

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского

На правах рукописи

Захаров Никита Геннадьевич

**ВЫСОКОЭФФЕКТИВНЫЕ ЛАЗЕРЫ ДВУХМИКРОННОГО
ДИАПАЗОНА НА ОСНОВЕ КРИСТАЛЛОВ ТМ:YLF И НО:YAG С
ДИОДНО-ЛАЗЕРНОЙ НАКАЧКОЙ**

По специальности 01.04.21 – лазерная физика

Диссертация на соискание учёной степени кандидата
физико-математических наук

Научный руководитель
кандидат физ.-мат. наук,
доцент А.П. Савикин

Нижний Новгород – 2010

Оглавление

| | |
|--|----|
| Введение..... | 5 |
| Глава 1. Исследование оптических и кинетических характеристик кристалла Tm:YLF. Численное моделирование Tm:YLF лазера с продольной диодной накачкой..... | 16 |
| 1.1 Оптические свойства кристалла Tm:YLF..... | 17 |
| 1.2. Механизмы создания инверсии населённости в кристалле Tm:YLF..... | 30 |
| 1.3. Система накачки..... | 34 |
| 1.4. Расчет основной моды резонатора..... | 44 |
| 1.5. Численное моделирование..... | 48 |
| 1.5.1. Описание расчётной модели Tm:YLF лазера..... | 48 |
| 1.5.2. Кинетика энергетических состояний ионов Tm^{3+} | 51 |
| 1.5.3. Результаты численной оптимизации Tm:YLF лазера, генерирующего σ -поляризованное излучение..... | 53 |
| 1.5.4. Результаты моделирования Tm:YLF лазера, генерирующего π -поляризованное излучение..... | 55 |
| 1.5.5. Сравнение выходной мощности Tm:YLF лазера, генерирующего π - и σ -поляризованное излучение..... | 57 |
| 1.7. Выводы..... | 58 |
| Глава 2. Экспериментальное исследование Tm:YLF лазера с продольной аксиально-симметричной диодной накачкой..... | 60 |
| 2.1. Схема экспериментальной установки Tm:YLF лазера..... | 62 |
| 2.2. Исследования Tm:YLF лазера, генерирующего σ -поляризованное излучение..... | 66 |
| 2.2.1. Экспериментальные результаты с элементом Tm:YLF длиной 10 мм..... | 66 |
| 2.3.2. Экспериментальные результаты с элементом | |

| | |
|---|-----|
| Tm:YLF длиной 15 мм..... | 67 |
| 2.2.3. Сравнение результатов экспериментов с элементами Tm:YLF различной длины и концентрации ионов Tm^{3+} | 70 |
| 2.2.4. Зависимость выходной мощности Tm:YLF лазера от температуры кристалла..... | 73 |
| 2.2.5. Сравнение выходной мощности Tm:YLF лазера с различными типами резонатора..... | 75 |
| 2.2.6. Исследования спектра излучения Tm:YLF лазера, генерирующего на σ -поляризации..... | 77 |
| 2.3. Исследования Tm:YLF лазера, генерирующего π - поляризованное излучение..... | 77 |
| 2.3.1. Зависимость выходной мощности Tm:YLF, генерирующего на π -поляризации..... | 77 |
| 2.3.2. Исследования спектра излучения Tm:YLF лазера, генерирующего на π -поляризации..... | 78 |
| 2.4. Сравнение эффективности генерации π и σ - поляризованного излучения..... | 80 |
| 2.5. Исследование качества пучка генерации..... | 82 |
| 2.6. Возможности перестройки спектра генерации с ИПФ..... | 82 |
| 2.7. Выводы..... | 86 |
| Глава 3. Исследование оптических характеристик кристалла | |
| Ho:YAG. Численное моделирование Ho:YAG лазера с продольной лазерной накачкой..... | 87 |
| 3.1 Оптические свойства кристалла Ho:YAG..... | 88 |
| 3.2. Кинетика энергетических состояний ионов Ho^{3+} | 94 |
| 3.3. Система накачки..... | 95 |
| 3.4. Расчет основной моды резонатора..... | 99 |
| 3.5. Численное моделирование Ho:YAG лазера с продольной лазерной накачкой, работающего в непрерывном режиме генерации... | 102 |

| | |
|---|-----|
| 3.5.1. Описание расчётной модели Ho:YAG лазера | 102 |
| 3.5.2. Кинетика энергетических состояний ионов Ho ³⁺ | 105 |
| 3.5.3. Результаты численной оптимизации Ho:YAG лазера | 108 |
| 3.6. Выводы | 113 |
| Глава 4. Экспериментальное исследование Ho:YAG лазера с продольной накачкой излучением Tm:YLF лазера | 114 |
| 4.1. Схема экспериментальной установки Ho:YAG лазера | 116 |
| 4.2. Экспериментальные исследования Ho:YAG лазера, генерирующего в непрерывном режиме | 120 |
| 4.3. Экспериментальные исследования Ho:YAG лазера, генерирующего в импульсно-периодическом режиме | 126 |
| 4.4. Исследование спектрального состава выходного излучения Ho:YAG лазера и возможности внутрирезонаторной частотной селекции с помощью ИПФ | 131 |
| 4.5. Исследование качества пучка генерации Ho:YAG лазера | 135 |
| 4.6. Выводы | 136 |
| Заключение | 137 |
| Список литературы | 139 |

