера в такой конфигурации резонатора изображены на рис. 4.4, ОЭ и ДЭ обозначают оптическую и эффективности, Согласно дифференциальную соответственно. ЭТИМ результатам, выходная мощность генерации превысила 10 Вт, что вплоть до 2019 г. [П5] являлось рекордным значением для всех кристаллов двойных калий-редкоземельных вольфраматов, активированных туллием. Высокое значение дифференциальной эффективности генерации (свыше 40%) по отношению к падающей мощности диодной накачки свидетельствует о том, что кросс-релаксация является доминирующим механизмом расселения уровня 3Н4, см. также табл. 2.2.



Рисунок 4.5 – Профили интенсивности лазерного пучка в дальней зоне. Х – горизонтальное распределение (окружности), Ү- вертикальное (ромбы).

Измерение профиля интенсивности лазерного пучка в дальней зоне было проведено с помощью 2D координатной подвижки с микрометрическими винтами, на которую был установлен фотодиод PD24-10 с ограничивающей световой поток апертурой, диаметр апертуры составил 20 µm. Расстояние от выходного зеркала резонатора до апертуры было равно 136 мм. Результаты этих измерений представлены на рис. 4.5 для выходной мощности генерации 5.16 Вт, распределение по горизонтальной координате X ("W", Y=0) и Y("H", X=0), см. рис. 4.5, обозначено окружностями красного цвета и ромбами синего цвета, соответственно. Необходимо отметить, что пространственное распределение излучения в обоих Х и У плоскостях имеет многомодовый характер и в значительной степени асимметрично. Согласно [ПЗ], наблюдаемая асимметрия может быть вызвана неоднородностью накачки (обусловленной изменением ее интенсивности при распространении вглубь слэба, особенно на первом проходе, 4.2(в), и, как следствие, пространственной неоднородностью рис. CM. коэффициента усиления активного элемента, величину которой можно оценить на уровне 15%. Измерение параметров расходимости пучка в дальней зоне приводит к результату $M_X^2 \sim 3$ и $M_Y^2 \sim 4$ для исследованной конфигурации резонатора, представленной на вставке рис. 4.4.



Рисунок 4.6 - Спектры генерации 5%Tm:KLuW слэб-лазера в отсутствие кварцевого эталона (а) и при его наличии (б).

На рис. 4.6(а) представлены три спектральные зависимости излучения 5%Tm:KLuW слэб-лазера для непрерывного режима генерации, измеренные подряд, время каждого измерения - 10 минут. Согласно результатам измерений, спектры генерации центрированы на длине волны 1909 нм, но их форма не вполне стабильна, что может объясняться небольшим температурным дрейфом (в пределах одного градуса) дюралевого основания 60×90 мм, на котором были установлены все оптические элементы излучателя, включая диодную линейку [ПЗ]. На рис. 4.6(б) представлены три спектра излучения слэб-лазера, измеренные при внесении в резонатор плоскопараллельного эталона из плавленого кварца толщиной 120 µm, установленного в промежутке между торцом активного элемента и выходным зеркалом, см. рис. 4.4. Таким образом, установка эталона в резонатор приводит к сужению и стабилизации спектра генерации, при этом потери мощности на эталоне составили менее 2% [ПЗ].

В работе [П5] были подробно исследованы спектрально-генерационные характеристики слэб-лазеров с активными элементами из кристалла 5%Tm:KLuW, ориентированными по оси $N_{\rm m}$ ($N_{\rm m}$ - срез) и по атермальному направлению AT, для которого температурный коэффициент оптического пути не превышал 5·10⁻⁷/°K в области длин волн ~ 1900 нм, т.е. термическая линза практически равна нулю, см. [150,151], а также рис. 4.7.



Рисунок 4.7 - Пространственная ориентация атермальных и Nm - срезов для кристалла 5%Tm:KLuW.

Как и в предыдущем случае, длина слэбов составляла L=6.2 мм при ширине W=0.32 мм, высота слэбов Н варьировалась от 0.6 мм до 0.95 мм в соответствии с рис. 4.2(в,г). На рис. 4.8 и 4.9 показаны типичные картины дифракции луча на апертуре слэба при различных мощностях диодной накачки и различной высоте слэбов.



Рисунок 4.8 - Дифракция луча He-Ne лазера (633 нм) на апертуре слэба при различных мощностях диодной накачки для атермальной ориентации кристалла (слева) и *n*_m - среза (справа), схема измерений аналогична рис. 4.3 (а).



Рисунок 4.9 - Дифракция луча He-Ne лазера (633 нм) на апертуре слэба при мощности диодной накачки Р=40 Вт для слэб-элементов различной высоты, ориентация кристалла - атермальная. Схема измерений аналогична рис. 4.3 (а).

В соответствии с результатами измерений, представленными на рис. 4.8 и 4.9, степень термооптических искажений активных элементов, вырезанных в атермальном направлении, оказывается значительно выше, чем для n_m - среза вдоль оси оптической индикатрисы N_m, где под воздействием интенсивной накачки формируется отрицательная цилиндрическая линза с фокусным расстоянием около -80 мм при поглощенной мощности 40 Вт, что подтверждает измеренный ранее ТКОП, -1.5×10⁻⁶ К⁻¹ [ПЗ]. Для объяснения столь значительных отличий необходимо отметить, что измерения термооптических коэффициентов и поиск атермальных направлений в кристаллах Tm:KLuW проводились в условиях сравнительно небольших поперечных градиентов температур, на уровне 50...60 град/см [151,152, ПЗ]. В случае интенсивной накачки, практически вблизи порога разрушения кристалла, величина температурных градиентов оказывается существенно выше. Принимая удельное тепловыделение в кристалле равным 30% от поглощенной мощности [147, П11], градиент температур в приближении однородного легко определить распределения накачки по объему слэба. Так, при размерах слэба 0.6×0.07×0.03 cm^3 и мощности накачки P = 40 Вт удельное тепловыделение Q составит ~ 8 кВт/см³. В этом случае максимальный градиент температур достигается вблизи боковых поверхностей {HL}, с которых происходит основной теплосъем, и его величину легко оценить по соотношению (5.3), см. следующую Главу

$$\operatorname{grad}(\mathbf{T})_{\max} = QW/2\mathbf{k},\tag{4.2}$$

где W \cong 0.03 см - толщина слэба, а k \cong 0.03 Вт/см-град - коэффициент теплопроводности кристалла по направлению "W". В частности, для приведенных выше параметров максимальная величина градиента grad(T)_{max} = $QW/2k \sim 2400$ град/см, что достаточно близко к порогу разрушения кристаллов KReW [153, 154], см. также раздел 5.2. Такое значение почти на два порядка больше температурных градиентов, при которых проводились измерения температурных коэффициентов оптического пути.

Большие значения температурных градиентов обуславливают высокие термомеханические напряжения в кристаллах вследствие неоднородного расширения анизотропного кристаллического материала. В таких условиях на оптических характеристиках активных элементов начинают сказываться микроструктурные неоднородности кристаллического материала, возникающие формирования (роста) були. процессе Этот вывод подтверждается В результатами, представленными на рис. 4.9. Пробный луч He-Ne лазера дифрагирует на каждом образце АТ-среза сугубо индивидуально, несмотря на то, что все они изготовлены из одной були. Вместе с тем, картина дифракции для N_m-среза оказывается практически одинаковой для всех образцов, см. рис. 4.3 и 4.8, при этом микроструктурные неоднородности вносят значительно меньший вклад в термооптичесие искажнения по сравнению с атермальным направлением. Таким образом, ориентация кристалла KReW в существенной степени определяет характер и величину неоднородности термооптических искажений, см. также [154].

Генерационные характеристики слэбов с поперечной диодной накачкой представлены на рис. 4.10. Эксперименты были проведены в геометрии короткого линейного резонатора с плоским выходным зеркалом, пропускание которого на рабочей длине волны составило в первом случае 10% и во втором 19%. Внутрирезонаторная случае кварцевая линза с просветляющими покрытиями обеспечивала работу излучателя в зоне устойчивости, близкой к полусферической конфигурации [149], что обеспечило максимальную выходную мощность непрерывной генерации. Согласно результатам измерений, генерационные характеристики N_m-слэба достаточно точно аппроксимируются линейной зависимостью в диапазоне мощностей накачки от порога (~7 Вт) до ~ 35 Вт, и далее наблюдается слабое отклонение от этой зависимости вследствие влияния термической линзы на параметры устойчивости резонатора [149, П3]. Аналогичным образом, начиная от порога генерации до мощности накачки 30...35 Вт, генерационные характеристики АТ-слэба близки к линейным и его

дифференциальная эффективность практически совпадает с эффективностью *N*_m-слэба. При дальнейшем увеличении мощности накачки генерационные зависимости АТ-слэба быстро выполаживаются, и в области накачки 45...50 Вт наблюдается даже слабое уменьшение выходной мощности, или "завал". В соответствии с тем, что уже обсуждалось выше, основной причиной "завала" является формирование значительных термооптических искажений в АТ-срезах, обусловленных микроструктурным несовершенством кристаллического материала. В целом, результаты исследований термооптических искажений и генерационных характеристик активных слэб-элементов 5%Tm:KLuW позволяют сделать вывод о том, что для получения максимальной выходной мощности и эффективности непрерывной генерации наиболее целесообразно использовать N_m-ориентацию слэба для поперечной накачки, см. также [ПЗ, П5].



Рисунок 4.10 - Генерационные характеристики *N*_m- и АТ-слэбов при накачке в непрерывном режиме, пропускание выходного зеркала составляет 10% и 19%. На вставке к рисунку показана геометрия лазерного резонатора.



Рисунок 4.11 - Спектральные интенсивности для $N_{\rm m}$ - и АТермальных срезов, измеренные при максимальной мощности генерации. Пунктирные кривые соответствуют коэффициенту пропускания выходного зеркала $T_{\rm OC}$ =19%, сплошные кривые относятся к $T_{\rm OC}$ =10%.

Интересно отметить, что для $N_{\rm m}$ -среза спектр генерации центрирован на длине волны 1910 нм, он достаточно узок (FWHM не более 2 нм) и практически не меняется при замене зеркал. Спектр генерации АТ-слэба, напротив, достаточно сильно зависит от коэффициента пропускания выходного зеркала. В частности, для $T_{\rm OC}$ =10% в спектре отчетливо просматриваются две линии на 1943 и 1946 нм, а при $T_{\rm OC}$ =19% происходит одновременная генерация на двух длинах волн, 1918 и 1943 нм. Эти особенности спектрально-генерационных характеристик обусловлены тем, в силу значительной анизотропии кристаллов Tm:KReW на величину коэффициента ненасыщенного усиления будет влиять не только длина волны, но и ориентация кристалла, см. раздел 2.2, а также [43, 46, П1]. 4.4 Особенности генерации мини-слэба N_m-cut 5%Tm:KLuW в режиме пассивной модуляции добротности кристаллом Cr²⁺:ZnSe.

Как уже было отмечено в Введении, лазерные излучатели двухмикронного диапазона представляют значительный интерес для целого ряда приложений, таких как экологический мониторинг, медицина, накачка параметрических генераторов света [155,156,157]. Кристаллические и керамические материалы, содержащие трехвалентный тулий, являются перспективными лазерными средами для создания высокоэффективных излучателей на переходе ${}^{3}F_{4}$ - ${}^{3}H_{6}$ с высокой средней и пиковой мощностью [158, 159, 160]. Как подробно обсуждалось в разделе 2.4, оптимизация концентрации тулия в активном элементе позволяет практически вдвое увеличить квантовый выход при накачке в полосу ${}^{3}H_{6}$ - ${}^{3}H_{4}$ (~ 0.8 мкм) за счет высоких скоростей кросс-релаксации [43, 46], см.также Табл. 2.2. Тулиевые лазеры с диодной накачкой показали превосходную оптическую эффективность в режиме непрерывной и квази-непрерывной генерации, превышающую в ряде случаев 50% [27, 46, П4], широкий диапазон перестройки (до 200 нм [161, П4]), а также высокие пиковые мощности в режиме пассивной и активной модуляции добротности [162, 163, 164].

Значительный интерес представляет исследование режима пассивной модуляции (далее ПМД) лазерных излучателей на основе активных элементов из двойных калий-редкоземельных вольфраматов, допированных трехвалентным тулием. В силу того, что сечения "лазерных" переходов ${}^{3}F_{4}$ - ${}^{3}H_{6}$ для кристаллов Tm:KRe(WO₄)₂, где Re - Y, Gd или Lu, находятся на уровне 1...4×10⁻²⁰cм², что на порядок превышает аналогичные значения для Tm:YAG, Tm:YAP, Tm:Lu₂O₃ и др. [89,93], следует ожидать, что импульсы лазерной генерации в режиме ПМД будут значительно короче при соответствующем увеличении их пиковой мощности. В частности, режим ПМД со средней выходной мощностью до 150 мВт для микрочип-лазера Tm:KLu(WO₄)₂ был подробно исследован в [165], длительность и пиковая мощность световых импульсов с длиной волны 1.85 мкм составили 0.78 нс и 33 кВт, соответственно. В настоящем разделе диссертационной работы

подробно представлена реализация режима ПМД для активного элемента 5%Tm:KLuW в форме мини-слэба, что позволило поднять среднюю мощность генерации до уровня нескольких Ватт при полной оптической эффективности 15%, а также получить пиковую мощность световых импульсов свыше 40 кВт.

Также, как и в предыдущих разделах этой главы, все эксперименты по пассивной модуляции добротности были проведены с прямоугольным активным элементом ($N_{\rm m}$ -слэбом) двойного калий-лютециевого вольфрамата 5%Tm:KLuW, ориентированного по осям оптической индикатрисы, с размерами 6.06 мм вдоль оси $N_{\rm m}$, 0.95 мм вдоль $N_{\rm p}$, совпадающей с кристаллографической осью b, и 0.24 мм по $N_{\rm g}$. Накачка слэба осуществлялась коллимированным излучением 40-ваттной (длина волны 806 нм) диодной линейки в корпусировке CS через верхний торец слэба 6.06×0.24 мм², имевший просветляющее покрытие, на нижний торец было нанесено высокоотражающее покрытие на тот же спектральный диапазон, 780-820 нм, в полном соответствии со схемой накачки из рис.4.2(в). Во всех экспериментах была использована двухпроходная схема накачки, при этом поглощенная мощность определялась как разность между падающей и прошедшей.

Насыщающийся поглотитель (НП) был изготовлен в форме пластинки 3×5 мм толщиной 0.26 мм из монокристалла Cr^{2+} :ZnSe, выращенного из паровой фазы[166, 167], его ненасыщенное поглощение на длине волны генерации ~1.91 мкм составило 2.2% за проход. На плоскопараллельные поверхности НП были нанесены диэлектрические покрытия – просветление и выходное зеркало, с коэффициентами отражения R(1.91 мкм) = 0.1% и 83%, соответственно.

Режим пассивной модуляции добротности был исследован для двух типов резонаторов, изображенных на рис.4.12, А и Б. Резонатор «А» был образован глухим вогнутым цилиндрическим зеркалом с радиусом цилиндра -50 мм, компенсирующим отрицательную тепловую линзу в активном элементе, и плоским выходным зеркалом на насыщающемся поглотителе.



Рисунок 4.12 - Схематическое изображение исследованных резонаторов А, Б. На фото слева изображена форма лазерного импульса для резонатора А при средней мощности накачки 2.1 Вт (пиковая 15 Вт), длительность по полувысоте составляет 7 нс. На фото справа представлен насыщающийся поглотитель после оптического пробоя.

Физическая длина резонатора «А» составила 7.0 мм, т.е. зеркала располагались практически вплотную к торцам слэба, с зазором ~ 0.1 мм, что

106

полностью соответствует оптической схеме [ПЗ]. Резонатор «Б» отличается от «А» наличием внутрирезонаторной линзы из плавленого кварца с фокусным расстоянием f = +20 мм, на обе поверхности линзы нанесено антиотражающее покрытие, R(1.91 мкм) ~ 0.15%. В конфигурации «Б» плотное зеркало также располагалось вплотную к торцу активного элемента и было либо цилиндрическим (радиус -50 мм), либо плоским, при этом расстояние между зеркалом и линзой (~ 23 мм) определялось по максимуму выходной мощности генерации в режиме квази-непрерывной накачки. Для экспериментов в конфигурации «Б» насыщающийся поглотитель был наклеен на прямоугольную пластину из лейкосапфира $7 \times 4 \times 3$ мм³, просветленную с одной стороны на длину волны 1.91 мкм, с помощью тонкого слоя прозрачной эпоксидной смолы, см. верхнюю вставку на рис.4.13, что позволило улучшить теплоотвод и уменьшить кристалла Cr²⁺:ZnSe в области генерации. Вследствие того, что перегрев световое поле выходит из диэлектрического покрытия не в воздух, а в среду с показателем преломления ~ 1.5 (смола), коэффициент пропускания выходного зеркала на насыщающемся поглотителе несколько увеличился и составил $T_{oc}(1.91 \text{ MKM}) = 19\%$.

Измерения световой мощности накачки и генерации проводились с помощью Ophir L30A, форма лазерных импульсов регистрировалась InGaAs фотодиодом PD24-02 и осциллографом Tektronix, временное разрешение измерительной системы составило 1 нс. Спектры генерации были записаны с помощью монохроматора МДР-204 при скорости сканирования 1 нм/мин и фотодиода PD24-10 с практически плоской зависимостью фотоотклика в диапазоне 1.5-2.4 мкм, другие подробности эксперимента представлены в [П3, П17].

Предварительные эксперименты по пассивной модуляции добротности были проведены для короткого резонатора «А» в режиме квазинепрерывной накачки, длительность токового импульса на линейке лазерных диодов составляла 7 мс с периодом повторения 50 мс, т.е. скважность была равна 14%.

В результате, стабильная последовательность лазерных импульсов наблюдалась вплоть до средней мощности генерации 300 мВт, при которой частота повторения импульсов составила 7.0 кГц за время действия накачки (1 кГц в среднем) при длительности импульса 7 нс, см. левое фото на рис.4.12. Дальнейшее увеличение средней мощности накачки (более 2.3 Вт) привело к прогоранию покрытия и частичной деградации НП, фото на рис.4.12 справа. Вследствие небольшого расстояния (100 мкм) между поверхностью НП и торцом слэба, последний был частично загрязнен фрагментами выгоревшего НП. После тщательной очистки торцов генерационные характеристики слэба были измерены для резонатора «А» при пропускании плоского выходного зеркала T_{OC} =19% в условиях, полностью идентичных [ПЗ], длина резонатора составила 6.6 мм. В режиме непрерывной накачки дифференциальная эффективность несколько уменьшилась, до 41% вместо первоначальных 43%, при этом порог генерации практически не изменился, т.е. повреждения торца слэба оказались незначительными.

Все последующие эксперименты были проведены для конфигурации резонатора «Б» на рис.4.12, для которой плотность энергии (флюенс) в области НП была ниже порога пробоя (~ 1Дж/см²) для всех режимов накачки. На рис.4.13, 4.14 показаны генерационные характеристики в режиме квазинепрерывной и непрерывной накачки, при этом глухое зеркало резонатора было цилиндрическим. Согласно представленным данным, В режиме квазинепрерывной накачки дифференциальная эффективность ПМД (19%) составляет 83% от аналогичной величины (23%), полученной при замене НП на плоское выходное зеркало с пропусканием Т_{ОС} = 19%. Отметим также, что длительность лазерного импульса ($\tau = 35$ нс, см. нижнюю вставку на рис. 4.13) возросла пропорционально увеличению длины резонатора. В примерно случае непрерывной накачки, генерационная характеристика в режиме ПМД начинает отклоняться от линейной зависимости при поглощенной мощности накачки
более 15 Вт, при этом наблюдаются значительные флуктуации энергии лазерных импульсов, см. рис.4.14.



Рисунок 4.13 - Зависимости средней выходной мощности генерации от средней мощности накачки для резонатора Б с "глухим" цилиндрическим зеркалом при длительности токового импульса диодной линейки 7 мс и частоте повторения 20 Гц, скважность 0.14. На фото слева показан насыщающийся поглотитель на теплопроводящей пластине из лейкосапфира, на фото справа изображена форма лазерного импульса при средней мощности накачки 3.8 Вт.



Рисунок 4.14 - Генерационные характеристики слэба в резонаторе Б с "глухим" цилиндрическим зеркалом при непрерывной накачке. На фото показана типичная нестабильность амплитуды импульсов при максимальной поглощенной мощности накачки, 22 Вт.

По нашему мнению, отклонение кривой ПМД от линейной зависимости связано с формированием тепловой линзы в объеме насыщающегося поглотителя вследствие значительной величины термооптического коэффициента ZnSe (~ 65×10⁻⁶/K [168]), который почти на два порядка превышает аналогичную величину для кристалла 5%Tm:KLu(WO₄)₂ [П3, П11] (-

 2×10^{-6} /К, Е||N_p). По оценкам из [П15, П16], фокусное расстояние тепловой линзы НП при максимальном тепловыделении, рассчитанном как разность мощности генерации в непрерывном режиме и ПМД, составляет ~ 500 мм, с учетом двух проходов через НП ~ 250 мм, что составляет около 8% от оптической силы внутрирезонаторной линзы, f = + 20 мм. В этом случае относительное уменьшение мощности генерации в режиме ПМД может быть обусловлено выходом за границу зоны устойчивости. Об этом косвенно свидетельствует и значительный рост нестабильности энергии и длительности импульсов, включая в ряде случаев генерацию двойных импульсов, которые не удается устранить даже самой тщательной подстройкой резонатора.



Рисунок 4.15 - Типичные спектры генерации резонатора Б с "глухим" цилиндрическим зеркалом при средней мощности квази-непрерывной (7мс/50мс) накачки 3.8 Вт.

Типичные спектры ПМД генерации в режиме квази-непрерывной накачки при максимальной выходной мощности 0.48 Вт приведены на рис. 4.15, спектры записаны последовательно один за другим в течение 30 мин. Как и в [ПЗ], небольшие отличия в форме спектров обусловлены, по всей вероятности, температурным дрейфом (~ 1° С) теплопроводящего основания, на котором диодная линейка, слэб установлены И насыщающийся поглотитель. Спектральная ширина генерации составляет около 5 нм, что несколько меньше аналогичной величины для непрерывного режима в отсутствие ПМД, ~ 8 нм, см. рис. 4.6(а), а также [ПЗ]. Такое сужение спектра может быть обусловлено конкуренцией отдельных спектральных линий, соответствующих локальным максимумам на кривой контура усиления. В этом случае в генерацию выйдут моды с разбросом по времени нарастания не более длительности светового импульса, т.е. спектр будет несколько сужен в сравнении с режимом непрерывной генерации [169].

При замене цилиндрического глухого зеркала на плоское (конфигурация Б на рис. 4.12) дифференциальная эффективность и выходная мощность генерации значительно возрастают, см. рис. 4.16 и 4.17. Как и в предыдущем случае (рис. 4.14, 4.15), дифференциальные эффективности ПМД-режима практически одинаковы для квази-непрерывной накачки и начального участка непрерывной накачки, а при увеличении мощности непрерывной накачки свыше 15 Вт наблюдается заметный выходной также «завал» мощности, сопровождающейся увеличением нестабильности интенсивности и формы световых импульсов аналогично тому, как показано на правой вставке рис. 4.14. Порог разрушения ("прогар") торца активного элемента был достигнут при поглощенной мощности накачки 22 Вт, при 21 Вт накачки средняя мощность генерации в ПМД режиме составила 3.2 Вт. Необходимо отметить, что в данном случае произошло разрушение того торца слэба, который был ранее загрязнен (и затем максимально тщательно очищен) фрагментами разрушенного НП, см. фото на рис.4.11. По всей вероятности, полная очистка торца не была

достигнута, что привело к увеличению остаточного поглощения, уменьшившего КПД генерации и лучевую прочность просветляющего диэлектрического покрытия.



Рисунок 4.16 - Зависимости средней выходной мощности генерации от средней мощности накачки для резонатора Б с "глухим" плоским зеркалом при длительности токового импульса диодной линейки 7 мс и частоте повторения 20 Гц, скважность 0.14.



Рисунок 4.17 - Генерационные характеристики слэба в резонаторе Б с "глухим" плоским зеркалом при непрерывной накачке.

Анализ динамических характеристик лазерных импульсов в ПМД-режиме был проведен в приближении скоростных уравнений, аналогичных [93, 162, 165]:

$$\frac{dN_2}{dt} = \eta Q - \frac{N_2}{\tau_{Tm}} - 2c\Phi\left((\sigma_e + \sigma_a)N_2 - \sigma_aN\right) , \qquad (4.2)$$

$$\frac{d\Phi}{dt} = \frac{2c\Phi\left((\sigma_e + \sigma_a)N_2 - \sigma_aN\right)L_{ae} - c\Phi(T_{oc} + 2\sigma_{sa}(n - n_2)L_{sa})}{L} , \qquad (4.3)$$

$$\frac{dn_2}{dt} = 2c\Phi\sigma_{sa}(n-n_2) - \frac{n_2}{\tau_{Cr}} \quad , \tag{4.4}$$

где N_2 - объемная плотность ионов тулия на верхнем лазерном уровне ${}^{3}F_{4}$, t время, η – дифференциальный КПД генерации, $Q = P\chi/\hbar \omega V$ - объемная скорость (темп) накачки, Р и $\hbar \omega$ – мощность и энергия кванта накачки, χ - эффективность преобразования кванта накачки в заселенность уровня ${}^{3}F_{4}$ (при концентрации тулия 5% $\chi \sim 1.9$), V - объем слэба, $\tau_{\rm Tm}$ - время жизни лазерного уровня ${}^{3}F_{4}$, c скорость света, Φ - объемная плотность фотонов в резонаторе, σ_e и σ_a - сечения излучательных и абсорбционных переходов тулия на длине волны генерации, N - концентрация ионов тулия в кристалле, L_{ae} - длина активного элемента (слэба), T_{oc} - пропускание выходного зеркала, σ_{sa} – сечение перехода из основного состояния ${}^{5}T_{2}$ ионов Cr²⁺ в насыщающемся поглотителе, n и n_2 концентрация Cr²⁺ в кристалле ZnSe и объемная плотность ионов Cr²⁺ на уровне ${}^{5}E$ [162], L_{sa} толщина насыщающегося поглотителя, L - оптическая длина резонатора, $\tau_{\rm Cr}$ - время жизни метастабильного уровня ${}^{5}E$.

Анализ уравнений (4.2-4.4) производился численными методами. В связи с тем, что все базовые параметры уравнений (длина резонатора, геометрические размеры слэба, сечения всех переходов, времена жизни уровней и т.д.) фактически заданы либо условиями эксперимента, либо известны по публикациям [27, 43, П1], можно сразу рассчитать характеристики лазерных импульсов в режиме ПМД. Сопоставление с экспериментом показало, что если за ненасыщенное поглощение НП принять величину $\sigma_{san}L_{sa} = 2.2\%$, полученную из спектральных измерений, то для обоих типов резонатора (A, Б) расчетная длительность световых импульсов и частота повторения будут занижены примерно в два раза в сравнении с экспериментом, в то время как энергия импульса будет аналогично завышена. Этот факт можно объяснить, приняв во внимание, что определяемая по спектральным измерениям величина потерь в пассивном модуляторе добротности складывается как из ненасыщенного поглощения на ионах Cr^{2+} , так и из рассеяния на дефектах кристалла и других неоднородностях, включая дефекты обработки поверхностей. С учетом этого, величина ненасыщенного поглощения $\sigma_{sa}nL_{sa}$ кристалла Cr²⁺:ZnSe была проварьирована в интервале 1.0%...2.0%, наилучшее совпадение с экспериментальными значениями энергии импульса и частоты повторения было получено для $\sigma_{sa}nL_{sa} = 1.35\%$, т.е. величина остаточных потерь в насыщающемся поглотителе составила 0.85%, см. Табл. 4.1. Несколько меньшая величина потерь (0.79%) получается из условия равенства экспериментальных и расчетных длительностей импульса генерации, при этом энергия и частота повторения отличаются от эксперимента на 15%.

Таблица 4.1 - Сопоставление расчетных и экспериментальных результатов для обоих типов исследованных резонаторов А, Б в квази-непрерывном режиме накачки (средняя мощность 2.1 Вт, пиковая 15 Вт), $\sigma_{sa}nL_{sa} = 1.35\%$.

Тип резонатора	<i>L</i> , мм	Энергия	Длительность	Частота
		импульса, мДж	импульса, нс	повторения, кГц
		эксп. / расчет	эксп. / расчет	эксп. / расчет
A, <i>T</i> _{oc} =17%	7,0	0.30 / 0.30	7.0 / 8.3	7.0 / 6.9
Б, <i>T</i> _{oc} =19%	31,0	0.30 / 0.30	35 / 42	6.3 / 6.25

В целом, согласно представленным данным, система скоростных уравнений (4.2-4.4) позволяет достаточно точно описать кинетику формирования и основные параметры лазерных импульсов. Небольшое расхождение, в пределах 10...15%, экспериментальных и расчетных данных связано, по всей вероятности, с упрощающим приближением однородного распределения интенсивности по сечению лазерного пучка. Учет реального профиля светового поля в резонаторе даст возможность более точного описания как процесса формирования лазерного импульса, так и его характеристик.

Необходимо отметить, что выходная мощность и эффективность ПМД генерации для непрерывного режима накачки могут быть значительно увеличены при оптимизации параметров насыщающегося поглотителя и соответствующей корректировке термических линз, формирующихся в активном элементе и кристалле Cr²⁺:ZnSe [П17].

4.5 – Параметры непрерывной генерации миниатюрных стержневых элементов и пластин из b-cut Tm:KReW.

Значительный научно-практический интерес представляет сравнение спектрально-генерационных характеристик активных элементов различных конфигураций, в частности, тонких стрежней и дисков, которые отличаются как по способам отвода тепла, так и по распределению инверсии населенностей в обънме лазерного кристалла. В данном разделе кратко представлены конфигурация и параметры генерации стрежневых активных элементов 4.5%Tm:KLuW субмиллиметрового диаметра, а также элементов стандартных конфигураций в форме пластин [П1] и параллелепипедов [27,43,91].

Для того, чтобы улучшить теплоотвод от боковых поверхностей, лазерный стержень из кристалла 4.5% Tm:KLuW был изготовлен в форме восьмиугольного цилиндра, ось которого ориентирована по оси N_p (*b*-cut), см. рис. 4.18 (a), при этом боковых плоскостей 0.29×8.3 8 мм ориентированы произвольно относительно кристаллографических направлений а и с. На боковые плоскости было нанесено однослойное покрытие из оксида алюминия Al₂O₃ с физической толщиной 500 нм, обеспечивающее полное внутреннее отражение накачки при углах падения до 30°, затем все боковые поверхности металлизировались тонким слоем никеля для последующей пайки. На торцевые поверхности высокостойкие элемента были напылены дихроичные диэлектрические покрытия с остаточным отражением на длине волны 1950 нм не более 0.1 % и на длине волны 808 нм не более 0.5%. Активный элемент был установлен в медный теплоотвод через промежуточный слой тонкой индиевой фольги (50 мкм), прогрет до полного размягчения индия (до 150 °C, на 3 градуса ниже температуры его плавления), и после остывания гальванически покрыт тонким слоем меди (2 мкм) с целью защиты индия от выгорания при случайной разъюстировке светового пучка накачки, см. рис. 4.18 (б). Диаметр описанной вокруг восьмиугольного торца цилиндра окружности составлял 0.75 мм, длина цилиндра была равна 8.3 мм.





(б)

Рисунок 4.18 – Внешний вид активного элемента в форме восьмиугольного цилиндра (а) и тот же элемент, установленный в медный теплоотвод (б).

Оптическая схема экспериментального модуля по исследованию спектрально-генерационных характеристик тонких стержней при продольной накачке изображена на рис. 4.19.



Рисунок 4.19 – Оптическая схема экспериментального модуля : (1) – линейка лзазерных диодов, (2) – двухзеркальный коллиматор, (3) – фокусирующая оптика, (4) – плоское дихроичное зеркало HR1950@AR806нм, (5) – стержневой активный элемент b-cut 4.5% Tm:KLuW в медном теплоотводе, (6) – сферическое выходное зеркало.

Излучение линейки лазерных диодов (1) в корпусировке CS проходит через двухзеркальный коллиматор (2), оптическую систему (3) и дихроичное зеркало (4), формируя на торце активного элемента (5) пятно накачки диаметром 0.7 мм. Далее накачка распространяется в объеме активного элемента за счет полного внутреннего отражения от полированных боковых поверхностей на границе раздела кристалл- пленка оксида алюминия, см. выше. Лазерный резонатор образован плотным зеркалом (4) и вогнутым сферическим зеркалом (6) с радиусом кривизны 30 мм и коэффициентом пропускания на рабочей длине волны 7%. Ватт-ваттные генерационные характеристики излучателя представлены на рис. 4.20 для полусферической конфигурации резонатора (оптическая длина резонатора равна радиусу кривизны выходного зеркала), в которой выходная мощность и дифференциальная эффективность максимальны. На том же рисунке для сравнения приведена аналогичная зависимость генерации от поглощенной мощности накачки, рассчитанной как разность между падающей и прошедшей в отсутствие выходного зеркала (6). Такая зависимость является скорее оценкой, поскольку заселенности основного состояния в условиях лазерной генерации и в ее отсутствие могут значительно различаться.



Рисунок 4.20 – Сплошная синяя кривая представляет линейную аппроксимацию экспериментальных данных (синие окружности) по генерации излучателя относительно падающей на мини-стержень 5% Tm:KLuW мощности непрерывной накачки в полусферической конфигурации резонатора (оптическая длина резонатора равна радиусу кривизны выходного зеркала). Пунктирная красная кривая соответствует аналогичной аппроксимации для оценки поглощенной мощности накачки, рассчитанной как разность между падающей и прошедшей.

Согласно представленным на рис. 4.20 данным, дифференциальная эффективность генерации, рассчитанная по поглощенной мощности, достигает 47%, что достаточно близко аналогичному параметру для слэб-элементов, характеристики которых подробно обсуждались в разделе 4.3. В исследованной конфигурации мини-стержень поглощал только 70% падающей мощности накачки, что связано с ошибками в его установке на опорные плоскости теплоотвода, т.е. фактически стержень был повернут на 45°.

Спектры генерации мини-стержня 5%Tm:KLuW, нормированные на максимальное значение спектральной интенсивности, приведены на рис.4.21.



Рисунок 4.21 – Сплошная синяя кривая соответствует спектру генерации министержня 5%Tm:KLuW для максимальной выходной мощности 6.0 Вт, в то время как красный пунктир представляет спектр для меньшей мощности, 4.9 Вт.

Согласно данным рис.4.21, спектр генерации имеет один явно выраженный максимум на длине волны 1953 нм со спектральной шириной не более 10 нм.

Представляет значительный интерес сравнить генерационные характеристики активных элементов стандартных конфигураций (пластины, параллелепипеды) с аналогичными параметрами для слэбов и тонких стержней. Исторически первой, положившей начало обширным лазерным исследованиям кристаллов Tm:KReW в области комнатных температур, была работа [П1, 2000] г.], где в геометрии продольной накачки кристалла 15%Tm:KYW излучением титан-сапфирового лазера с длиной волны 800 нм была получена лазерная генерация на длине волны 1900 нм с дифференциальной эффективностью 45% и максимальной выходной мощностью 140 мВт. В работе [91, 2002 г.] в качестве источников накачки кристаллов Yb:Tm:KYW использовались лазерные диоды, что позволило получить выходную мощность генерации свыше 1 Вт с эффективностью 52% и реализовать перестройку дифференциальной В двухмикронной области спектра, 1.85-2.0 мкм.

Настоящий прорыв в улучшении генерационных параметров был достигнут в работе [27, 2006 г.], где при накачке лазерного элемента 3%Tm:KLuW с размерами 3×3×2.9 мм была получена мощность непрерывной генерации свыше 4 Вт при дифференциальной эффективности (по поглощенной мощности до 60%, см. рис. 4.22.



Рисунок 4.22 – Генерационные (а) и перестроечные (б) характеристики активного элемента 3%Tm:KLuW из [27].

Вместе с тем, мощность генерации 4 Вт является, по-видимому, предельной для элементов стандартных конфигураций, поскольку дальнейшее увеличение мощности возможно только для слэбов и дисков, см. также Главу 5.

Выводы к Главе 4 : Несмотря на сравнительно небольшие значения теплопроводности микротвердости кристаллов двойных калий-И редкоземельных вольфраматов (см. Табл. 1.2 и 1.3), оптимизированные по геометрии и концентрации активные элементы Tm:KLuW позволяют получить мультиваттную генерацию в двухмикронной области спектра с полным КПД на уровне 30...40%, при этом максимальная выходная мощность была получена для мини-слэбов. Такой результат обусловлен прежде всего существенным увеличением площади боковых поверхностей активного слэб-элемента по сравнению со стандартными конфигурациями, что обеспечило эффективный теплоотвод и минимальный перегрев лазерного кристалла. В качестве примера, $3 \times 3 \times 2.9$ MM³ 3%Tm:KLuW мощность генерации кристалла предельная (ограниченная порогом его разрушения) составляет 4 Вт в режиме продольной накачки при диаметре пятна 1 мм [27,43], в то время как в слэб-геометрии мощность генерации составила около 17 Вт, что вплоть до настоящего времени является мировым рекордом для этого класса кристаллов [П5].

Необходимо отметить, что высокая эффективность генерации слэбов Tm:KLuW связана не только со малой величиной термической линзы для среза N_p , но и сравнительно большими сечениями лазерных переходов, на уровне 10^{-20} cm² и более. Это обстоятельство обуславливает как малую длительность импульса лазерной генерации в режиме пассивной модуляции добротности, вплоть до единиц наносекунд, так и малые потери на на насыщающемся поглотителе Cr²⁺:ZnSe, что сохранило сравнительно высокую эффективность генерации до уровня единиц Ватт. На основе скоростных уравнений проведено численное моделирование кинетики процесса формирования импульса в режиме пассивной модуляции добротность отические параметры и длительность импульса достаточно точно соответствуют экспериментальным значениям, что позволяет провести сквозную оптимизацию параметров насыщающегося поглотителя с целью получения стабильной последовательности световых импульсов с максимально возможной эффективностью генерации.

Глава 5 – Спектрально-генерационные характеристики тулиевых дисковых лазеров на основе кристаллов двойных калий-лютециевых вольфраматов.

5.1 Основные конфигурации и схемы накачки дисковых лазеров

Как кратко упоминалось выше в разделе 4.1, генерация высокой оптической мощности с гауссовым профилем интенсивности пучка также достигается при использовании тонких активных сред, так называемых тонких дисков, находящихся в хорошем тепловом контакте с охлаждающей поверхностью. Схематическое изображение тонкого диска и одно из его конструктивных исполнений представлены на рис. 5.1, см. также [172, 173].



Рисунок 5.1 - Схематическое изображение тонкого диска (а) Общий вид тонкого диска киловаттного лазера, установленного на теплоотвод с водяным охлаждением (б).

В наиболее распространенной конфигурации, изображенной на рис. 5.1(а), на фронтальную поверхность диска, обращенную к выходному зеркалу, нанесено просветляющее покрытие, на тыльную сторону – диэлектрическое зеркало с высоким коэффициентом отражения на длинах волн накачки и генерируемого излучения. Сравнительно небольшая толщина активного слоя обуславливает необходимость использования теплоотводящего основания, при этом, помимо эффективного отвода тепла, обеспечивается необходимая жесткость всей конструкции. Излучение накачки от сборок лазерных диодов фокусируется в центральной области диска, при этом плотность мощности накачки может достигать величины в несколько кВт/см². Она ограничена только предельными термомеханическими напряжениями, соответствующим порогам разрушения активного элемента, а также удельной величиной теплосъема с тыльной поверхности диска. В условиях лазерной генерации (или оптического усиления) выделяющееся в активном слое тепло отводится через зеркальное покрытие в подложку и удаляется с помощью конвективного (для лазеров малой мощности) либо жидкостного охлаждения. В целом, тонкий диск в режиме интенсивной накачки можно рассматривать как плоский оптический усилитель, который располагается на месте одного из «глухих» зеркал резонатора, поэтому дисковые лазеры часто называют лазерами с активным зеркалом. В частности, на рис. 5.1(б) показан напаянный на теплоотвод тонкий диск, который позволяет получить в непрерывном режиме выходную мощность до 700 Вт при мощности накачки в 1 кВт. Диаметр активной области в центре диска составит в этом случае примерно 5 мм.

Отличительной особенностью дискового лазера является сравнительно небольшая толщина активной среды, которая во много раз меньше поперечного области. накачиваемой активной Диаметр активной области размера варьируется от долей миллиметра для лазеров с низкой выходной мощностью до 10 мм и более для получения выходной мощности на уровне единиц киловатт. Толщина лазерного диска является одним из важнейших факторов оптимизации и в типичных случаях составляет 100...300 мкм. Так как толщина активной среды сравнительно мала по сравнению с поперечными размерами области накачки, то температурные градиенты направлены в основном перпендикулярно поверхности, что позволяет эффективно компенсировать термооптические искажения. В силу этого, лазеры на тонких дисках способны генерировать излучение рекордно высоких мощносей, вплоть до единиц [174] и десятков киловатт [175, 178]. Концепция лазеров на тонких дисках была впервые предложена Альфредом Гиссеном (Alfred Giesen) около 30 лет назад [176, 177].

К настоящему времени с помощью тонких дисков реализованы все основные режимы лазерной генерации [173, 179], см. рис. 5.2.



Рисунок 5.2 – Принципиальные схемы импульсных оптических систем на тонких дисках: лазеры с модуляцией добротности, «разгрузка» резонатора, регенеративный усилитель.

Коротко рассмотрим основные особенности оптических схем, представленных на рис. 5.2.

Модуляция добротности: Режим импульсной генерации на основе модуляции добротности предполагает наличие в резонаторе оптического элемента с внешним управлением, который контролирует величину потерь, что позволяет накопить энергию в активном элементе за время между соседними импульсами. В качестве такого управляемого элемента широко используются акусто-оптические модуляторы [180, 181] на основе парателлурита, плавленого или кристаллического кварца и т.п., см. также [37, 38]. Ультразвуковые волны создают в объеме модулятора трехмерную дифракционную решетку, которая вызывает отклонение луча, что эквивалентно разъюстировке резонатора и соответствующему увеличению оптических потерь. При отключении источника ультразвука добротность резонатора быстро возрастает за время прохождения звуковой волны через диаметр пучка в модуляторе. Так как величина усиления активной среды значительно превышает потери высокодобротного резонатора, то в этих условиях происходит формирование лазерного моноимпульса, световая энергия которого примерно пропорциональна накопленной в диске заселенностей за промежуток инверсии времени между импульсами. Длительность выходного импульса зависит от многих факторов: коэффициента усиления тонкого диска, длины резонатора, пропускания выходного зеркала и т.д. Как правило, величина длительности лежит в диапазоне 0.1 ... 1 мкс. Длительность и энергия импульса зависят также от частоты повторения и мощности накачки и в целом являются взаимозависимыми величинами.

Быстрая «разгрузка» резонатора (Cavity dumping) : Другой способ получения коротких лазерных импульсов заключается в формировании интенсивной световой мощности в высокодобротном резонаторе, которая при достижении максимального значения выводится из резонатора с помощью электрооптического затвора и пленочного поляризатора с высокой лучевой прочностью, см. рис. 5.2. Схема работает следующим образом . При подаче определенного управляющего напряжения электрооптический затвор становится эквивалентен четвертьволновой пластинке, и наличие поляризатора приводит к значительным потерям, полностью «запирающим» генерацию. При быстром напряжения поляризации отключении состояние луча при прохождении затвора не меняется, т.е. потерь на поляризаторе нет. Вследствие этого добротность резонатора резко возрастает и начинается формирование лазерного моноимпульса [173, 182]. В отличие от предыдущего случая, все зеркала резонатора «глухие», так что совокупные потери резонатора определяются только качеством оптических элементов и обычно не превышают несколько процентов. После достижения максимума внутрирезонаторной световой электрооптический мощности затвор на снова подается четвертьволновое напряжение, и состояние поляризации луча меняется таким образом, что луч проходит через пленочный поляризатор с минимальными потерями. Таким образом, длительность лазерного импульса будет определяться длиной резонатора и временем переключения ключа, она постоянна и практически не зависит от режима работы лазера. В типичных ситуациях при длине резонатора около 1 м длительность импульса составляет несколько наносекунд. Использование быстродействующего электрооптического затвора позволяет реализовать такой режим работы, когда потери в резонаторе модулируются не полностью, как описано выше, а частично, при этом резонатор частично открыт во время формирования лазерного импульса и/или ключ при достижении заданной энергии «открывает» резонатор не полностью. В этих случаях накопленная энергия выходит из резонатора за несколько проходов и может плавно изменяться от десятков наносекунд до нескольких микросекунд в зависимости от параметров управляющего напряжения на электрооптическом затворе [173, 183].

<u>Регенеративный усилитель</u> : Схема регенеративного усилителя достаточно близка к предыдущей схеме. Между соседними импульсами потери в резонаторе регенеративного усилителя превышают оптическое усиление, поэтому генерация не возникает, а инверсия населенностей в активном элементе растет, увеличивая накопленную энергию. На момент входа исходного (затравочного)

импульса в регенеративный усилитель происходит синхронное выключение потерь. В результате исходный импульс «запирается» в высокодобротным резонаторе и его энергия экспоненциально быстро растет. После усиления (50 проходов резонатора оказывается достаточным для усиления в ~100000 раз) регенеративного усилителя импульс выводится из через разделитель, построенный обычно с помощью эффекта Фарадея, как показано на рис. 5.2. Так как усиление регенеративного усилителя достаточно велико, усиление может производиться одноступенчатым усилителем, при этом длительность и форма импульса, заданные исходным импульсом, практически воспроизводятся. Спектр излучения также сохраняется при усилении, что дает возможность генерации импульсов с малой шириной спектра на уровне единиц пикометров и перестраиваемой длиной волны. Необходимо отметить, что усилители для генерации наносекундных и пикосекундных импульсов практически не отличаются, при этом генерация субпикосекундных импульсов требует соответствующей ширины спектра усиления лазерного материала. В частности, алюмоиттриевого граната, допированного использование трехвалентным иттербием (Yb:YAG), позволяет достичь длительности импульса в 800 фс [173]. Для получения более коротких импульсов можно использовать анизотропные или частично неупорядоченные среды. Так, например, допированный иттербием калий-иттриевый вольфрамат (Yb:KYW) [184, 185] позволяет сформировать световой импульс длительностью менее 250 фс.

Синхронизация мод для получения сверхкоротких световых импульсов :

Эффективная синхронизация мод может быть осуществлена с помощью полупроводникового насыщающегося поглотителя (SESAM) [186,187]. Оба основных элемента лазера – тонкий диск и насыщающийся поглотитель – имеют одинаковую геометрию, поскольку их толщины в направлении, параллельном лучу лазера, много меньше поперечных размеров лазерного луча, что позволяет легко интегрировать их в общую оптическую систему. В целом, энергия импульса может быть значительно увеличена за счет удлинения резонатора и

соответствующего снижения частоты повторения импульсов ниже типовых 50...100 МГц [188, 189, 190].

Одной из особенностей лазеров на тонких дисках является достаточно сложная конструкция блока накачки активного элемента. В силу малой толщины диска поглощение излучения накачки за два прохода (однократное отражение от плотного зеркала, см. рис. 5.1) составляет 10...20%, поэтому для реализации эффективного поглощения оптической мощности накачки и соответствующего увеличения КПД генерации необходимо применять многопроходные схемы, типично 16-32 проходов [172,173]. Существуют различные способы реализации многопроходной накачки, в том числе внутрирезонаторные схемы [191, П18], однако наибольшее распространение получил квантрон, состоящий из параболического зеркала и нескольких плоских зеркал и/или призменных отражателей, см. рис. 5.3.



Рисунок 5.3 – Оптическая схема лазерного квантрона тонкого диска

В соответствии с рис. 5.3, параллельный пучок излучения накачки фокусируется параболическим зеркалом на диск. За два прохода некоторая доля мощности поглощается, а оставшаяся часть отражается на параболическое зеркало и преобразуется им в параллельный пучок, который направляется на следующий сегмент параболического зеркала с помощью одной призмы полного внутреннего отражения или двух плоских зеркал. Фокусировка, поглощение и коллимация пучка повторяются до полного заполнения всей поверхности параболического зеркала вторичными изображениями исходного луча накачки. Так как центр диска находится в фокусе параболического зеркала, то расстояние, проходимое излучением накачки между двумя отражениями на параболическом зеркале, совпадает с удвоенным фокусным расстоянием оптической системы. Таким образом, размеры пучка как на параболическом зеркале, так и на лазерном диске совпадают для всех отражений. После заполнения всей поверхности параболического зеркала концевое отражающее зеркало изменяет направление распространения излучения накачки на противоположное, при этом число проходов удваивается.

При использовании такого технического решения можно реализовать практически любое четное количество проходов излучения накачки. Ограничением являются только потери на рассеяние и пропускание в призмах/зеркалах и геометрические размеры параболического зеркала. В совокупности они приводят к тому, что после достижения некоторого оптимального числа проходов поглощение практически выходит на насыщение, т.е. очень слабо растет после дальнейшего увеличения числа проходов. Как правило, наиболее оптимальным является число проходов в диапазоне от 16 до 32, что обеспечивает эффективность поглощения накачки на уровне свыше 90%. Необходимо отметить достаточно сложную процедуру юстировки оптических компонент в лазерном квантроне. Вместе с тем, процедура юстировки требуется однократно, поскольку все элементы жестко закрепляются и в дальнейшем их подстройка не требуется.

В целом, конструкция квантрона должна обеспечивать устойчивость к термоциклированию, достаточную жесткость, удобство технического обслуживания, в том числе замены основных оптических элементов, включая тонкий диск с водяным охлаждением. На рис.5.4 показаны примеры двух квантронов, спроектированных для разных мощностей накачки [173]. Такие квантроны не требуют от излучения накачки высокого качества луча.



Рисунок 5.4 – Общий вид лабораторного квантрона киловаттного класса (a) и квантрона технологического промышленного лазера (б).

Так, квантрон, изображенный на рис.5.4(а), может использовать излучение с параметром распространения (beam parameter product, равный произведению радиуса луча на его расходимость) до 200 мм•мрад. Фактически это означает, что для транспортировки излучения может применяться оптоволокно с диаметром до 1 мм. Использование многомодовых волокон существенно уменьшает потери при доставке излучения накачки, генерируемого сборками лазерных диодов, и значительно увеличивает КПД всего тракта накачки. Квантрон, изображенный на рис.5.4(б), предназначен для накачки тонкого диска световой мощностью в десятки киловатт. Из-за большого диаметра диска (до 100 мм) параметр распространения пучка может превышать 1000 мм•мрад. В этом случае применение оптоволокон значительно усложняет конструкцию, поэтому накачка диска осуществляется непосредственно сборками лазерных диодов, излучение которых «перемешивается» в стеклянном стержне большого диаметра, что обеспечивает однородное распределение плотности накачки.

В заключение этого раздела отметим основные преимущества лазеров на тонких дисках. К их числу можно отнести следующее.

- Выходная мощность лазера пропорциональна площади накачки, т.е. может быть увеличена за счет увеличения размера активной области на диске. Это обусловлено тем, что температура поверхности, механические напряжения, плотность излучения на диске и т.п. остаются неизменными при увеличении площади активной области, если плотность накачки не меняется. Основным фактором, ограничивающим выходную мощность, является усиление спонтанного излучения в активной области. Математическое моделирование прогнозирует максимальную выходную мощность из одного диска порядка нескольких мегаватт [192].
- 2. В режиме генерации с несколькими поперечными модами в резонаторе (M²>10) полный оптический КПД достигает 70%...80% [173]. Для определения КПД излучателя должны быть учтены КПД лазерных диодов (примерно 50%) и прочие энергозатраты, связанные со стабилизацией

температуры всех тепловыделяющих компонент. В частности, полный КПД дисковых излучателей на основе активной среды Yb:YAG, отнесенный к потребляемой электрической мощности, достигает 25% [173,192].

- 3. Дополнительным преимуществом тонких дисков является сравнительно слабое фазовое искажение при больших мощностях накачки. Как правило, сферическая часть фазового изменения соответствует линзе с фокусным расстоянием в несколько метров, поэтому влияние такой линзы на параметры резонатора можно легко скомпенсировать. Для сравнения, типичные фокусные расстояния тепловых линз в стержневых активных элементах составляют всего десятки сантиметров. Амплитуда фазовых искажений более высокого порядка (за вычетом сферических аберраций) в дисках обычно меньше 100 нм и сосредоточены вблизи края активной области. Благодаря столь слабому искажению фазы излучатели на тонких дисках могут достигать высокой выходной мощности в одномодовом ТЕМ₀₀ режиме. В этом случае дифракция на фазовых искажениях и неполное соответствие распределений плотности накачки и интенсивности моды ТЕМ₀₀ несколько уменьшают КПД по сравнению с режимом многомодовой генерации, типично до 30 ... 40%.
- 4. В силу малой толщины активной среды нелинейные эффекты, связанные с высокой плотностью излучения, в том числе рассеяния Бриллюэна и Рамана, практически отсутствуют. Это обстоятельство позволяет во многих случаях достичь предельно узкой спектральной ширины выходного излучения при сохранении всех параметров по энергетике.
- 5. Для излучателей с выходной мощностью на уровне киловатт простота конструкции и относительная дешевизна накачки обеспечивают конкурентное преимущество тонких дисков по сравнению с волоконными и другими типами твердотельных лазеров. В целом, основным достоинством тонких дисков является практически неограниченная площадь активной области, что имеет большое значение для приложений, связанных с достижением высокой выходной мощности и/или значительной энергии лазерных импульсов.

5.2 – Краткий обзор теории тонких дисков : поля температур и напряжений, усиленное спонтанное излучение, предельная мощность генерации.

Как подробно обсуждалось в предыдущем разделе, для геометрии тонкого диска толщина активного слоя всегда много меньше его поперечных размеров, см. также рис. 5.1(а). В этом случае достаточно точную оценку распределения температуры в объеме диска можно получить в приближении однородного тепловыделения, пренебрегая краевыми эффектами на границе области накачки. Пусть поверхность диска расположена плоскости X-Y, тогда тепловой поток направлен в основном по координате Z – от поверхности диска к его основанию. Распределение температур будет получено из одномерного уравнения теплопроводности [193,194,195]

$$\frac{d^2 T(z)}{dz^2} = \begin{pmatrix} 0\\ -\frac{Q}{k}\\ 0 \end{pmatrix} \text{ДЛЯ} \begin{pmatrix} z > d/2\\ -d/2 < z < d/2\\ z < -d/2 \end{pmatrix},$$
(5.1)

где T – температура, Q(x,y) – величина объемного тепловыделения в области накачки, k – коэффициент теплопроводности, d – толщина диска, z – текущая координата в направлении, перпендикулярном его плоскостям. Уравнение (5.1) справедливо, когда (1) всеми граничными (периферийными) потоками тепла можно пренебречь, т.е. характерный размер области накачки должен быть много больше толщины диска, что полностью соответствует условиям работы активных элементов дисковых лазеров, и (2) градиент тепловыделения вдоль поверхности диска существенно меньше величины Q/d, т.е. $\partial Q/\partial(x,y) \ll Q/d$. Последнее условие накладывает определенные ограничения на пространственное распределение накачки с тем, чтобы характерные расстояния, на которых объемное тепловыделение меняется значительно, было намного больше толщины диска, и только в этом случае тепловая задача будет одномерной, т.е. переносом тепла вдоль можно пренебречь. В диска действительности, при типичных толщинах дисков 0.1...0.3 мм и размере поперечной области накачки 5...10 мм условие $\partial Q/\partial(x,y) \ll Q/d$ выполняется практически во всех ситуациях (краевые эффекты на границе активной области сейчас не учитываем, это будет рассмотрено ниже).

Решение уравнения (5.1) определяется граничными условиями на поверхности диска, $z = \pm d/2$. Рассмотрим два варианта граничных условий, представляющих наибольший практический интерес. В первом случае диск охлаждается только с одной стороны, т.е. температура «тыльной» поверхности диска фиксирована, $T(z = -d/2) = T_0$, при этом тепловой поток с «фронтальной» поверхности считаем пренебрежимо малым, dT/dz(z = d/2) = 0. Фактически данное условие предполагает, что теплообмен на «тыльной» поверхности существенно превышает конвективный теплообмен с фронтальной плоскости диска. С такими граничными условиями легко получить следующее решение уравнения (5.1) :

$$\frac{dT(z)}{dz} = \frac{Q}{k} \left(\frac{d}{2} - z\right), \quad \forall \quad T(z) - T_0 = \frac{Q}{2k} \left(d^2 - \left(z - \frac{d}{2}\right)^2\right).$$
(5.2)

Как и следовало ожидать, максимальное значение градиента температуры dT/dz= Qd/k будет на поверхности диска, примыкающей к теплоотводу, z = -d/2, а максимальный перепад температур будет у другой поверхности z = d/2, $T(z) - T_0$ = $Qd^2/2k$.

Во втором случае граничные условия имеют вид $T(z = \pm d/2) = T_0$, т.е. соответствует ситуации, когда эффективно охлаждаются обе поверхности диска. Например, фронтальная поверхность имеет хороший тепловой контакт с теплопроводящим материалом (например, толстой сапфировой или алмазной пластиной), при этом

$$\frac{dT(z)}{dz} = -\frac{Qz}{k}, \text{ M } T(z) - T_0 = \frac{Q}{2k} \left(\frac{d^2}{4} - z^2\right).$$
(5.3)

Согласно (5.3), градиент температур максимален у поверхностей $z = \pm d/2$, $dT/dz = \pm Qd/2k$, при этом перепад температур $T(z) - T_0 = Qd^2/8k$ достигает максимума в середине диска, z = 0. В более общих случаях, в том числе при других типах граничных условиях зависимость температуры от «поперечной» координаты z

обусловлено по-прежнему будет иметь квадратичный характер, что однородностью тепловыделения внутри диска, CM. также [196,197]. Действительно, интегрирование (5.1) приводит к квадратичной зависимости температуры от координаты z, при этом соответствующие коэффициенты определяются заданными граничными условиями.

Интересно отметить, что соотношение (5.3) может быть использовано для определения перепада температур и температурных градиентов внутри минислэба, см. Главу 4, поскольку эффективный теплосъем осуществляется с обоих боковых поверхностей. В частности, для мини-слэба N_b -cut 5%Tm:KLuW размерами 6×0.7×0.3мм при поглощенной мощности накачки P = 50 Вт величина удельного тепловыделения составит Q = 12 кВт/см³ [147, П11]. При учете k = 0.03 Вт/см-град из соотношения (5.3) следует, что максимальный перепад температур по слэбу (в центре и по краям) составляет 45 градусов, в то время как максимальный градиент температур (у боковых поверхностей слэба) будет равен 3000 град/см, см. также раздел 4.3.

В ряде работ [177, 198, 199, 200] было проведено как аналитическое, так и трехмерное численное моделирование температурных полей И полей напряжений в дисковых активных элементах, в том числе с учетом зависимости теплофизических параметров от температуры и распределения тепловых потоков В периферийных зонах. В частности, [198] подробно в проанализированы распределение температур, поле напряжений и изменение длины оптического пути (фактически, фазовый набег) для тонкого диска Yb:YAG при полном диаметре диска 10 мм и поглощенной мощности накачки 1 кВт, однородно распределенной по области диаметром 6 мм, в зависимости от условий теплообмена и толщины диска. Соответствующие зависимости приведены на рис. 5.5-5.7, в количественном отношении они достаточно точно согласуются как с оценкой (5.2), так и с результатами других исследований, в том числе [177, 199, 200]. Отметим также, что на рис. 5.5(а), 5.6(а) и 5.7(а) толщина диска равна 0.2 мм, в подписях к рисункам это не оговаривается.



Рисунок 5.5 – Средняя температура диска Тетр в зависимости от коэффициента теплоотдачи h в его основание (а) и от толщины диска L при $h = 10^5 \text{ W/m}^2\text{K}$ (б).



Рисунок 5.6 – Величина напряжений диска в зависимости от коэффициента теплоотдачи h в его основание (a) и от толщины диска L при $h = 10^5 \text{ W/m}^2\text{K}$ (б).

Важно отметить, что распределение температур, напряжений и фазового набега достаточно слабо зависят от коэффициента теплоотдачи h между диском и охлаждающим основанием (который изменяется на два порядка, см. левую часть рис. 5.5-5.7). В полном соответствии с одномерным приближением (5.2) и (5.3), зависимость температуры и фазового набега от толщины диска имеет явно выраженный квадратичный характер, см. рис. 5.5(б) и 5.7(б), в то время как величина напряжений, пропорциональная градиенту температур, меняется с толщиной диска практически линейно, см. рис. 5.6(б).



Рисунок 5.7 – Величина фазового набега (OPD) в зависимости от коэффициента теплоотдачи h в его основание (а) и от толщины диска L при $h = 10^5 \text{ W/m}^2\text{K}$ (б).

Согласно представленным результатам численного расчета [198], существенные отклонения от «плоских» распределений наблюдаются на расстоянии r ~ 2.5 мм от центра области накачки, т.е. 70% площади накачки фактически свободны от искажений. Таким образом, одномерное приближение (5.1–5.3) дает достаточно точную оценку градиентов и перепадов температур в области накачки, что будет использовано в дальнейшем при обсуждении экспериментальных результатов.

Как упоминалось выше, выходная мощность лазера может быть увеличена посредством увеличения площади активной области на диске при неизменной плотности накачки. Помимо определенных технических сложностей, связанных широкоапертурных изготовлением лазерных дисков, существенное с ограничение на размеры активной области накладывает эффект усиленного спонтанного излучения, УСИ (в английском варианте – amplified spontaneous emission, ASE). Сущность этого эффекта заключается в том, что спонтанное излучение люминесценции, возникающее при инверсии заселенностей верхнего лазерного уровня, значительно усиливается при распространении внутри диска, поскольку поперечный размер диска во много раз превышает его толщину. Подробный анализ влияния УСИ на параметры дисковых лазеров проведен в работах [201, 202], см. также обзор [203].

В качестве примера, рассмотрим Yb:YAG диск толщиной 0.2 мм, диаметром активной области 6 мм и полной мощностью накачки 1 кВт, рис. 5.5-5.7 и [198]. При таких параметрах плотность мощности накачки будет равна 3.5 кВт/см² и коэффициент ненасыщенного усиления на длине волны 1030 нм за один проход поперек диска (0.2 мм) составит 1.13, в то время как для излучения, распространяющего по диаметру диска (6 мм), коэффициент усиления возрастет до 1.13³⁰ ~ 40. Фактически это означает, что даже небольшая обратная связь, на уровне единиц процентов (например, за счет френелевского переотражения на боковых поверхностях диска, см. также раздел 3.4 и рис. 3.14), приведет к возникновению «паразитных» каналов генерации, уменьшающих инверсию заселенностей и коэффициент усиления. При увеличении мощности накачки в десять раз, до 10 кВт, и соответствующем увеличении диаметра активной зоны до 19 мм, отношение оптических путей вдоль и поперек диска возрастет до 19/0.2 = 95 и коэффициент УСИ составит теперь 1.1395 ~ 105. Такой значительный коэффициент усиления неизбежно приведет уменьшению инверсии заселенностей и соответствующему ухудшению параметров лазерной генерации.

Для уменьшения влияния УСИ часто используются композитные активные элементы, которые представляют собой неразъемное соединение тонкого активированного слоя и массивного недопированного кристалла с тем же или близким показателем преломления [204,205,206]. Такая конфигурация активного элемента позволяет значительно уменьшить долю спонтанного излучения, распространяющего вдоль области накачки, поскольку основная часть люминесценции выводится в объем недопированного кристалла и не принимает участия в УСИ. Кроме этого, массивный кристалл отводит часть тепла, выделяемую в активном слое, что позволяет увеличить плотность мощности накачки и улучшить параметры генерации дисковых лазеров. Полная оптимизация конструкции диска позволяет увеличить мощность непрерывной генерации до уровня ~ 10 кВт [175,178].

5.3 – Технология изготовления активных элементов и первые эксперименты с дисковыми лазерами 15%Tm:KYW

Как было показано в предыдущих разделах, лазерные излучатели на основе тонких дисков позволяют значительно улучшить теплоотвод и увеличить выходную мощность генерации. Значительная часть исследований была посвящена лазерным материалам, легированным иттербием, поскольку именно на них была получена рекордная эффективность и мощность генерации в области длин волн вблизи 1 мкм. Расширение спектральных диапазонов в длинноволновую область связано с использованием других типов лазерных ионов, в том числе эрбия, тулия, гольмия. В частности, значительный интерес представляют лазерные среды, активированные ионами тулия, которые допускают накачку коммерчески доступными диодными лазерами с длиной волны ~ 800 нм, а кросс-релаксационные переходы увеличивают оптическую эффективность генерации до 40...60%, см. разделы 2.4, 4.3-4.5.

В работах [207, 208, 209] были подробно исследованы спектральногенерационные характеристики тонких дисков на основе кристаллов Tm:LiLuF₄, Tm:YAG, Tm:Lu₂O₃. Общей особенностью этих сред являются сравнительно малые сечения переходов на длине волны накачки, что требует применения многопроходных схем по типу рис. 5.3. Так, в [207] была использована 24проходная схема накачки, что позволило получить дифференциальную и полную оптическую эффективность 49% и 40%, соответственно. При использовании внутрирезонаторного эталона диапазон перестройки составил около 30 нм, 1899-1927 нм. Максимальная мощность многомодовой (M^2 ~10) генерации составила 21 Вт и была ограничена только параметрами диодной накачки. Аналогичные результаты были получены в [208] для тонкого диска Tm:YAG : мощность генерации 24 Вт при оптической эффективности 40%.

Необходимо отметить, что сечения переходов тулия в кристаллах двойных калий-редкоземельных вольфраматов в несколько раз выше, чем аналогичные параметры для Tm:LiLuF₄, Tm:YAG, Tm:Lu₂O₃. Это позволяет существенно

упростить схему накачки тонких дисков, в ряде случаев ограничиваясь всего четырьмя проходами при использовании возвратного зеркала, а также уменьшить пороговую мощность генерации. С учетом превосходных лазерных характеристик Tm:KReW [П1, 27, 43] следует ожидать, что мощность генерации дисковых лазеров на этих активных средах будет увеличена при сохранении широкого диапазона перестройки по спектру, в пределах 100...200 нм.

Для изготовления монолитных дисковых активных элементов, ИЗ оптически однородной були 15%Tm:KYW были вырезаны кристаллические пластины b-среза размерами 4.0×4.0×1.0 мм. Образцы были отполированы до толщин 200, 250 и 300 мкм, на их «тыльную» сторону было нанесено «глухое» дихроичное зеркало, отражающее длины волн генерации (1850...1950 нм) и накачки (~803 нм), с остаточным пропусканием менее 0.1% в каждом поверхность «Фронтальная» была спектральном диапазоне. закрыта просветляющим покрытием с остаточным отражением не более 0.2% для тех же длин волн, 1850...1950 нм и 803 нм. Далее, «тыльные» стороны всех образцов были металлизированы в результате последовательного напыления пленок хрома и золота на последний диэлектрический слой плотного зеркала, после чего готовые элементы были припаяны с помощью индиевого припоя на латунные теплоотводы размером $11 \times 6 \times 5$ мм, как это изображено на рис. 5.8(а).



Рисунок 5.8 – Фотография дисковых активных элементов (слева направо 300, 250 и 200 мкм) из кристалла b-cut 15% Tm:KYW (а), общая схема эксперимента для исследования генерационных характеристик тонких дисков (б).

Все последующие генерационные эксперименты были проведены в геометрии резонатора по схеме рис. 5.8(б), где варьировались расстояние от выходного зеркала до диска, пропускание выходного зеркала и источники накачки. Возвратное зеркало на рис. 5.8(б) обеспечивало дополнительные 2 прохода и в ряде случаев заменялось болометром L30A для точного контроля поглощенной мощности накачки.

В первых экспериментах [П2] пропускание выходного зеркала с радиусом кривизны -40 мм составило 0.5%, спектральный состав излучения был определен с помощью монохроматора МДР-23У. Дисковые активные активные элементы 15%Tm:KYW накачивались 20-ти ваттной диодной линейкой ASM808–20CS, которая устанавливались на охлаждаемом теплоотводе. Для того, чтобы обеспечить максимальное поглощение накачки, теплоотвод с помощью элементов Пельтье охлаждался до температуры 18° С, при этом длина волны излучения накачки была центрирована на 803 нм (обдув «сухим» газом не требовался, поскольку точка росы находилась при $\approx 15^{\circ}$ С). Согласно данным, представленным на рис. 2.11(а), на длине волны 803 нм оптическая плотность кристалла 15%Tm:KYW составляет более 40 см⁻¹ (*E*||*N*_m), поэтому коэффициент поглощения накачки за четыре прохода, см. рис. 5.8(б), превышает 95% даже для самого тонкого образца, *d* = 200 мкм, поэтому необходимости в более сложных системах накачки по типу рис. 5.3 не возникало.

Оптическая схема коллимации излучения диодной линейки подробно представлена в [П2], после коллимации пятно накачки в фокусе имеет приблизительно прямоугольную форму размерами 0.7×1.5 мм², изображенную на рис. 5.9(а). В предварительных экспериментах было показано, что максимальная мощность генерации максимальна для физической длины резонатора 38.5 мм, на которой и были проведены все измерения. На рис. 5.9(б) представлены генерационные характеристики дисковых элементов 15% Tm:KYW толщиной 200, 250 и 300 мкм для коэффициента пропускания выходного зеркала $T_{вых} = 0.5\%$ [П2].



Рисунок 5.9 – Коллимированное излучение диодной линейки (а), генерационные характеристики тонких дисков 15%Tm:KYW при $T_{\text{вых}} = 0.5\%$ (б).

Согласно представленным данным, дифференциальная эффективность генерации практически одинакова для всех исследованных образцов, ДЭ = 32%, в то время как порог генерации несколько зависит от толщины диска, что вполне естественно для квази-трехуровневой схемы генерации на переходе ${}^{3}F_{4} \rightarrow {}^{3}H_{6}$ [П1, П2, 27, 91]. Спектры генерации всех дисков практически идентичны [П1] для коэффициента пропускания выходного зеркала T=3%. Результаты исследований суммированы в Табл. 5.1

Толщина	Дифференциальная	Порог	Длина	Ширина
диска, мкм	эффективность, %	генерации, Вт	волны, нм	спектра, нм
200	31	4.0	1947	12
250	32	3.8	1950	12
300	32	3.9	1949	10

Таблица 5.1 – Параметры генерации тонких дисков 15%Tm:KYW, T_{вых}= 0.5%

что дифференциальная эффективность генерации дисков Отметим, 15% Tm: KYW оказалась несколько меньше, чем в работах [Π 1, 91] (45%...50%). [П2, Согласно П20], обусловлено это, вероятно, несимметричной (прямоугольной) формой пятна накачки, что требует дополнительной оптимизации параметров резонатора. Кроме того, как показано в следующих использование эпитаксиальных и композитных структур типа разделах, Tm:KLuW/KLuW также существенно улучшает параметры генерации [210, П14].

5.4 - Спектрально-генерационные характеристики дисковых лазеров на основе эпитаксиальных структур 5...15% Tm:KLuW/KLuW

Эпитаксиальная структура представляет собой тонкую кристаллическую допированную лазерными выращена пленку, ионами, которая на монокристаллической подложке без допантов по стандартным ростовым методикам. Фактически, монокристаллическая эпитаксия является одним из вариантов реализации композитных структур, см. раздел 5.2. Технология эпитаксиального роста для кристаллов KReW была разработана в Институте физики и кристаллографии материалов и наноматериалов (FiCMA-FiCNA, Испания), совместно с Институтом Макса Борна (MBI, Германия), в 2005-2007 были синтезированы образцы ΓГ. эпитаксиальных структур Tm³⁺:KLu(WO₄)₂/KLu(WO₄)₂ с концентрацией тулия от 5 до 15 ат.% [210, 211, 212], толщина активного слоя структур варьировалась от 80 до 450 мкм. Примеры эпитаксиальных структур представлены на рис. 5.10.



Рисунок 5.10 – Фото эпитаксиальных структур Tm⁺³:KLu(WO₄)₂/KLu(WO₄)₂ с концентрацией тулия 10 ат.% (а) и 15 ат.% (б). На фрагменте (а) изображена кристаллографическая ориентация, цифры на фрагменте (б) обозначают толщину активного слоя относительно уровня подложки (в микронах).

Эпитаксиальные структуры были выращены методом жидкофазной эпитаксии, подробности технологии приведены в [211, 212, П14]. Не вдаваясь в узкопрофильные детали технологических процессов, отметим только, что все эпитаксии выращивались из раствор-расплава, при этом чистая, без допантов,
монокристаллическая подложка с исходными размерами 5... $6\times2\times9$...14 мм³ (по кристаллографическим осям *a*, *b* и *c*, соответственно) выдерживалась в расплаве при температуре на один градус выше температуры насыщения (898° C) в течение 5 минут с целью очистки и травления ее поверхностей для последующего эпитаксиального роста. Далее раствор охлаждался со скоростью 0.6 град/час, при этом происходил рост монокристаллической пленки Tm³⁺:KLu(WO₄)₂ на подложке KLu(WO₄)₂ в течение 2-5 часов [212, П22].

Для изготовления активных элементов готовые эпитаксиальные структуры проходили по циклу полировки, напыления диэлектрических и металлических покрытий и посадки на латунный или медный теплоотвод так, как описано в предыдущем разделе. Коэффициент отражения просветляющих покрытий в диапазоне длин волн лазерной генерации (1.85-1.95 мкм) не превышал 0.15% для всех исследованных образцов. На рис. 5.11 приведен общий вид активных элементов из эпитаксий 10%- и 15%Tm⁺³:KLu(WO₄)₂/KLu(WO₄)₂.