Введение

Одним из актуальных направлений лазерной физики в настоящее время является исследование лазерных систем, работающих в двухмикронном диапазоне длин волн (1,9-2,1 мкм). Большой интерес к данному диапазону обусловлен целым рядом обстоятельств. Прежде всего, двухмикронное излучение хорошо согласованно с одним из пиков поглощения воды [1] и находится в безопасном для глаз диапазоне длин волн [2]. Благодаря этому лазеры, генерирующие в области 2 мкм, используются в различных областях медицины (урологии, гинекологии, ортопедии, отоларингологии, офтальмологии, стоматологии, общей хирургии) [3-16]. Также в этом диапазоне длин волн находятся линии поглощения колебательных переходов некоторых молекул, поэтому двухмикронное излучение используют в лидарном зондировании атмосферы [17-23]. Кроме того, излучение с длиной волны более 2 мкм может быть эффективно преобразовано в средний ИК диапазон (3-8 мкм) с помощью нелинейно-оптических кристаллов ZnGeP_2 , обладающих рекордной квадратичной нелинейной восприимчивостью и высокой теплопроводностью [24-30].

Несмотря на многочисленные приложения, двухмикронный диапазон длин волн является ещё недостаточно хорошо освоенным в лазерной физике. Лазерная генерация в этом диапазоне может быть реализована в кристаллах и стёклах, активированных ионами Tm^{3+} и Ho^{3+} . Однако твердотельные лазеры на основе тулиевых и гольмиевых материалов до последнего времени оставались изученными гораздо хуже, чем неодимовые или иттербиевые лазеры. В основном это связано со свойствами ионов Tm^{3+} и Ho^{3+} , обладающих невысокими значениями

сечения излучения и квазитрёхуровневой структурой уровней, неудобной для накачки с помощью газоразрядных ламп.

Одними из наиболее распространенных лазерных систем данного диапазона являются системы на кристаллах Ho:YAG. Высокие оптические и термомеханические свойства матрицы YAG позволяют получать непрерывную и импульсно-периодическую генерацию большой мощности на длине волны 2,1 мкм. Лазеры на основе гольмий содержащих кристаллов с ламповой накачкой, генерирующие в диапазоне 2,1 мкм, были хорошо исследованы в предыдущие годы [18, 19, 31-33]. При этом наилучшие результаты достигались при использовании лазерных кристаллов на основе матрицы YAG, которые наряду с ионами Ho³⁺ легировались ионами Tm³⁺ и Cr³⁺. Низкая эффективность преобразования излучения накачки в излучение генерации на длине волны 2,1 мкм (менее 0,3 %) и, вследствие этого, большие габариты и высокое энергопотребление Cr,Tm,Ho:YAG лазеров с ламповой накачкой, затрудняют их использование во многих приложениях. С появлением доступных коммерческих диодных лазеров на смену системам с ламповой накачкой пришли лазеры с диодно-лазерной накачкой, что позволило увеличить мощность и эффективность генерации, улучшить качество пучка выходного излучения, а также уменьшить габариты лазерных систем и эксплуатационные расходы. Однако, кристалл Ho:YAG не имеет интенсивных линий поглощения в диапазоне 780-980 нм, что не позволяет использовать для накачки доступные и мощные коммерческие GaAlAs и InGaAs лазерные диоды [34-35]. Оптимальная накачка кристаллов Ho:YAG может быть осуществлена с помощью лазерного излучения на длине волны ~1908 нм [1, 35-37]. Высокая эффективность генерации Ho:YAG лазера, накачиваемого излучением на длине 1908 нм, была впервые продемонстрирована в работе [24]. В ней описывалось получение

непрерывной и импульсно-периодической генерации мощностью $\sim 9,5$ Вт при эффективности преобразования $\sim 45\%$. Позднее, при использовании для накачки кристалла Ho:YAG волоконного тулиевого лазера, излучающего на длине волны $1907,5$ нм в режиме модулированной добротности была получена средняя выходная мощность 9.2 Вт, при эффективности преобразования излучения накачки $\sim 60\%$ [36].

Для получения генерации в области $1,9$ мкм используются лазеры на основе активных сред, легированных ионами Tm^{3+} . Существуют два основных типа тулиевых лазеров: волоконные и кристаллические. В первом случае, кварцевое волокно легируется ионами Tm^{3+} , причем процент возможного допирования не превышает $0,2\%$. Накачка тулиевого волокна производится в два этапа. В начале, для получения генерации в области 1650 нм, диодные лазеры на длине волны 980 нм используются для накачки волокна, легированного ионами Yb^{3+} и Er^{3+} . Это излучение используется для накачки тулиевого волокна. Таким образом, реализуется двухкаскадное преобразование излучения диодных лазеров. Из-за большого дефекта кванта эффективность генерации в волоконных лазерах не превышает 30% .

В твердотельных лазерах используемый процент допирования ионами Tm^{3+} значительно выше ($2\% - 6\%$ ат.). При этом накачка кристаллов осуществляется излучением диодных лазеров в области 800 нм, а инверсия населённости реализуется за счет кросс-релаксационных переходов, обеспечивающих появление двух ионов на верхнем лазерном уровне на каждый поглощённый квант накачки. [34, 37-38]. Благодаря малому дефекту кванта (менее 10%) эффективность твердотельных тулиевых лазеров значительно выше, чем у волоконных.