Рисунок 5.11 – Фотографии эпитаксиальных структур Tm:KLuW/KLuW на медных теплоотводах, сделанные в обычных условиях (а) и в условиях высокого контраста с косой фронтальной подсветкой (б)

На фотографиях эпитаксиальных структур, сделанных в условиях высокого контраста с косой подсветкой, как показано на рисунке 5.11(б), отчетливо видны небольшие оптические неоднородности на переходном слое подложка KLuW – пленка Tm:KLuW, которые имеют характерный масштаб порядка долей миллиметра. По всей вероятности, эти неоднородности возникают на начальной

фазе эпитаксиального роста, когда температура раствор-расплава поднимается выше температуры насыщения, что необходимо для незначительного растворения и последующей активации поверхности подложки [212, П22]. Вообще говоря, как следует из дальнейшего, наличие подобных оптических неоднородностей практически сказывается не на генерационных характеристиках исследованных образцов. Кроме того, не удалось обнаружить какого-либо значительного рассеяния на переходном слое пленка - подложка при просвечивании кристаллов сфокусированным пучком «красного» диодного лазера (660 нм, 20 мВт). Поскольку длина волны генерации втрое больше, то, по всей вероятности, наличием таких неоднородностей можно пренебречь.

Первые эксперименты по лазерной генерации эпитаксиальных пленок Yb:KLuW/KLuW и Tm:KLuW/KLuW были выполнены в 2005-2007 гг. [210,211]. В этих работах исследуемые образцы помещались в оптический резонатор под углом Брюстера и накачивались излучением титан-сапфирового лазера. В связи с тем, что толщина, а следовательно, и оптическая плотность наращенных кристаллических пленок Tm:KLuW была невелика, в образце поглощалась незначительная доля накачки, поэтому средние мощности генерации были на дифференциальная десятков милливатт, однако эффективность уровне генерации оказалась весьма значительной, до 60% относительно поглощенной мощности накачки, при этом область спектральной перестройки составила около 150 нм, 1900-2050 нм [210].

Дальнейший прогресс в увеличении выходной мощности генерации эпитаксиальных структур был обусловлен использованием более мощных диодных излучателей и многопроходных схем накачки. Так, в работе [П20] (2010 г.) мощность генерации эпитаксиальной структуры 15%Tm:KLuW/KLuW, накачиваемой излучением диодной линейки, достигла 160 мВт в квазинепрерывном и 550 мВт в непрерывном режиме. Согласно [П20], кристаллическая пленка 15%Tm:KLuW толщиной ~ 100 мкм была наращена на подложку KLuW (b-срез) методом жидкофазной эпитаксии, см. рисунок 5.10,

146

условия роста подробно описаны в [211,212,П22]. Далее эпитаксиальная структура была отполирована на плоскость с двух сторон, после полировки толщина эпитаксиального слоя, измеренная по поглощению поляризованного излучения ($E||N_{\rm m}$) в области 750-820 нм, см. рисунок 2.11(a), составила 80±3 мкм. Так же, как и в [П2], на полированную поверхность эпитаксии было нанесено плотное диэлектрическое зеркало с остаточным пропусканием ~ 0.1% в спектральном диапазоне 1800-2000 нм и $\sim 0.3\%$ в диапазоне 800-810 нм, на было полированную поверхность подложки нанесено дихроичное просветляющее покрытие на те же спектральные диапазоны с остаточным отражением не более 0.15%. Для обеспечения эффективного отвода тепла от эпитаксиального слоя образец был наклеен на медный теплоотвод со стороны «глухого» зеркала с помощью теплопроводящего эпоксидного клея. представляющего собой 60 весовых частей смолы К-400, 20 весовых частей порошка карбида кремния М10-14 и 20 весовых частей порошка карбида кремния М3-5. Исследования генерационных характеристик готовой структуры, изображенной на рис. 5.12(а), были проведены с помощью экспериментального модуля на основе диодной линейки ASM808–20CS, подробно описанного в $[\Pi 2]$, геометрия резонатора полностью соответствует рис. 5.8(б).



Рисунок 5.12 – Активный элемент 15%Tm:KLuW/KLuW под накачкой (а), зависимость средней выходной мощности (квази-непрерывный режим) от длины резонатора (б).

Ha 5.12(б) рисунке показана зависимость выходной мощности структуры 15%Tm:KLuW/KLuW эпитаксиальной OT физической длины резонатора, выходное зеркало (пропускание 1.6%) перемещалось вдоль направления генерации, причем при каждом перемещении производилась его подстройка на максимальное значение мощности генерации. Эти измерения были выполнены для квазинепрерывного режима накачки, с длительностью импульсов тока на линейке лазерных диодов 9.0 мс и периодом 49.8 мс, т.е. скважность составила 18%, при этом средняя величина падающей на образец мощности была 2.8 Вт [П20]. Согласно полученным данным, мощность генерации максимальна при длине резонатора 23 мм, и все последующие эксперименты были проведены именно с такой длиной резонатора.

Генерационные характеристики исследуемого образца для трех значений пропускания выходного зеркала (0.4%, 1.6%, 2.8%) представлены на рисунке 5.13, все зеркала сферические с радиусом кривизны r = -40 мм [П20].



Рисунок 5.13 – Генерационные характеристики в квази-непрерывном (а) и непрерывном (б) режимах для трех значений пропускания выходного зеркала, 0.4%, 1.6%, 2.8% [П20].

Дифференциальная эффективность генерации эпитаксиальной структуры 15%Tm:KLuW/KLuW, как в квази-непрерывном (~11%...12%), так и в непрерывном (~7%...11%) режимах, оказалась значительно меньше, чем в работах [П1, 91, 210, П2], сравните также табл. 5.1 и 5.2. Очевидно, что сравнительно низкая дифференциальная эффективность не является следствием

концентрационного тушения, поскольку при тех же концентрациях тулия в пластинах [П1] и дисках [П2] параметры генерации были существенно выше по сравнению с данной эпитаксией. С другой стороны, эффективность генерации может значительно ухудшиться вследствие больших локальных перегревов изза неоднородности теплообмена через слой эпоксидной смолы с включениями теплопроводящих фракций карбида кремния. В дальнейшем, начиная с 2012 г., этот вопрос был полностью решен за счет пайки готовых структур на медные теплоотводы [П14, П22].

Таблица 5.2 – Параметры генерации эпитаксиальной структуры 15% Tm:KLuW/KLuW [П20, П21].

Дифференциальная эффективность :	$T_{\rm bbix} = 0.4\%$	$T_{\rm bbix} = 1.6\%$	$T_{\rm bbix} = 1.6\%$
Квази-непрерывный режим	12.0%	12.2%	10.6%
Непрерывный режим	11.2%	9.8%	6.7%

Необходимо отметить, что пороги генерации в непрерывном режиме (3...3.5 Вт), определенные из линейных аппроксимаций рисунка 5.13(б), находятся в разумном соответствии с аналогичными величинами для дисковых элементов из монокристалла 15%Tm:KLuW [П2], см. рисунок 5.9(б) и табл. 5.1.

Спектральный состав генерации эпитаксиальной структуры 15% Tm:KLuW/KLuW на рис. 5.12(а) был определен с помощью монохроматора МДР-204 и неохлаждаемого фотосопротивления на основе селенида свинца ФР-185, спектральное разрешение составило 0.2 нм, все подробности эксперимента изложены в [П21]. Как для квази-непрерывного, так и для непрерывного режимов генерации, спектры оказались центрированными на длинах волн ~ 1850, 1915, и 1940 нм для коэффициентов пропускания выходного зеркала $T_{вых} = 2.8\%$, 1.6%, и 0.4% соответственно. Во всех случаях спектры излучения оказались «структурированными», т.е. состоящими из небольшого числа (типично 5...10) узких пиков, распределенных по спектральному интервалу



15...30 нм, ширина отдельного пика составляла ~ 1 нм. «Структурированные» спектры генерации 15% Tm:KLuW/KLuW представлены на рис. 5.14 и 5.15.

Рисунок 5.14 — Спектры генерации эпитаксии 15% Tm:KLuW/KLuW в квазинепрерывном режиме при пропускании выходного зеркала T = 2.8%, 1.6% и 0.4%.



Рисунок 5.15 – Спектры генерации кристалла 15%Tm:KLuW/KLuW в квазинепрерывном режиме на воздухе (красные кривые) и продувке всего оптического тракта сухим аргоном (синие кривые).

Согласно спектральным данным, представленным на рис. 5.15, обдувка резонатора сухим аргоном, исключающим влияние атмосферных паров воды на формирование линий генерации, не привела к какому-либо существенному изменению спектров [П21], которые также сохранили свой «структурированный» вид. Интересно отметить, что «пичковая» структура спектров не может объясняться поглощением на линиях воды (СО₂ и т.п.), поскольку такое поглощение приведет к отдельным узким «провалам» в спектральной интенсивности, в то время как интерференция на толщине эпитаксии (80 мкм, период 12 нм) или всей структуры 15%Tm:KLuW/KLuW (1.7 мм, период 0.55 нм) не соответствует расстоянию между отдельными линиями генерации (типично 1...5 нм).

Проблема формирования «структурированных» спектров генерации композитных кристаллов Tm:KLuW/KLuW подробно обсуждалась в [213,214], где был сделан вывод о том, что генерация на отдельных узких линиях обусловлена не только переходами между штарковскими подуровнями соответствующих мультиплетов ${}^{3}F_{4} \rightarrow {}^{3}H_{6}$ (всего 9 × 13 = 117 линий в интервале 1666...1948 нм, см. табл. 2.1), но и эффективным электрон-фононным взаимодействием, приводящим к появлению дополнительных спектральных пиков. В частности, в [213] по рамановским спектрам были определены соответствующие фононные компоненты, эффективно участвующие во взаимодействии, в [214] спектральный диапазон генерации на переходе ${}^{3}F_{4} \rightarrow$ ${}^{3}\text{H}_{6}$ расширен до рекордных 2093 нм. Можно также отметить, что «структурированные» спектры генерации наблюдаются как для эпитаксиальных структур, так и для монолитных кристаллов Tm:KLuW [П1, 27], см. также [43].

Исследование спектральных и генерационных характеристик было продолжено на других образцах эпитаксиальных структур, b-cut 5%Tm, 10%Tm и 15%Tm:KLuW/KLuW [П14]. Все кристаллы были отполированы на плоскость с двух сторон, толщина эпитаксиального слоя измерялась по поглощению поляризованного излучения (*E*||*N*_m) в области 750-820 нм, см. табл. 5.3.

152

Изготовление активных элементов было проведено по технологии, описанной в разделе 5.3, т.е. на плоские поверхности эпитаксиальной структуры и подложки были нанесены дихроичное диэлектрическое зеркало (R > 99.9% для 1940нм, 808 нм) и просветляющее покрытие (R < 0.1% для 1940нм, 808 нм) соответственно. После металлизации [П9] все образцы припаивались со стороны наращенной кристаллической пленки Tm:KLuW на медные теплоотводы с помощью индиевого припоя, теплопроводящие пасты и клеи в данном случае не применялись. Общий вид активных элементов [П14] изображен на рисунке 5.16.



Рисунок 5.16 – Фотографии активных элементов на основе эпитаксиальных структур Tm:KLuW/KLuW с уровнем допирования тулием 5% (а), 10% (б,в) и 15% (г,д,е). Диаметр теплопроводящего основания – 10мм, фаски – 1 мм.

Необходимо отметить, что на некоторых активных элементах, в частности (в) и (е), отчетливо видны дефекты эпитаксиальной структуры, эти области и прилегающие к ним зоны (в пределах 1-1.5) мм были исключены из генерационных экспериментов.

Для доставки накачки к эпитаксиальным структурам (рис. 5.16) оптическая схема коллимации излучения диодной линейки была видоизменена в соответствии с [215], в результате пятно накачки стало более симметричным и в фокусе имело практически круглую форму с диаметром 780 мкм [215, П14].

Все генерационные эксперименты были проведены для двух- или четырехпроходной схемы накачки, в последнем случае два дополнительных прохода обеспечивались с помощью возвратного зеркала, см. рисунок 5.8(б). Физическая длина резонатора составляла 15 мм, коэффициент пропускания выходного зеркала $T_{вых} = 2.8\%$, его радиус г = -40 мм, все образцы были ориентированы так, что поляризация накачки была направлена вдоль оси N_m , такую же поляризацию имело и выходное излучение, $E||N_m$. Мощности всех световых потоков были измерены болометрической головкой Ophir L30A, спектры генерации были записаны с помощью монохроматора МДР-204 и фотоприемника ФР-185, см. также [П2, П14].

На рисунке 5.17 представлены генерационные характеристики всех исследованных образцов для квази-непрерывного режима генерации (длительность импульса тока на линейке лазерных диодов 9.0 мс, период повторения импульсов – 49.8 мс, скважность – 18%), поглощенная мощность накачки (absorbed pump power) рассчитывалась как разность между падающей и прошедшей.



Рисунок 5.17 – Генерационные характеристики шести исследованных образцов Tm:KLuW/KLuW для квази-непрерывного режима генерации [П14].

Согласно данным, представленным на рисунке 5.17, максимальная дифференциальная эффективность генерации (47%) была получена для структуры 5%Tm:KLuW/KLuW. В целом, дифференциальная эффективность всех образцов, за одним исключением, оказалась выше 40%, что находится в хорошем соответствии с результатами других работ [П1, 91, 27, 43], см. также таблицу 5.3.

Уровень допирования	Толщина эпитаксии	Дифференц. эффективность	Порог генерации	Длина волны	Ширина спектра
5% (a*)	250 мкм	47%	0.08 Вт	~ 1855 нм	~ 12 нм
10% (б)	160 мкм	38%	0.31 Вт	~ 1850 нм	~ 15 нм
10% (в)	220 мкм	42%	0.27 Вт	1917 нм	10 нм
15% (г)	160 мкм	46%	0.29 Вт	1920 нм	10 нм
15% (д)	250 мкм	43%	0.36 Вт	1930 нм	25 нм
15% (e)	450 мкм	40%	0.50 Вт	1945 нм	10 нм

Таблица 5.3 – Основные параметры генерации эпитаксиальных структур 5%...15%Tm:KLuW/KLuW в квази-непрерывном режиме, скважность 18%.

*) В первом столбце таблицы буквы (а-е) соответствуют обозначению образцов на рис. 5.16.

На рисунке 5.18(а) изображен типичный спектр генерации композитного кристалла 5%Tm:KLuW/KLuW, который, как уже отмечалось выше, состоит из нескольких неэквидистантных линий со спектральной шириной ~ 1 нм [П14, 214, 215].



Рисунок 5.18 – Спектр генерации в квази-непрерывном режиме (а) и генерационная характеристика для непрерывной накачки (б) композитного кристалла 5%Tm:KLuW/KLuW.

Согласно представленным данным, генерация идет одновременно в двух спектральных диапазонах, ~ 1850 нм и 1915 нм, для которых коэффициент

пропускания выходного зеркала $T_{вых} \approx 4.5\%$ и 3.0 % (кривая, относящаяся к правой оси ординат рисунка 5.18(а), показывает спектральную зависимость $T_{вых}$). По известным спектроскопическим характеристикам [П1, 43], см. рисунки 2.7(а), 2.8(а), толщине эпитаксиального слоя и концентрации тулия легко сделать оценку заселенностей метастабильного уровня ³F₄, при которой коэффициент усиления за проход будет равен 2.2% (1.5%) на длине волны 1850 нм (1915 нм). В обоих случаях величина инверсии оказывается одинаковой и составляет около 35%, т.е. является достаточно большой, даже в пренебрежении всеми ап-конверсионными процессами []. Отметим также, что спектр лазерного излучения смещается в длинноволновую сторону при увеличении поглощения эпитаксиального слоя Tm:KLuW, как и следовало ожидать для квазитрехуровневой схемы генерации.

На рисунке 5.18(б) представлена мощность генерации активного элемента 5%Tm:KLuW/KLuW в зависимости от мощности непрерывной накачки (четырехпроходная схема, см. рисунок 5.8(б)), на вставках слева вверху и справа изображена эпитаксиальная структура под накачкой до и после порога разрушения (~23 Вт) соответственно. Интенсивное синее свечение кристалла (левая вставка) обусловлено переходами с уровня ¹G₄ в основное состояние ³H₆ []. Отнесенные к падающей мощности, дифференциальная и оптическая эффективности составляют соответственно 31% и 28%.

Согласно измерениям поглощения накачки в квази-непрерывном режиме, а также расчету поглощения по известным параметрам эпитаксиальной структуры и величине инверсии ($N_2/N_{\rm Tm} \approx 35\%$, см. выше), легко определить долю поглощенной мощности накачки, которая оказалась равной $\approx 2/3$ от падающей [П14]. В этом случае дифференциальная эффективность, отнесенная к поглощенной мощности, составляет 47%, т.е. одинакова как для непрерывного, так и для квази-непрерывного режима генерации, оптическая эффективность равна соответственно 42%. По нашему мнению, такое существенное улучшение параметров генерации, по сравнению с первыми результатами [П20, П21], обусловлено как более интенсивным теплообменом вследствие пайки активных элементов на теплоотвод, так и оптимизацией условий накачки. Отметим также, что пороги генерации в [П14] и [П20] для непрерывного режима практически совпадают, см. рис. 5.13 и 5.18.

Выходная мощность генерации эпитаксиальных структур Tm:KLuW/KLuW может быть значительно повышена при использовании более мощных источников накачки и соответствующем увеличении площади пятна фокусировки, ориентиром здесь является удельная плотность энергосъема ~ 1 кВт/см², как это следует из данных рисунка 5.18(б). Также определенный интерес представляет накачка в максимум поглощения, $\lambda = 802$ нм, см. рис. 2.11.

По порогу разрушения эпитаксиальной структуры в непрерывном режиме накачки (15 Вт поглощенной мощности) можно оценить «критический» градиент температуры. Поскольку эпитаксиальная структура охлаждается с двух сторон (со стороны теплоотвода и через кристаллическую подложку KLuW), то соответствующий расчет можно сделать по соотношению (5.3), являющимся в данном случае оценкой снизу, $dT/dz \approx 3.10^4$ град/см, предполагая, что полное тепловыделение в области накачки составляет 0.3×15 Вт = 4.5 Вт [П11], см. также следующий раздел 5.5.

5.1 5.3. Согласно данным, представленным на рис. И В табл. дифференциальная эффективность генерации эпитаксиальных структур 15% Tm:KLuW/KLuW также весьма значительна, хотя и несколько уменьшается, от 46% до 40%, при увеличении толщины эпитаксиального слоя. С этой точки зрения, большой интерес представляет исследование концентрированных кристаллов, 20%...40%Tm:KReW, позволяющих уменьшить толщину активного десятков микрон при приемлемом коэффициенте слоя до нескольких поглощения накачки. Последнее может быть использовано, в частности, для создания миниатюрных одночастотных микрочип-лазеров с монолитным резонатором, стабильность которых может быть существенно улучшена при работе с атермальными срезами кристаллов Tm:KReW [П11, П5].

5.5 – Параметры генерации композитных активных элементов 5%Tm:KLuW/KLuW

Эпитаксиальные структуры представляют собой один из возможных вариантов композитных элементов, существенно уменьшающих влияние УСИ и обеспечивающих более высокую эффективность теплосъема с поверхности активного слоя. В эпитаксиальной технологии активный слой наращивается на подложку из чистого (нелегированного) кристалла, при этом концентрация лазерных ионов в кристаллической пленке и ее толщина определяются составом шихты и температурными условиями синтеза [211, 212, П22]. Одним из ключевых элементов эпитаксиальной методики является травление кристаллической подложки в растворе-расплаве, что приводит к различным неоднородностям поверхности и соответствующему рельефу активного слоя, см. рис. 5.11 и 5.16. Кроме того, эпитаксиальная пленка может быть выращена только по фиксированным направлениям, задаваемыми плоскостями роста, что также может рассматриваться как определенное ограничение этой технологии.

От указанных недостатков свободен метод диффузионной сварки, в котором проходит взаимная диффузия (сращивание) приповерхностных слоев (оптическом) двух кристаллов, находящихся В плотном контакте И подверженных воздействию высокой температуры и давления [216, 217, 218, 219]. Основное преимущество этой технологии заключается в том, что отбраковка всех элементов композитной структуры (оптическая однородность, отсутствие дефектов и т.п.) происходит на этапе подготовки к диффузионной сварке, что позволяет получать элементы высочайшего качества. Отметим также возможность выбора произвольного кристаллического среза для диффузионной сварки, без привязки к плоскостям роста. В целом, технологии диффузионной сварки в настоящее время хорошо развиты для ряда лазерных (YAG, YVO, YLF) и нелинейных кристаллов (КТР, ВВО), в ряде случаев возможно получение высококачественных соединений разнородных материалов, например, KTP/YVO.

В рамках сравнительного изучения генерационных характеристик 5%Tm:KLuW дисковых активных элементов И композитных структур 5%Tm:KLuW/KLuW автором диссертационной работы и его коллегами, сотрудниками ИЛФ СО РАН И.А.Вединым и П.Ф.Курбатовым, была разработана методика диффузионной сварки монокристаллов двойных калийрежкоземельных вольфраматов, подробно представленная в [П4]. В частности, для проведения диффузионной сварки из обоих монокристаллов 5% Tm:KLuW и KLuW были вырезаны и отполированы плоскопараллельные пластины размерами 7.0×8.0×3.0 мм³, ориентированные с точностью 0.5° по осям оптической индикатрисы N_m, N_g и N_p соответственно, отклонение от плоскости во всех случаях не превышало $\lambda/10$. Далее пластины были посажены на оптический контакт и отожжены в вакууме (остаточное давление на уровне 10-4 Па) при температуре 850° С в течение 48 часов.

В результате диффузионного сращивания было получено механически неразъемное соединение двух кристаллов, 5% Tm:KLuW и KLuW, по своей прочности не уступающее самому кристаллическому материалу. В частности, тепловых воздействием механических или под нагрузок разрушение (деструкция) композитов ни разу не происходило по области соединения кристаллов [П4]. Готовые композитные структуры были сошлифованы и отполированы на плоскость с двух сторон таким образом, чтобы толщина кристаллического слоя 5%Tm:KLuW (b-срез) составляла 250 мкм для одной группы образцов и 450 мкм для другой группы. Полная толщина композитных элементов, с учетом фиксированной толщины (2.50 мм) подложки KLuW, составила 2.75 и 2.95 мм соответственно. Совместно с композитными элементами были изготовлены также несколько плоскополированных пластин из b-среза 5% Tm:KLuW с теми же толщинами, 250 и 450 мкм.

Далее, на полированную поверхность дисков и композитных структур (со стороны активного слоя 5%Tm:KLuW) было напылено «глухое» дихроичное зеркало для двух диапазонов длин волн: 800 – 810 нм (накачка) и 1850 – 1950 нм

(генерация), с остаточным пропусканием не более 0.2% в среднем по каждому из диапазонов. Дополнительно, поверх диэлектрического зеркала, наносился слой меди для пайки с подслоем хрома, суммарная толщина металлизации [П9] составляла около 3 мкм, при этом коэффициент отражения зеркала увеличивался до 99.9%. С противоположной стороны, на фронтальную поверхность образцов, обращенную в сторону выходного зеркала, наносилось просветляющее дихроичное покрытие для тех же спектральных диапазонов накачки и генерации, с остаточным отражением ~0.1%. На финальной стадии активных элементов изготовления лисковых пластины композиты И напаивались на теплоотводящие медные основания 9×9×12 мм³ с помощью низкотемпературного индиевого припоя. Общий вид активных элементов показан на вставке к рисунку 5.19.

Все генерационные эксперименты были проведены в геометрии короткого линейного резонатора с физической длиной $L_c = 20$ мм. который был образован выходным сферическим зеркалом и плотным плоским зеркалом на активном элементе (со стороны теплоотвода), коэффициент пропускания вогнутого выходного зеркала с радиусом кривизны r = -40мм составлял $T_{OC} = 7\%$ в спектральном интервале 1850 - 1950 нм.

Элементы оптической схемы устанавливались на общем основании, температура которого стабилизировалась при помощи термомодулей Пельтье $(T=25\pm0.5^{\circ}C)$. Конструкция экспериментального модуля была практически идентична той, что использовалась для накачки эпитаксиальных структур и описана в предыдущем разделе, см. также [П14]. Схема накачки была двухпроходной, при этом возвратное зеркало не использовалось. Во всех случаях поглощенная мощность накачки определялась как разность между прошедшей и падающей. Накачка активных элементов осуществлялась с помощью коллимированного излучения диодных линеек с общей оптической мощностью до 50 Вт на длине волны 806 нм, система коллимации обеспечивала фокусировку излучения линеек в пятно круглой формы диаметром \emptyset 0.95 мм.

Источник питания обеспечивал как импульсно-периодический (длительность импульсов накачки 7 мс, частота повторения импульсов 20 Гц, скважность 14%), так и непрерывный режимы работы диодных линеек.

Как в всех предыдущих экспериментах, оптические мощности световых потоков (накачка, генерация) регистрировались измерителем мощности Ophir L30A. Спектры генерации были измерены с помощью монохроматора МДР-204, фотосопротивления ФР-185 и селективного нановольтметра Unipan 233 в качестве предусилителя, спектральное разрешение составило ~ 0.5 нм FWHM.

На рис. 5.19 и 5.20 изображены генерационные характеристики дисковых и композитных структур с толщинами активных слоев 250 и 450 мкм соответственно, режим накачки – квазинепрерывный с скважностью 14%.



Рисунок 5.19 – Генерационные характеристики структур с толщиной активного слоя 250 мкм [П4]. На вставке - внешний вид дисковых 5%Tm:KLuW (передний план) и композитных 5%Tm:KLuW и KLuW (задний план) активных элементов.



Рисунок 5.20 – Генерационные характеристики структур с толщиной активного слоя 450 мкм [П4] в режиме квази-непрерывной накачки со скважностью 14%.

Согласно представленным данным, дифференциальная эффективность генерации всех исследованных образцов превышает 50% и находится в хорошем соответствии с аналогичной величиной для монокристаллов и эпитаксиальных структур. В целом, результаты измерений показали, что композиты имеют несколько лучшую дифференциальную эффективность генерации по сравнению с аналогичными дисковыми элементами, что, по всей видимости, связано с уменьшением перегрева структуры в области накачки за счет дополнительного теплоотвода через подложку, см. также [П4].

Спектры генерации дисков и композитных структур в условиях квазинепрерывной накачки при максимальной выходной мощности представлены на рис. 5.21 и 5.22.

162



Рисунок 5.21. Спектры генерации дисковых элементов из пластин и композитов с толщиной активного слоя 5%Tm:KLuW 250 мкм. На вставке – спектры генерации для диска и композита (после его распиловки, см. текст).

Как и в случае эпитаксиальных структур, спектры генерации дисковых элементов толщиной 250 и 450 мкм (рис. 5.22) представляют собой совокупность нескольких отдельных неэквидистантных пиков со спектральной шириной каждого из них около 1 нм, см. раздел 5.4 и рис. 5.14, 5.15 и 5.18. Интересно отметить, что спектр генерации композита с толщиной активного слоя 250 мкм был фактически сплошным, см. рисунок 5.21, при этом ширина полосы составила более 200 нм, перекрывая диапазон длин волн от 1775 до 1990 нм.

С целью изучения особенностей этого эффекта, композит был снят с теплоотвода (распаян) и распилен на примерно равные фрагменты, которые

были снова установлены (напаяны) на теплоотводы. После этой процедуры параметры генерации практически не изменились, порог остался прежним, дифференциальная эффективность незначительно понизилась, но по-прежнему превышала 50%. Вместе с тем, после распиловки спектральный состав генерации существенно изменился и стал идентичен спектрам генерации дисков и эпитаксиальных структур, см. вставку на рис. 5.21 и рис. 5.22.



Рисунок 5.22. Спектры генерации дисковых элементов из пластин и композитов с толщиной активного слоя 5% Tm:KLuW 450 мкм.

В работе [П4] было высказано предположение, что изменение спектров генерации композита после его распиловки обусловлено снятием внутренних напряжений, возникающих в процессе сращивания кристаллических слоев.

Действительно, в композитной структуре при охлаждении от температуры отжига 850° С до комнатной температуры могут возникать значительные внутренние напряжения, обусловленные некоторой разницей в коэффициентах линейного расширения допированного и недопированного кристаллов, что является основной причиной видоизменения спектров генерации. При разрезе (распиловке) композитной структуры эти напряжения частично или полностью снимаются, поэтому спектры генерации композитных активных элементов и дисков становятся практически идентичны друг другу.

Это предположение подтверждается тем, что спектры генерации другого композита с толщиной активного слоя 450 мкм, не имеют сплошной структуры и практически идентичны аналогичным спектрам для тонкой пластины той же толщины, см. рис. 5.22. Это подтверждает предположение, что все напряжения в переходном слое сосредоточены в сравнительно тонкой области и при увеличении толщины активного слоя незначительно сказываются на спектрах генерации. Отсюда можно сделать вывод о том, что форма спектров в режиме свободной генерации определяется как параметрами композитной структуры, так и технологическими особенностями ее изготовления, что может представлять интерес для разработки сверхширокополосных лазерных систем, в том числе для фемтосекундных излучателей двухмикронного диапазона, см. также [П4].

Параметры генерации дисковых элементов и композитных структур в непрерывной накачки приведены рис. 5.23. Согласно режиме на представленным данным, порог разрушения (по поглощенной мощности накачки) композитной структуры практически вдвое превосходит аналогичную величину для тонкого диска. Вместе с тем, дифференциальная эффективность генерации композита (40%) оказалась несколько меньше дифференциальной эффективности генерации диска (46%). По всей вероятности, это обусловлено наличием "остаточных" механических напряжений в композитной структуре в области соединения кристаллов, см. также раздел 4.3.

165



Рисунок 5.23 – Генерационные характеристики дисковых и композитных структур с толщиной активного слоя 250 мкм [П4] в режиме непрерывной накачки. Символ (*) обозначает предельную мощность накачки, за которой происходит разрушение активного элемента, η – дифференциальная эффективность генерации.

Необходимо отметить, что предельная плотность энергосъема с исследованной композитной структуры 5%Tm:KLuW/KLuW (630 Bт/см²) примерно вдвое меньше аналогичной величины (1200 Bт/см²) для эпитаксии того же состава и одинаковой толщине активного слоя, 250 мкм, что также может свидетельствовать о наличии некомпенсированных механических напряжений в области соединения кристаллов.



Рисунок 5.24 — Зависимость изменения максимальной выходной мощности генерации от температуры композитной структуры при неизменной мощности накачки 3.0 Вт (квази-непрерывный режим, скважность 14%).

Зависимость изменения максимальной выходной мощности генерации от температуры дискового модуля (активного слоя композитной структуры) показана на рисунке 5.24. В данном эксперименте резонатор дискового лазера настраивался на максимальное значение мощности генерации для каждого значения температуры теплоотвода в непосредственной близости от активного элемента, которая контролировалась хромель-капелевой термопарой. Согласно представленным данным, изменение максимальной выходной мощности генерации от температуры дискового модуля в интервале от 18 до 47 °C составило - 0.25 %/°C. Данная величина изменения мощности лазера от

167

температуры сопоставима с аналогичной величиной для кристаллов 1%Ho:YAG (- 0.25%/⁰C) [220] и существенно меньше, чем в 4%Tm:YAP (- 1.5%/⁰C) [221].

Характер распределения излучения в дальней зоне показан на рис. 5.25. Измерения проведены по методике, подробно описанной в разделе 4.2, с помощью фотоприемника с диафрагмой ~ Ø50 мкм, отстоящего от выходного зеркала на 150 мм, шаг сканирования составлял 20 мкм.



Рисунок 5.25 – Профиль пучка генерации композитного элемента 5% Tm:KLuW/KLuW толщиной 250 мкм в дальней зоне при выходной мощности генерации 1.4 Вт.

Согласно данным рис. 5.25, пространственный профиль пучка по обоим координатам (вертикальной и горизонтальной) достаточно сильно отличается от гауссового, что свидетельствует о многомодовом характере лазерной генерации.

Действительно, параметр оптического качества пучка M^2 , который был определен в [П4] методом «острого края» по стандартной процедуре [222], составил $M_x^2 = 10.0$ и $M_y^2 = 12.7$. Согласно выводам работы [П4], сравнительно большая величиина M^2 объясняется тем, что размер пятна излучения накачки (0.95 мм) значительно превышает диаметр гауссова пучка (~ 0.15 мм), вследствие чего генерация происходит преимущественно в многомодовом режиме.

В заключение данного раздела будет представлена сравнительная таблица 5.4 генерационных параметров эпитаксиальных и композитных активных элементов в режиме квази-непрерывной накачки.

Таблица 5.4 – Основные параметры генерации эпитаксиальных и композитных структур 5%...15%Tm:KLuW/KLuW в квази-непрерывном режиме.

Уровень допирования	Толщина активного слоя, мкм	Дифференц. эффективность	Порог генерации	Длина волны	Ширина спектра
5%	250 (эпитаксия)	47%	0.08 Вт	~ 1855 нм	~ 12 нм
5%	250 (композит)	51.4%	0.30 Вт	~ 1847 нм	12 нм
5%	450 (композит)	55.8%	0.41 Вт	~ 1850 нм	12 нм
10%	160 (эпитаксия)	38%	0.31 Вт	~ 1850 нм	~ 15 нм
10%	220 (эпитаксия)	42%	0.27 Вт	1917 нм	10 нм
15%	160 (эпитаксия)	46%	0.29 Вт	1920 нм	10 нм
15%	250 (эпитаксия)	43%	0.36 Вт	1930 нм	25 нм
15%	450 (эпитаксия)	40%	0.50 Вт	1945 нм	10 нм

Согласно приведенным данным, дифференциальная эффективность композитных структур несколько выше эпитаксиальных (в среднем на 10-15%), что, по всей вероятности, обусловлено тщательным контролем качества на предварительном этапе отбраковки кристаллического материала для диффузионного сращивания.

Выводы Главе 5 : Проведенные комплексные спектрально-К генерационные эксперименты со всеми типами дисковых структур на основе двойных калий-редкоземельных вольфраматов, допированных тулием, показали благоприятные перспективы их использования для создания мультиваттных лазерных источников, перестраиваемых в широком спектральном диапазоне, ~1.8-2.0 мкм. В целом, дисковые элементы на основе тонких кристаллических пленок наиболее просты в изготовлении и обладают сравнительно высокой эффективностью 35%...50%, дифференциальной на уровне плотность энергосъема генерируемой оптической мощности составляет ~ 300 Bт/см². Целевое использование таких излучателей – перестраиваемые источники излучения для оптической связи, скрытого целеуказания и т.п.

Дисковые элементы на основе эпитаксиальных и композитных структур более сложны в изготовлении, но обеспечивают значительно лучший энергосъем, до ~ 1 кВт/см². Их генерационные параметры приблизительно одинаковы, с небольшим преимуществом композитов по дифференциальной эффективности, составляющей при оптимизации параметров резонатора до 56% по отношению к поглощенной мощности накачки. В силу большой оптической плотности и высокой эффективности генерации как эпитаксиальные, так и композитные структуры Tm:KLuW/KLuW являются перспективными лазерными материалами для компактных дисковых излучателей двухмикронного диапазона (~1850...1950 нм) с выходной мощностью на уровне 10...100 Вт.

Необходимо отметить, что заметного ухудшения генерационных характеристик не наблюдается вплоть до концентрации тулия 15%, что позволяет вести дальнейшие исследования структур с большим содержанием Tm³⁺, 20...40 ат. %, и толщиной активного слоя порядка 20...50 микрон.

Для композитных структур обоснован и экспериментально подтвержден новый эффект уширения спектральной полосы генерации, обусловленный наличием внутренних напряжений, а также продемонстрирован лабораторный прототип излучателя с собственной шириной спектра более 200 нм.

170

Глава 6 – Высокоэффективные дисковые Но:КҮW лазеры

6.1 Параметры генерации дисковых Но:КҮW лазеров на основе эпитаксиальных пленок с различной концентрацией гольмия

Лазерная генерация ионов гольмия в кристаллических матрицах на переходе ${}^{5}I_{7} \rightarrow {}^{5}I_{8}$ имеет ряд специфических особенностей, связанных как со структурой энергетических уровней, так и с выбором длины волны накачки активных элементов. Так же, как и для ионов тулия (излучение на переходе ${}^{3}F_{4}$ \rightarrow ³H₆), генерация гольмия происходит по квази-трехуровневой схеме, при этом конечным состоянием иона после излучения фотона является один из штарковских подуровней основного состояния. В связи с тем, что штарковское расщепление терма основного состояния у ионов гольмия ⁵I₈ как правило, значительно меньше по сравнению с ионами тулия ³H₆ в той же кристаллической матрице, см. табл. 2.1, [89, 223, 224], то уровень инверсии заселенностей, соответствующий порогу лазерной генерации, у гольмиевых активных сред значительно выше. Так, например, положительный коэффициент оптического усиления в кристаллах Tm:KReW достигается при заселенности уровня ${}^{3}F_{4}$ около 10%, в то время как для кристаллов Ho:KReW заселенность уровня ${}^{5}I_{7}$ должна составить не менее 20%, см. рис. 2.6 и 2.8.