Одним из наиболее перспективных тулий содержащих кристаллов является Tm:YLF благодаря естественному двулучепреломлению,

обеспечивающему линейную поляризацию генерации, и отрицательному коэффициенту температурного изменения показателя преломления, способствующему уменьшению суммарной тепловой линзы активного элемента, компенсируемой положительной линзой на торцах и электронным эффектом [24, 37]. Максимум усиления σ -поляризованного излучения Tm:YLF лазера на длине волны 1908 нм хорошо согласован с линией поглощения кристалла Ho:YAG и наилучшим образом подходит для накачки последнего [37-38]. π -поляризованное излучение Tm:YLF лазера на длине волны 1888 нм может быть использовано для эффективной накачки кристаллов $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$, позволяющих получать перестраиваемую генерацию в области 2-3 мкм [65-67].

Исследования лазеров на кристаллах Tm:YLF показывают возможность генерации мощного излучения (~ 20 Вт) в пучках хорошего качества при эффективности использования торцевой или боковой диодной накачки 25%-40%. В работе [24] проводились эксперименты с составным активным элементом цилиндрической формы с диаметром 5 мм, у которого центральная часть представляла собой Tm:YLF (с легированием 3 % ат.), а к ней методом диффузионной сварки были приварены области нелегированного (чистого) YLF, длиной 5 мм. В лазере на основе такого активного элемента было получено σ -поляризованное излучение с мощностью ~ 22 Вт при полной оптической эффективности преобразования $\sim 37\%$. В работе [37] проводились генерационные эксперименты с кристаллами, имеющими разную концентрацию ионов Tm^{3+} – 2 %, 4% и 6 % ат. Для кристалла цилиндрической формы с легированием активными центрами 4 % ат. была получена генерация σ -поляризованного излучения с мощностью $\sim 14,5$ Вт при эффективности преобразования излучения накачки $\sim 38\%$ (от поглощённой мощности).

Не смотря на наличие публикаций, посвященных лазерам на основе кристаллов Tm:YLF и Ho:YAG, возможности повышения эффективности генерации и управления спектром выходного излучения недостаточно изучены. Оптимизация параметров лазеров Tm:YLF и Ho:YAG может быть выполнена на основе лучшего понимания физических процессов, происходящих в лазерных кристаллах, изучении оптических характеристик активных сред и схем оптической накачки, расчёте лазерных резонаторов с учётом наводимых накачкой линз, что требует проведения специальных физических исследований.

Таким образом, целью диссертационной работы являлось исследование генерационных свойств и характерных особенностей кристаллов Tm:YLF и Ho:YAG и создание на их основе высокоэффективных лазеров с продольной диодно-лазерной накачкой, а также возможности управления спектром генерации этих лазеров с помощью внутрирезонаторного интерференционно поляризационного фильтра (ИПФ).

Задачи исследования.

Для достижения намеченной цели были поставлены следующие задачи:

- Определение спектрально-оптических и кинетических характеристик кристаллов Tm:YLF и Ho:YAG.
- Исследование методов фокусировки излучения накачки в активные элементы, а также проведение расчётов параметров резонаторов (с учётом наводимой накачкой тепловых линз), позволяющих согласовать основную моду резонатора с областью усиления в кристаллах.

- Проведение численного моделирования для выявления оптимальных параметров лазеров на основе кристаллов Tm:YLF и Ho:YAG.
- Реализация генерации в лазерах на кристаллах Tm:YLF и Ho:YAG и проведение экспериментальной оптимизации с целью получения максимальной мощности и эффективности генерации при высоком качестве пучка. Сравнение численных и экспериментальных результатов.
- Исследование возможности управления спектром Tm:YLF и Ho:YAG лазеров с помощью ИПФ и изучения влияния частотной селекции на параметры выходного излучения.

Научная новизна работы.

1. Для кристаллов Tm:YLF с концентрацией ионов активатора 3% и 3,5% ат. найдены вероятности кросс-релаксационных процессов, являющихся определяющими в формировании инверсии населённости.
2. В лазере на кристалле Tm:YLF цилиндрической формы с продольной аксиально-симметричной диодной накачкой реализована генерация π - и σ -поляризованного излучения с рекордной выходной мощностью и эффективностью генерации. Исследовано влияние температуры активного элемента на эффективность генерации.
3. На основе комплексных измерений спектрально-оптических свойств кристаллов Tm:YLF и Ho:YAG определены факторы, влияющие на длину волны генерации и диапазон её возможной перестройки.
4. Осуществлено управление спектром выходного излучения лазеров на кристаллах Tm:YLF и Ho:YAG с помощью

внутрирезонаторного интерференционно поляризационного фильтра.

5. Выявлено влияние интерференционно поляризационного фильтра на амплитудную и временную стабильность импульсов в режиме модуляции добротности Ho:YAG лазера.

Методы исследования и достоверность результатов

При проведении численного моделирования использовались стандартные методы решения дифференциальных уравнений. Экспериментальные исследования проводились с использованием стандартных методик оптических измерений и статистической обработки полученных данных. Достоверность представляемых результатов подтверждается согласованностью теоретических, численных и экспериментальных результатов, а также согласованностью с независимо полученными результатами других авторов, опубликованных в работах [38-42].