Ионы гольмия не имеют сильных полос поглощения в ближних ИКобластях спектра, соответствующих излучению полупроводниковых лазеров с длинами волн 800 и 950 нм, поэтому накачка гольмиевых активных сред наиболее часто производится по так называемой «резонансной» схеме, т.е. в линию наиболее интенсивного поглощения на переходе ${}^{5}I_{8} \rightarrow {}^{5}I_{7}$ с помощью вспомогательных твердотельных или волоконных тулиевых лазеров [97, 225, 226,П23,П24]. В частности, оптимальной длиной волны «резонансной» накачки Но:YAG является 1907 нм [97, 225], для Но:KReW – 1960нм, см. [П23] и рис.2.7. Отметим также достаточно малый стоксовый сдвиг между квантами накачки и лазерного излучения, ~ 9% для Но:YAG и ~ 5% для Но:KReW, что существенно повышает эффективность и уменьшает тепловыделение в активном элементе.

Согласно спектроскопическим данным, представленным на рис. 2.7, 2.8, см. также [82,83], ионы гольмия в матрице KYW обладают наибольшим сечением ненасыщенного усиления по сравнению с KGdW и KLuW, поэтому все последующие лазерные эксперименты были проведены с эпитаксиальными структурами Ho:KYW/KYW с концентрацией гольмия 3% и 5%. Эти структуры были выращены по стандартной технологии, кратко описанной в предыдущем разделе, все технические подробности приведены в [211,212,П22]. В частности, на рис. 6.1 приведен общий вид эпитаксии 3%Ho:KYW/KYW с толщиной активного слоя 250 мкм, а также готовый активный элемент, который состоит из полированной эпитаксиальной структуры с металлизированным [П9] «глухим» зеркалом (HR 1950-2150 нм) на монокристаллической пленке с гольмием, и припаянного к ней медного теплоотвода. На фронтальную поверхность кристалла KYW было нанесено антиотражающее покрытие на тот же спектральный диапазон, AR 1950-2150 нм. Эпитаксиальная структура 5%Но:КҮШ/КҮШ была обработана по той же технологии [П23, П24], см. также раздел 5.4, рис. 5.16 и комментарии к нему.



Рисунок 6.1 – Общий вид эпитаксиальной структуры 3%Ho:KYW/KYW (a) и готового активного элемента на ее основе (б), масштаб сетки – 1 мм. В верхней части фрагмента (a) изображены кристаллографические направления (a,b,c) и расположение осей оптической индикатрисы $N_{\rm m}$, $N_{\rm p}$, $N_{\rm g}$ относительно плоскости чертежа.

Оптическая схема лазерного резонатора изображена на рис. 6.2, в качестве источника накачки был использован волоконный лазер IFL15 пр-ва LISA Laser Products, OHG с выходной мощностью до 12.5 Вт на длине волны 1960 нм.



Рисунок 6.2 – Оптическая схема лазерного резонатора для исследования генерационных характеристик гольмиевых активных элементов

Неполяризовванное излучение волоконного лазера было коллимировано двумя линзами CL и CF с фокусным расстоянием 11 и 75 мм, диаметр пятна фокусировки на активном элементе составил 300 мкм, угол падения луча был 10° . равен Поглощение накачки за два прохода структуры для 3%Ho:KYW/KYW, определенное как разность мощностей падающего и прошедшего излучения, оказалось равным 14%, что хорошо согласуется с данными спектроскопических измерений [П23]. Использование возвратного зеркала M с радиусом кривизны r = -100 мм увеличивает долю поглощенной мощности до 25%. Использование механического прерывателя (вертушки) с частотой вращения 20 Гц позволило реализовать режим квази-непрерывной накачки со скважностью 50% и соответственно снизить тепловую нагрузку на активный элемент.

Лазерный резонатор был образован плоским «глухим» зеркалом на тыльной поверхности эпитаксиальной структуры и сферическим вогнутым зеркалом ОС с радиусом кривизны r = -75 мм и коэффициентами пропускания 0.5%, 1.5%, 3%, 5% и 10% в спектральном диапазоне 1.82–2.07 мкм. Поляризация лазерного излучения во всех случаях была линейной и направлена вдоль оси оптической индикатрисы N_m , что полностью согласуется с данными спектроскопических измерений, см. рис. 2.7. Генерационные характеристики эпитаксиальной структуры 3%Ho:KYW/KYW [П23] для двух- и четырех проходных схем накачки представлены на рис. 6.3 и 6.4, соответственно.



Рисунок 6.3 – Генерационные характеристики эпитаксиальной структуры 3% Ho:KYW/KYW в режиме непрерывной (а) и квази-непрерывной (б) накачки



Рисунок 6.4 – Параметры генерации эпитаксиальной структуры 3% Ho: KYW/KYW для двух- и четырехпроходных схем накачки.

Согласно данным рис. 6.3, дифференциальная эффективность генерации достаточно высока при коэффициентах пропускания выходного зеркала 1.5%, 3% и 5%, при этом она максимальна при $T_{OC} = 3\%$ и составляет 66% и 60% для квази-непрерывного и непрерывного режима накачки, что заметно выше аналогичной величины для эпитаксиальных структур Tm:KLuW/KLuW, см. табл. 5.3. Небольшое уменьшение эффективности генерации (55%) при увеличении мощности непрерывной накачки до 3.5 Вт, см. рис. 6.4, объясняется повышенной тепловой нагрузкой на активный элемент [П23, П24], в то время как дифференциальные эффективности для двух- и четырехпроходных схем квази-непрерывной накачки практически одинаковы, 66% и 65%. По всей вероятности, это связано с тем, что при скважности 50% на частоте 20 Гц активный слой эпитаксиальной структуры успевает значительно охладиться за промежуток времени 25 мс между импульсами накачки той же длительности. Действительно, время распространения тепла через кристаллический слой можно оценить по соотношению $\tau \sim C_V D^2/k$ [195, 196], где C_V – теплоемкость единицы объема, D – толщина слоя и k – его теплопроводность. Оценка τ по теплофизическим параметрам KYW, см. табл. 2.8, дает величину τ ~ 50 мс, которая примерно соответствует времени передачи тепла от эпитаксии в медное опору-основание с большой теплопроводностью, более чем в 100 раз превосходящую теплопроводность кристаллов KReW.

В работе [П24] были подробно изучены спектрально-генерационные характеристики структур 3%Ho:KYW/KYW и 5%Ho:KYW/KYW в той же геометрии резонатора, которая изображена на рис. 6.2, при коэффициентах пропускания выходных зеркал 1.5%, 3%, и 5%. Соответствующие результаты представлены на рис. 6.5, 6.6 и 6.7.



Рисунок 6.5 – Параметры генерации дисковых активных элементов на основе эпитаксиальных структур 3%Ho:KYW/KYW и 5%Ho:KYW/KYW в режиме квази-непрерывной накачки.



Рисунок 6.6 – Параметры генерации дисковых активных элементов на основе эпитаксиальных структур 3%Ho:KYW/KYW и 5%Ho:KYW/KYW в режиме непрерывной накачки.

В квази-непрерывном режиме, см. рис. 6.5, пиковая мощность генерации дискового лазера с активным слоем the 3%Ho:KYW составила 1.1 Вт на длине волны 2057 нм при дифференциальной эффективности 66%, порог генерации по поглощенной мощности равен 0.14 Вт. Выходная мощность структуры 5%Ho:KYW с той же толщиной активного слоя возросла до 1.3 Вт на длине волны 2058 нм и 2073 нм вследствие увеличения поглощенной мощности накачки до 4.2 Вт, при этом дифференциальная эффективность по сравнению с 5%Ho:KYW упала практически вдвое, до 34%, а порог генерации возрос до 0.4 Вт. В [П24] было высказано предположение, что наблюдаемое ухудшение генерационных параметров при увеличении концентрации ионов гольмия связано с более сильными термо-оптическими аберрациями и повышенной скоростью ап-конверсионных процессов, приводящих как к дополнительному

нагреву области накачки, так и более быстрому «расселению» верхнего лазерного уровня ⁵I₇. Действительно, при непрерывной накачке различие генерационных характеристик становится еще более заметным : выходная мощность дискового 3% Ho:KYW лазера достигает 1.0 Вт при дифференциальной эффективности 60%, в то время как выходная мощность диска 5% Ho:KYW и его дифференциальная эффективность падают до 0.24 Вт и 15% соответственно, см. рис. 6.6. Можно также отметить, что эффективность дискового 3% Но:КҮШ лазера оказалась выше, чем аналогичного излучателя на кристалле Но: YAG [227]. Величина максимального энергосъема для эпитаксии 3% Но: КҮW составила 2 кВт/см², что примерно вдвое превышает аналогичную величину для дисковых активных элементов Tm:KLuW, см. раздел 5.3 и 5.4.



Рисунок 6.7 – Спектры генерации для эпитаксий 3% Но:КҮW и 5% Но:КҮW.

Спектры генерации обоих эпитаксиальных структур в режиме квазинепрерывной накачки при максимальной мощности генерации изображены на рис. 6.7. Согласно представленным данным, все спектры имеют ширину 2-5 нм и состоят из нескольких отдельных линий ~ 1 нм, что достаточно похоже на структурированные спектры генерации тулиевых эпитаксий, см. рис. 5.15 и 5.18, [213]. В [П24] наличие структуры в спектрах объяснялось также эффектом эталона, однако никаких численных оценок сделано не было.

Отметим, что спектры генерации диска 3%Но:КҮW центрированы на одной длине волны, 2058 нм, их положение и ширина практически не зависят от коэффициента пропускания выходного зеркала. С другой стороны, спектр эпитаксии 5%Но:КҮW/КҮW центрирован на одной длине волны для коэффициентов пропускания выходного зеркала 1.5% (2074 нм) и 5% (2058 нм), в то время как для пропускания $T_{OC} = 3\%$ в спектре присутствуют обе компоненты, 2058 и 2074 нм, см. рис.6.7. Этот сдвиг спектра в длинноволновую область обусловлен квази-трехуровневой схемой генерации ионов гольмия на переходе ⁵I₇ \rightarrow ⁵I₈ [82, П24].

Наличие нескольких пиков в спектре генерации означает, что для каждого из них коэффициент усиления активной среды (за два прохода) равен коэффициенту пропускания выходного зеркала. частности, согласно рис. 2.8 (а), генерация на двух длинах волн 2058 нм и 2074 нм возможна при инверсии заселенностей 27%. В этом случае удвоенный ненасыщенный коэффициент усиления $2\sigma_g DN_{Tm}$ (здесь σ_g – сечение усиления для данного уровня инверсии, D– толщина активной среды, N_{Ho} – объемная концентрация ионов гольмия) будет равен 2.7%, что достаточно близко к величине пропускания выходного зеркала $T_{OC} = 3\%$. Таким образом, как и в случае тулиевых активных сред (см, например, рис. 2.18(а) и комментарии к нему), наблюдается полное взаимное соответствие между результатами спектроскопических измерений и параметрами лазерной генерации, что является независимым подтверждением точности и полноты спектроскопических данных Tm- и Ho:KReW, представленных в Главе 2.

6.2 Термооптика дисковых Но:КҮW/КҮW лазеров

Даже в условиях «резонансной» накачки с малыми стоксовыми потерями, ~5%, в объеме активной среды гольмиевых лазеров возможно интенсивное ап-конверсионных тепловыделение, прежде всего за счет процессов, интенсивность которых примерно пропорциональна квадрату плотности ионов верхнем лазерном уровне [73, 93]. Для рассмотренных выше (см. на предыдущий раздел) конфигураций активных элементов влияние термооптических эффектов на пространственный профиль излучения становится особенно заметным, поскольку размер пятна накачки (300 мкм) лишь незначительно превышает толщину активного слоя (250 мкм), поэтому предположение об однородности температурных полей и полей напряжений в области накачки, см. раздел 5.2, является заведомо неточным. Вместе с тем, такой промежуточный случай также представляет интерес для изучения, поскольку представляет собой переходной вариант между протяженными и дисковыми конфигурациями активных элементов твердотельных лазеров.



Рисунок 6.8 – Пространственный профиль излучения дискового 3%Ho:KYW лазера в зависимости от поглощенной мощности непрерывной накачки.
Для изучения термооптических эффектов в дисковых лазерах на основе эпитаксий 3%Но:КҮШ/КҮШ и 5%Но:КҮШ/КҮШ было измерено пространственное распределение (профиль) луча лазерной генерации в условиях непрерывной накачки. Измерения проводились с помощью пирокамеры Spiricon РҮ-Ш-С-В, расположенной на расстоянии 200 мм от выходного зеркала. Между выходным зеркалом и пирокамерой (на расстоянии 37 мм от зеркала) располагалась вспомогательная линза f = +50 мм из CaF₂ с антиотражающими покрытиями на обоих сторонах для компенсации расходимости излучения, обусловленной плоско-сферическими поверхностями выходного зеркала [П24]. Результаты измерений представлены на рис. 6.8 и 6.9.



0.56W



1.51W



0.80W



1.75W



1.16W



1.93W

Рисунок 6.8 – Пространственный профиль излучения дискового 5% Ho: KYW лазера в зависимости от поглощенной мощности непрерывной накачки

Для диска 3Ho:KYW/ KYW пространственный профиль пучка вблизи порога генерации (0.14 Вт) близок к радиально-симметричному. При дальнейшем увеличении поглощенной мощности накачки он слегка расширяется и становится эллиптическим. Ориентация большой (А) и малой (В)

полуосей эллиптического пучка обусловлена анизотропией коэффициентов термического расширения кристаллов КҮШ, подробно рассмотренных в [228], а именно А || Х'₃ и В || Х'₁, где Х'_i (i = 1, 2, 3) являются главными осями тензора термического расширения кристаллов KReW [229]. В частности, для эпитаксии 3%Ho:KYW при максимальной мощности накачки 1.78 Вт измеренный коэффициент эллиптичности, равный отношению малой и большой полуосей эллипса (B/A) был равен 0.64, при этом величина оптического качества M² по полуосям А и В составила 3.0 и 1.6, соответственно.

В то же время, для эпитаксии 5%Ho:KYW/ KYW в лазерном пучке наблюдаются определенные искажения даже на пороге генерации, см. рис. 6.8. При увеличении мощности накачки пучок вытягивается в основном в вертикальном направлении, что существенно отличается от предыдущей ситуации, см. рис. 6.7.



Рисунок 6.9 – Оптическая сила термической линзы (1/f) в направлениях А и В для тонкого диска на основе эпитаксии 3%Ho:KYW/KYW.

Фактически, в данном случае направление полуосей А и В невозможно соотнести с осями тензора термического расширения Х'_i, что может свидетельствовать о значительном влиянии на термооптику геометрии накачки [П24]. Эллиптичность пучка (В/А) при поглощенной мощности накачки 1.75 Вт составила 0.60, параметр оптического качества $M^2_A = 1.5$, $M^2_B = 1.4$. Для мощности поглощенной накачки более 1.9 Вт наблюдалась только многомодовая генерация.

Наблюдаемые оптические искажения лазерного пучка могут быть промоделированы параметрами тонкой астигматической термической линзы, расположенной в области активного слоя, которая характеризуется оптической силой D_A и D_B [228]. Результаты моделирования показаны на рис. 6.9 для эпитаксиальной структуры 3%Ho:KYW/KYW [П24]. В частности, для лазерного резонатора на рис. 6.2 отрицательная (дефокусирующая) термическая линза приводит к расширению пучка в дальней зоне, в то время как положительная – к сжатию пучка. Согласно рис. 6.7 и 6.9, термическая линза является отрицательной в обоих направлениях, т.е. D_A , $D_B < 0$, и практически линейно зависит от поглощенной мощности с коэффициентом пропорциональности $M_A = dD_A/dP_A = -1.7 (mBT)^{-1}$ и $M_B = dD_B/dP_A = -0.6 (mBT)^{-1}$. В данном случае степень астигматизма составляет $|(M_A - M_B)/M_A| = 0.59$.

В отличие от 3%Но-, эпитаксиальная структура 5%Но:КҮШ/КҮШ при увеличении мощности накачки «сжимает» пучок в дальней зоне, что свидетельствует о формировании положительной термической линзы с соответствующими коэффициентами пропорциональности $M_A = dD_A/dP_A = 0.5$ $(MBT)^{-1}$ и $M_B = dD_B/dP_A = 5.2$ (MBT)⁻¹, см. рис. 6.8. В [П24] такой характер термической линзы был объяснен сильным локализованным тепловыделением, которое приводит к «выпучиванию» (bulging) поверхности диска, что отрицательную величину dn/dT[231] компенсирует И способствует формированию собирающей (фокусирующей) линзы [230]. Также можно отметить влияние на астигматизм термической линзы косого падения луча накачки (10⁰) и значительную анизотропию коэффициентов расширения в плоскости эпитаксии (а-с) для кристаллов КҮW [229, П24].

В целом, сильная положительная термическая линза ухудшает стабильность резонатора, и это одна из причин, по которой в [П24] не была получена лазерная генерация на эпитаксиальных структурах с концентрацией гольмия 7% и 10%. К числу других причин следует отнести значительное повышение пороговой мощности генерации вследствие увеличения числа ионов гольмия в области накачки, поскольку для получения положительного коэффициента усиления кристалла необходима инверсия заселенностей не менее 20%, см. рис. 2.8.



Рисунок 6.10 – Спектры ап-конверсии эпитаксиальных структур с содержанием гольмия 3%, 5%, 7% и 10% при мощности накачки 1.75 Вт, непрерывный режим.

Необходимо также отметить значительное увеличение интенсивности апконверсионных процессов, связанных с увеличением концентрации гольмия [73, 93], соответствующие спектры представлены на рис. 6.10. В частности, при низких концентрациях гольмия (3%) доминирующий вклад вносит апконверсионная разгрузка верхнего лазерного уровня ${}^{5}I_{7}$ по схеме [232] ${}^{5}I_{7} + {}^{5}I_{7} \rightarrow$ ${}^{5}I_{5} + {}^{5}I_{8}$, сопровождающаяся излучательным переходом из ${}^{5}I_{5}$ в ${}^{5}I_{8}$ на длине волны ~ 913 нм, см. рис. 6.11. При более высокой концентрации гольмия (5% и выше) преобладающими становятся ап-конверсионные процессы, заселяющие группу состояний ${}^{5}F_{5}$ и ${}^{5}S_{2} + {}^{5}F_{4}$.



Рисунок 6.11 – Энергетическая схема ап-конверсионных процессов, приводящим к люминесцентным переходам с длинами волн 913 нм, 752 нм, 660 нм и 545 нм.

Как было отмечено в [П24], максимальная энергия фонона в КҮW составляет 905 см⁻¹, а наименьшее расстояние между ионами Y^{3+} равно 4.06 Å. Для кристалла алюмоиттриевого граната те же самые величины равны 800 см⁻¹ и 3.67 Å. Таким образом, следует ожидать, что в кристаллах YAG будет наблюдаться более интенсивная ап-конверсия по сравнению с KYW при одинаковых концентрациях гольмия. Действительно, эффективность генерации Ho:YAG заметно падает при уровне допирования гольмия свыше 2% [227], в то время как для кристаллов KYW концентрация гольмия 3% не приводит к ухудшению генерационных характеристик [П23, 24].

B заключение данного раздела коротко подытожим основные особенности формирования термических ЛИНЗ монокристаллических В эпитаксиях Ho:KYW/KYW и их влияние на пространственное распределение интенсивности лазерного луча. В целом, в структурах Ho:KYW/KYW наблюдается относительно большой астигматизм термических ЛИНЗ, обусловленный следующими факторами : (1) малый размер пятна накачки, сравнимый с толщиной эпитаксиальной структуры, (2) асимметричная геометрия накачки, см. рис. 6.2, (3) распространение луча генерации по оси b (N_{p}) , относительно которой главные значения тензора линейного расширения существенно различны [228, 229]. В связи с тем, коэффициент астигматизма термической линзы |(M_A - M_B)/M_A| обратно пропорционален площади пятна накачки [П24], следует ожидать, что соответствующее увеличение размеров области накачки значительно уменьшит термооптические искажения, см. раздел 5.2. Следует отметить что в силу оптической анизотропии кристаллов KReW распространение света по определенным направлениям может уменьшить величину термической линзы и сделать ее более симметричной [228, 229, 230]. В ряде случаев возможно получить кристаллические срезы с полностью «атермальными» свойствами [233, П5], но при этом надо учитывать влияние микроструктурных напряжений на оптические характеристики активного элемента в условиях интенсивной накачки, см. раздел 5.3.

6.3 Пассивная модуляция добротности дисковых Но:КҮШ лазеров : спектры генерации и параметры световых импульсов

Импульсно-периодические лазеры двухмикронного диапазона, как с пассивной модуляцией добротности (passively Q-switched, PQS), так и с синхронизацией (mode locked, ML) продольных мод представляют значительный интерес для широкого спектра применений, включая медицину, дальнометрию, контроль состояния окружающей среды и прикладную спектроскопию. В работах [234, 235, 236, 237, 238] было подробно изучено параметров сверхбыстрых полупроводниковых насыщающихся влияние поглотителей (semiconductor saturable absorber mirrors, SESAMs) на основе InGaSb квантовых структур на динамические характеристики генерации кристаллов CALGO, KLuW, YAG, LuAG, допированных тулием и гольмием, перекрывающих спектральный диапазон 2010...2120 нм. В частности, пассивная синхронизация мод в излучателе на кристалле Tm:CALGO позволила получить импульсы лазерной генерации субпикосекундной длительности (650 фс) при частоте повторения 100 МГц [234].

Влияние температуры синтеза и наличия диэлектрических покрытий на оптические и динамические характеристики связанных квантовых ям (SESAM) подробно обсуждалось в [239, 240, 241], см. также рис. 6.12 и 6.13.



Рисунок 6.12 – Спектр отражения InGaSb SESAM (а), спектры люминесценции этой же структуры (с антиотражающим покрытием и без него) при импульсном возбуждении на длине волны 690 нм [П25] (б).



Рисунок 6.13 – Динамические характеристики квантовой структуры InGaSb SESAM при импульсной накачке фемтосекундным ПГС [П25], см. текст.

Полупроводниковый насыщающийся поглотитель InGaSb SESAM для первых экспериментов по пассивной модуляции добротности дисковых Ho:KYW лазеров [П25] был изготовлен по стандартной технологии молекулярно-лучевой эпитаксии [239, 240]. Квантовая структура InGaSb SESAM состояла из 18.5 пар слоев AlAs_xSb_{1-x}/GaSb с буферным подслоем GaSb, образующих распределенное брегговское зеркало с коэффициентом отражения на рабочей длине волны не менее 99%. Две квантовые ямы In_xGa_{1-x}As_ySb_{1-y} с десятинанометровым барьером располагались расстоянии 50 нм от на поверхности и были закрыты двухслойным просветляющим покрытием TiO₂/SiO₂ на диапазон длин волн 1900-2100 нм для увеличения глубины модуляции и улучшения динамических характеристик структуры [240].

Согласно данным рис. 6.12(а), SESAM обладает сравнительно небольшим поглощением в спектральном диапазоне 2020-2080 нм, при этом ненасыщенное поглощение на рабочей длине волны 2056 нм составляет 3% за два прохода. При возбуждении квантовой структуры импульсным излучением на длине волны 690 нм максимум широкого контура люминесценции приходится на длину волны

2054 нм. В соответствии с результатами [240], напыление просветляющего покрытия уменьшает интенсивность люминесценции в интервале 2000-2100 нм практически втрое, см. рис. 6.12 (б).

Динамические характеристики SESAM, полученные при его накачке импульсным излучением фемтосекундного ПГС Spectra Physics Opal OPO (длина волны 2040 нм, длительность и плотность энергии импульса 150 фс и 50 мДж/см²) изображены на рис.6.13. Экспериментальная кривая была аппроксимирована двух-экспоненциальной зависимостью с быстрым (288 фс) и медленным (20.9 пс) временами релаксации, соответствующим внутризонному и межзонному энергообмену [240, П25].

Эксперименты по пассивной модуляции с помощью SESAM были проведены в геометрии лазерного резонатора, изображенного на рис. 6.14, который представляет собой модифицированный вариант линейного резонатора на рис. 6.2, см. раздел 6.1.



Рисунок 6.14 – Лазерный резонатор для пассивной модуляции добротности тонких дисков Ho:KYW/KYW с помощью полупроводникового насыщающегося поглотителя SESAM.

Первоначально, параметры генерации тонкого диска 3% Ho:KYW/KYW были измерены в режиме непрерывной накачки при замене SESAM на плоское зеркало, см. рис. 6.15. Выходная мощность лазера составила 592 мВт при дифференциальной эффективности 47% и пороге генерации 150 мВт,

отнесенных к поглощенной мощности накачки. Эти результаты оказались несколько хуже, чем при накачке в аналогичных условиях для линейного резонатора [П23, П24], см. также раздел 6.1. Причиной этого является наличие дополнительных элементов в резонаторе, увеличивающих совокупные потери на поглощение и рассеяние, а также нескомпенсированный астигматизм сферического зеркала с радиусом 50 мм, см. рис. 6.14, что приводит к ухудшению модового состава пучка.



Рисунок 6.15. Зависимость средней выходной мощности от мощности накачки в непрерывном режиме генерации (CW) и пассивной модуляции добротности (PQS). На вставке справа внизу изображено пространственное распределение интенсивности лазерного пучка в дальней зоне.

При замене плоского зеркала на SESAM была получена чрезвычайно стабильная последовательность световых импульсов в режиме пассивной модуляции добротности (ПМД). Максимальная средняя мощность в этом режиме достигала 551 мВт при дифференциальной эффективности 44%, которая составляет 93% от аналогичной величины (47%) для режима непрерывной накачки, см. рис. 6.15. Данное обстоятельство свидетельствует о высоком качестве и малых собственных потерях SESAM, на уровне десятых долей процента, см. также раздел 4.4. Во всех случаях, как при непрерывной

генерации, так и для режима ПМД, поляризация лазерного луча была параллельна оси оптической индикатрисы *N*_m, что обусловлено анизотропией коэффициента усиления ионов гольмия в матрице KYW, см. рис. 2.8 и комментарии к нему.



Рисунок 6.16 – Спектры генерации тонкого диска 3% Ho: KYW/KYW в непрерывном режиме генерации CW и режиме пассивной модуляции добротности PQS.

Спектры генерации тонкого диска 3%Но:КҮШ/КҮШ изображены на рис. 6.16. Согласно представленным данным, в непрерывном режиме спектр состоит из нескольких узких линий шириной около 1 нм, природа которых подробно обсуждалась в разделе 5.4, см. также [213]. В случае пассивной модуляции добротности в спектре доминирует одна узкая линия, центрированная на длине волны 2056.3 нм, в то время как две другие (2057.5 нм и 2059 нм) выражены чрезвычайно слабо. По всей вероятности, такая структура спектра связана с тем, что более слабые линии имеют несколько меньший коэффициент усиления по сравнению с основной (2056.3 нм), поэтому они медленнее набирают энергию и не успевают выйти в генерацию по сравнению с режимом непрерывной накачки, в котором их интенсивности также меньше, чем у основной линии, хотя и не в столь значительной степени, см. также [242]. Длительность импульса, определенная по его полувысоте (FWHM) и частота повторения импульсов были измерены непосредственно, см. рис. 6.17, 6.19 и 6.20. Энергия импульса, рассчитанная как отношение средней мощности генерации к частоте повторения импульсов и пиковая мощность, равная отношению энергии импульса к его длительности, изображены на рис. 6.18. В частности, энергия импульсов увеличивается с ростом поглощенной мощности накачки от 1.2 до 4.1 мкДж, при этом длительность импульса уменьшается от 342 до 201 нс, а частота повторения возрастает от 52 до 135 кГц. Максимальная пиковая мощность составляет 20 Вт.



Рисунок 6.17 – Зависимость длительности и энергии световых импульсов в режиме пассивной модуляции добротности от поглощенной активным элементом 3%Ho:KYW/KYW мощности накачки.

В целом, зависимость динамических характеристик генерации от поглощенной мощности накачки типична «быстрых» насыщающихся поглотителей, время релаксации которых значительно меньше длительности формирования импульса лазерной генерации [243]. Согласно [П25], пиковая мощность излучения на SESAM составила 6.4 МВт/см², при этом никаких признаков деградации SESAM обнаружено не было.



Рисунок 6.18 – Зависимость частоты повторения световых импульсов и их пиковой мощности в режиме пассивной модуляции добротности от поглощенной активным элементом 3% Ho: KYW/KYW мощности накачки.



Рисунок 6.19 – Осциллограммы импульсов лазерной генерации при различных мощностях накачки : 0.26, 0.64 и 1.40 Вт.

Типичные осциллограммы лазерных импульсов в режиме пассивной модуляции добротности показаны на рис. 6.19 и 6.20. Начиная от порога генерации, форма одиночных импульсов близка к гауссовому профилю и практически не меняется при увеличении мощности накачки, см. рис. 6.19. Последовательность импульсов, изображенная на рис. 6.20, является достаточно стабильной, максимальные отклонения энергии от среднего значения не превышают 10%, в то время как промежуток времени между соседними импульсами отличается от среднего не более чем на 7%.



Рисунок 6.20 – Последовательность лазерных импульсов в режиме пассивной модуляции добротности при максимальной мощности накачки, 1.4 Вт.

Дальнейшее увеличение мощности генерации дисковых лазеров на основе структур Но:КҮШ/КҮШ может быть достигнуто эпитаксиальных при оптимизации концентрации гольмия (1...5%) и толщины активного слоя, а также соответствующим увеличением размера пятна накачки, что также уменьшит астигматизм и оптическую силу термической линзы. К росту энергии глубины лазерных также приводит увеличение импульсов модуляции (начального поглощения) насыщающегося поглотителя SESAM [243, П25, П26].

6.4 – Внутрирезонаторная накачка дискового активного элемента из керамики 1%Но:YAG

Помимо различных схем многопроходной внеосевой накачки дисковых активных элементов, рассмотренных в разделе 5.1, для гольмиевых лазеров возможна эффективная внутрирезонаторная накачка [244, 245, 246, 247]. При таком подходе гольмиевый диск заменяет выходное зеркало лазерного резонатора и тем самым поглощает основную часть оптической мощности, генерируемой тулиевым активным элементом на длине волны ~ 1.9 мкм. В этом случае генерация гольмиевого диска в полосе ~ 2.1 мкм осуществляется в другой оптической части лазерного резонатора помошью с специального селектирующего фильтра (дихроичное зеркало, призмы), разделяющего каналы генерации 1.9 и 2.1 мкм. Можно отметить, что длина волны тулиевого лазера в такой схеме не обязательно должна соответствовать максимуму поглощения гольмия на переходе ${}^{5}I_{8} \rightarrow {}^{5}I_{7}$, так как при наличии даже слабого поглощения вся мощность генерации тулиевого лазера (за исключением незначительных потерь на других оптических элементах резонатора) будет использована для увеличения инверсии заселенностей на метастабильном уровне ${}^{5}I_{7}$.

В отсутствие селектирующих элементов/фильтров, разделяющих каналы генерации, выходное излучение «составного» лазера будет содержать спектральные компоненты, соответствующие областям ~ 1.9 мкм (переходы ${}^{3}F_{4} \rightarrow {}^{3}H_{6}$ ионов тулия) и ~ 2.1 мкм (переходы ${}^{5}I_{8} \rightarrow {}^{5}I_{7}$ ионов гольмия). В частности, в работе [П18] были подробно исследованы спектрально-генерационные характеристики двухцветного лазера, в котором активный элемент из керамики 1%Ho:YAG накачивался в общем резонаторе излучением тонкого диска 5%Tm:KLuW. Такие двухволновые излучатели представляют существенный интерес для целого ряда практических применений, к числу которых следует отнести дистанционное зондирование атмосферы [248, 249], дальнометрию [250], экологический мониторинг [251, 252], а также получение терагерцового излучения на разностной частоте [253].

Образец керамики 1% Ho:YAG Ø11×1 мм был изготовлен из нанопорошков Ho_2O_3 , Y_2O_3 и Al_2O_3 , полученных испарением лазерных мишеней импульснопериодическим CO_2 -лазером. При конденсации пара в потоке воздуха образовывались наночастицы со средним размером 15 нм, которые после предварительной подготовки компактировались в диски методом сухого одноосного прессования, далее производилось спекание компактов в вакуумной печи и их механическая обработка. Основные технологические подробности синтеза лазерных оксидных керамик опубликованы в работах [254, П28, П29].

Фотография спеченной 1%Ho:YAG керамики Ø11×1 мм после просветления и полировки представлена на рис.6.21(а). С помощью оптического микроскопа OLYMPUS BX51TRF-5 был оценен средний размер кристаллитов, равный 14 мкм, и объем рассеивающих центров, составивший 30 ррт.



Рисунок 6.21 – (а) Фото керамического диска 1%Ho:YAG с диэлектрическими покрытиями в его нижней части, (б) Спектр пропускания образца, на вставке внизу показана оптическая схема лазерного резонатора.

Согласно данным, представленным на рис. 6.21, оптическая плотность керамики 1%Ho:YAG даже в максимуме поглощения сравнительно невелика (около 15% на длине волны 1907 нм), поэтому для накачки образца была использована внутрирезонаторная схема, изображенная на вставке рис. 6.21(б).

В данном случае резонатор образован плотным зеркалом на поверхности кристалла двойного калий-лютециевого вольфрамата 5%Tm:KLuW толщиной 250 мкм [П4] и частично пропускающим зеркалом (T_{oc} = 0.6%) на внешней поверхности керамики. Все оптические поверхности внутри резонатора были просветлены на спектральный диапазон 1.85-2.1 мкм, с остаточными потерями не более 0.1% в области 1.85 мкм и ~ 0.5% в области 2.1 мкм, для каждого покрытия. Линза из плавленого кварца КИ с фокусным расстоянием 18 мм была установлена на одинаковом расстоянии от керамики и дискового элемента, физическая длина резонатора составила 50 мм. Накачка дискового активного элемента 5%Tm:KLuW осуществлялась коллимированным излучением двух линеек лазерных диодов, как было подробно описано в разделе 5.4, диаметр пятна накачки был равен 0.95 мм. Для уменьшения тепловых потоков все измерения проводились в квазинепрерывном режиме со скважностью 14%, длительность импульсов тока на линейках составила 7 мс, период повторения -50 мс. Во всех случаях поглощенная мощность диодной накачки определялась как разность между прошедшей и падающей, оптические мощности световых потоков (накачка, генерация) регистрировалась измерителем мощности Ophir L30A. Спектры генерации были измерены с помощью монохроматора МДР-204, фотосопротивления ФР-185 и селективного нановольтметра Unipan-233 в качестве предусилителя, спектральное разрешение составило ~0.5 нм FWHM.

Зависимости средней выходной мощности генерации от средней поглощенной мощности накачки для описанной выше геометрии резонатора представлены на рис. 6.22. Кривая "1%Ho:YAG" получена для оптической керамики 1%Ho:YAG с диэлектрическими покрытиями и характеризует совокупную мощность излучения на длинах волн 1.85 и 2.09 мкм. Кривая " T_{oc} =0.6%" соответствует мощности излучения дискового активного элемента 5%Tm:KLuW на длине волны λ =1.85 мкм, она получена при замене керамики на плоское диэлектрическое зеркало с пропусканием 0,6%. Кривые "1.85 µm" и "2.09 µm" соответствуют мощностям на указанных длинах волн, которые

получены пересчетом относительных интенсивностей спектров генерации согласно данным рис. 6.23.



Рисунок 6.22 – Зависимости выходной мощности генерации от поглощенной мощности накачки, зависимости "1.85" и "2.09" пересчитаны из "1%Ho:YAG" с учетом относительных спектральных интенсивностей, см. рис. 6.23.



Рисунок 6.23 – Спектральные интенсивности генерации для поглощенной мощности накачки 0.88, 1.19, 1.49, 1.79, 2.13, 2.45, 2.75, 3.05 и 3.33 Вт.

Интересно отметить, что в отсутствие селектирующих фильтров длина волны генерации дискового активного элемента 5%Tm:KLuW соответствует не максимуму поглощения керамики Ho:YAG (1907 нм), а максимуму спектрального коэффициента усиления на переходе ${}^{3}F_{4} \rightarrow {}^{3}H_{6}$ при инверсии заселенностей не менее 0.35, см. рис. 2.6. При такой инверсии коэффициент усиления (за два прохода) составляет не менее 6%, что полностью соответствует оценке совокупных потерь в резонаторе с учетом поглощения в керамическом образце 1%Ho:YAG, см. ниже. Начиная с некоторой пороговой мощности накачки (~1.0 Вт, согласно рис. 6.22, 6.23), в резонаторе одновременно возбуждаются два световых поля, соответствующих переходам ${}^{3}F_{4}\rightarrow {}^{3}H_{6}$ ионов Tm³⁺ в матрице KLuW, и ${}^{5}I_{7}\rightarrow {}^{5}I_{8}$ ионов Ho³⁺ в матрице YAG. На длине волны 1.85 мкм поглощение керамики 1%Ho:YAG (за два прохода) составляет 3.0% в режиме ненасыщенного поглощения, с учетом инверсии ~ 20% на пороге генерации [255], см. также рис. 2.8, поглощение уменьшится до T_{ABS} = 2.4%. Таким образом, совокупные потери в резонаторе с керамикой 1%Ho:YAG будут определяться как T_{ABS} + T_{OC} + T_{LOSS}, где T_{LOSS} обозначает паразитные потери в резонаторе (за обход) на поглощение и рассеяние, отнесенные к длине волны 1.85 µm. При замене керамики на выходное зеркало с пропусканием T_{OC} поглощение отсутствует, т.е. T_{ABS} = 0. В соответствии с общими соотношениями [256], экспериментально определяемая дифференциальная эффективность η_{EXP} может быть записана в виде:

$$\eta_{\text{EXP}} = \eta T_{\text{OC}} / (T_{\text{ABS}} + T_{\text{OC}} + T_{\text{LOSS}})$$
(6.1)

где η - "предельная" дифференциальная эффективность генерации для идеального резонатора без потерь. Применяя (6.1) к зависимостям "T_{OC} = 0.6%" и "1.85 µm" в соответствии с данными рис. 6.22, получаем следующее соотношение:

$$(0.6\% + T_{LOSS})/(3.0\% + T_{LOSS}) = 6.2\%/14.0\% = 0.44,$$
 (6.2)

в данном случае 14.0% и 6.2% соответствуют дифференциальной эффективности генерации для " $T_{OC} = 0.6\%$ " и "1.85 µm". Таким образом, соотношения (6.1) и (6.2) позволяют оценить T_{LOSS} , которые равны ~1.2% при $\eta = 45\%$, что находится в хорошем соответствии с результатами работ [43, 92, П4, П14]. Оценка $T_{LOSS} \approx 1.2\%$ выглядит также вполне правдоподобно, в силу большого числа оптических поверхностей внутри резонатора. В соответствии с этими оценками, поглощенная керамикой световая мощность в пять раз

превышает выходную мощность генерации относительно кривой "1.85 µm", см. рис.6.22 и 6.23.