Научно-практическая значимость работы.

Исследованные мощные, высокоэффективные, компактные и перестраиваемые по частоте Tm:YLF и Ho:YAG лазеры с диодно-лазерной накачкой, генерирующие в области длин 1,85-2,1 мкм, могут быть использованы в различных областях медицины, лидарном зондировании атмосферы, технологических и научных приложениях, а также в качестве систем накачки параметрических генераторов света среднего ИК.

Основные положения диссертации, выносимые на защиту.

1. В лазере на кристалле Tm:YLF цилиндрической формы с продольной аксиально-симметричной диодной накачкой достигнута генерация π - и σ -поляризованного излучения с рекордной средней мощностью более 31 Вт при полной оптической эффективности преобразования излучения накачки $\sim 45\%$ и высоком качестве пучка ($M^2 \sim 2,5$).
2. Использование внутрирезонаторного интерференционно поляризационного фильтра позволяет перестраивать спектр генерируемого излучения Tm:YLF лазера в диапазоне 1865-1940 нм.
3. Частотная селекция с помощью интерференционно поляризационного фильтра позволяет реализовать как непрерывный, так и импульсно-периодический режимы генерации Ho:YAG лазера на одной из трёх спектральных линий ~ 2090 нм, 2097 нм или 2123 нм с эффективностью более 45 %.
4. Использование внутрирезонаторного интерференционно поляризационного фильтра позволяет значительно повысить амплитудную и временную стабильность импульсов в режиме модуляции добротности Ho:YAG лазера.

Содержание работы.

Диссертационная работа состоит из двух основных частей. Первая часть посвящена численному и экспериментальному исследованию Tm:YLF лазера с продольной аксиально-симметричной диодной накачкой, а также изучению возможности управления спектром выходного излучения. Во второй части работы приводятся результаты

аналогичных исследований Ho:YAG лазера с накачкой излучением Tm:YLF лазера.

Во введении обосновывается актуальность работы, формулируются основные задачи, научная новизна и практическая значимость работы, приводятся основные положения, выносимые на защиту, кратко излагается содержание диссертации.

В первой главе описываются результаты исследования оптических и кинетических характеристик кристалла Tm:YLF. Определяются области с максимальным усилением и диапазон возможной перестройки генерации для π - и σ - поляризованного излучения в зависимости от инверсии населённости. Определяются вероятности процессов кросс-релаксации для кристаллов с концентрацией ионов Tm^{3+} 3% и 3,5 % ат. и находится соответствующая квантовая эффективность накачки. Исследуются возможности формирования излучения диодных линеек с волоконным выходом с помощью линзовых систем. Подбираются двухлинзовые системы, позволяющие оптимальным образом фокусировать пучок накачки в активный элемент. Определяется экспериментальная зависимость доли поглощенной в кристалле мощности накачки в схемах с настроенным и разъюстированным резонатором. Приводятся результаты исследования тепловой линзы, наводимой в активном элементе под действием интенсивной накачки. Проводится расчёт параметров резонатора (с учётом тепловой линзы), позволяющий согласовать область усиления в кристалле с основной модой резонатора.

С помощью решения совместной системы уравнений, описывающих кинетику населенностей уровней ионов Tm^{3+} и плотности потока фотонов в резонаторе, проводится численное моделирование Tm:YLF лазера. Определяется временная зависимость населённости уровней ионов Tm^{3+} в схеме с настроенным и разъюстированным

резонатором. Находятся оптимальные параметры лазерной системы для π - и σ - поляризованного излучения (такие как длина активного элемента и коэффициент отражения выходного зеркала), позволяющие получать максимальную эффективность генерации. Исследуются численные зависимости выходной мощности от мощности накачки для генерации на π - и σ - поляризации.

Во второй главе описываются результаты экспериментальных исследований лазера на основе кристалла Tm:YLF цилиндрической формы с продольной аксиально-симметричной диодной накачкой. Рассматриваются различные архитектуры резонатора, отличающиеся методами ввода излучения накачки внутрь резонатора. Описываются работы по оптимизации параметров Tm:YLF позволяющие достигать максимальной выходной мощности π - и σ - поляризованного излучения (в непрерывном режиме генерации) при высоком качестве пучка генерации. Приводятся результаты спектрального анализа генерации на π - и σ - поляризации. Исследуются возможности получения перестраиваемой генерации с помощью ИПФ. Измеряется качество пучка выходного излучения. Проводится сравнение численных и экспериментальных результатов.

В третьей главе описываются результаты исследования оптических характеристик кристалла Ho:YAG. Определяются области с максимальным усилением в зависимости от инверсии населённости. Исследуются возможности формирования излучения генерации Tm:YLF лазера для обеспечения оптимальной фокусировки накачки в кристалл Ho:YAG. Определяется экспериментальная зависимость доли поглощенной в кристалле мощности накачки в схемах с настроенным и разъюстированным резонатором. Проводится расчёт параметров резонатора (с учётом тепловой линзы), позволяющий согласовать область усиления в кристалле с основной модой резонатора. С помощью

решения совместной системы уравнений, описывающих кинетику населенностей уровней ионов Tm^{3+} и плотности потока фотонов в резонаторе, осуществляется численное моделирование Ho:YAG лазера. Приводятся результаты численной оптимизации параметров лазерной системы. Исследуются факторы, влияющие на спектр генерации Ho:YAG лазера.

В четвёртой главе описываются результаты экспериментальных исследований Ho:YAG лазера с продольной накачкой излучением Tm:YLF лазера. Рассматриваются различные архитектуры резонатора с одним и двумя проходами накачки через активный элемент. Приводятся результаты оптимизации параметров Ho:YAG лазера с целью достижения максимальной мощности и эффективности генерации излучения при высоком качестве пучка в непрерывном и импульсно-периодическом режимах генерации. Исследуется влияние температуры активного элемента на мощность генерации. Проводится сравнение численных и экспериментальных зависимостей выходной мощности от мощности накачки. Исследуются зависимости длительности импульсов в режиме модуляции добротности от мощности накачки и частоты модуляции. Описываются результаты спектрального анализа генерации на Ho:YAG работающего как в непрерывном режиме, так и в режиме модуляции добротности. Исследуется возможность осуществления частотной селекции спектра выходного излучения с использованием внутрирезонаторного ИПФ. Обсуждается влияние ИПФ на амплитудную и временную стабильность импульсов генерации Ho:YAG лазера в режиме модуляции добротности.

В заключении сформулированы основные результаты, полученные в диссертационной работе.

Глава 1.

Исследование оптических и кинетических характеристик кристалла Tm:YLF. Численное моделирование Tm:YLF лазера с продольной диодной накачкой.

Лазеры на кристаллах Tm:YLF способны эффективно генерировать излучение в области ~ 1.9 мкм при диодной накачке на длине волны ~ 792 нм [22, 37-38]. Достоинства этих лазеров определяются свойствами ионов Tm^{3+} , имеющих сильную и широкую полосу поглощения вблизи 0.8 мкм, идеальную для накачки мощными лазерными диодами, а также обладающих кросс-релаксационными переходами, обеспечивающими появление двух ионов на верхнем лазерном уровне на каждый поглощённый квант накачки [37, 74-83].

Эксперименты по получению лазерной генерации, как правило, базируются на результатах численных расчётов лазерной системы. Проведение численного моделирования лазера невозможно без знания спектрально-оптических и кинетических характеристик активной среды. Анализ спектров люминесценции используемых элементов позволяет спрогнозировать спектр ожидаемой генерации и оценить диапазон, в котором возможно осуществление перестройки выходного излучения. Кроме того, для обеспечения оптимального поглощения накачки необходимо обеспечение согласования спектра излучения диодных линеек с линией поглощения в кристалле. Вследствие квазитрёхуровневой схемы генерации Tm:YLF лазеров для их эффективной работы требуются высокие интенсивности накачки. На практике же допустимые значения интенсивности накачки ограничиваются порогом разрушения лазерного кристалла из-за термомеханических напряжений в нем. Таким образом, проведение

оптимизации параметров торцевой накачки является важной задачей при построении лазерной системы. Кроме того, для достижения эффективной генерации на лазерных кристаллах Tm:YLF, обладающих высоким поглощением на длине волны генерации, необходимо обеспечение согласования моды резонатора с областью усиления в активном элементе. При этом важен учет тепловой линзы, наводимой в кристалле интенсивной накачкой, значительно влияющей на размер основной моды резонатора.

Настоящая глава посвящена исследованию спектрально-оптических и кинетических характеристик кристалла Tm:YLF и проведению численного моделирования Tm:YLF лазера с целью оптимизации его параметров.

1.1 Оптические свойства кристалла Tm:YLF.

Одним из наиболее перспективных тулий содержащих кристаллов является Tm:YLF благодаря сильному естественному двулучепреломлению, обеспечивающему линейную поляризацию генерации, и отрицательному коэффициенту температурного изменения показателя преломления, способствующему уменьшению суммарной тепловой линзы активного элемента, компенсируемой положительной линзой на торцах и электронным эффектом. Максимум усиления этого кристалла для σ -поляризованного излучения находится в области ~ 1908 нм и совпадает с пиком поглощения кристалла Ho:YAG, поэтому Tm:YLF лазеры широко используются для накачки активных элементов из Ho:YAG. К недостаткам кристалла Tm:YLF можно отнести хрупкость и низкий коэффициент теплопроводности. Кристалл Tm:YLF является анизотропным одноосным кристаллом, поэтому его оптические и термомеханические свойства зависят от ориентации относительно

оптической оси. Используемые в наших экспериментах активные элементы из Tm:YLF были вырезаны в виде цилиндра перпендикулярно направлению оптической оси кристалла. Свойства матрицы тетрафторида иттрия-лития представлены в таблице 1.

Схема уровней и основные процессы в кристалле Tm:YLF показаны на рисунке 1.1. Энергетические уровни в ионе Tm^{3+} под действием поля в кристалле расщеплены на штарковские подуровни. Накачка осуществляется с основного состояния $^3\text{H}_6$ на уровень $^3\text{H}_4$. Заселение верхнего лазерного уровня $^3\text{F}_4$ происходит, в основном, за счет кросс-релаксационных процессов $^3\text{H}_4 \rightarrow ^3\text{F}_4$ и $^3\text{H}_6 \rightarrow ^3\text{F}_4$.