С другой стороны, на длине волны 2.09 µm потери в резонаторе увеличиваются как минимум до T_{LOSS}(2.09) ~ 3.0%, прежде всего за счет отражения поверхностей увеличения остаточного ОТ линзы, т.е. внутрирезонаторные потери минимум в пять раз превышают коэффициент пропускания выходного зеркала, $T_{OC}(2.09) = 0.6\%$. Таким образом, из сравнения кривых "1.85 µm" и "2.1 µm", с учетом соотношения (6.1), можно получить оценку "предельной" дифференциальной эффективности генерации керамики 1% Но: YAG на переходе ${}^{5}I_{7} \rightarrow {}^{5}I_{8}$ при внутрирезонаторной накачке по отношению к поглощенной мощности на длине волны 1.85 мкм, которая составила $\eta \approx 40\%$. Эта величина в полтора раза меньше аналогичного параметра для кристаллов Но: YAG [255, 257], что объясняется наличием структурных микродефектов и рассеивающих центров в керамике [П18]. Кроме этого, фазовую структуру пучка лазерной генерации могут искажать крупномасштабные оптические неоднородности (внутренние напряжения, свили, области с градиентами показателя преломления и т.п.), в результате чего будут ухудшаться не только параметры когерентности, но и энергетические характеристики.

Необходимо отметить, что в ряде работ [244, 245, 246] были исследованы параметры генерации гольмиевых кристаллов при внутрирезонаторной накачке излучением тулиевых лазеров, при этом дифференциальная эффективность генерации, по отношению к поглощенной мощности диодной накачки, составила от ~20% [246] до ~40% [244]. В данной работе для исследуемого образца керамики 1%Ho:YAG этот параметр оказался равным 2.6%, см. зависимость "2.09" на рис. 6.22, что объясняется прежде всего значительным превышением уровня внутрирезонаторных потерь над пропусканием выходного зеркала. В этой связи, для дальнейшего повышения эффективности и выходной мощности генерации, необходима дальнейшая оптимизация параметров резонатора, включая улучшение качества всех просветляющих покрытий. Выводы к главе 6 : Проведенные экспериментальные исследования генерационных параметров эпитаксиальных структур Но:КҮШ/КҮШ показали значительную зависимость эффективности генерации от концентрации гольмия. В частности, для эпитаксии 3%Но:КҮШ/КҮШ была получена максимальная дифференциальная эффективность 66%, для 5%Но эффективность падает примерно вдвое, для 7%- и 10%Но генерация вообще не была получена. Такое резкое снижение эффективности генерации при увеличении концентрации гольмия сильно отличается от тулиевых эпитаксиальных структур, в которых концентрационные зависимости выражены гораздо слабее, см. табл. 5.3. Это отличие может объясняться более высокими скоростями ап-конверсионных процессов для ионов гольмия по сравнению с ионами тулия, что косвенно подтверждается спектрами люминесценции в видимой области, рис. 6.10 и 6.11.

Измерения термических линз и оптического качества пучков показало их хорошее взаимное соответствие с матрицей термооптических коэффициентов. Как следствие, увеличение площади пятна накачки позволит существенно увеличить выходную мощность генерации и в значительной степени компенсировать термооптические искажения [П23, П24].

В режиме пассивной модуляции добротности лазерного резонатора полупроводниковым насыщающимся поглотителем SESAM был получен стабильный режим импульсно-периодической генерации на длине волны 2056 нм с частотой 135 кГц, длительностью и энергией импульса 200 нс и 4 мкДж, соответственно. Оптимизация параметров SESAM даст возможность существенно увеличить энергию импульсов и сократить их длительность [П25].

Значительный потенциал практического применения имеет внутрирезонаторная «резонансная» схема накачки гольмиевых активных элементов, которая, позволяет получить когерентное излучение сразу в двух областях спектра : ~ 1.9 мкм (тулий) и ~ 2.1 мкм (гольмий). Такие излучатели представляют определенный интерес для компактных лидаров, дальномеров и систем экологического мониторинга [П18].

ГЛАВА 7 – Энергообмен в со-активированных кристаллах Но:Tm:KReW в приближении локального термодинамического равновесия

7.1 Основные особенности модели парного взаимодействия ионов и приближения локального термодинамического равновесия для соактивированных кристаллов

В предыдущей были главе рассмотрены различные способы «резонансной» оптической накачки лазерных кристаллов, активированных гольмием, для переходов из основного состояния ${}^{5}I_{8}$ на метастабильный уровень ⁵I₇. Основным преимуществом такой схемы накачки является малый уровень стоксовых потерь, т.е. разницы в энергиях между квантом накачки (~ 1.9 мкм) и генерации (~ 2.1 квантом мкм), вследствие чего дифференциальная эффективность достигает величины 60...80% [233, 258, П23, П24]. Как правило, накачка в спектральной области ~ 1.9 мкм производится тулиевыми лазерами с оптическим КПД на уровне 30...40% [225, 244], поэтому полная эффективность всей системы, равная произведению КПД тулиевого и гольмиевого лазеров, не превышает 20...30%. Кроме того, необходимость использования в качестве источника накачки отдельного тулиевого лазера усложняет конструкцию излучателя в целом, увеличивает его вес и уменьшает надежность. В ряде работ [257. 259] проводилась прямая гольмиевых кристаллов накачка ПО «резонансной» схеме сборками диодных лазеров на основе соединений GaSb, но такая концепция излучателя не получила широкого распространения в силу большой спектральной ширины излучения диодных линеек и матриц (несколько нанометров) и сравнительно малого КПД гетероструктур GaSb, поскольку для отношение световой мощности к потребляемой электрической не них превышает 15...20%.

Альтернативной (к оптической накачке) возможностью обеспечить эффективное заселение верхнего лазерного уровня ⁵I₇ является использование так называемых со-активированных кристаллов, содержащих одновременно как ионы тулия, так и ионы гольмия. При соблюдении условий эффективного взаимодействия ионов будет происходить быстрый переток энергии с уровня ³F₄

ионов тулия на уровень ${}^{5}I_{7}$ ионов гольмия, штарковские компоненты которого расположены несколько ниже соответствующих величин для ³F₄ и их заселение является поэтому энергетически более выгодным, см. табл. 2.1. Оптимизация концентраций ионов тулия и гольмия в кристалле представляет собой достаточно сложную задачу, поскольку эффективность энергопереноса на уровень ⁵І₇ зависит от целого ряда факторов. Так, например, концентрация тулия должна быть достаточно велика, чтобы обеспечить доминирующую роль кроссрелаксационных процессов в расселении уровня ³Н₄, в то же время содержание гольмия должно быть сравнительно малым, чтобы уменьшить порог генерации (который квази-трехуровневой схемы для примерно пропорционален достаточным, чтобы концентрации ионов), но при этом обеспечить эффективный энергообмен с тулием, ${}^{3}F_{4} + {}^{5}I_{8} \rightarrow {}^{3}H_{6} + {}^{5}I_{7}$. Дополнительным обстоятельством, осложняющим оптимизацию, является учет ап-конверсионных процессов, которых первом приближении интенсивность В растет пропорционально плотности ионов тулия и гольмия на метастабильных уровнях ³F₄ и ⁵I₇ [93].

В тех случаях, когда соответствующие заселенности достаточно малы, $N_2 << N_1$ и $N_6 << N_5$, здесь N_2 (N_6) и N_1 (N_2) – концентрации ионов тулия (гольмия) в состоянии 3F_4 (${}^{5}I_7$) и основном состоянии 3H_6 (${}^{5}I_7$), взаимодействие всех ионов можно достаточно точно описать в приближении парного взаимодействия по схеме $N_i + N_j \rightarrow (k_{ijkl}) \rightarrow N_k + N_l$, где k_{ijkl} представляет собой кинетический коэффициент, определяющий скорость перехода первого иона с уровня (i) на уровень (j) при одновременном переходе второго иона с уровня (k) на уровень (l), см. раздел 2.3, а также [93]. Можно отметить, что сумма энергий уровней k и 1 не должна существенно превышать совокупную энергию уровней i и j, что позволяет примерно вдвое уменьшить число значимых коэффициентов k_{ijkl} . Кинетические уравнения, описывающие энергообмен между ионами в приближении парного взаимодействия, подробно рассмотрены в [93], там же

приведены соответствующие решения как для нестационарных, так и установившихся режимов, см. также раздел 2.3.

Приближение взаимодействия парного быть ИОНОВ перестает справедливым в условиях интенсивной накачки, когда число ионов на вышележащих уровнях сравнимо или превышает число ионов в основном состоянии. В этих условиях необходимо учитывать многочастичные процессы, т.е. одновременные переходы при взаимодействии трех и более ионов. Их рамках кинетических уравнений становится описание В чрезвычайно затруднительным не только в силу многократного увеличения каналов взаимодействия, но также и возрастания общего числа энергетических состояний, участвующих в них.

Альтернативой кинетическим уравнениям является описание состояния взаимодействующих ионов в рамках модели локального термодинамического равновесия. Эта концепция предполагает, что ионы тулия и гольмия, находящиеся в метастабильных состояниях ${}^{3}F_{4}$ и ${}^{5}I_{7}$, образуют общую энергетическую систему, находящуюся в каждый момент времени в состоянии термодинамического равновесия. Такое приближение справедливо, если скорость энергообмена между этими ионами существенно превышает темп расселения метастабильных состояний вследствие излучательных переходов и ап-конверсионных процессов. В рамках этой концепции пренебрегается также заселенностью всех уровней, кроме основного и метастабильного [260], поскольку их время жизни предполагается пренебрежимо малым по сравнению со временем жизни метастабильного состояния, см., например, табл. 2.3.

Фактически, модель локального термодинамического равновесия не учитывает ап-конверсионные процессы и не устанавливает взаимосвязь между интенсивностью накачки и заселенностями метастабильных уровней. Вместе с тем, на ее основе можно получить точную оценку заселенностей метастабильных состояний каждой группы ионов, если известны энергии штарковских подуровней и общее число ионов в возбужденном состоянии.

205

7.2 Квазиравновесная термодинамика энергообмена ионов тулия и гольмия в кристаллах

В рамках концепции локального термодинамического равновесия свободная энергия *F* системы взаимодействующих ионов, подчиняющихся статистике Больцмана [261], будет иметь вид

$$F/k_{\rm B}T = -N_2 * ln(\Sigma exp(-E_{2i}/k_{\rm B}T) - N_6 * ln(\Sigma exp(-E_{6i}/k_{\rm B}T) + \ln({\rm C^{N2}}_{\rm NTm}) + \ln({\rm C^{N6}}_{\rm NHo}), 7.1$$

где $k_{\rm B}$ – постоянная Больцмана, T – температура, N_2 (N_6) – число ионов тулия (гольмия) на метастабильных уровнях ${}^{3}F_4$ и ${}^{5}I_7$, суммирование ведется по всем штарковским подуровням с энергиями E_{2i} и E_{6j} , включая вырожденные, $N_{\rm Tm}$ и $N_{\rm Ho}$ – полное число ионов тулия и гольмия в области накачки. Два последних слагаемых определяют энтропию системы при условии, что заселенностью всех уровней, кроме основного и метастабильного, можно пренебречь вследствие малых времен жизни, поэтому в соответствии с [93, 260, П19] будем считать справедливым соотношение

$$N_1 + N_2 = N_{\rm Tm} \, \mathrm{i} \, N_5 + N_6 = N_{\rm Ho}. \tag{7.2}$$

В связи с тем, что количество любого типа ионов значительно превышает единицу, все факториалы в числах перестановок $C^{A}_{B} = B!/(B - A)!A!$ из (7.1) можно представить в виде $lnA! \approx Aln(A/e)$ [261, 262]. Подставляя приближенные значения факториалов в (7.1), величины N_2 и N_6 легко определить из условий минимума свободной энергии F при дополнительных условиях (7.2) и естественных ограничениях $N_2 < N_{Tm}$ и $N_6 < N_{Ho}$. Применение метода неопределенных множителей Лагранжа [262] приводит к результату [П19]

$$N_2 = \gamma Z_{\rm Tm} N_{\rm Tm} / (1 + \gamma Z_{\rm Tm}), \qquad N_6 = \gamma Z_{\rm Ho} N_{\rm Ho} / (1 + \gamma Z_{\rm Ho}).$$
 (7.3)

Здесь Z_{Tm} и Z_{Ho} обозначают соответствующие статистические суммы

$$Z_{\rm Tm} = \sum_{j} \exp(-E_{2j}/k_{\rm B}T), \quad Z_{\rm Ho} = \sum_{j} \exp(-E_{6j}/k_{\rm B}T),$$
 (7.4)

в то время как параметр γ определяется из условия $N_2 + N_6 = N_{\Sigma} \leq N_{\text{Tm}} + N_{\text{Ho}}$, где N_{Σ} - общее число ионов в метастабильных состояниях ${}^3\text{F}_4$ и ${}^5\text{I}_7$.

Согласно (7.3), при больших величинах параметра γ (γZ_{Tm} , $\gamma Z_{\text{Ho}} >> 1$) заселенности уровней выходят на «насыщение», $N_2 \rightarrow N_{\text{Tm}}$, $N_6 \rightarrow N_{\text{Ho}}$, в то время как при малых γ (γZ_{Tm} , $\gamma Z_{\text{Ho}} << 1$) уравнение (7.3) переходит в классическую зависимость [260],

$$N_{2} = \frac{Z_{\text{Tm}} N_{\text{Tm}} N_{\Sigma}}{Z_{\text{Tm}} N_{\text{Tm}} + Z_{\text{Ho}} N_{\text{Ho}}} \text{ }_{\text{H}} N_{6} = \frac{Z_{\text{Ho}} N_{\text{Ho}} N_{\Sigma}}{Z_{\text{Tm}} N_{\text{Tm}} + Z_{\text{Ho}} N_{\text{Ho}}} , \text{ r.e. } \frac{N_{6}}{N_{2}} = \frac{Z_{\text{Ho}} N_{\text{Ho}}}{Z_{\text{Tm}} N_{\text{Tm}}}$$
(7.5)

которая справедлива только при малых инверсиях заселенности $N_2 \ll N_{\text{Tm}}$, $N_6 \ll N_{\text{Ho}}$. Это обусловлено тем, что в отличие от (7.1), энтропия системы ионов в [260] была принята равной энтропии идеального газа, S ~ $\ln(N_2!) + \ln(N_6!)$ [261].

Аналогичные (7.5) соотношения легко получить из (7.3), выразив, например, γ через N_2 и подставив в уравнение для N_6 , в результате

$$N_{6} = \frac{Z_{\rm Ho} N_{\rm Ho} N_{2}}{Z_{\rm Tm} (N_{\rm Tm} - N_{2}) + Z_{\rm Ho} N_{2}}$$
(7.6)

Согласно (7.3) и (7.6), при полной инверсии тулия ($N_2 \rightarrow N_{\text{Tm}}$) инверсия гольмия также достигнет максимума ($N_6 \rightarrow N_{\text{Ho}}$), в то время как при $N_2 \ll N_{\text{Tm}}$ уравнение (7.6) упрощается до (7.5), см. также [П19]. В силу симметрии уравнений (7.3), зависимость $N_2(N_6)$ имеет тот же вид (7.6), с заменой 2 \leftrightarrow 6 , Tm \leftrightarrow Ho. Необходимо отметить, что в уравнения (7.5) и (7.6) входит только отношение статистических сумм $Z_{\text{Ho}}/Z_{\text{Tm}}$, поэтому начальный уровень энергии для их расчета может быть выбран произвольно. То же самое относится к уравнениям (7.3), где общий множитель для $Z_{\text{Ho}}, Z_{\text{Tm}}$ войдет в параметр γ .

Если ввести нормированные заселенности $\beta_{Tm} = N_2/N_{Tm}$ и $\beta_{Ho} = N_6/N_{Ho}$, то уравнение (7.6) легко привести к виду

$$\beta_{\rm Ho} = Z\beta_{\rm Tm} / (1 + (Z - 1)\beta_{\rm Tm}), \tag{7.7}$$

здесь $Z = Z_{\text{Ho}}/Z_{\text{Tm}}$. В соответствии с вышеизложенным, $\beta_{\text{Ho}} = Z\beta_{\text{Tm}}$ при $\beta_{\text{Tm}} \rightarrow 0$ [260] и $\beta_{\text{Ho}} \approx \beta_{\text{Tm}}$ при $\beta_{\text{Tm}} \rightarrow 1$ [П19]. Вследствие того, что интенсивность люминесценции ионов гольмия и тулия пропорциональна заселенности метастабильных состояний β_{Ho} и β_{Tm}, их спектральные интенсивности в соотносятся как

$$\frac{\text{Spectral intensity of Ho-band}}{\text{Spectral intensity of Tm-band}} = \frac{const}{1 + (Z - 1)\beta_{\text{Tm}}} .$$
(7.8)

В качестве примера, на рисунке 7.1 представлены расчетные зависимости (7.5) и (7.7) для ионов тулия и гольмия в матрице KLuW, энергии штарковских подуровней для определения статсумм Z_{Tm} и Z_{Ho} приведены в табл.2.1.



Рисунок 7.1 – Зависимость $\beta_{\text{Ho}}(\beta_{\text{Tm}})$ представлена для двух температур, 300 °К и 350 °К, согласно (7.7). Прямая линия соответствует линейной зависимости $\beta_{\text{Ho}} = Z\beta_{\text{Tm}}$ из (7.5), серым пунктиром показан множитель (1+(Z-1) β_{Tm})⁻¹ из (7.7) и (7.8). На вставке изображена температурная зависимость отношения статсумм $Z_{\text{Ho}}/Z_{\text{Tm}}$.

Согласно данным рис. 7.1, заметное отклонение β_{Ho} от линейной зависимости $\beta_{\text{Ho}} = Z\beta_{\text{Tm}}$ наблюдается при инверсии ~ 20%, β_{Ho} ~ 0.2, в то время как для инверсии 30...40%, типичной для режимов непрерывной генерации ионов гольмия на переходе ${}^{5}\text{I}_{7} \rightarrow {}^{5}\text{I}_{8}$, см. рис. 2.8 и раздел 6.1, соответствующее отклонение достигает 50%. Следует также отметить, что зависимость $\beta_{\text{Ho}}(\beta_{\text{Tm}})$ достаточно быстро выходит на насыщение, поскольку $Z_{\text{Ho}}/Z_{\text{Tm}} >> 1$, см. вставку на рис. 7.1. Так, $\beta_{\text{Ho}} > 0.5$ при $\beta_{\text{Tm}} = 0.1$ для всех температур в интервале 300⁰ – 400⁰ К, и при дальнейшем увеличении β_{Tm} скорость роста β_{Ho} быстро падает.

Таким образом, соотношение (7.6) и эквивалентное ему (7.7) позволяет провести оптимизацию концентраций ионов гольмия и тулия при известной температуре кристалле для достижения, например, необходимой инверсии заселенностей гольмия и/или коэффициента усиления активной среды. Интересно отметить, что в соответствии с (7.6) и (7.7), инверсия заселенностей ионов гольмия не зависит от концентраций тулия и гольмия, если инверсия ионов тулия является заданной (фиксированной). Этот вывод справедлив в тех случаях, когда выполняются условия локального термодинамического равновесия, при этом концентрации ионов должны быть достаточно большими для обеспечения эффективного энергообмена.

В завершение теоретической части этого раздела проведем оценку заселенности метастабильного уровня ⁵I₇ ионов гольмия в зависимости от поглощенной мощности накачки Q. Для простоты рассмотрим стационарный режим в отсутствие лазерной генерации, тогда кинетические уравнения [93] переходят в балансное соотношение

$$\eta Q/\hbar\omega = N_{\rm Tm}\beta_{\rm Tm}/\tau_2 + N_{\rm Ho}\beta_{\rm Ho}/\tau_6, \tag{7.9}$$

где η – квантовый выход, соответствующий числу переходов на метастабильный уровень любого из ионов при поглощении одного кванта накачки с частотой ω , τ_2 и τ_6 –времена жизни соответствующих метастабильных состояний. Левая часть (7.9) соответствует скорости заселения уровней ${}^{3}F_{4}$ и ${}^{5}I_{7}$

под воздействием оптической накачки, которая в стационарном состоянии должна быть равна скорости их расселения согласно правой части (7.9). Подстановка (7.7) в (7.9) приводит к уравнению второго порядка относительно $N_{\rm Ho}\beta_{\rm Ho}$, которое легко решается стандартными методами [262]. В случае $\beta_{\rm Ho} << 1$ это решение упрощается до

$$N_{\rm Ho}\beta_{\rm Ho} \approx N_{\rm Ho}\tau_2 Zq/(N_{\rm Tm} + \tau_2 ZN_{\rm Ho}/\tau_6 + \tau_2 (Z-1)q),$$
здесь $q = \eta Q/\hbar\omega.$ (7.10)

В тех случаях, когда интенсивность накачки мала, а концентрация гольмия настолько велика, что второе слагаемое в числителе является доминирующим, получаем очевидное соотношение $N_{\rm Ho}\beta_{\rm Ho} \approx \tau_6 q$, т.е. энергия накачки преимущественно концентрируется в гольмиевой подсистеме, при этом метастабильный уровень тулия ³F₄ заселен незначительно. В противоположной ситуации, когда концентрация тулия велика по сравнению с гольмием, N_{Tm} >> $\tau_2 ZN_{\rm Ho}/\tau_6$, из (7.10) получаем соотношение $N_{\rm Ho}\beta_{\rm Ho} \approx N_{\rm Ho}\tau_2 Zq/N_{\rm Tm}$, из которого следует, что основная часть мощности накачки расходуется на поддержание инверсии заселенностей тулия, т.е. до гольмия доходит лишь ее небольшая часть. В соответствии с (7.10), при увеличении интенсивности накачки инверсия заселенностей гольмия имеет тенденцию к «выполаживанию», поэтому для эффективности энергопереноса сохранения концентрацию гольмия при значительных удельных мощностях накачки необходимо увеличивать. Этот вывод, в частности, подтвержден результатами исследований [263]. Отметим также, что при Z >> 1 уравнение (7.10) дает правильную асимптотику, $\beta_{\text{Ho}} \rightarrow 1$ при $q \to \infty$, в полном соответствии с исходным соотношением (7.7). В общем случае времена жизни т₂ и т₆ являются некоторыми эффективными значениями, характеризующими скорость расселения метастабильных уровней в условиях интенсивной накачки, в том числе при учете ап-конверсионных процессов [93].

Экспериментальная проверка модели локального термодинамического равновесия была проведена с помощью анализа спектров люминесценции кристалла 1%Ho:7%Tm:KYW при различной интенсивности накачки. Образец кристалла 1%Ho:7%Tm:KYW толщиной 3.2 мм с плоскополированными торцами без просветляющих покрытий был вырезан по оптической оси b, его накачка осуществлялась лазерным диодом с выходной мощностью до 1 Вт на длине волны 806 нм. Для уменьшения тепловых эффектов кристалл 1%Но:7%Тт:КҮШ был термостабилизирован при 300 °К, а излучение диода модулировалось прямоугольными импульсами тока со скважностью 50% (длительность импульса тока 23 мс, период повторения импульсов 47 мс). Спектры люминесценции, представленные на рис. 7.2, были измерены с МДР-204 ΦP-185, И фотосопротивления помощью монохроматора с отклонением отклика от линейной зависимости не более 5% [П19].



Рисунок 7.2 – Спектры люминесценции образца 1%Ho:7%Tm:KYW при изменении средней мощности диодной накачки от 80 до 565 мВт.

Анализ представленных на рис. 7.2 данных проводился в предположении, что штарковские подуровни тулия и гольмия в матрице КҮШ незначительно KLuW отличаются OT аналогичных величин В матрице вследствие изоструктурности этих кристаллов [43, 49]. Действительно, как следует из рис. 2.7 и 2.8, форма спектров люминесценции и положение максимумов в спектральных зависимостях сечений ненасыщенного усиления полностью совпадают для кристаллов KYW и KLuW, при этом отличие энергий штарковских подуровней в несколько см⁻¹ незначительно скажется на величине соответствующих статистических сумм. Таким образом, результаты расчетов, представленные на рис. 7.1, будут вполне приемлемы и для кристаллической матрицы КҮW.

Согласно спектрам люминесценции на рис. 2.5 и 2.7, спектральная полоса в интервале 1.65...1.85 мкм соответствует излучению ионов тулия на переходе ${}^{3}F_{4} \rightarrow {}^{3}H_{6}$, в то время как переходы ${}^{5}I_{7} \rightarrow {}^{5}I_{8}$ ионов гольмия закрывают интервал 1.95...2.1 мкм. На рис. 7.3 представлены относительные спектральные интенсивности ионов гольмия (нормированные на спектральную интенсивность ионов тулия) на длинах волн 1962 нм и 2056 нм вместе с их аппроксимациями в соответствии с уравнением (7.8). Как уже упоминалось выше, интенсивность люминесценции ионов тулия пропорциональна нормированной инверсии β_{тm}, и обе аппроксимации дают один и тот же коэффициент, $\beta_{Tm} = 3.73 \cdot 10^{-3}$ SI(1843) нм). Таким образом, при максимальной мощности накачки (565 мВт в среднем) $\beta_{Tm} = 1.1\%$ и поэтому $\beta_{Ho} = 28\%$, как это следует из уравнения (7.7) при Z(300°K) = 35, см. рис. 7.1. Такая оценка β_{Ho} представляется вполне правдоподобной для размеров пятна накачки 0.15×0.2 мм² [П19]. Действительно, инверсия β_{Ho} ~ 25% соответствует порогу генерации, см. [82, 83] и рис.2.8, и если пересчитать пороговую мощность накачки из [264] (50 мВт в пятне 23×46 мкм²) на область накачки в спектроскопических экспериментах [П19], см. рис. 7.2, то полученная величина P=1.4 Вт достаточно хорошо согласуется с пиковой мощностью накачки лазерного диода, 1.13 Вт.



Рисунок 7.3 – Относительные спектральные интенсивности люминесценции кристалла 1%Ho:7%Tm:KYW на длине волны 1962 и 2056 нм. Нижняя кривая (ромбы) показывает отношение этих интенсивностей, которая в пределах экспериментальной погрешности (~1%) не зависит от мощности накачки.

Интересно отметить, что расчет нормированной инверсии заселенностей по уравнению (7.10) дает величину $\beta_{Ho} = 0.53$, если в качестве τ_2 и τ_6 принять излучательные времена жизни метастабильных уровней ${}^{3}F_4$ и ${}^{5}I_7$, 1.5 мс и 5 мс. Завышенная оценка β_{Ho} приводит к выводу о том, что фактические времена жизни τ_2 и τ_6 могут быть значительно меньше вследствие ап-конверсионных процессов [93]. Прямым подтверждением этому является «выполаживание» интенсивностей люминесценции на рис. 7.2. Действительно, увеличение мощности накачки в 7 раз (от 80 до 565 мВт) приводит к увеличению люминесценции тулия только в 5 раз, а гольмия в 4 раза, что свидетельствует о значительном вкладе безызлучательных процессов в разгрузку уровней ${}^{3}F_4$ и ${}^{5}I_7$.

7.3 Основные особенности лазерной генерации в со-активированных кристаллах Ho:Tm:KReW

Начало систематического исследования параметров энергообмена, генерации и оптического усиления в со-активированных ионами тулия и гольмия лазерных кристаллах можно отнести на конец 80-х...начало 90-х годов коммерчески прошлого века, что совпало с появлением доступных полупроводниковых источников накачки – лазерных диодов с выходной мощностью свыше одного Ватта в спектральном диапазоне 800...810 нм. В работах этого периода [260, 265, 266, 267] были проведены успешные эксперименты по получению генерации в двухмикронном спектральном диапазоне при комнатной температуре активной среды Ho:Tm:YAG. Так, в [260] при мощности непрерывной диодной накачки 25 мВт на длине волны 785 нм была получена мощность генерации 2.5 мВт на длине волны 2097 нм, что соответствовало оптическому КПД 10% и дифференциальной эффективности около 15%.

Примерно такая же дифференциальная эффективность (17...19%) была достигнута в [265, 266], при мощности диодной накачки ~ 30 мВт выходная мощность излучения на длине волны 2.1 мкм не превышала нескольких мВт. В [267] выходная мощность была увеличена до 12.5 мВт в режиме генерации на одной продольной моде. По мере увеличения мощности диодной накачки возрастала и выходная мощность генерации гольмиевых активных сред, сенсибилизированных тулием. Так, в [268] выходная мощность в одночастотном 58 при дифференциальном режиме составила мВт КПД кристалла 0.8% Ho:6% Tm: YAG около 7%. Можно также отметить работу [269], в которой исследовалось влияние состава Ho:Tm:YAG керамик на эффективность и выходную мощность генерации на переходе ${}^{5}I_{7} \rightarrow {}^{5}I_{8}$. В частности, в этой работе получена мощность генерации свыше 1 Вт при дифференциальной эффективности около 17%, основные результаты генерационных экспериментов представлены на рис. 7.4.



Рисунок 7.4 – Параметры генерации керамических образцов Ho:Tm:YAG в режиме непрерывной диодной накачки на длине волны 785 нм, по данным [269].

Из представленных на рис. 7.4 данных следует, что выходная мощность генерации для всех исследованных образцов имеет тенденцию к выполаживанию при больших мощностях накачки, что обусловлено прежде всего значительным повышением температуры в зоне генерации. Вследствие этого ухудшается эффективность энергопереноса от тулия к гольмию в соответствии с (7.3), (7.7), а также увеличивается скорость ап-конверсионных процессов, что приводит к дополнительной разгрузке уровней ${}^{3}F_{4}$ и ${}^{5}I_{7}$ и падению эффективности генерации [93, 270, 271]. Также важно отметить, что пороги генерации для образцов с концентрацией тулия 3% фактически совпадают, что может являться следствием взаимокомпенсации уменьшения пороговой мощности при снижении концентрации гольмия до 0.3% и такого же уменьшения эффективности энергопереноса от тулия к гольмию по сравнению с концентрацией гольмия 0.5%, см. рис.7.4. В целом, оптимум по содержанию трехвалентных ионов тулия и гольмия оказывается достаточно узким, что обосновывает необходимость дополнительного уточнения параметров взаимодействия ионов тулия и гольмия в лазерных кристаллах, керамиках и стеклах.

Спектрально-генерационные характеристики со-активированных туллием и гольмием кристаллов двойных вольфраматов КҮШ и KLuW, были подробно исследованы в работах [264, 272, 273, 274, ПЗ0]. В частности, в [273] в режиме непрерывной накачки кристалла 0.5% Ho:5% Tm:KLuW была получена одновременная генерация на переходах ${}^{3}F_{4} \rightarrow {}^{3}H_{6}$ ионов тулия и ${}^{5}I_{7} \rightarrow {}^{5}I_{8}$ ионов гольмия, соответствующие генерационные характеристики и спектры генерации изображены на рис. 7.5.



Рисунок 7.5 – Спектрально – генерационные характеристики кристалла 0.5% Ho:5% Tm: KLuW в режиме непрерывной накачки при коэффициенте пропускания выходного зеркала $T_{OC} = 1.5\%$ (а) и $T_{OC} = 5\%$ (б) согласно [273].
Прежде всего, как и для рис. 7.4, необходимо отметить очевидную тенденцию к «выполаживанию» мощности генерации для ионов гольмия с длиной волны 2061 нм в отличие от аналогичной линейной зависимости для ионов тулия, длина волны 1937 нм. Данное обстоятельство свидетельствует о том, что основной причиной уменьшения эффективности энергопереноса является повышение температуры кристалла, см. (7.3), (7.7) и рис. 7.1, при этом влияние ап-конверсионных процессов на величину инверсии тулия незначительно, см. также комментарии к рис. 7.4.

Увеличение коэффициента пропускания выходного зеркала с 1.5% до 5% практически не меняет порог генерации и ее эффективность для ионов гольмия, в то время как для тулия выходная мощность возрастает практически втрое. Это обстоятельство, наряду со сравнительно низкой полной эффективностью генерации, менее 20%, позволяет высказать предположение о неравномерном распределении ионов тулия (и, возможно, гольмия) в лазерном кристалле. Действительно, если ионы, например, тулия образуют кластеры, то их взаимодействие с ионами гольмия будет происходить с существенно меньшей эффективностью по сравнению с однородным распределением, поскольку среднее расстояние между ионами тулия и гольмия возрастет. В этом случае степень однородности и, в общем случае, эффективность взаимодействия ионов можно оценивать по кинетике люминесценции на переходах ${}^{3}F_{4} \rightarrow {}^{3}H_{6}$ и ${}^{5}I_{7} \rightarrow$ ⁵I₈ при импульсной накачке в полосу поглощения ионов тулия ${}^{3}H_{6} \rightarrow {}^{3}H_{4}$, $\lambda \sim 0.8$ мкм. В результате взаимодействия ионов через некоторое время т_{Тт-но}, которое обусловлено скоростью энергообмена, интенсивность люминесценции тулия и гольмия будет изменяться по одинаковым зависимостям, как это показано, например, на рис. 7.6 для кристалла 0.4% Ho:5% Tm: KYW, см. [274, Fig. 3]. Согласно представленным данным, эффективность кросс-релаксации тулия достаточно велика (на уровне 90%, при этом время τ_{CR} хорошо соответствует табл. 2.2), при этом максимум люминесценции гольмия достигается через 150 мкс после максимума люминесценции тулия, т.е. скорость энергообмена оказывается достаточно высокой по сравнению с временами жизни метастабилей ${}^{3}F_{4}$ и ${}^{5}I_{7}$. Данное условие является одним из критериев справедливости модели локального термодинамического равновесия, которое прямо подтверждается экспериментальными данными на рис. 7.6(б).



Рисунок 7.6 – Кинетика люминесценции кристалла 0.4% Ho:5% Tm:KYW при импульсной накачке в полосу поглощения тулия на коротких (а) и длинных (б) промежутках времени согласно [274].

Действительно, начиная с времен t > 2 мс соотношение интенсивностей люминесценции гольмия и тулия в каждый момент времени равно 2.9. Поскольку концентрация тулия в 12.5 раз превышает концентрацию гольмия, то из (7.3), (7.5) или (7.7) следует оценка $Z = 12.5 \times 2.9 = 36.3$, что находится в очень хорошем соответствии с расчетной величиной Z = 35.0, см. рис. 7.1.

Значительный интерес представляет сопоставление фактических КПД генерации с максимально возможным при сенсибилизированном переносе энергии от тулия к гольмию в кристаллах KReW. Для оценки примем, что при накачке на уровень тулия ${}^{3}\text{H}_{6}$ доля кросс-релаксационных процессов будет равна 90%, тогда эффективность энергопереноса на уровень ${}^{3}\text{F}_{4}$ с учетом стоксовых потерь составит 80%. Поскольку оптимальное по эффективности генерации соотношение гольмия и тулия близко к 1/10 [264, 273, 274, П30], а Z(300 °K) = 35, то около 75% всей энергии будет сосредоточено в гольмиевой подсистеме ионов. С учетом дополнительных стоксовых потерь при переносе с

уровня ${}^{3}F_{4}$ на уровень ${}^{5}I_{7}$ оценка предельно возможного КПД составит $0.8 \times 0.75 \times 0.9 = 0.54$.

Близкий к этой величине КПД генерации $\eta = 44$ % был получен в работе [264], где кристалл 0.4% Но:5% Tm:КҮW был ориентирован под углом Брюстера таким образом, чтобы лазерный пучок распространялся в активной среде вдоль оси *b*, а направление *p*-поляризации совпадало с осью оптической индикатрисы $N_{\rm m}$. Накачка кристалла осуществлялась излучением титан-сапфирового лазера, размер пятна в фокусе был 23 мкм, т.е. в объеме кристалла пучок имел эллиптическую конфигурацию размером 23×46 кв.мкм. Максимальная мощность генерации была равна 0.46 Вт при 1.2 Вт поглощенной мощности, при этом слабая тенденция к выполаживанию генерационных зависимостей наблюдалась при мощности накачки свыше 0.9 Вт.