Генерация происходит при переходах ионов Tm^{3+} на штарковские подуровни основного состояния (рис. 1.1). Таким образом, лазер на основе кристалла Tm:YLF работает по квазитрехуровневой схеме. Населённости штарковских подуровней, находящихся в термодинамическом равновесии, можно найти как [64]:

$$n_{mi} = F_{mi} \cdot g_{mi} \cdot N_m, \quad (1.1)$$

где i – номер подуровня, N_m – населенность энергетического уровня, g_{mi} – статистический вес подуровня, F_{mi} – больцмановский фактор, равный:

$$F_{mi} = \frac{1}{Z_m} \cdot \exp\left(-\frac{E_{mi} - E_{m1}}{kT}\right), \quad (1.2)$$

где i – номер подуровня, T – температура кристалла, k – постоянная Больцмана. Статсумма для уровня m Z_m определяется по формуле:

$$Z_m = \sum_i g_{mi} \exp\left(-\frac{E_{mi} - E_{m1}}{kT}\right) \quad (1.3)$$

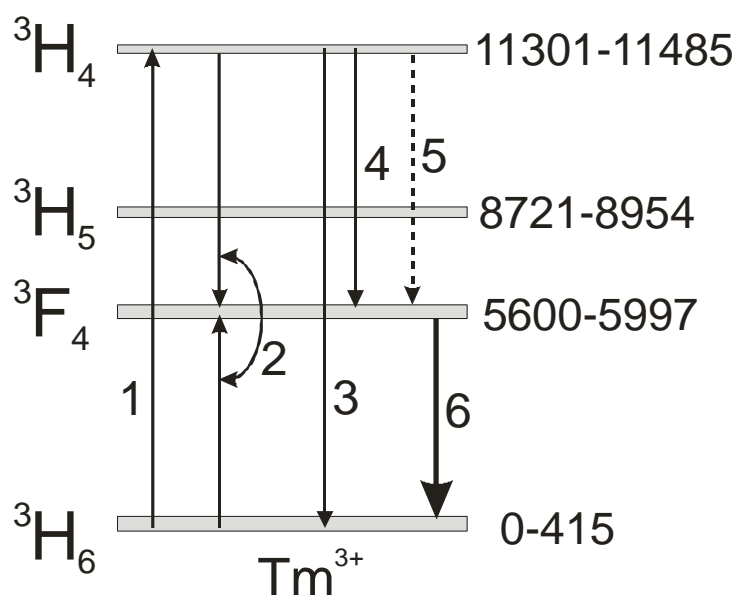


Рис. 1.1 Схема уровней и основные переходы в кристалле $Tm:YLF$.
Процесс 1 – накачка, 2 – кросс-релаксация, 3 и 4 – люминесценция с уровня 3H_4 , 5 – безызлучательный переход, 6 – лазерный переход

Таблица 1. Свойства матрицы YLF

| Свойства | YLF |
|--|--|
| Химическая формула кристалла | $YLiF_4$ |
| Удельная теплоемкость, с | 790 Дж/(кг·К) |
| Теплопроводность, q | 6,3 Вт/(м·К) |
| Коэффициент теплового расширения, αT | $8,3 \cdot 10^{-6} K^{-1} (\parallel c)$ $13 \cdot 10^{-6} K^{-1} (\perp c)$ |
| Показатель преломления, n | $n_o = 1.464 (\lambda \approx 2 \text{ мкм})$ $n_e = 1.442 (\lambda \approx 2 \text{ мкм})$ |
| Диапазон пропускания | 0,1-7,5 мкм |
| Термооптическая постоянная, $\frac{dn}{dT}$ | $-4.3 \cdot 10^{-6} K^{-1} (E \parallel c)$ $-2 \cdot 10^{-6} K^{-1} (E \perp c)$ |

Населённости штарковских подуровней, находящихся в термодинамическом равновесии, можно найти как [64]:

$$n_{mi} = F_{mi} \cdot g_{mi} \cdot N_m, \quad (1.1)$$

где i – номер подуровня, N_m – населенность энергетического уровня, g_{mi} – статистический вес подуровня, F_{mi} – больцмановский фактор, равный:

$$F_{mi} = \frac{1}{Z_m} \cdot \exp\left(-\frac{E_{mi} - E_{m1}}{kT}\right), \quad (1.2)$$

где i – номер подуровня, T – температура кристалла, k – постоянная Больцмана. Статсумма для уровня m Z_m определяется по формуле:

$$Z_m = \sum_i g_{mi} \exp\left(-\frac{E_{mi} - E_{m1}}{kT}\right) \quad (1.3)$$

Будем считать, что $g_{mi} = 1$ для всех подуровней. В этом приближении положение штарковских подуровней и больцмановские факторы для уровней 3H_6 3F_4 3H_5 3H_4 в кристалле Tm:YLF при температуре 295 К приведены в таблице 2 [44].

Таблица 2 - Положение штарковских подуровней и больцмановские факторы для нижнего и верхнего лазерных уровней в Tm:YLF при T = 295°K.

| Номер Штарковского подуровня | $^3\text{H}_6$ | | $^3\text{F}_4$ | |
|------------------------------------|-----------------------|----------|-----------------------|----------|
| | $E_i, \text{см}^{-1}$ | F_i | $E_i, \text{см}^{-1}$ | F_i |
| 1 | 0 | 0,263158 | 5600 | 0,423729 |
| 2 | 34 | 0,223822 | 5751 | 0,206447 |
| 3 | 65 | 0,193104 | 5827 | 0,143759 |
| 4 | 274 | 0,071378 | 5944 | 0,082352 |
| 5 | 307 | 0,060999 | 5967 | 0,073809 |
| 6 | 325 | 0,055988 | 5977 | 0,070376 |
| 7 | 350 | 0,049704 | | |
| 8 | 362 | 0,046943 | | |
| 9 | 415 | 0,036473 | | |

Интенсивность излучения, проходящего через рабочую среду длиной l , имеет экспоненциальную зависимость [45]:

$$I_{\text{вых}}(\lambda) = I_{\text{вх}}(\lambda) \times \exp\left(\sigma(\lambda)\left(n_g - \frac{g_g}{g_n} n_n\right)l\right), \quad (1.4)$$

где n_n , n_g , g_n , g_g – населённости и кратности вырождения нижнего и верхнего уровней лазерного перехода, а $\sigma(\lambda)$ – сечение перехода.

Сомножитель показателя экспоненты

$$G(\lambda) = \sigma(\lambda)\left(n_g - \frac{g_g}{g_n} n_n\right) \quad (1.5)$$

называют инкрементом (или коэффициентом усиления α_{yc}), если $G(\lambda) > 0$, а в случае, когда $G(\lambda) < 0$ – декрементом (или коэффициентом поглощения $K_{\text{полг}}$, взятым со знаком «-»).

Обозначим для простоты уровень ${}^3\text{H}_6$ как уровень 1, а ${}^3\text{F}_4$ как уровень 2. Вследствие того, что нижний и верхний уровни лазерного перехода в кристалле Tm:YLF расщеплены, а их населённость распределена согласно (1.1), уравнение (1.5) выглядит следующим образом:

$$G(\lambda) = \sigma(\lambda)(N_2 F_2 - N_1 F_1), \quad (1.6)$$

где N_1 и N_2 – населённости, а F_1 и F_2 – больцмановские факторы уровней 1 и 2, определяемые согласно (1.2).

Для удобства определения усиления и потерь часто вводятся эффективные сечения [45, 46]:

$$\sigma_{\text{изл}}^g = F_2 \cdot \sigma \text{ и } \sigma_{\text{полг}}^g = F_1 \cdot \sigma \quad (1.7)$$

Тогда эффективные сечения излучения и поглощения связаны соотношением:

$$\sigma_{\text{изл}}^g = \sigma_{\text{полг}}^g \frac{F_2}{F_1}, \text{ где } \frac{F_2}{F_1} = \frac{Z_1}{Z_2} \exp\left(\frac{\Delta E_{12} - (E_2 - E_1)}{kT}\right), \quad (1.8)$$

где ΔE – разность энергий нижних штарковских подуровней уровней 1 и 2.

Принимая во внимание, что $E_2 - E_1 = hc / \lambda$ получаем:

$$\sigma_{изл}^{\circ}(\lambda) = \sigma_{пог}^{\circ}(\lambda) \cdot \frac{Z_1}{Z_2} \cdot \exp\left(\frac{\Delta E_{12} - hc / \lambda}{kT}\right) \quad (1.9).$$

Для кристалла Tm:YLF значение $\frac{Z_1}{Z_2} = 1,51$, а $\Delta E_{12} = 5600 \text{ см}^{-1}$ [46].

Уравнение (1.6) можно написать в следующем виде:

$$G(\lambda) = \sigma_{изл}^{\circ}(\lambda)N_2 - \sigma_{погл}^{\circ}(\lambda)N_1 \quad (1.10)$$

Таким образом, введение эффективных сечений излучения и поглощения позволяет определить коэффициенты усиления и поглощения без вычисления бoльцмановского распределения населённости верхнего и нижнего уровней лазерного перехода. Нахождение $\sigma_{погл}^{\circ}$ и $\sigma_{изл}^{\circ}$ также не требует учета распределения населённости по штарковским подуровням, при этом $\sigma_{погл}^{\circ}$ для кристалла Tm:YLF можно найти из экспериментально измеренного коэффициента поглощения.

Исследование спектров поглощения поляризованного и неполяризованного излучения кристаллов Tm:YLF осуществлялось с помощью монохроматора МДР41 с разрешающей способностью 1 нм (Рис.1.2).