Интересно отметить, что кристалл того же состава, 0.4%Ho:5%Tm:KYW, но другого среза (Ng-срез со слабой положительной термолинзой) в микрочипконфигурации показал намного меньшую эффективность, на уровне 9% [274]. В данном случае порог генерации (0.8 Вт) составил примерно половину мощности накачки (максимально 1.7 Вт), поэтому уменьшение эффективности можно связать не только с другим типом резонатора, но и значительным разогревом кристалла в зоне генерации. Здесь также, как и в работе [264], генерационные зависимости имеют слабую тенденцию к выполаживанию при большой мощности накачки, свыше ~ 1.3 Вт, что может свидетельствовать об оптимальной концентрации ионов в лазерном кристалле, обеспечивающих эффективный энергоперенос при минимально возможной ап-конверсии [93,264].

Об эффективной генерации в со-активированных тулием и гольмием кристаллах KLuW и KYW сообщалось в работах [275, П30], в обоих случаях микрочип-конфигурация лазерного резонатора и концентрация ионов была одинаковой, 0.5% для Ho³⁺ и 5% для Tm³⁺. В качестве примера, на рис. 7.7 приведены генерационные характеристики кристалла 0.5%Ho:5%Tm:KLuW из [275], накачка осуществлялась диодной линейкой с волоконным выходом.



Рисунок 7.7 – Генерационные характеристики кристалла 0.5% Ho:5% Tm:KLuW в режиме непрерывной накачки для микрочип-конфигурации лазерного резонатора. (а) – толщина кристалла 2.86 мм, (б) – 1.50 мм.

Максимальная выходная мощность генерации на длине волны 2061 нм составила 451 мВт при дифференциальной эффективности 31%. Ровно такая же эффективность (31%) была получена в [ПЗ0] при несколько более высокой выходной мощности генерации, 480 мВт. В обоих случаях [275, ПЗ0] наблюдалось выполаживание выходной мощности при значительных интенсивностях накачки, Р > 1.7 Вт. Интересно отметить, что характер (крутизна) отклонения генерационных кривых от линейной аппроксимации начального участка существенно зависит коэффициента не только OT пропускания выходного зеркала Тос, но и от толщины кристалла. Данное обстоятельство подтверждает необходимость сквозной оптимизации не только состава кристалла, но и конфигурации лазерного резонатора, включая коэффициенты пропускания выходных зеркал.

В качестве примера на рис. 7.8 приведены генерационные характеристики кристаллов натрий-иттриевого вольфрамата с тулием и гольмием [276]. Согласно представленным данным, максимальная эффективность генерации кристалла 0.25%Ho:5%Tm:NaYW составляет 48%, что достаточно близко к предельной оценке 54%, представленной выше. По всей вероятности, КПД генерации ~ 50% является максимально достижимым для со-активированных кристаллов в области комнатных температур.



Рисунок 7.8 – Генерационные характеристики кристаллов Ho:Tm:NaYW в режиме непрерывной накачки титан-сапфировым лазером с длиной волны 795 нм из [276], (а, б) – 0.25% Ho:5% Tm:NaYW, (в, г) – 0.5% Ho:5% Tm:NaYW.

Значительное улучшение параметров генерации, в том числе выходной мощности, можно получить при охлаждении активной среды до криогенных температур. В этом случае отношение статсумм становится чрезвычайно большим, $Z(\sim 80 \text{ °K}) \sim 1000$, поэтому вся энергия концентрируется в гольмиевой подсистеме на метастабиле ⁵I₇, см. (7.7), т.е. инверсией тулия можно пренебречь.

Такой подход был реализован в работе [277], в которой было получено свыше 10 Вт непрерывной генерации на длине волны 2050 нм с помощью кристалла 0.5%Tm:5%Ho:GdVO₄, охлажденного до криогенных температур с помощью оптического азотного криостата. Дифференциальная эффективность генерации составила 50%, пространственное распределение пучка было очень близко к гауссовому, $M^2 = 1.04$. Аналогичные результаты были получены в [278], [279], где при криогенном охлаждении активных элементов 1.4% Ho:8% Tm:YLF и 0.4% Ho:6% Tm:LSO были получены мощности генерации 10 Вт (2051 нм) и 3 Вт (2070 нм), дифференциальный КПД составил около 35%. Вместе с тем, метод криогенного охлаждения активных элементов не получил широкого распространения из-за дополнительного усложнения конструкции излучателя и необходимости постоянного возобновления хладагента - жидкого азота.

Выводы к Главе 7 : При условии интенсивного энергообмена в соактивированных тулием и гольмием активных средах квази-равновесное распределение ионов по метастабильным состояниям ${}^{3}F_{4}$ и ${}^{5}I_{7}$ можно получить в рамках модели локального термодинамического равновесия, в которой заселенность всех уровней, кроме основных и метастабильных, предполагается пренебрежимо малой. Применяя к взаимодействующей системе ионов статистику Больцмана, можно определить заселенности метастабилей ${}^{3}F_{4}$ и ${}^{5}I_{7}$ в зависимости от общего числа ионов в возбужденном состоянии, энергий их штарковских подуровней и температуры активной среды.

В частности, согласно детальному термодинамическому расчету, число ионов гольмия в состоянии ${}^{5}I_{7}$ растет пропорционально числу ионов тулия ${}^{3}F_{4}$ только при малых уровнях возбуждения. При увеличении интенсивности относительного линейная пропорция нарушается в сторону накачки уменьшения заселенности метастабиля ⁵І₇ до тех пор, пока подавляющая часть метастабильные уровни. ионов не перейдет на Модель локального термодинамического равновесия получила достоверное экспериментальное подтверждение и может быть использована при оптимизации состава соактивированных активных элементов (кристаллов, керамик, стекол) ДЛЯ лазерных излучателей и оптических усилителей.

Значительный интерес к со-активированным лазерным средам обусловлен существенным упрощением схемы накачки ионов гольмия за счет прямой передачи энергии от ионов тулия, поскольку эффективность оптической накачки гольмиевых кристаллов в ближнем ИК-диапазоне сравнительно мала. В частности, использование со-активированных материалов позволяет отказаться от вспомогательных тулиевых лазеров, обеспечивающих инверсию заселенности и генерацию ионов гольмия на переходе ${}^{5}I_{7} \rightarrow {}^{5}I_{8}$, $\lambda \sim 2.1$ мкм.

Оптимизация состава со-активированных активных сред должна учитывать все основные механизмы энергообмена, к числу которых относятся прежде всего кросс-релаксация и ап-конверсия. Увеличение концентрации

222

скорость энергообмена тулия увеличивает В И гольмия системе взаимодействующих ионов и повышает заселенность метастабиля ³F₄ за счет кросс-релаксационной разгрузки уровня ³Н₄, см. раздел 2.3. С другой стороны, при увеличении концентрации ионов резко возрастает интенсивность апконверсионных процессов, что приводит к избыточному тепловыделению в области накачки и ухудшению параметров генерации – увеличению порога, уменьшению КПД и выходной мощности. В этом случае оптимизация связана с изучением «компромиссных» концентраций, предполагающих достаточно высокую эффективность преобразования энергии накачки в заселенность метастабиля ⁵I₇ с одной стороны, и минимизации скорости ап-конверсионных процессов Но-Но, Тт-Тт и Тт-Но, с другой стороны. Такая задача предполагает комплексный подход с учетом всех спектрально-кинетических параметров активной среды, как это было сделано в Главе 2, при этом использование модели локального термодинамического равновесия позволяет существенно упростить оценку оптимальных концентраций, поскольку относительные заселенности метастабилей можно рассчитать по известным штарковским подуровням и температуре кристалла и далее использовать их для оценки скоростей всех ап-конверсионных процессов. В целом, согласно экспериментальным данным, оптимальное содержание ионов тулия и гольмия близко к отношению 10:1, при этом концентрация тулия должна быть достаточно большой (3%...6%) для обеспечения эффективной кросс-релаксации.

Несмотря на то, что в ряде случаев эффективность генерации (35...45%) со-активированных тулием и гольмием кристаллов близка к предельной оценке (~55%), максимальная мощность генерации при комнатной температуре ограничена величиной ~ 1 Вт, что обусловлено значительным повышением температуры в активной зоне, приводящим к уменьшению эффективности переноса энергии от тулия к гольмию, увеличением скорости ап-конверсионных процессов (дополнительное тепловыделение!) и порогов генерации для квазитрехуровневой схемы генерации на переходе ${}^{5}I_{7} \rightarrow {}^{5}I_{8}$. Таким образом, со-

активированные активные среды с тулием и гольмием наиболее целесообразно использовать в компактных маломощных излучателях, предназначенных, например, для систем оптической связи, ИК-спектрометрии, лидаров, экологического мониторинга и малоинвазивной медицины – хирургии, офтальмологии, косметологии.

Значительно поднять выходную мощность и увеличить эффективность генерации можно при криогенном охлаждении со-активированных кристаллов, поскольку в области низких температур вся энергия накачки «вымораживается» гольмиевую подсистему, a скорости ап-конверсионных процессов В существенно замедляются. Такой подход позволил получить выходную мощность генерации до 10 Вт при дифференциальном КПД около 50%, что является рекордными параметрами для этого класса лазерных материалов. Вместе с тем, криогенное охлаждение не получило широкого практического распространения вследствие определенного усложнения конструкции излучателя, требующего использования высококачественного оптического криостата, а также постоянного восполнения хладагента – жидкого азота или гелия, что чрезвычайно затрудняет стабильную долговременную эксплуатацию лазерного излучателя.

По мере совершенствования качества лазерного материала и оптимизации его состава, улучшения параметров источников накачки и условий охлаждения активных элементов с использованием современных технологических решений (диски, слэбы) можно прогнозировать кратное увеличение выходной мощности генерации со-активированных кристаллов до уровня единиц Ватт. Дальнейшее увеличение выходной мощности ограничивается сильной температурной зависимостью эффективности энергопереноса, а также значительной скоростью ап-конверсионных процессов при взаимодействии Tm-Ho по сравнению с аналогичными взаимодействиями Tm-Tm и Ho-Ho. Таким образом, для получения большой выходной мощности (10 Вт и более) целесообразно использовать активные элементы с ионами одного типа, тулия или гольмия.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

B настояшей диссертационной работе представлены результаты комплексного исследования новых лазерных материалов для эффективных излучателей двухмикронного диапазона – моноклинных кристаллов двойных калий-редкоземельных вольфраматов, активированных трехвалентными ионами тулия и гольмия. Рассмотрены фундаментальные аспекты взаимодействия ионов с высокоинтенсивными световыми полями в лазерных резонаторах при квазитрехуровневой схеме генерации, систематизирован большой объем данных по кинетическим параметрам энергообмена, спектроскопии И определены оптимальный состав и геометрия активных элементов, обеспечивающие максимальную эффективность и выходную мощность генерации при заданных параметрах накачки. Научные результаты исследований, имеющие в основном приоритетный характер, являются базовым заделом и тесно взаимосвязаны с прикладными задачами по улучшению параметров генерации и расширению функциональных возможностей излучателей двухмикронного диапазона.

В ходе выполнения диссертационной работы были задействованы различные взаимодополняющие методы и методики исследования всех основных характеристик кристаллов двойных калий-редкоземельных вольфраматов, что в конечном итоге позволило получить ряд принципиально новых результатов, представляющих значительный научный и практический интерес. Применительно к научной составляющей, новизна результатов заключается в следующем :

- Проведена самосогласованная систематизация данных по спектроскопическим характеристикам и кинетическим параметрам энергообмена в кристаллах двойных калий-редкоземельных вольфраматов, активированных ионами тулия и гольмия. Комплексное описание основных процессов переноса энергии в системе взаимодействующих ионов, экспериментальное определение сечений переходов и расчет коэффициентов ненасыщенного усиления позволило оптимизировать состав и геометрию активных элементов для достижения

225

максимальной эффективности и мощности лазерной генерации. В частности, одним из преимуществ кристаллов Tm,Ho:KReW являются более высокие сечения переходов по сравнению, например, с распространенными кристаллами Tm,Ho:YAG или Tm,Ho:YLF, что позволяет уменьшить порог генерации и существенно сократить длительность световых импульсов в режиме модуляции добротности, вплоть до единиц наносекунд;

- Впервые проведены комплексные исследования эффекта «фотонной лавины» в калий-иттриевых кристаллах двойных И калий-иттербий-иттриевых вольфраматов, активированных тулием. Данный эффект основан на поглощении накачки из метастабильного состояния ${}^{3}F_{4}$ и переходом иона на уровень ${}^{3}H_{4}$. Если концентрация ионов тулия достаточно велика, уровень ³H₄ расселяется за счет энергообмена с другим ионом, находящимся в основном состоянии ³H₆, при этом на метастабиль ${}^{3}F_{4}$ переходят оба этих иона (кросс-релаксация). Таким образом, поглощение каждого кванта накачки увеличивает заселенность метастабильного уровня ³F₄ и при достаточно интенсивной накачке основная часть ионов перейдет на этот метастабиль. Измерения коэффициентов ненасыщенного усиления кристаллов в режиме «фотонной лавины» были проведены по оригинальной методике. Предложена аналитическая модель, описывающая основные особенности развития «фотонной лавины», на ее базе определены кинетические и спектроскопические параметры этого эффекта;

Экспериментально показано, что в результате образования «фотонной лавины» при накачке кристаллов импульсным излучением неодимовых лазеров (Nd:YAG в режиме свободной генерации, λ = 1064 нм) величина инверсии заселенностей тулия может достигать 70...80% при коэффициенте ненасыщенного усиления до 100 Дб/см в диапазоне 1.8-1.94 мкм. Последнее представляет значительный интерес для разработки оптических усилителей двухмикронного диапазона;

- Предложен и реализован новый метод измерения термических коэффициентов оптического пути (ТКОП), прямо связанных с оптической силой термоиндуцированной (термической) линзы. Метод основан на создании

поперечного температурного градиента в прямоугольном образце. Наличие градиента изменяет оптический путь луча внутри образца вследствие его расширения и изменения показателя преломления, что фактически эквивалентно появлению дополнительного клина, пропорционального величине температурного градиента. Таким образом, измерение отклонения луча при прохождении через неоднородно нагретый образец позволяет определить так называемый термический коэффициент оптического пути (ТКОП), по которому рассчитывается величина тепловой линзы при известном тепловыделении;

- Впервые определены спектральные зависимости ТКОП в интервале 400...2100 нм для кристаллов двойных калий-редкоземельных вольфраматов с различными концентрациями ионов-активаторов. На основании результатов измерений сделан вывод и получено экспериментальное подтверждение о наличии в кристаллах «атермальных» направлений с нулевым ТКОП, которые зависят от длины световой волны и ее поляризации. Так, для кристаллов 5%Tm:KLuW ATсрез находится в плоскости $N_{\rm m}$ - $N_{\rm g}$ и его нормаль составляет угол 68.5° с осью $N_{\rm g}$; - Проведен сравнительный анализ генерационных характеристик кристаллов двойных калий-редкоземельных вольфраматов с тулием для различных форм активных элементов - дисков, мини-слэбов и стержней. В зависимости от конфигурации, выходная мощность генерации в области комнатных температур составила от 5 до 17 Вт в спектральной области ~1.9 мкм, что вплоть до настоящего времени является мировым приоритетом для этого класса кристаллов. Также на уровне современных мировых достижений находятся полная оптическая эффективность генерации, от 35% до 45%, и величина удельного энергосъема для тулиевых дисковых лазеров, более 1 кВт/см²;

- Для дисковых элементов на основе композитных структур Tm:KLuW/KLuW обоснован и экспериментально подтвержден новый эффект уширения спектральной полосы генерации, обусловленный наличием внутренних напряжений в тонком активном слое, а также продемонстрирован лабораторный прототип излучателя с шириной спектра более 200 нм, от 1780 до 1990 нм.

- Детально исследован режим пассивной модуляции тулиевых слэб-лазеров с помощью насыщающихся поглотителей на основе кристаллов Cr²⁺:ZnSe, получены рекордно короткие для этого метода длительности импульсов (менее 10 нс), а также достигнута средняя выходная мощность лазерного излучения на уровне 3 Вт при частоте повторения импульсов до 10 кГц;

- Предложена и экспериментально подтверждена система кинетических уравнений, описывающая процесс формирования световых импульсов в режиме пассивной модуляции добротности, параметры которой содержат только спектроскопические характеристики активного элемента и насыщающегося поглотителя, плотность мощности накачки, длину резонатора и коэффициент пропускания выходного зеркала. Полученные результаты позволяют сделать вывод о том, что средняя мощность генерации кристаллов Tm:KLuW в режиме модуляции добротности может превышать 10 Вт при частоте повторения импульсов 20...50 кГц и спектральном диапазоне перестройки 1.85...1.95 мкм;

- В приближении локального термодинамического равновесия проведен расчет заселенности метастабильных уровней тулия и гольмия в со-допированных кристаллах при произвольных уровнях возбуждения. Получены новые экспериментальные результаты, уточняющие характеристики энергообмена, по данным спектроскопических измерений определены относительные заселенности ионов тулия и гольмия на метастабильных уровнях ${}^{3}F_{4}$, ${}^{5}I_{7}$. На этой основе были сформулированы критерии оптимизации состава кристаллов для непрерывных и импульсных лазерных излучателей двухмикронного диапазона на переходе ${}^{5}I_{7} \rightarrow {}^{5}I_{8}$ ионов гольмия;

- Для тулий-гольмиевых кристаллов оптимального состава 0.5%Ho:5%Tm:KYW при микрочип-конфигурации резонатора реализована дифференциальная эффективность генерации до 31%, при этом выходная мощность на длине волны 2056 нм составила 480 мВт - оба этих параметра находятся на уровне лучших мировых достижений;

228

- Впервые проведены комплексные исследования спектрально-генерационных и термооптических характеристик дисковых активных элементов Ho:KY(WO₄)₂ с накачкой волоконным тулиевым лазером, получена генерация на длинах волн 2073 нм и 2060 нм с рекордной дифференциальной эффективностью 66% и выходной мощностью 1.6 Вт;

- На дисковой эпитаксиальной структуре 3%Но:КҮШ/КҮШ, в режиме пассивной модуляции добротности лазерного резонатора полупроводниковым насыщающимся поглотителем SESAM, был получен стабильный режим импульсно-периодической генерации на длине волны 2056 нм с частотой 135 кГц, длительностью и энергией импульса 200 нс и 4 мкДж, соответственно. Сделан вывод о том, что оптимизация параметров SESAM даст возможность существенно увеличить энергию импульсов и сократить их длительность;

- Показана принципиальная возможность дальнейшего увеличения выходной мощности как дисковых, так и слэб-лазеров на кристаллах и композитах Ho,Tm:KReWдo 10...100 Вт, в зависимости от условий накачки и обеспечения необходимых температурных режимов активных элементов.

Все экспериментальные исследования выполнены на современной приборной базе, достоверность полученных данных основана на использовании научно обоснованных методик измерений И подтверждена полной взаимосогласованностью спектральных, кинетических И генерационных параметров лазерных кристаллов. Результаты исследований опубликованы в 30 статьях высокорейтинговых рецензируемых журналах и представлены на 16 международных конференциях в формате устных и стендовых докладов.

В ходе выполнения диссертационной работы был реализован ряд технических и технологических решений, представляющих несомненный научно-практический интерес, к числу которых относятся:

- Технология изготовления и оригинальная схема накачки миниатюрных слэбэлементов с объемом активной среды не более 1.5 мм³; - Технология синтеза композитных структур Ho,Tm:KRew/KReW с поперечным размером до 10×10 мм² и эффективностью генерации 50%...55%;

- Оригинальный метод металлизации диэлектрических материалов с улучшенной адгезией для пайки активных элементов на теплоотвод, защищенный патентом Российской Федерации № 2530073 от 12 августа 2014 г.

В целом, на основании всей совокупности полученных в диссертационной работе результатов, сделан вывод о перспективности использования кристаллов двойных калий-редкоземельных вольфраматов, активированных тулием и гольмием, для разработки малогабаритных специализированных источников лазерного излучения с выходной мощностью до 100 Вт, обеспечивающих непрерывный и импульсно-периодический режим генерации с высокой пиковой интенсивностью световых импульсов в спектральном диапазоне 1.8-2.1 мкм.

Благодарности :

Автор выражает свою глубокую признательность научному руководителю ИЛФ СО РАН академику Багаеву Сергею Николаевичу за неустанное внимание ко всем работам по тематике диссертации и их поддержку в научном, техническом и организационном плане. Искренне благодарен своим коллегам и соавторам – к.ф.-м.н. Ведину Ивану Александровичу и к.ф.-м.н. Курбатову Петру Федоровичу за неоценимую помощь в проведении экспериментальных исследований, обсуждении результатов и постановке новых задач. Особую признательность выражаю к.т.н. Павлюку Анатолию Алексеевичу за синтез крупногабаритных структурно-совершенных кристаллов двойных калийредкоземельных вольфраматов, на которых были получены все экспериментальные результаты диссертации. Отдельно хочу отметить работу технических специалистов ИЛФ СО РАН Андросова Геннадия Николаевича, к.ф.-м.н. Бельтюгова Владимира Николаевича, Эрга Геннадия Владимировича, Ковалева Сергея Ивановича, обеспечивших оптическую обработку кристаллов и напыление диэлектрических покрытий, а также помощь и поддержку ООО «Кристаллы Сибири» в лице к.т.н. Юркина Александра Михайловича.

СПИСОК ЦИТИРУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Maiman T.H. Stimulated optical radiation in ruby // Nature, 1960, vol.187 (4736), pp.493–494

2. Лазерные технологии обработки материалов: современные проблемы фундаментальных исследований и прикладных разработок / под ред. В. Я. Панченко. – М., 2009. – 664 с.

3. Александров М.Т., Лазерная клиническая биофотометрия (теория, эксперимент, практика) / М. Т. Александров. – М., 2008. – 584 с.

4. Демтредер В., Лазерная спектроскопия. – М.: Наука, 1985. – 608 с.

5. Maini A.K. Lasers and Optoelectronics: Fundamentals, Devices and Applications. John Wiley and Sons Ltd., London: Delhi, 2013.

6. Peng Q., Juzeniene A., Chen J., Svaasand L., Warloe T., Lasers in medicine // Reports on Progress in Physics, 2008, V. 71, No.5, 056701

7. Stupl J. and Neuneck G. Assessment of Long Range Laser Weapon Engagements : The Case of the Airborne Laser // Science and Global Security, 2010, Vol.18, pp.1-60.

8. Межерис Р. Лазерное дистанционное зондирование: Пер. с англ. / Р. Межерис. М.: Мир, 1987. - 550 с.

9. Рубаненко Ю.В. Военные лазеры России / Ю.В. Рубаненко. М.: Издательский дом «Столичная энциклопедия», 2013 – 390 с.

10. Жаров В.П., Летохов В.С. Лазерная оптико-акустическая спектроскопия. – М.: Наука, 1984. – 320 с.

11. Каминский А.А., Клевцов П.В., Ли Л., Павлюк А.А. Стимулированное излучение кристаллов KY(WO₄)₂: Nd³⁺// Квантовая электроника, 1971, т.8, стр. 113-116

12. Каминский А.А., Клевцов П.В., Ли Л., Павлюк А.А. Спектроскопические и генерационные исследования нового лазерного кристалла KY(WO₄)₂ – Nd³⁺// Известия АН СССР, серия Неорганические материалы, 1972, т.8, стр. 2153-2163

13. Каминский А.А., Клевцов П.В., Багдасаров Х.С., Майер А.А., Павлюк А.А., Петросян А.Г., Провоторов М.В. Новые кристаллические ОКГ непрерывного действия // Письма в ЖЭТФ, 1972, т.16, вып. 10, стр. 548-551

14. Каминский А.А., Павлюк А.А., Клевцов П.В., Балашов И.Ф., Беренберг В.А., Саркисов С.Э., Федоров В.А., Петров М.Г., Любченко В.В. Стимулированное излучение моноклинных кристаллов KY(WO₄)₂ и KGd(WO₄)₂ с Ln³⁺ ионами // Неорганические материалы, 1977, т.13, стр. 582-583

15. Каминский А.А., Федоров В.А., Петросян А.Г., Павлюк А.А., Боом И., Рейхе П., Шульце Д. Особенности стимулированного излучения ионов Ho³⁺ в кислородосодержащих кристаллах при низких температурах // Неорганические материалы, 1979, т.15, стр. 1494-1495

16. Каминский А.А., Павлюк А.А., Агамалян Н.Р., Бобович Л.И., Лукин А.В., Любченко В.В. Стимулированное излучение кристаллов KY(WO₄)₂ – Er³⁺ при комнатной температуре // Неорганические материалы, 1979, т.15, стр. 1496-1497

17. Каминский А.А., Павлюк А.А., Агамалян Н.Р., Саркисов С.Э., Бобович Л.И., Лукин А.В., Любченко В.В. Стимулированное излучение ионов Nd³⁺ и Ho³⁺ в моноклинных кристаллах KLu(WO₄)₂ при комнатных температурах // Неорганические материалы, 1979, т.15, стр. 2092

Каминский А.А., Петросян А.Г., Федоров В.А., Саркисов С.Э., Рябченков В.В., Павлюк А.А., Любченко В.В., Мочалов И.В. Двухмикронное стимулированное излучение кристаллов с ионами Но³⁺ на основном переходе ⁵I₇ - ⁵I₈ // Доклады Академии наук СССР, 1981, т. 260, стр. 64-67

19. Каминский А.А., Саркисов С.Э., Павлюк А.А., Любченко В.В. Анизотропия люминесцентных свойств лазерных кристаллов KGd(WO₄)₂ и KY(WO₄)₂ с ионами Nd³⁺// Неорганические материалы, 1980, т.16, стр. 720-728

20. Каминский А.А., Нишиока Х., Кубота Ю., Уеда К., Такума Х., Багаев С.Н., Павлюк А.А. Новые проявления нелинейно-оптических взаимодействий в лазерных кристаллах КҮ(WO₄)₂ и KGd(WO₄)₂ // Доклады АН, 1996, том 346, с.33-36.

21. Kaminskii A.A., Li L., Butashin A.V., Mironov V.S., Pavlyuk A.A., Bagayev S.N., Ueda Ken-ichi. New Stimulated Emission Channels of Pr^{3+} and Tm^{3+} Ions in Monoclinic KR(WO₄)₂ Type Crystals with Ordered Structure (R = Y and Gd) // Jpn.J.Appl.Phys., 1997, Vol.36, pp. L 107 - L 109

22. Мезенов А. В., Соме Л, Н., Степанов А. И. Термооптика твердотельных лазеров — Л. Машиностроение, Ленингр. отделение, 1986. — 199 с, ил.

23. Kaminskii A.A., Hommerich U., Temple D., Seo J.T., Ueda K.-I., Bagayev S.N., Pavlyuk A.A.Visible Laser Action of Dy³⁺Ions in monoclinic KY(WO₄)₂ and KGd(WO₄)₂ Crystals under Xe-Flashlamp Pumping // Jpn. J. Appl. Phys., 2000, Vol.39, pp. L208 - L211.

24. Koechner W. Thermo-Optic Effects and Heat Removal Solid-State Laser Engineering, Springer-Verlag New York 2006, pp. 393-451

25. Kaminskii A.A., Gruber J.B., Bagaev S.N., Ueda Ken-ichi, Hömmerich U., Seo J. T., Temple D., Zandi B., Kornienko A.A., Dunina E.B., Pavlyuk A.A., Klevtsova R.F., Kuznetsov F.A. Optical spectroscopy and visible stimulated emission of Dy³⁺

ions in monoclinic α - KY (WO₄)₂ and α - KGd (WO₄)₂ crystals // Physical Review B, 2002, vol. 65, pp. 125108

26. Prod'homme L., A new approach to the thermal change in the refractive index of glasses // Phys. Chem. of Glasses vol.1, pp. 119-122 (1960)

27. Mateos X., Petrov V., Liu J., Pujol M. C., Griebner U., Aguilo M., Diaz F., Galan M., Viera G. Efficient 2- μ m Continuous-Wave Laser Oscillation of Tm³⁺:KLu(WO₄)₂ // IEEE J. Quantum Electron., 2006, vol. 42, 1008-1015

28. Tsay Y.-F., Bendow B., and Mitra S. Theory of the Temperature Derivative of the Refractive Index in Transparent Crystals // Phys. Rev. B vol.8, iss.6, pp. 2688 – 2697 (1973)

29. Houston T. W., Johnson L. F., Kisliuk P., and Walsh D. J. Temperature Dependence of the Refractive Index of Optical Maser Crystals // Journal of the Optical Society of America Vol. 53, Iss. 11, pp. 1286-1291 (1963)

30. Lowndes R. P. and Martin D. H. Dielectric Constants of Ionic Crystals and their Variations with Temperature and Pressure // Proc. Roy. Soc. Lond. A, Vol.316, No.1526, pp. 351-375 (1970)

31. M. Born, E. Wolf, Principles of Optics (Pergamon Press, Oxford, 1993)

32. S. Biswal, S.P. O'Connor, S.R. Bowman, Thermo-optical parameters measured in ytterbium-doped potassium gadolinium tungstate // Appl. Opt. vol. 44, iss. 15, pp. 3093-3097 (2005)

33. Zhou M., Wang X., Tan J., Feasibility analysis of radiation balanced laser," Opt. Commun. 282, 1841–1846 (2009)

34. Filippov V.V. and Bodnar I.T. Thermo-optical parameters and dispersion of pure and Yb^{3+} -doped KY(WO₄)₂ laser crystals // Applied Optics, Vol. 46, Iss. 27, pp. 6843-6846 (2007)

35. Dashkevich V.I., Orlovich V.A. Raman laser based on a $KGd(WO_4)_2$ crystal: generation of stokes components in the 1.7–1.8 μ m range // Journal of Applied Spectroscopy, 2013, vol. 79, pp. 975-981

36. Dashkevich V.I., Bagayev S.N., Orlovich V.A., Bui A.A., Loiko P.A., Yumashev K.V., Kuleshov N.V., Vatnik S.M., Pavlyuk A.A. Quasi-continuous wave and continuous wave laser operation of Eu:KGd(WO₄)₂ crystal on a ${}^{5}D_{0} \rightarrow {}^{7}F_{4}$ transition // Laser Physics Letters, 2015, vol. 12, 015006 (5pp)

37. Мазур М. М., Великовский Д. Ю., Кузнецов Ф. А., Мазур Л. И., Павлюк А. А., Пожар В. Э., Пустовойт В. И. Упругие и фотоупругие свойства монокристалла KGd(WO₄)₂ // Акустический журнал, 2012, т. 58, 701-709

38. Velikovskii D.Yu., Mazur M.M., Pavlyuk A.A., Pozhar V. E., Solodovnikov S. F., Yudanova L. I. Investigation of the $KLu(WO_4)_2$ Crystal As an Acousto-Optic Material // Physics of Wave Phenomena, 2015, vol. 23, pp. 58-62

39. Вонсовский С.В., Грум-Гржимайло С.В., Черепанов В.И., Мень А.Н., Свиридов Д.Т., Смирнов Ю.Ф., Никифоров А.Е. Теория кристаллического поля и оптические спектры примесных ионов с незаполненной *d*-оболочкой. М., «Наука», 1969.

40. П.В.Клевцов, Р.Ф. Клевцова // Полиморфизм двойных молибдатов и вольфраматов одно- и трех валентных металлов состава М⁺R³⁺(ЭО₄)₂ // - Журнал структурной химии, т.18, № 3, стр. 419-437 (1977).

41. Pavlyuk A.A., Vasiliev Ya.V., Kharchenko L.Yu., Kuznetsov F.A. // Low thermal gradient technique and method for large oxide crystals growth from melt and flux // - Proceeding of APSAM- 92, published in Japan, 1993, pp.164-171.

42. Борисов С.В., Клевцова Р.Ф. Кристаллическая структура КҮ(W04)2 // Кристаллография. 1968. - Т. 13, № 3. - С. 517-519.

43. Petrov V., Pujol M.-C., Mateos X., Silvestre O., Rivier S., Aguil ' o M., Sol' e R.-M., Liu J., Griebner U., and D' 1az F. Growth and properties of KLu(WO4)2, and novel ytterbium and thulium lasers based on this monoclinic crystalline host // Laser & Photon. Rev. 1, No. 2, 179–212 (2007)

44. Kaminskii A.A., Gruber J.B., Bagaev S.N., Ueda K.-I., Hömmerich U., Seo J.T., Temple D., Zandi B., Kornienko A.A., Dunina E.B., Pavlyuk A.A., Klevtsova R.F., and Kuznetsov F.A., Optical spectroscopy and visible stimulated emission of Dy^{3+} ions in monoclinic α -KY(WO4)2 and α -KGd(WO4)2 crystals Phys. Rev. B vol.65, 125108, pp.1-29 (2002)

45. Pujol M.C., Mateos X., Aznar A., Solans X., Surinach S., Massons J., Diaz F., and Aguilo M., Structural redermination, thermal expansion and refractive indices of KLu(WO4)2 // J. Appl. Cryst. 39, 230–236 (2006)

46. Silvestre O., Pujol M.C., Rico M., Guell F., Aguilo M., and Diaz F., Thulium doped monoclinic KLu(WO4)2 single crystals: growth and spectroscopy // Appl. Phys. B, 87, 707-716 (2007)

47. Kovács L., Borowiec M.T., Majchrowski A., Baraldi A., and Capelletti R. FTIR absorption study of hydroxyl ions in KHo(WO4)2 single crystals // Cryst. Res. Technol. 40, No. 4/5, 444 – 448 (2005)

48. Silvestre Ò., Grau J, Pujol M.-C., Massons J., Aguiló M., Díaz F., Borowiec M. T., Szewczyk A., Gutowska M. U., Massot M., Salazar A., and Petrov V., Thermal properties of monoclinic KLu(WO4)2 as a promising solid state laser host // Optics Express // Vol. 16, No. 7, 5022-5034 (2008)

49. Pujol M.-C., Mateos X., Solé R., Massons J., Gavaldà Jna., Díaz F., and Aguilo M., Linear thermal expansion tensor in KRE(WO4)2 (RE = Gd, Y, Er, Yb) monoclinic crystals // Mater. Sci. Forum 378–381, 710–715 (2001).

50. Aggarwal R. L., Ripin D. J., Ochoa J. R., and Fan T. Y., Measurement of thermooptic properties of \Y3A15O12, Lu3A15O12, YAIO3, LiYF4, LiLuF4, BaY2F8, KGd(WO4)2, and KY(WO4)2 laser crystals in the 80–300 K temperature range,// J. Appl. Phys. 98, 103514-1-14 (2005).

51. Zhang J., Wang K., Wang J., Zhang H., Wang W. Yu, X., Wang Z., Lu Q., and Ba M., Anisotropic thermal properties of monoclinic Yb:KLu(WO4)2 crystals," Appl. Phys. Lett. 87, 061104-1-3 (2005).

52. Mochalov I. V. Laser and nonlinear properties of the potassium gadolinium tungstate laser crystal KGd(WO4)2:Nd3+-(KGW:Nd) // Opt. Eng. 36, 1660-1669 (1997).

53. Мочалов И.В. Нелинейная оптика лазерного кристалла калий-гадолиниевого вольфрамата активированного неодимом KGd(WO4)2:Nd3+ // Оптический журнал, № 11, с. 4-15 (1995).

54. Каминский А.А., Константинова А.Ф., Буташин А.В. и Павлюк А.А. Оптические и нелинейные лазерные свойства $\chi^{(3)}$ –активных моноклинных кристаллов а-КҮ (WO₄)₂ Кристаллография, т.46, вып.4 стр. 665-672 (2001)

55. Войцеховский В.Н., Любимов А.В., Михайлов А.В., Мочалов И.В., Павлюк А.А., Якобсон В.Э., Ясюнас К. Вынужденное комбинационное рассеяние пикосекундных световых импульсов в кристаллах KGd(WO4)2 и Ba(NO3)2. – Оптика и спектроскопия 1988, т. 64, № 3, с. 521-524.

56. Андрюнас К., Барила А., Вищакас Ю.К., Мочалов И.В., Петровский Г.Т., Сырус В. Временные характеристики пикосекундных импульсов при ВКРсамопреобразовании лазерного излучения // Оптика и спектроскопия, 1988, т. 64, № 2, с. 397-401.

57. Kaminskii A.A., Ueda K., Eichler H.J., Findeisen J., Bagayev S. N., Kuznetsov F. A., Pavlyuk A. A., Boulon G., and Bourgeois F. Monoclinic tungstates KDy(WO4)2 and KLu(WO4)2 - new active crystals for laser Raman shifters // Jpn. J. Appl. Phys., vol. 37, pp. L923–L926 (1998)

58. Mocalik L., Hanuza J., Kaminskii A.A., Polarized Raman spectra of the oriented NaY(WO₄)₂ and KY(WO₄)₂ single crystals // J. Mol. Struct. Vol.555, No.1-3, pp.289-297 (2000)

59. Jakutis-Neto J., Lin J., Wetter N. U., and Pask H. Continuous-wave watt-level Nd:YLF/KGW Raman laser operating at near-IR, yellow and lime-green wavelengths // Optics Express Vol. 20, No. 9, pp. 9841-9850 (2012)

60. Demidovich A. A., Grabtchikov A. S., Lisinetskii V. A., Burakevich V. N., Orlovich V. A., and Kiefer W., Continuous-wave Raman generation in a diodepumped Nd3+:KGd(WO4)2 laser // Opt. Lett. 30(13), 1701–1703 (2005)

61. Lisinetskii V. A., Grabtchikov A. S., Demidovich A. A., Burakevich V. N., Orlovich V. A., and Titov A. N. Nd:KGW/KGW crystal: efficient medium for continuous-wave intracavity Raman generation // Appl. Phys. B: Lasers Opt. 88(4), 499–501 (2007)

62. Pask H.M. The design and operation of solid-state Raman lasers // Progress in Quantum Electronics vol. 27, No.1, p. 3-56 (2003)

63. Bai Y., Chen X. M., Guo J. X., Zhang H. L., Bai J. T. and Ren Z. Y. Kilohertz high power extracavity KGW yellow raman lasers based on pulse LD side-pumped ceramic Nd: YAG // Laser Physics, vol. 22, p. 535–539 (2012)

64. Kananovich A., Demidovich A., Danailov M., Grabtchikov A. and Orlovich V. All-solid-state quasi-CW yellow laser with intracavity self-Raman conversion and sum frequency generation // Laser Physics Letters, Volume 7, p. 573-578 (2010)

65. Мазур М.М., Кузнецов Ф.А., Мазур Л.И., Павлюк А.А., Пустовойт В.И. Упругие и фотоупругие свойства монокристаллов КУ(WO4)2 // Неорганические материалы, Т. 48, № 1. С. 74–80 (2012)

66. Ярив А., Юх П. Оптические волны в кристаллах. Пер. с англ. М.: Мир, 1987.

67. Zhao H., Dai S., Zhu S., Yin H., Li Z., and Chen Z. Multifunctional Optical Crystals for All-Solid-State Raman Lasers // Crystals, vol.11, 114-131 (2021)

68. Клевцов П.В., Козеева Л.П., Харченко Л.Л. и Павлюк А.А. Полиморфизм КҮ(WO4)2 и изоструктурных калий-редкоземельных вольфраматов // Кристаллография, т. 19, с. 342-346 (1974)

69. Клевцов П.В., Клевцова Р.Ф. Полиморфизм двойных молибдатов и вольфраматов одно- и трехвалентных металлов состава М⁺R³⁺(EO4)2 // Журнал структурной химии т. 18, с. 419-439 (1977)

70. Zhang J., Wang K., Wang J., Zhang H., Yu W., Wang X., Wang Z., Lu Q., Ba M., Ran D.G., Ling Z.C., and Xia H.R., Anisotropic thermal properties of monoclinic Yb:KLu(WO) crystals, Appl. Phys. Lett. 87, 061104-1-3 (2005).

71. Petrov V., Rivier S., Griebner U., Liu J., Mateos X., Aznar A., Sole R., Aguilo M., and Diaz F., Epitaxially grown Yb:KLu(WO) composites for continuous-wave and

mode-locked lasers in the 1 μm spectral range // J. Non-Cryst. Sol. Vol. 352, 2367–2370 (2006)

72. Вальхаузен К., Введение в теорию поля лигандов, М., «Мир», 1964.

73. Каминский А.А., Лазерные кристаллы, М., «Наука», 1975 г.

74. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М., Теоретическая физика. Квантовая механика (нерелятивистская теория) М.: Наука, Гл. ред. физ.-мат. лит., 1989

75. Феофилов И.П. Поглощение и люминесценция двухвалентных ионов редких земель в кристаллах искусственного и природного флюорита // Оптика и спектроскопия, т.1, стр. 992-999 (1956)

76. Dieke G.H., Crosswhite H.M. The spectra of the doubly and triply ionized rare earths // Appl. Optics, Vol.2, pp. 675-686 (1963)

77. Nash K.L., Dennis R.C., Ray N.J., Gruber J.B., and Sardar D.K., Absorption intensities, emission cross sections, and crystal field analysis of selected intermanifold transitions of Ho^{3+} in Ho^{3+} :Y₂O₃ nanocrystals // Journal of Applied Physics 106, 063117 (2009)

78. Brown E., Fleischmana Z.D., Merkle L.D., Burger A., Payne S.A., and Dubinskii M., Optical Spectroscopy of Holmium doped K2LaCl5 // Journal of Luminescence, Vol. 196, Iss.4, pp. 221-226 (2017)

79. Pujol M.-C., Cascales C., Aguil'o M. and D'1az F., Crystal growth, crystal field evaluation and spectroscopy for thulium in monoclinic KGd(WO4)2 an KLu(WO4)2 laser crystals // J. Phys.: Condens. Matter Vol. 20, 345219 (2008)

80. Kaminskii A.A. Stimulated emission spectroscopy : A review // Opto-Electronics, Vol.3, iss.1, pp. 19-35

81. Каминский А.А., Исследование спектроскопических характеристик в экспериментах по стимулированному излучению – В сб. «Спектроскопия кристаллов», Л. «Наука», 1973, стр. 70-93

82. Jambunathan V., Mateos X., Loiko P. A., Serres J. M., Griebner U., Petrov V., Yumashev K. V., Aguiló M., and Díaz F., "Growth, spectroscopy and laser operation of Ho:KY(WO₄)₂" J. Lumin. Vol.179, Iss.1, pp. 50–58 (2016)

83. Jambunathan V., Mateos X., Pujol M.-C., Carvajal J.J., Zaldo C., Griebner U., Petrov V., Aguiló M. and Díaz F., Crystal growth, optical spectroscopy and continuous wave laser operation of Ho:KLu(WO4)2 crystals // Applied Physics B, v. 116, pp. 455–466 (2014)

84. Jambunathan V., www.tdx.cat/bitstream/10803/34762/1/Thesis.pdf (2011)

85. McCumber D.E., Theory of Phonon-Terminated Optical Masers // Phys. Rev. 134, A299 (1964)

86. Охримчук А. Г., Бутвина Л. Н., Дианов Е. М., Личкова Н. В., Загороднев В. Н., Шестаков А. В., Новый лазерный переход в кристалле RbPb₂Cl₅:Pr³⁺ в диапазоне длин волн 2.3 – 2.5 мкм // Квантовая электроника, т.36, №1, стр. 41-44 (2008)

87. Fowler W. B. and Dexter D. L., Relation between absorption and emission probabilities in luminescent centers in ionic solids // Phys. Rev. 128 (5), 2154 (1962)

88. McCumber D.E., Einstein relations connecting broadband emission and absorption spectra // Phys. Rev. 136 (4A), A954 (1964)

89. Payne S. A., Chase L. L., Smith L. K., et al., "Infrared cross-section measurements for crystals doped with Er^{3+} , Tm^{3+} , and Ho^{3+} " IEEE J. Quant. Electron., Vol.28, Iss.11, pp.2619–2630 (1992).

90. Yasyukevich A.S., Shcherbitskii V.G., Kisel' V. E., Mandrik A.V., and Kuleshov N.V., Integral Method of Reciprocity in the Spectroscopy of Laser Crystals with Impurity Centers // Journal of Applied Spectroscopy, Vol. 71, No. 2, pp. 202-208 (2004)

91. Demidovich A.A., Kuzmin A.N., Nikeenko N.K., Mond M., Kueck S., Optical characterization of Yb,Tm:KYW crystal concerning laser application // J. Alloys Compd. Vol. 341, No. 1-2, pp.124-129 (2002). Batay L., Demidovich A., Kuzmin A., Troshin A., Mond M., Kueck S., Efficient tunable laser operation of diode- pumped Yb,Tm:KY(WO₄)₂ around 1.9 μm . *Appl Phys B* **75**, 457–461 (2002)

92. Troshin A.E., Kisel V.E., Yasukevich A.S., Kuleshov N.V., Pavlyuk A.A., Dunina E.B. and Kornienko A.A., Spectroscopy and laser properties of Tm³⁺:KY(WO₄)₂ crystal // Applied Physics B, Vol. 86, pp. 287–292 (2007)

93. Rustad G., Stenersen K., Modeling of laser-pumped Tm and Ho lasers accounting for upconversion and ground-state depletion // IEEE J. Quantum Electron., vol. 32, 1645-1656 (1996)

94. Антипенко Б. М., Воронин С. П., Майборода В. Ф., Привалова Т. А., Влияние суммирования возбуждений на эффективность генерации сенсибилизированных сред // Квантовая электроника, том 13, вып.5, стр. 980–988 (1986)

95. Fan T. Y. and Byer R., Modeling and CW operation of a quasi-three level 946 nm Nd:YAG laser // IEEE J. Quantum Electron., vol. 23, pp.605-612 (1987)

96. Duan X., Chen G., Qian C., Shen Y., Dou R., Zhang Q., Li L., and Dai T., Resonantly pumped high efficiency Ho:GdTaO₄ laser // Optics Express, vol. 27, iss. 13, pp.18273-18281 (2019)

97. Budni P. A., Ibach C. R., Setzler S. D., Gustafson E. J., Castro R. T., and Chicklis E. P., 50-mJ, Q-switched, 2.09-microm holmium laser resonantly pumped by a diode-pumped 1.9-microm thulium laser // Opt. Lett. Vol. 28, No.12, 1016–1018 (2003).

98. Loiko P., Serres J. M., Mateos X., Yumashev K., Kuleshov N., Petrov V., Griebner U., Aguiló M., and Díaz F., In-band-pumped Ho:KLu(WO₄)₂ microchip laser with 84% slope efficiency // Opt. Lett. Vol.40, No.3, 344–347 (2015).

99. Sudesh V. and Asai K., Spectroscopic and diode-pumped-laser properties of Tm:Ho:YLF, Tm:Ho:LuLF and Tm:Ho:LuAG crystals : a comparative study // Journal of the Optical Society of America B Vol. 20, Issue 9, pp. 1829-1837 (2003)

100. Walsh B.M., Review of Tm and Ho materials : spectroscopy and lasers // Laser Physics vol. 19, iss.4, pp. 855-866 (2009)

101. Petrin R.R., Jani M.G., Powell R.C., Kokta M., Spectral dynamics of laserpumped Y₃Al₅O₁₂:Tm,Ho lasers // Optical Materials Vol. 1, Iss. 2, pp. 111-124 (1992)

102. Brand T., Compact 170-W continuous-wave diode-pumped Nd:YAG rod laser with a cusp-shaped reflector // Optics Letters Vol. 20, No. 17, pp.1776-1778 (1995)

103. Tränkle G., High Power Laser Diodes: Improvements in Power, Efficiency, and Brilliance // Proc. SPIE 10900, High-Power Diode Laser Technology XVII, 1090002 (2019)

104. Scheps R., Upconversion laser progress // Prog. Quant. Electr. Vol. 20. No. 4 pp. 271-358 (1996)

105. Taira T., Tulloch W.M., and Byer R.L., Modeling of quasi-three-level lasers and operation of cw Yb:YAG lasers // Appl. Opt. Vol.36, Iss. 9, 1867-1874 (1997)

106. Risk W. P., Modeling of longitudinally pumped solid-state lasers exhibiting reabsorption losses // J. Opt. Soc. Am. B, Vol.5, Iss.7, 1412-1423 (1995)

107. Sandner K. and Ritsch H., Upconversion lasing, heat transfer and stimulated cooling in solids // Proc. SPIE 9000, Laser Refrigeration of Solids VII, 90000N (19 February 2014); https://doi.org/10.1117/12.2058535

108. Schweizer T., Jensen T., Heumann E., Huber G., Spectroscopic properties and diode pumped 1.6 mkm laser performance in Yb-codoped Er : $Y_3A1_5O_{12}$ and Er : Y_2SiO_5 // Opt. Commun. Vol. 118, pp. 557-561 (1995)

109. Denker B., Galagan B., Ivleva L., Osiko V., Sverchkov S., Voronina I., Hellstrom J.E., Karlsson G., Laurell F., Luminescent and laser properties of Yb–Er:GdCa₄O(BO₃)₃ : a new crystal for eye-safe 1.5- μ m lasers // Appl. Phys. B 79, pp.577–581 (2004)

110. Karlsson G., Laurell F., J. Tellefsen, Denker B., Galagan B., Osiko V., Sverchkov S., Development and characterization of Yb-Er laser glass for high average power laser diode pumping // Appl. Phys. B 75, pp. 41–46 (2002)

111. Lenth W. and Macfarlane R.M., Excitation mechanisms for upconversion lasers // Journal of Luminescence, Vol. 45, Iss. 1–6, pp. 346-350 (1990)

112. Hebert. T., Wannemacher R., Lenth W. and Macfarline R.M., Blue and green upconversion lasing in Er:YLiF_4 // Appl. Phys. Lett.Vol. 57, No. 10, pp. 1727-1729 (1990)

113. Chivian J. S., Case W. E. and Eden D. D., The photon avalanche: A new phenomenon in Pr^{3+} -based infrared quantum counters // Appl. Phys. Lett. Vol. 35(2), pp. 124-125 (1979).

114. Koch M. E., Kueny A. W. and Case W. E., Photon avalanche upconversion laser at 644 nm // Appl. Phys. Lett. Vol.56, No. 2, pp.124-126 (1990).

115. Hebert T., Wannemacher R., Macfarlane R. M. and Lenth W., Blue continuously pumped up-conversion lasing in Tm:YLiF₄//Appl. Phys. Lett., Vol. 60 (12), pp.2592-2594 (1992).

116. Scott B. P., Zhao F., Chang R. S. F., and Djeu N., Upconversion-pumped blue laser in Tm:YAG // Opt. Lett. Vol.18(2), pp. 113–115 (1993).

117. Joubert M. F., Guy S. and Jacquier B., Model of the photon-avalanche effect // Phys. Rev. B 48, No.14, pp. 10031-10037 (1993).

118. Мезенов А.В., Соме Л, Н., Степанов А. И. "Термооптика твердотельных лазеров" — Л. Машиностроение, Ленингр. отд-ние, 1986. — 199 с.

119. Blows J.L., Omatsu T., Dawes J., Pask H., and Tateda M., "Heat generation in Nd:YVO4 with and without laser action," IEEE Photon. Tech. Lett. 10, 1727–1729 (1998).

120. Hardman P., Clarkson W., Friel G., Pollnau M., Hanna D., "Energy-transfer upconversion and thermal lensing in high-power end-pumped Nd:YLF laser crystals", IEEE J. Quant. Elec., Vol. 35, No. 4, pp. 647-655 (1999)

121. Fan T.Y. "Heat generation in Nd:YAG and Yb:YAG", IEEE J. Quant. Elec., Vol. 29, No. 6, pp. 1457-1459 (1993).

122. Innocenzi M.E., Yura H.T., Fincher C.L., Fields R.A. "Thermal modeling of continuous-wave end-pumped solid-state lasers Appl. Phys. Lett. Vol. 56, No.19, 1831-1833 (1990).

123. Clarkson W.A. "Thermal effects and their mitigation in end-pumped solid-state lasers", J. Phys. D : Appl. Phys. Vol. 34, pp. 2381-2395 (2001)

124. Chenais S., Balembois F., Druon F., Lucas-Leclin G., Georges P., "Thermal lensing in Diode-pumped Ytterbium Lasers – Part I : Theoretical analysis and wavefront measurements", IEEE J. Quant. Elec. Vol 40, No. 9, 1217-1234, (2004)

125. Yang P., Deng P., and Yin Z., "Concentration quenching in Yb:YAG," J. Lumin., Vol.97, pp. 51–54, (2002)

126. Lin Z., Guangzhi Z., Zhao W., Qiao Yu., Wang M., Wang H., Zhu X. "Heat generation in quasi-three-level Yb:YAG thin-disk lasers", Journal of the Optical Society of America B, Vol.34, No.8, pp.1669-1676 (2017)

127. Demirkhanyan G., "Intensities of inter-stark transitions in Yb:YAG crystals," Laser Phys. Vol. 16, No.7, pp.1054–1057 (2006)

128. Shellhorn M., "High-power diode-pumped Tm:YLF laser", Appl. Phys. B, Vol. 91, pp. 71–74 (2008)

129. Marion J. "Fracture of solid-state laser slabs", J. Appl. Phys., Vol. 60, No. 1, pp. 69-77 (1986)

130. Cousins A. "Temperature and thermal stress scaling in finite-length end-pumped laser rods", IEEE J. Quant. Elec., vol. 28, no. 4, pp.1057-1069 (1992)

131. Gorbachenya K.N., Kisel V.E., Yasukevich A.S., Deineka R.V., Lipinskas T., Galinis A., Miksys D., Maltsev V.V., Leonyuk N.I., Kuleshov N.V. "Monolithic 1.5 μm Er,Yb:GdAl3(BO3)4 eye-safe laser" Optical Materials, Vol. 88, No.1, pp. 60-66 (2019)

132. Tsunekane M., Taguchi N., Inaba H. "Reduction of thermal effects in a diodeend-pumped, composite Nd:YAG rod with a sapphire end", Applied Optics, vol. 37, no. 15, pp. 3290- 3294 (1998).

133. J. Wang, T. Cheng, L. Wang, J. Yang, D. Sun, S. Yin, X. Wu and H. Jiang "Compensation of strong thermal lensing in an LD side-pumped high-power Er:YSGG laser" Laser Phys. Lett. Vol.12, pp. 105004 (2015)

134. Устюгов В. И., Степанов А. Н. "Термоиндуцированные линзы в твердотельных лазеерах с продольной полупроводниковой накачкой", Научнотехнический вестник ИТМО, т.6, вып. 3, стр. 55-60 (2006)

135. Aggarwal R. L., Ripin D. J., Ochoa J. R. and Fan T. Y., "Measurement of thermo-optic properties of Y3Al5O12, Lu3Al5O12, YAIO3, LiYF4, LiLuF4, BaY2F8, KGd(WO4)2, and KY(WO4)2 laser crystals in the 80–300 K temperature range," J. Appl. Phys, Vol. 98, No.10, , pp. 103514-14 (2005)

136. Petermann K., Fagundes-Peters D., Johannsen J., Mond M., Peters V., Romero J. J., Kutovoi S., Speiser J. and Giesen A., "Highly Yb-doped oxides for thin-disc lasers," Journal of Crystal Growth", Vol. 275, No. 1-2, pp. 135-140 (2005).

137. Haumesser P.-H., Gaumé R., Viana B., Vivien D. "Determination of laser parameters of ytterbium-doped oxide crystalline materials", J. Opt. Soc. Am. B, Vol. 19, No. 10, pp. 2365- 2375 (2002)

138. W. S. Martin and J. P. Chernoch, "Multiple internal reflection face pumped laser", U.S. patent 3,663,126 (January 4, 1972).

139. Pierre R.J.St., Mordaunt D.W., Injeyan H., Berg J.G., Hilyard R.C., Weber M.E., Wickham M.G., Harpole G.M., "Diode array pumped kilowatt laser", Proc. SPIE 3264, 2 (1998)

140. Russbueldt P., Mans T., Weitenberg J., Hoffmann H. D., and Poprawe R., "Compact diode-pumped 1.1 kW Yb:YAG Innoslab femtosecond amplifiers", Opt. Lett., Vol. 35, No.24, pp. 4169-4171 (2010)

141. Y. Guo, Peng Q., Bo Y., Chen Zh., Li Y., Zhang L., Shao Ch., Yuan L., Wang B., Xu J., Gao H. and Cheng T., "24.6 kW near diffraction limit quasi-continuous-wave Nd:YAG slab laser based on a stable-unstable hybrid cavity", Opt. Lett. Vol.45, No.5, 1136-1139 (2020)

142. Brown D. C., "Nonlinear thermal and stress effects and scaling behavior of YAG slab amplifiers", IEEE J. Quantum Electron. Vol.34, No.12, 2393-2399 (1998)

143. Kuba K., Yamamoto T., and Yagi Sh., "Improvement of slab-laser beam divergence by using an off-axis unstable-stable resonator" Optics Letters, Vol.15, Iss.2, pp. 121-123 (1990)

143. Bourne O.L., Dyer P.E. "A novel stable-unstable resonator for beam control of rare-gas halide lasers" Opt. Commun. Vol.31 No.2, 193-196 (1979)

144. Brown D.C. and Kotik K.L. "Flashlamp Pumping Of Slab Lasers", Proc. SPIE 0609 Flashlamp Pumped Laser Technology, pp.129-137 (1986)

145. Rutherford T. S. Tulloch W. M., Sinha S., and Byer R. L., "Yb:YAG and Nd:YAG edge-pumped slab lasers", Opt. Lett., Vol.26, No.13, pp. 986 (2001)

146. Shine R.J., Alfrey A.J. and Byer R.L., "40-W cw, TEM₀₀-mode, diode-laser-pumped, Nd:YAG miniature-slab laser", Opt. Lett., Vol. 20, No.5, pp. 459 (1995)

147. Schellhorn M., "High-power diode-pumped Tm:YLF laser", Appl. Phys. B, Vol. 91, No.1, pp. 71–74 (2008)

148. Loiko P.A., Yumashev K.V., Kuleshov N.V., Savitski V.G., Calvez S., Burns D., and Pavlyuk A.A., "Thermal lens study in diode pumped N_g - and N_p -cut Nd:KGd(WO₄)₂ laser crystals", Optics Express Vol.17, No.26, pp. 23536-23543 (2009)

149. Svelto O., Principles of Lasers, 4-th ed. (Plenum Press, New York, 1998), p. 172

150. Loiko P.A., Yumashev K.V., Kuleshov N.V., Rachkovskaya G.E., and Pavlyuk A.A., "Detailed characterization of thermal expansion tensor in monoclinic KReWO42 (where Re Gd, Y, Lu, Yb)," Opt. Mater. Vol.34, No.1, pp.23–26 (2011).

151. Loiko P., Filippov V., Kuleshov N., Pavlyuk A., Yumashev K., "All-space existence and dispersion of athermal directions in monoclinic KY(WO4)2", Optics Comm., Vol. 326, No.4, pp. 144-149 (2014)

152. Loiko P.A., Yumashev K.V., Kuleshov N.V., Rachkovskaya G.E., Pavlyuk A.A."Thermo-optic dispersion formulas for monoclinic double tungstates KRe(WO4)2 where Re = Gd, Y, Lu, Yb", Optical Materials, Vol. 33, No. 11, pp.1688-1696 (2011)

153. Hellström J. E., Bjurshagen S., Pasiskevicius V., Liu J., Petrov V., Griebner U. "Efficient Yb:KGW lasers end-pumped by high-power diode bars" Appl. Phys. B Vol. 83, No.2, pp. 235-239 (2006)

154. Yumashev K. and Loiko P. "Thermal stress and end-bulging in monoclinic crystals: the case study of double tungstates", Applied Optics, Vol. 56, Iss. 13, pp. 3857-3866 (2017)

155. Gibert F., Flamant P.H., Bruneau D., Loth C. "Two-micrometer heterodyne differential absorption lidar measurements of the atmospheric CO₂ mixing ratio in the boundary layer", Appl. Optics, Vol. 45, Iss. 18, pp. 4448-4458 (2006)

156. Michalska M., Brojek W., Rybak Z. "Highly stable, efficient Tm-doped fiber laser", Laser Physics Letters, Vol. 13, No.11, pp.115101(04) (2016)

157. Haakestad M.W., Fonnum H., Lippert E., "Mid-infrared source with 0.2 J pulse energy based on nonlinear conversion of Q-switched pulses in ZnGeP₂" Optics Express Vol. 22, Iss.7, pp.8556-8564 (2014)

158. Антипов О.Л., Головкин С.Ю., Горшков О.Н., и др., «Структурные, оптические и спектроскопические свойства новой лазерной керамики Tm³⁺:Lu₂O₃ и эффективная двухмикронная лазерная генерация на её основе», Квантовая электроника, Том 41, № 10, стр. 860–867 (2011)

159. Захаров Н.Г., Антипов О.Л., Шарков В.В., Савикин А.П., «Эффективная генерация на длине волны 2,1 мкм в лазере на кристалле Ho:YAG с накачкой излучением Tm:YLF лазера» // Квантовая электроника, Том 40, № 2, стр. 143-147 (2010)

160. Strauss H. J., Esser M. J. D., King G. and Maweza L. "Tm:YLF slab wavelength-selected laser," Optical Materials Express, Vol.2, pp.1165-1170 (2012)

161. Silvestre O., Pujol M. C., Aguilo M., F. Diaz, Mateos X., Petrov V., Griebner U. "CW Laser Operation of Epilayers Near 2 mkm", IEEE J. Quantum Electron.Vol. 43, Iss.3, pp. 257-260 (2007) 162. Tsai T.-Y. and Birnbaum M. "Q-switched 2- μ m lasers by use of a Cr²⁺ :ZnSe saturable absorber", Appl. Optics, Vol. 40, Iss. 36, pp.6633-6637 (2001)

163. Lin Jin, Pian Liu, Xuan Liu, Haitao Huang, Weichao Yao, Deyuan Shen, "High average power of Q-switched Tm:YAG slab laser" Optics Communications, Vol. 372, No.8, pp.241-244 (2016)

164. Yu H., Petrov V., Griebner U., Parisi D., Veronesi S., Tonelli M. "Compact passively Q-switched diode-pumped Tm:LiLuF4 laser with 1.26 mJ output energy" Optics Letters, Vol. 37, Iss.13, pp. 2544-2547 (2012)

165. Loiko P., Serres J.M., Mateos X., Yumashev K.V., Yasukevich A., Petrov V., Griebner U, Aguilo M., Dias F. "Sub-nanosecond Tm:KLu(WO₄)₂ microchip laser" Optics Letters, Vol.41, No. 11, pp.2620-2623 (2016)

166. Козловский В. И., Коростелин Ю. В., Ландман А. И., Подмарьков Ю. П., Фролов М. П., "Эффективная лазерная генерация на кристалле Cr²⁺:ZnSe, выращенном из паровой фазы", Квантовая электроника, Том 33, №5, стр. 408-410 (2003)

167. Korostelin Y.V., Kozlovsky V.I., "Vapour Growth of ZnS_x Se_{1-x} Single Crystals", Physica Status Solidi B, Vol. 229, No.1, pp.5-9 (2002)

168. Harris R.J., Johnston G.T., Kepple G.A., Krok P.C., Mukai H. "Infrared thermooptic coefficient measurement of polycrystalline ZnSe, ZnS, CdTe, CaF2 and BaF2, single crystal KCl, and TI-20 glass", Applied Optics, Vol.16, No.2, pp.436-438 (1977)

169. С. П. Анохов, Т. Я. Марусий, М. С. Соскин, Перестраиваемые лазеры М.: Радио и связь, 1982

170. Kundu P., Joseph C.S., Chandrasekaran N., "High efficiency diode laser sidepumped Nd:YAG rod laser", Optics and Lasers Eng., Vol. 36, Iss. 1, pp. 65-73 (2001)

171. Wilhelm R. and Kracht D, "Power scaling of end-pumped solid-state rod lasers by longitudinal dopant concentration gradients", IEEE J. Quantum Electron. 44 (3), 232 (2008)

172. Brauch U., Giesen A., Karszewski M., Stewen C., Voss A. Multi watt diodepumped Yb:YAG thin disk laser continuously tunable between 1018 and 1053 nm // Optics Letters, 20, 713 (1995)

173. Ларионов М., Даузингер Ф., Зоммер Ш., Гизен А. «Лазеры на тонких дисках. Принцип работы и применение» // Фотоника, вып. 3, стр. 2-7 (2009)

174. Stewen C., Contag K., Larionov M., Giesen A., and Hügel H., "A 1-kW CW thin disc laser," IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. Vol.6, iss.4, pp. 650–657 (2000).

175. Nagel Simon, Metzger Bernd, Bauer Dominik, Dominik Johanna, Gottwald Tina, Kuhn Vincent, and Sven-Silvius Schad., "Thin-disk laser system operating above 10 kW at near fundamental mode beam quality", Opt. Lett. Vol.46, iss.5, pp. 965-968 (2021)

176. Giesen A., Huegel H., Voss A. "Scalable concept for diode-pumped high-power solid-state lasers" // Appl. Phys. B, Vol. 58, pp. 365-372 (1994).

177. Контаг К., Каршевский М., Стивен К., Гисен А., Хюгель Г. Теоретическое моделирование и экспериментальное исследование YAG:Yb-лазера на тонком диске с диодной накачкой // Квантовая электроника, Т.28, №2, стр.139-145 (1999)

178. Boeing fires new thin-disk laser at high average power and beam quality. // Laser Focus World, June 4, (2008).

179. Saraceno, C.J., Sutter, D., Metzger, T. "The amazing progress of high-power ultrafast thin-disk lasers" // J. Eur. Opt. Soc. Vol.15, No.1, pp.15-21 (2019)

180. Korpel A., "Acousto-optics—A review of fundamentals", Proceedings of the IEEE, Vol.69, Iss.1, pp.48-53 (1981)

181. Sliwinski A., Acousto-optics and its perspectives in research and applications, Ultrasonics, Vol.28, Iss.4, pp.195-213 (1990)

182. Stolzenburg C., Giesen A., Butze F., Heist P., and Hollemann G., "Cavitydumped intracavity-frequency-doubled Yb:YAG thin disk laser with 100 W average power," Opt. Lett. Vol.32, Iss.5, pp.1123-1125 (2007)

183. Grishin M., "Cavity dumping versus stationary output coupling in repetitively Q-switched solid-state lasers", J. Opt. Soc. Am. B Vol.28, Iss.3, pp.433-439 (2011)

184. Larionov M., Giesen A., 50-kHz, 400-μJ, sub-100-fs pulses from a thin disk laser amplifier.–Photonics West 2009, Proceedings of the SPIE, Vol. 7193, id. 71931S (2009)

185. Yang J., Wang Z., Song J., Wang X., Lü R., Zhu J., Wei J., "Diode-pumped 13 W Yb:KGW femtosecond laser," Chin. Opt. Lett. Vol. 20, Iss.2, pp.021404-07 (2022)

186. Klopp P., Petrov V., Griebner U., Erbert G., "Passively mode-locked Yb : KYW laser pumped by a tapered diode laser", Optics Express, Vol.10, Iss.2, pp.108-113 (2012)

187. Keller U., Weingarten K, Kaertner F. et al. Semiconductor saturable absorber mirrors (SESAMs) for femtosecond to nanosecond pulse generation in solid-state lasers. – IEEE J. Sel. Top. Quant, Vol.2, Iss.3, pp. 435-438 (1996)

188. Marchese S. V., Südmeyer Th., Golling M., Grange R., and Keller U., "Pulse energy scaling to 5 microJ from a femtosecond thin disk laser," Opt. Lett. Vol.3, Iss.18, pp.2728–2730 (2006)

189. Marchese S. V., Baer C. R. E., Engqvist A. G., Hashimoto S., Maas D. J. H. C., Golling M., Südmeyer Th., and Keller U., "Femtosecond thin disk laser oscillator with pulse energy beyond the 10-microjoule level," Opt. Express Vol. **16**, Iss.9, pp. 6397–6407 (2008).

190. Baer C., Heckl O., Saraceno C., Schriber C., Kränkel C., Südmeyer Th., and Keller U., "Frontiers in passively mode-locked high-power thin disk laser oscillators," Opt. Express Vol.20, Iss.7, pp. 7054-7065 (2012)

191. Vorholt C. and Wittrock U., "Intra-cavity pumped Yb:YAG thin-disk laser with 1.74% quantum defect," Opt. Lett. Vol.40, Iss.20, pp.4819-4822 (2015)

192. Peterson P., Gavrielides A., Newell T. C. and Latham W. P., "ASE in thin disk lasers : theory and experiment", Opt. Express Vol.19, Iss.25, pp.25672-25684 (2011)

193. Carslaw H.S. and Jaeger J. C., Conduction of Heat in Solids, 2nd. ed., Oxford University Press, London, 1959

194. Тихонов А.Н. Самарский А.А. Уравнения математической физики М. : Издво МГУ : Наука, 735 с. (2004)

195. Фарлоу С., Уравнения с частными производными для научных работников и инженеров, М., Мир, 1985, 384 с. (1985)

196. Kern D.Q. and Kraus A.D., Extended Surface Heat Transfer, McGraw-Hill, New York, 1972

197. Injeyan H., Goodno G.D., High power laser handbook // McGraw-Hill, New York (2011)

198. Shibib K., Munshid M., and Bader J, Analytical Solution of Thermal Effects in Thin Disk Laser, J. of Physics: Conf. Series, Vol. 1795, 012054, pp. 1-15 (2021)

199. Zhu G., Zhu X., Wang M., Feng Y., and Zhu C. Analytical model of thermal effect and optical path difference in end-pumped Yb:YAG thin disk laser, Applied Optics, Vol. 53, Iss. 29, pp. 6756-6764 (2014)

200. Sazegari V., Reza M., Milani J., and Jafari A., Structural and optical behavior due to thermal effects in end-pumped Yb:YAG disk lasers // Applied Optics Vol. 49, Iss. 36, pp. 6910-6916 (2010)

201. Kouznetsov D., Bisson J.-F., Jun Dong, and Ueda K., Surface loss limit of the power scaling of a thin-disk laser, J. Opt. Soc. Am. B Vol.23, Iss.6, pp.1074-1082 (2006)

202. Speiser J., Scaling of Thin Disk Lasers - Influence of Amplified Spontaneous Emission, JOSA B, Vol.26, Iss.1, 26-35 (2009)

203. Peterson P., Gavrielides A., Newell T. C., Vretenar N., and Latham W. P., "ASE in thin disk lasers: theory and experiment," Opt. Express Vol. 19, Iss. 25, pp. 25672-25684 (2011)

204. Furuse H., Chosrowjan H., Kawanaka J., Miyanaga N., Fujita M., and Izawa Y, "ASE and parasitic lasing in thin disk laser with anti-ASE cap," Opt. Express Vol. 21, Iss. 11, pp. 13118-13124 (2013)

205. Kouznetsov D. and Bisson J.-F., "Role of undoped cap in the scaling of thin-disk lasers," J. Opt. Soc. Am. B Vol. 25, Iss. 3, pp. 338–345 (2008).

206. Qiao Y., Zhu, X., Zhu G., Chen Y., Zhao W., Wang H., Analytical model of amplified spontaneous emission with different thickness anti-ASE caps for thin disk lasers, Fpplied Optics Vol. 56, No. 18, pp. 5131-5138 (2017)

207. Stoeppler G., Parisi D., Tonelli M., and Eichhorn M., "High-efficiency 1.9 μm Tm3+:LiLuF4 thin-disk laser,"Opt. Lett. Vol.37, Iss. 7, pp.1163-1169 (2012)

208. Zhang J., Schulze F., Mak K. F., Pervak V., Bauer D., Sutter D., and Pronin O., "High-Power, High-Efficiency Tm:YAG and Ho:YAG Thin-Disk Lasers," Laser Photonics Rev. Vol.12, Iss. 3, pp. 1700273-79 (2018)

209. Schellhorn M., Koopmann P., Scholle K., Fuhrberg P., Petermann K., and Huber G., "Diode-pumped Tm:Lu2O3 thin disk laser," in *Advances in Optical Materials* OSA, p. ATuB14 (2011)

210. Silvestre Ò., Pujol M.-C., Aguiló M., Díaz F., Mateos X., Petrov V., and Griebner U., CW Laser Operation of $KLu_{0.945}Tm_{0.055}(WO_4)_2$ – $KLu(WO_4)_2$ Epilayers Near 2 µm, IEEE J. Quantum Electron., Vol. 43, No. 3, pp. 257-260 (2007)

211. Griebner U., Liu J., Rivier S., Aznar A., Grunwald R., Sole R.M., Aguilo M., Diaz F., and Petrov V., Laser operation of epitaxially grown Yb:KLu(WO4)2-KLu(WO4)2 composites with monoclinic crystalline structure, IEEE J. Quantum Electron. Vol. 41, No.5, pp. 408–414 (2005)

212. Aznar A., Silvestre O., Pujol M.C., Sole R., Aguilo M., and Diaz F., Liquidphase epitaxy crystal grown of monoclinic $KLu_{1-x}Yb_x(WO_4)_2/KLu(O_4)_2$ layers // Cryst. Growth & Design Vol. 6, No.8, pp. 1781–1787 (2006)

213. Segura M., Mateos X., Pujol M. C., Carvajal J. J., Aguiló M., Díaz F., Griebner U., and Petrov V., "Diode-pumped 2 μ m vibronic (Tm³⁺, Yb³⁺):KLu(WO₄)₂ laser," Appl. Opt. Vol.51, Iss.14, pp. 2701-2705 (2012)

214. Loiko P.A., Serres J.M., Mateos X., Demesh M.P., Yasukevich A.S., Yumashev K.V., Petrov V., Griebner U., Aguiló M., Díaz F., Spectroscopic and laser

characterization of Yb,Tm:KLu(WO4)2 crystal, Optical Materials Vol.51, , No.1, pp. 223-231 (2016)

215. Clarkson W. A. and Hanna D. C., "Two-mirror beam-shaping technique for high-power diode bars," Opt. Lett. Vol.21, Iss.6, pp. 375-377 (1996)2

216. Sugiyama A., Nara Y., Improved direct bonding method of Nd:YVO4 and YVO4 laser crystals, Ceramics International, Vol.31, Iss.8, pp. 1085-1090 (2005)

217. Duan X.-M., Ding Y., Yao B.-Q., Dai T.-Y., Li Y.-Y., Jia F.-L., A Stable Diffusion-Bonded Tm:YLF Bulk Laser with High Power Output at a Wavelength of 1889.5nm, Chin.Phys.Lett. Vol.31, No.7, 074203-074209 (2014)

218. Spiekermann S., Bode M., and Freitag I., Ultraviolet single-frequency pulses with high average power using frequency-converted passively Q-switched quasimonolithic Nd:yttrium–aluminum–garnet ring lasers, Appl. Phys. Lett. Vol. 79, Iss.4, pp. 458-462 (2001)

219. Shepherd D. P., Bonner C. L., Brown C. T. A., Clarkson W. A., Tropper A. C., Hanna D. C., and Meissner H. E., High-numerical-aperture, contact-bonded, planar waveguides for diode-bar-pumped lasers. Optics Communications, Vol.160 No.13, pp. 47–50 (1999)

220. Budni P. A., Pomeranz L. A., Lemons M. L., Miller C. A., Mosto J. R., and Chicklis E. P., Efficient mid-infrared laser using 1.9 mkm pumped Ho: YAG and ZnGeP₂ optical parametric oscillators, J. Opt. Soc. Am. B, Vol.17, No.5, pp. 723–728 (2000)

221. Hongshu L., Ming Z., and Wenhai X., High-power, high-efficiency CW diodepumped Tm:YAP laser emitting at 1.99 μ m // J. Russ. Laser Res. Vol.33, No.2, pp. 307–309 (2012).

222. Sheldakova J.V., Kudryashov A.V., Zavalova V.Yu., Cherezova T.Yu., Beam quality measurements with Shack-Hartmann wave front sensor and M2-sensor: comparison of two methods // Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng., Vol. 6452, pp. 645207-13 (2007)

223. Gruber J., Burdick G., Valiev U., Nash K., Rakhimov S., and Sardar D., "Energy levels and symmetry assignments for Stark components of Ho3+(4f10) in yttrium gallium garnet (Y3Ga5O12)" Journal of Applied Physics, Vol. 106, Iss. 11, pp. 3110-3116 (2009)

224. Gruber J.B., Hills M.E., Macfarlane R.M., Morrison C.A., Turner G.A., Quarles G.J., Kintz G.J., Esterowitz L., Spectra and energy levels of Tm³⁺:Y₃Al₅O₁₂, Phys. Rev. B Vol. 40, No. 14, pp. 9464-9478 (1989)

225. Захаров Н.Г., Антипов О.Л., Шарков В.В., Савикин А.П. Эффективная генерация на длине волны 2,1 мкм в лазере на кристалле Ho:YAG с накачкой

излучением Tm:YLF-лазера, Квантовая электроника, Т. 40, № 2, стр. 98–100 (2010)

226. Shen Y.-J., Yao B.-Q., Duan X.-M., Dai T.-Y., Ju Y.-L., and Wang Y.-Z., "Resonantly pumped high efficiencyHo:YAG laser," Appl. Opt. Vol.51, Iss.33, pp. 7887-7791 (2012)

227. Schellhorn M., "Performance of a Ho:YAG thin-disc laser pumped by a diodepumped 1.9 μm thulium laser," Appl. Phys. B, Vol. 85, Iss.4, pp. 549–552 (2006).

228. Loiko P. A., Savitski V. G., Kemp A., Pavlyuk A. A., Kuleshov N. V., and Yumashev K. V., "Anisotropy of the photo-elastic effect in $Nd:KGd(WO_4)_2$ laser crystals," Laser Phys. Lett. Vol.11, No.5, pp.055002-09 (2014)

229. Loiko P. A., Yumashev K. V., Kuleshov N. V., Rachkovskaya G. E., and Pavlyuk A. A., "Detailed characterization of thermal expansion tensor in monoclinic $KRe(WO_4)_2$ (where Re = Gd, Y, Lu, Yb)," Opt. Mater. Vol. 34, Iss.1, pp. 23–26 (2011)

230. Yumashev K. and Loiko P., "Thermal stress and end-bulging in monoclinic crystals: The case study of double tungstates," Appl. Opt. Vol.56, Iss. 13, pp. 3857–3866 (2017)

231. Loiko P. A., Yumashev K. V., Kuleshov N. V., Rachkovskaya G. E., and Pavlyuk A. A., "Thermo-optic dispersion formulas for monoclinic double tungstates $KRe(WO_4)_2$ where Re = Gd, Y, Lu, Yb," Opt. Mater. Vol.33, Iss 11, pp. 1688–1694 (2011)

232. Lyapin A. A., Ryabochkina P. A., Chabushkin A. N., Ushakov S. N., and Fedorov P. P., "Investigation of the mechanisms of upconversion luminescence in Ho^{3+} doped CaF₂ crystals and ceramics upon excitation of ⁵I₇ level," J. Lumin. Vol. 167, November 2015, pp. 120–125 (2015)

233. Loiko P., Serres J. M., Mateos X., Yumashev K., Kuleshov N., Petrov V., Griebner U., Aguiló M., and Díaz F., "In-band-pumped Ho:KLu(WO₄)₂ microchip laser with 84% slope efficiency," Opt. Lett. Vol. 40, Iss3, pp. 344–347 (2015)

234. Wang Y., Xie G., Xu X., Di J., Qin Z., Suomalainen S., Guina M., Härkönen A., Agnesi A., Griebner U., Mateos X., Loiko P., and Petrov V., "SESAM mode-locked Tm:CALGO laser at 2 μm," Opt. Mater. Express Vol. 6, Iss 1, pp. 131–136 (2016)

235. Aleksandrov V., Gluth A., Petrov V., Buchvarov I., Steinmeyer G., Paajaste J., Suomalainen S., Härkönen A., Guina M., Mateos X., Díaz F., and Griebner U., "Mode-locked Tm,Ho:KLu(WO₄)₂ laser at 2060 nm using InGaSb-based SESAMs," Opt. Express Vol. 23, Iss. 4, pp. 4614–4619 (2015).

236. Gluth A., Wang Y., Petrov V., Paajaste J., Suomalainen S., Härkönen A., Guina M., Steinmeyer G., Mateos X., Veronesi S., Tonelli M., Li J., Pan Y., Guo J., and

Griebner U., "GaSb-based SESAM modelocked Tm:YAG ceramic laser at 2 µm," Opt. Express Vol. 23, Iss.2, pp. 1361–1369 (2015).

237. Wang Y., Lan R., Mateos X., Li J., Li C., Suomalainen S., Härkönen A., Guina M., Petrov V., and Griebner U., "Thulium doped LuAG ceramics for passively mode locked lasers," Opt. Express Vol. 25, Iss.6, pp. 7084–7091 (2017)

238. Wang Y., Lan R., Mateos X., Li J., Hu C., Li C., Suomalainen S., Härkönen A., Guina M., Petrov V., and Griebner U., "Broadly tunable mode-locked Ho:YAG ceramic laser around 2.1 μm," Opt. Express Vol. 24, Iss.16, pp. 18003–18012 (2016)

239. Paajaste J., Suomalainen S., Härkönen A., Griebner U., Steinmeyer G., and Guina M., "Absorption recovery dynamics in 2 µm GaSb-based SESAMs," J. Phys. D Appl. Phys. Vol. 47, Iss. 6, pp. 065102-065107 (2014)

240. Paajaste J., Suomalainen S., Koskinen R., Härkönen A., Steinmeyer G., and Guina M., "GaSb-based semiconductor saturable absorber mirrors for mode-locking 2 μm semiconductor disk lasers," Phys. Status Solidi Vol. 9, Iss.2, pp. 294–297 (2012)

241. Рубцова Н. Н., Борисов Г. М., Ковалев А. А., Ледовских Д. В., Преображенский В. В., Путято М. А., Семягин Б. Р., Кузнецов С. А., Пивцов В. С., Свойства квантовых ям и их применение в фемтосекундных лазерах ближнего ИК-диапазона с субгигагерцовой частотой следования импульсов, Автометрия Т. 56, №5, стр. 91-97 (2020)

242. Анохов С. П., Марусий Т. Я., Соскин М. С., Перестраиваемые лазеры, Под ред. М. С. Соскина. - М. : Радио и связь, 1982. - 360 стр.

243. Lan R., Loiko P., Mateos X., Wang Y., Li J., Pan Y., Choi S. Y., Kim M. H., Rotermund F., Yasukevich A., Yumashev K., Griebner U., and Petrov V., "Passive Q-switching of microchip lasers based on Ho:YAG ceramics," Appl. Opt. Vol. 55, Iss. 18, pp. 4877–4887 (2016)

244. Schellhorn M., Hirth A., and Kieleck C., "Ho:YAG laser intracavity pumped by a diode-pumped Tm:YLF laser," Opt. Lett. Vol. 28, Iss. 20, pp.1933-1935 (2003)

245. Huang H, Huang J, Liu H, Li J, Dai S, Weng W, Lin W., Efficient 2122 nm Ho:YAG laser intra-cavity pumped by a narrowband-diode-pumped Tm:YAG laser. Opt Lett. Vol. 41, Iss.17, pp. 3952-3955 (2016)

246. Stoneman R. C. and Esterowitz L., "Intracavity-pumped 2.09-µm Ho:YAG laser," Opt. Lett. Vol. 17, Iss.10, pp. 736-738 (1992)

247. M. Schellhorn, A. Hirth, Modeling of intracavity-pumped quasi-three-level lasers, IEEE QE Vol. 38, Iss. 11, pp. 1455-1464 (2002)

248. 1. Fischer C., Sorokin E., Sorokina I., Sigrist M, Photoacoustic monitoring of gases using a novel laser source tunable around 2.5µm, Optics and lasers in engineering, Vol. 43, Iss.5-7, pp. 573-582 (2005)

249. 2. Wang L., Gao C., Gao M., Li Y., Yue F., Liu L., Single-frequency and dualwavelength Ho:YAG nonplanar ring oscillator resonantly pumped by a Tm:YLF laser, Opt. Eng. Vol. 53, Iss. 6, pp. 061603-09 (2013)

250. 3. Mizutani K., Ishii S., Aoki M., Iwai H., Otsuka R., Fukuoka H., Isikawa T., and Sato A., "2 μm Doppler wind lidar with a Tm:fiber-laser-pumped Ho:YLF laser," Opt. Lett. Vol. 43, Iss.2, pp. 202-205 (2018)

251. Godart A., Infrared (2–12 μm) solid-state laser sources: a review, *Physique* Vol. 8, Iss.2, pp. 1100-128 (2007)

252. 5. Gibert F., Flamant P.H., Bruneau D., Loth C. "Two-micrometer heterodyne differential absorption lidar measurements of the atmospheric CO₂ mixing ratio in the boundary layer," Appl. Opt. Vol. 45, Iss.18, pp/ 4448-4458 (2006)

253. Ding Y. J., "Progress in terahertz sources based on difference-frequency generation," J. Opt. Soc. Am. B Vol. 31, Iss.11, pp. 2696-2711 (2014)

254. Osipov V.V., Kotov Yu.A., Ivanov M.G., Samatov O.M., Lisenkov V.V., Platonov V.V., Murzakaev A.M., Medvedev A.I., Azarkevich E.I, Laser synthesis of nanopowders.Laser Physics, Vol. 16, Iss. 1, pp. 116-128 (2006)

255. Lippert E., Nicolas S., Arisholm G., Stenerson K., Rustad G., Midinfrared laser source with high power and beam quality, Appl. Opt. Vol. 45, Iss.11, pp. 3839-3845 (2006)

256. Звелто О., Принципы лазеров, Изд. 4-е, СПб, «Лань», 720 стр. (2008)

257. Lamrini S., Koopmann P., Schäfer M., Scholle K., and Fuhrberg P., "Efficient high-power Ho:YAG laser directly in-band pumped by a GaSb-based laser diode stack at 1.9 μm," Appl. Phys. B Vol. 106, Iss.2, pp. 315–319 (2012)

258. Antipov O.L., Eranov I.D., Kositsyn R.I., 36 W Q-switched Ho:YAG laser at 2097 nm pumped by a Tm fiber laser: Evaluation of different Ho³⁺ doping concentrations. Laser Phys. Lett. Vol. 14, No. 1, pp. 015002-08 (2016)

259. Scholle K., Lamrini S., Gatzemeier F., Koopmann P., and Fuhrberg P., "In-band diode pumped high power Ho:YLF laser," in 2013 Conference on Lasers and Electro-Optics - International Quantum Electronics Conference, (Optica Publishing Group, 2013), paper CA-3-4.

260. Fan T.Y., Huber G., Byer R.L., Mitzscherlich P., Spectroscopy and diode laserpumped operation of Tm,Ho:YAG, IEEE Quantum Electron. Vol. 24, Iss.6, pp. 924-929 (1988) 261. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.Ф., Статистическая физика, Часть 1. Серия: «Теоретическая физика», том V. М., 1976 г., 584 стр.

262. Корн Г., Корн Т. – Справочник по математике для научных работников и инженеров, М. : Наука, 1974 г., 831 стр.

263. Barnes N.P., Rodriguez W.J., and Walsh B.M., Ho:Tm:YLF laser amplifiers, J. Opt. Soc. Am. B Vol. 13 Iss. 12, pp. 2872-2882 (1996)

264. Lagatsky A.A., Fusari F., Kurilchik S.V., Kisel V.E., Yasukevich A.S., Kuleshov N.V., Pavlyuk A.A., Brown C.T.A., and Sibbett W., Optical spectroscopy and efficient continuous-wave operation near 2 μm for a Tm,Ho:KYW laser crystal, Appl. Phys. B Vol. 97, No.2, pp. 321–326 (2009)

265. Kintz G. J., Esterowitz L. and Allen R., "cw diode-pumped Tm³⁺ Ho³⁺:YAG 2.1 μm room-temperature laser", Electron. Lett., Vol. 23, Iss.12, pp. 616-619 (1987)

266. Fan T.Y., Huber G., Byer R.L. and Mitzscherlich F., "Continuous wave operation at 2.1 μ m of a diode laser pumped Tm-sensitized Ho: Y₃Al₅O₁₂ laser at 300 K", Opt. Lett., Vol. 12, Iss.9, pp. 678-680 (1987)

267. Storm M.E. and Rohrbach W.W., "Single-longitudinal-mode lasing of Ho:Tm:YAG at 2.091 μm," Appl. Opt. Vol. 28, Iss.23, pp. 4965-4967 (1989)

268. Henderson S.W. and Hale Ch.P., "Tunable single-longitudinal-mode diode laser pumped Tm:Ho:YAG laser," Appl. Opt. Vol. 29, Iss. 12, pp. 1716-1718 (1990)

269. Liu P., Jin L., Liu X., Huang H.T., Zhang J., Tang D. Y., and Shen D.Y., A diode-pumped dual-wavelength Tm, Ho:YAG ceramic laser, IEEE Photonics Journal, Vol. 8, Iss.5, (2016)

270. Barnes N.P., Filer E.D., Morrison C.A., Lee C.J., Ho:Tm lasers. I. Theoretical, IEEE Quantum Electron., Vol. 32, Iss. 1, pp. 93-102 (1996)

271. Walsh B.M., Barnes N.P., Bartolo B.D., The temperature dependence of energy transfer between the Tm ${}^{3}F_{4}$ and Ho ${}^{5}I_{7}$ manifolds of Tm-sensitized Ho luminescence in YAG and YLF, Journal of Luminescence, Vol. 90, Iss. 1–2, pp. 39-48 (2000)

272. Jambunathan V., Schmidt A., Mateos X., Pujol M.C., Carvajal J.J., Griebner U., Petrov V., Zaldo C., Aguiló M. and Díaz F., "Crystal growth, optical spectroscopy and continuouswave laser operation of co-doped (Ho,Tm):KLu(WO4)2 monoclinic crystals", Vol. 31, Iss. 7, pp. 1415-1421 (2014)

273. Jambunathan V., Schmidt A., Mateos X., Pujol M.C., Carvajal J.J., Aguiló M., Díaz F., Griebner U. and Petrov V., "Continuous-wave co-lasing in a monoclinic codoped (Ho,Tm):KLu(WO4)2 crystal", Laser Phys. Lett. Vol. 8, No. 11, pp.799-805 (2011)
274. Kurilchik S., Gusakova N., Demesh M., Yasukevich A., Kisel V., Pavlyuk A., and Kuleshov N., "Energy transfer in Tm,Ho:KYW crystal and diode-pumped microchip laser operation," Opt. Express, Vol. 24, Iss. 6, pp. 6451-6458 (2016)

275. Loiko P., Serres J.M., Mateos X., Yumashev K.,Kuleshov N., Petrov V., Griebner U., Aguiló M.,and Díaz F., Microchip laser operation of Tm,Ho:KLu(WO₄)₂ crystal, Opt. Express, Vol. 22, Iss. 23, pp. 27976-27984 (2014)

276. Han X., Fusari F., Serrano M.D., Lagatsky A.A., Cano-Torres J.M., Brown C.T.A., Zaldo C., and Sibbett W., Continuous-wave laser operation of Tm and Ho codoped NaY(WO₄)₂ and NaLu(WO₄)₂ crystals, Opt. Express, Vol. 18, Iss. 6, pp. 5413-5419 (2010)

277. He W.-J., Yao B.-Q., Ju Y.-L., and Wang Y.-Z., Diode-pumped efficient Tm,Ho:GdVO₄ laser with near-diffraction limited beam quality, Opt. Express, Vol. 14, Iss.24, pp. 11653-11659 (2006)

278. Baoquan Y., Yufeng L., Wanjin H., Yezhu W, 10-W cryogenic cooling Tm,Ho:YLF laser double-end-pumped by fiber-coupled laser diodes, Proceedings of the SPIE, Volume 5627, p. 142-146 (2005)

279. Bao-Quan Y., Zheng-Ping Y., Xiao-Ming D., Zhi-Min J., Yun-Jun Z., Yue-Zhu W., Guang-Jun Z., Continuous-wave laser action around 2-μm in Ho³⁺:Lu₂SiO₅, Optics Express, Vol. 17, Iss. 15, pp. 12582-12587 (2009)

СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ ПО ТЕМЕ РАБОТЫ

П1. Багаев С.Н., Ватник С.М., Майоров А.П., Павлюк А.А., Плакущев Д.В. Спектроскопия и лазерная генерация моноклинных кристаллов KY(WO₄)₂:Tm³⁺ // Квантовая электроника, 2000, т.30, стр. 310-315

Π2. Vatnik S.M., Vedin I.A., Pavljuk A.A. High-efficient diode-pumped thin disk 15% Tm:KYW laser // Proc. SPIE 2007, vol. 6731, pp. 673103 (1-4)

II3. Vatnik S.M., Vedin I.A., Pavlyuk A.A. High-efficiency 5% Tm:KLu(WO₄)₂ N_m-cut minislab laser // Laser Physics Letters, 2012, vol. 9, 765-769

П4. Ватник С.М., Ведин И.А., Курбатов П.Ф., Павлюк А.А. Эффективная двухмикронная генерация дисков и композитных структур 5% Tm³⁺:KLu(WO₄)₂/KLu(WO₄)₂ // Квантовая электроника, 2014, т.44, стр. 989-992

II5. Bagayev S. N., Vatnik S. M., Vedin I. A., Orlovich V. A., Kuleshov N. V., Pavlyuk A. A., Gusakova N. V., Kurilchik S. V., Yasukevich A. S., Kisel V. E., Yumashev K. V., Loiko P. A., and Dashkevich V. I. Efficient Tm-laser operation based on 5at.% Tm:KLu(WO4)2 with Nm and AT orientations // AIP Conference Proceedings 2098, 020003 (2019); https://doi.org/10.1063/1.5098147

Π6. Loiko P.A., Vilejshikova E.V., Mateos X., Serres J.M., Dashkevich V.I., Orlovich V.A., Yasukevich A.S., Kuleshov N.V., Yumashev K.V., Grigoriev S.V., Vatnik S.M., Bagaev S.N., Pavlyuk A.A. Spectroscopy of tetragonal Eu:NaGd(WO₄)₂ crystal // Optical Materials, 2016, vol. 57, pp.1-6

II7. Dashkevich V.I., Bagayev S.N., Orlovich V.A., Bui A.A., Loiko P.A., Yumashev K.V., Yasukevich A.S., Kuleshov N.V., Vatnik S.M. and Pavlyuk A.A. Red Eu,Yb:KY(WO₄)₂ laser at ~702 nm // Laser Physics Letters, 2015, vol. 12, 085001

II8. Loiko P.A., Dashkevich V.I., Bagaev S.N., Orlovich V.A., Mateos X., Serres J.M., Vilejshikova E.V., Yasukevich A.S., Yumashev K.V., Kuleshov N.V., Dunina E.B., Kornienko A.A., Vatnik S.M. and Pavlyuk A.A., Judd–Ofelt analysis of spectroscopic properties of Eu:KLu(WO₄)₂ crystal // J. Luminescence, 2015, vol. 168, 102-108

П9. Курбатов П.Ф., Бельтюгов В.Н., Ватник С.М., Ведин И.А., Андросов Г.Н. Вакуумный дуговой испаритель металлов / Патент РФ № 2530073, зарегистрирован 12 августа 2014 г.

Π10. Vatnik S.M., Pujol M.-C., · Carvajal J.J., · Mateos X., · Aguiló M., · Díaz F., · Petrov V., Thermo-optic coefficients of monoclinic KLu(WO4)2 // Appl. Phys. B vol.95, pp. 653–656 (2009)

Π11. Loiko P.A., Vatnik S.M., Vedin I.A., Pavlyuk A.A., Yumashev K.V. and Kuleshov N.V., Thermal lensing in Nm-cut monoclinic Tm:KLu(WO4)2 laser crystal // Laser Phys. Lett. vol.10, pp. 125005-6 (2013)

П12. Ватник С.М., Майоров А.П., Павлюк А.А., Плакущев Д.В., Спектроскопия и кинетика заселенностей моноклинных кристаллов KYb_{0.5}Y_{0.43}Tm_{0.07}(WO₄)₂ при импульсной накачке Nd:YAG лазером // Квантовая электроника, т.31 №1, 19-22 (2001)

Π13. Vatnik S., Balashov E., Pavljuk A., Golikova E., Lyutetskiy A. - Measurement of gain and evaluation of photon avalanche efficiency in 10% Tm:KY(WO₄)₂ crystal pumped by free-running Nd:YAG laser // Optics Communications, v. 220, 397-400 (2003)

Π14. Vatnik S.M., Vedin I.A., Segura M., Mateos X. - Efficient thin-disk Tm-laser operation based on Tm:KLu(WO4)2/KLu(WO4)2 epitaxies // Optics Letters, Vol. 37, No. 3, 356-358 (2012)

Π15. Vatnik S. M. "Gain and laser operation of 1.1%Nd:YAG crystal fiber", Optics Communications, Vol. 197, 375-378 (2001)

Π16. Vatnik S. M., El-Agmy R. and Graf Th. "Laser operation and computation of thermal stress in end-pumped 1.1 at.% Nd-doped yttrium aluminium garnet rods with sub-millimetre diameters", Journal of Modern Optics, Vol. 49, No. 13, 2059–2064 (2002)

П17. Ватник С.М., Ведин И.А., Курбатов П.Ф., Смолина Е.А., Павлюк А.А., Коростелин Ю.В., Скасырский Я.К. "Спектрально-генерационные характеристики мини-слэба Nm-cut 5% Tm:KLu(WO₄)₂ в режиме пассивной модуляции добротности кристаллом Cr²⁺ :ZnSe", «Квантовая электроника», Том 47, № 11, стр. 981-985 (2017)

П18. Багаев С. Н., Осипов В. В., Ватник С. М., Шитов В. А., Ведин И. А., Курбатов П. Ф., Максимов Р. Н., Лукьяшин К. Е., Павлюк А. А. «Спектральногенерационные характеристики керамики 1% Но : YAG при внутрирезонаторной накачке», Квантовая Электроника, Том 45, №1, стр. 23-25 (2015) II19. Vatnik S.M. - On the steady-state population of the Tm ${}^{3}F4$ and Ho ${}^{5}I7$ manifolds in a co-doped crystalline host, Journal of Luminescence Vol.149, May, pp.264–266 (2014)

Π20. Vatnik S., Vedin I., Pujol M. C., Mateos X., Carvajal J. J., Aguilo M., Diaz F., Griebner U., and Petrov V.,"Thin disk Tm-laser based on highly doped Tm:KLu(WO4)2/KLu(WO4)2 epitaxy," Laser Phys. Lett.Vol.7, Iss.6, pp. 435–439 (2010)

Π21. Vatnik S., Vedin I., Pujol M. C., Mateos X., Carvajal J. J., Aguilo M., Diaz F., Griebner U., and Petrov V., CW laser operation of a highly-doped Tm:KLu(WO₄)₂/ KLu(WO₄)₂ thin disk epitaxial laser // Proc. of SPIE Vol. 7578 75780E-1(8) (2010)

Π22. Segura M., Solé R. M., Mateos X., Carvajal J. J., Pujol M. C., Massons J., Aguiló M., Vatnik S., Vedin I., Petrov V., Griebner U., Díaz F. - Crystal growth, characterization and thin disk laser operation of $KLu_{1-x}Tm_x(WO_4)_2/KLu(WO_4)_2$ epitaxial layers // CrysEngComm. Vol.14, No. 1, pp. 223-229 (2012)

Π23. Mateos X., Lamrini S., Scholle K., Fuhrberg P., Vatnik S., Loiko P., Vedin I., Aguiló M., Díaz F., Griebner U., and Petrov V., "Holmium thin-disk laser based on Ho:KY(WO₄)₂/KY(WO₄)₂ epitaxy with 60% slope efficiency and simplified pump geometry," Opt. Lett. Vol.42, Iss. 17, pp. 3490-3493 (2017)

Π24. Mateos X., Loiko P., Lamrini S., Scholle K., Fuhrberg P., Vatnik S., Vedin I., Aguiló M., Díaz F., Griebner U., and Petrov V., "Thermo-optic effects in Ho:KY(WO₄)₂ thin-disk lasers," Opt. Mater. Express Vol.8, Iss. 3, pp. 684-690 (2018)

Π25. Mateos X., Loiko P., Lamrini S., Scholle K., Fuhrberg P., Suomalainen S., Härkönen A., Guina M., Vatnik S., Vedin I., Aguiló M., Díaz F., Wang Y., Griebner U., and Petrov V., "Ho:KY(WO₄)₂ thin-disk laser passively Q-switched by a GaSbbased SESAM," Opt. Express Vol.26, No.7, pp. 9011-9016 (2018)

Π26. Mateos X., Loiko P., Lamrini S., Scholle K., Fuhrberg P., Suomalainen S.,
Härkönen A., Guina M., Vatnik S., Vedin I., Aguiló M., Díaz F., Wang Y., Griebner
U., and Petrov V., Highly-efficient Ho:KY(WO₄)₂ thin-disk lasers at 2.06 μm, Proc. of
SPIE Vol. 10713, pp. 107130J1-J8 (2018)

Π27. Bagayev S.N., Osipov V.V., Solomonov V.I., Shitov V.A., Maksimov R.N., Lukyashin K.E., Vatnik S.M., Vedin I.A., Fabrication of Nd³⁺:YAG laser ceramics with various approaches // Optical Materials, Vol. 34, Iss.8, pp. 1482-1487 (2012)

Π28. Bagaev S. N., Osipov V. V., Shitov V. A., Vatnik S. M., and Lukyashin K. E., Synthesis of Ceramic Active Nd:YAG Laser Medium, Atmospheric and Oceanic Optics, Vol. 25, No. 4, 292–297 (2012) П29. Ватник С.М., Осипов В.В., Ведин И.А., Курбатов П.Ф., Исследование генерационных характеристик лазерной керамики 1%Nd:YAG, Квантовая электроника, т. 43, вып. 3, стр. 288-290 (2013)

Π30. Gusakova N.V., Kurilchik S.V., Yasukevich A.S., Kisel V.E., Dashkevich V.I., Orlovich V.A., Pavlyuk A.A., Vatnik S.M., Bagaev S.N. and Kuleshov N.V., Spectroscopy and microchip laser operation of Tm, Ho:KYW crystals with different Ho concentrations, Laser Physics Letters, Vol. 15, No. 2, pp. 025001-05 (2018)

Π31. Sergei Vatnik, Ivan Vedin, Maria Cinta Pujol, Xavier Mateos, Joan J. Carvajal, Magdalena Aguilo, Francesc Diaz, Uwe Griebner, Valentin Petrov. CW laser operation of a highly-doped Tm:KLu(WO₄)₂/ KLu(WO₄)₂ thin disk epitaxial laser // Proc. of SPIE, Vol. 7578 75780E-1 (2010);

Π32. S. M. Vatnik, I. A. Vedin, A. A. Pavljuk. High-efficient diode-pumped thin disk 15%Tm:KYW laser // Int. Conf. on Lasers, Applications, and Technologies (LAT 2007), Minsk, Belarus (2007);

Π33. S. M. Vatnik, I. A. Vedin, A. A. Pavljuk. High-efficiency diode-pumped thin disk 15%Tm:KYW laser // V Int. Symposium on Modern Problems of Laser Physics (MPLP 2008), Novosibirsk, Russia (2008);

Π34. S. M. Vatnik, I. A. Vedin, A. A. Pavljuk. High-Efficiency Transversely Pumped 5%Tm:KLuW Mini-Slab Laser // Solid State Lasers XIX: Technology and Devices, San Francisco, California, USA (2010);

Π35. S. M. Vatnik, I. A. Vedin, A. A. Pavljuk. High-efficiency operation of diode pumped 4.5%Tm:KLu(WO₄)₂ laser // Intl. Conf. on Coherent and Nonlinear Optics (ICONO 2010) collocated with Intl. Conf. on Lasers, Applications, and Technologies (LAT 2010), Kazan, Russia (2010);

Π36. S. N. Bagaev, S. M. Vatnik, I. A.Vedin, P. F. Kurbatov, A. A. Pavlyuk, X. Mateos, M. C. Pujol, F. Díaz, V. Petrov, U. Griebner, Yu. V. Korostelin and Ya. K. Skasyrsky. Novel high-efficiency thulium lasers based on monoclinic KLu(WO₄)₂ crystalline host // Intl. Conf. on Coherent and Nonlinear Optics (ICONO 2013) collocated with Intl. Conf. on Lasers, Applications, and Technologies (LAT 2013), Moscow, Russia (2013);

Π37. S. M. Vatnik, I. A.Vedin, A. A. Pavlyuk, X. Mateos, M. C. Pujol, F. Díaz, V.Petrov, U. Griebner. Novel high-efficiency thin-disk lasers based on Tm:KLuW/KLuW epitaxy // VI Int. Symposium on Modern Problems of Laser Physics (MPLP 2013), Novosibirsk, Russia (2013);

Π38. S. Vatnik, I. Vedin, P. Kurbatov, A. Pavlyuk. High-Efficiency Thin-Disk Laser Based on Tm-doped KLu(WO₄)₂/KLu(WO₄)₂ Composite Crystal // Intl. Conf. «Laser Optics 2014» (LO-14), St. Peterburg, Russia (2014); II39. S. Vatnik, I. Vedin, P. Kurbatov, A. Pavlyuk. High-efficiency thin-disk laser based on Tm-doped $KLu(WO_4)_2/KLu(WO_4)_2$ composite crystal // V Russian-Chinese Workshop and School for Young Scientists on Laser Physics and Photonics (RCWLP&P 2015), Novosibirsk, Russia (2015);

Π40. S.M. Vatnik, I.A. Vedin, P.F. Kurbatov, A.A. Pavlyuk. CW Laser Performance of Diode Pumped 5%Tm:KLu(WO₄)₂ Crystals // VII Int. Symposium on Modern Problems of Laser Physics (MPLP 2016), Novosibirsk, Russia (2016);

Π41. S. Vatnik, I. Vedin, P. Kurbatov, A. Pavlyuk - High-efficiency thin-disk laser based on Tm-doped KLu(WO₄)₂/KLu(WO₄)₂ composite crystal // Intl. Conf. «Laser Optics 2016» (LO-16), St. Peterburg, Russia (2016);

Π42. S.M. Vatnik, I.A. Vedin, P.F. Kurbatov, A.A. Pavlyuk. High-Efficiency Laser Based on 4.5%Tm:KLu(WO4)2 Octagon Rod // Intl. Conf. on Coherent and Nonlinear Optics (ICONO 2016) collocated with Intl. Conf. on Lasers, Applications, and Technologies (LAT 2016), Minsk, Belarus (2016);

Π43. X. Mateos, S. Lamrini, K. Scholle, P. Fuhrberg, S. Vatnik, P. Loiko, I. Vedin, M. Aguilo, F. Diaz, U. Griebner, and V. Petrov. Power scaling and thermo-optics of Ho:KY(WO₄)₂ thin-disk lasers: Effect of Ho³⁺ concentration // Optics InfoBase Conference Papers Part F75-ASSL, Nagoya, Japan (2017);

II44. I.A. Vedin, S.N. Bagayev, V.A. Orlovich, S.M. Vatnik, N.V. Kuleshov, E.V. Smolina, A.A. Pavlyuk, N.V. Gusakova, S.V. Kurilchik, A.S. Yasukevich, V.E. Kisel, K.V. Yumashev, P.A. Loiko, V.I. Dashkevich. Efficient Tm-laser operation based on 5% Tm:KLu(WO₄)₂ with N_m and AT orientation» // VIII Int. Symposium on Modern Problems of Laser Physics (MPLP 2018), Novosibirsk, Russia (2018);

II45. S.N. Bagayev, V.A. Orlovich, S.M. Vatnik, N.V. Kuleshov, I.A. Vedin, E.V. Smolina, A.A. Pavlyuk, N.V. Gusakova, S.V. Kurilchik, A.S. Yasukevich, V.E. Kisel, K.V. Yumashev, P.A. Loiko, V.I. Dashkevich. Highly-Efficient Multi-Watt Lasing in 5at.%Tm:KLu(WO₄)₂ Mini-Slabs // Intl. Conf. «Laser Optics 2018» (ICLO-18), St. Peterburg, Russia (2018);

Π46. X. Mateos, P. Loiko, S. Lamrini, K. Scholle, P. Fuhrberg, S. Suomalainen, A. Härkönen, M. Guina, S. Vatnik, I. Vedin, M. Aguiló, F. Díaz, Y. Wang, U. Griebner, and V. Petrov. Highly-efficient Ho:KY(WO4)2 thin-disk lasers at 2.06 // 8th Pacific-Rim Laser Damage (PLD 2018), Yokohama, Japan (2018);



УТВЕРЖДАЮ Первый заместитель генерального директора ООО НТО «ИРЭ-Полюс» Андреев А.О. 24 апреля 2023 г.

AKT

о внедрении результатов диссертационной работы на соискание ученой степени доктора физико-математических наук Ватника Сергея Марковича на тему: «Высокоэффективные лазерные излучатели на основе кристаллов двойных калийредкоземельных вольфраматов, активированных ионами тулия и гольмия».

Комиссия в составе:

заместитель председателя НТС Мясников Д.В.,

члены комиссии: Бычков И.Н., Голубев И.С., Григорьев В.В., Давыдов А.Н., Доктор А.О., Дунаев В.Е., Ёжикова Е.В., Кузнецов Н.Н., Мишкин Д.Т., Носов А.А., Обронов И.В., Рябушкин О.А., Садовский А.П., Сухарев В.А., Телегин И.А., Французова М.С., Черников М.А.

подтверждает, что результаты диссертационного исследования Ватника С.М. были использованы при разработке новых методик сквозного тестирования оптических материалов, а также сравнительном изучении активных сред для лазерных излучателей и оптических усилителей двухмикронного диапазона. Результаты диссертационного исследования представлены на научнотехническом совете НТО ИРЭ-Полюс 12.12.2022 г. ПРОТОКОЛ № 14 – 22 заседания научно-технического совета ООО НТО «ИРЭ-Полюс».

Заместитель председателя НТС, кандидат физ.-мат. наук

Мясников Д.В. 24.04.2023

Приложение №2

общество с ограниченной ответственностью	утверждаю
КРИСТАЛЛОВ»	Директор ООО «Лаборатория оптических
Россия, 634040, г. Томск, ул. Высоцкого, 28, стр. 7 Тел.: +7- 3822 -283-123. Факс: +7-3822 - 283-123 e-mail: loc.ltd@yandex.ru caйr: loc-ltd.com/ru	кристаллов» г. Томск
ИНН/КПП 7017007624/701701001 № У8 № ал 19.12.2023	«19» декабря 2023 г.

АКТ ВНЕДРЕНИЯ

Настоящий акт составлен о том, что результаты диссертационной работы Ватника Сергея Марковича «Высокоэффективные лазерные излучатели на основе кристаллов двойных калий-редкоземельных вольфраматов, активированных ионами тулия и гольмия» используются в производственной деятельности предприятия. В частности, применение методики отклонения зондирующего луча при градиентном нагреве дало возможность определить величину тепловой линзы и отбраковать заготовки монокристаллов ZnGeP₂ по степени поглощения зондирующего излучения двухмикронного диапазона.

1

Директор ООО «Лаборатория	
Contraction of the second of the second of the second	С.П. ЭЛБАНОВ
annes annes	*
and the second states	