Свет от некогерентного широкополосного источника (И) фокусировался с помощью линзы (Л1) на торец кристалла (К). Излучение, прошедшее через образец К, собиралось линзой (Л2), модулировалось прерывателем (ПР), и попадало на входную щель монохроматора (М). Для измерения спектров пропускания для π - и σ -поляризованного излучения свет от источника пропусклся через линейный поляризатор (П) – призму Глана. Регистрация производилась с помощью фотоприемника и синхронного детектора. При измерениях в спектральном диапазоне 0,8 мкм в качестве фотоприемника использовался фотоумножитель ФЭУ-62, в диапазоне 1,9 мкм –

фоторезистор ФСА-Г1 на основе PbS. Спектр пропускания кристалла определялся путём отношения измеренных зависимостей в схеме с образцом К и без него. Коэффициент поглощения находится по формуле [64]:

$$K_{\text{пол}}(\lambda) = \frac{(\ln(1/T(\lambda)))}{l_{\text{кр}}}, \quad (1.11)$$

где $l_{\text{кр}}$ – длина, $T(\lambda)$ - пропускание активного элемента на данной длине волны. С другой стороны согласно (1.7) и (1.10),

$$K_{\text{пол}} = \sigma_{\text{пол}}^{\circ} (N_1 - \frac{F_2}{F_1} N_2) \quad (1.12)$$

С учётом малости спектральной мощности падающего излучения будем считать, что все активные центры находятся в основном состоянии.

Тогда член $\frac{F_2}{F_1} N_2$ пренебрежительно мал по сравнению с N_1 и

эффективное сечение поглощения находится по формуле:

$$\sigma_{\text{пол}}^{\circ} = K_{\text{пол}} / N_0, \quad (1.13)$$

где N_0 – концентрация ионов Tm^{3+} . Для кристалла Tm:YLF с допированием 3% ат. $N_0 \approx 4,1 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Эффективное сечение усиления находилось по формуле (1.9). Заметим, что данная методика позволила экспериментально учесть влияние распределения населённости по штарковским подуровням, в то время как, нахождение сечения излучения на данной длине $\sigma(\lambda)$ волны требует точного знания больцмановского распределения населённости в пределах рассматриваемого уровня.

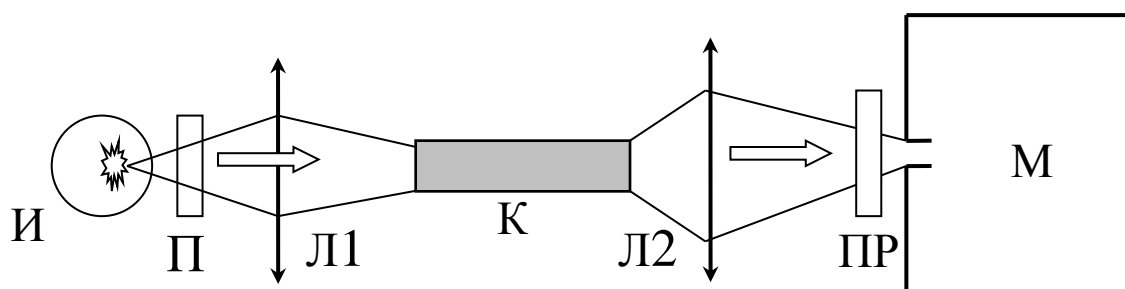


Рис. 1.2. И - источник некогерентного широкополосного излучения, П – поляризатор, Л1 и Л2 – линзы, К – образец кристалла Тм:YLF, ПР – прерыватель, М – монохроматор.

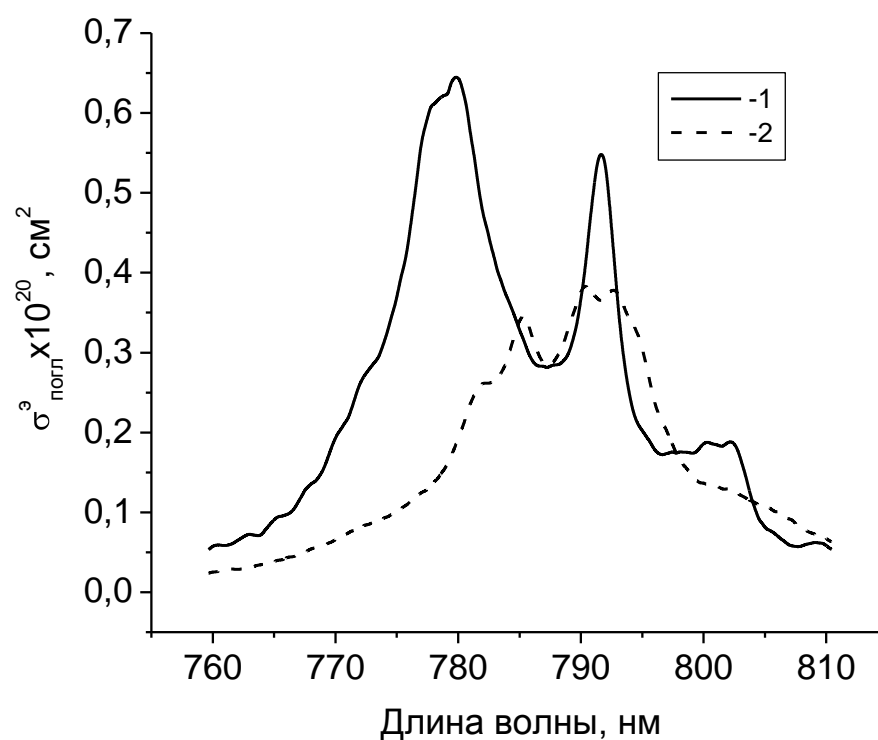


Рис. 1.3. Зависимости σ^{π} кристалла Тм:YLF от длины волны для π (кривая 1) и σ (кривая 2) поляризации

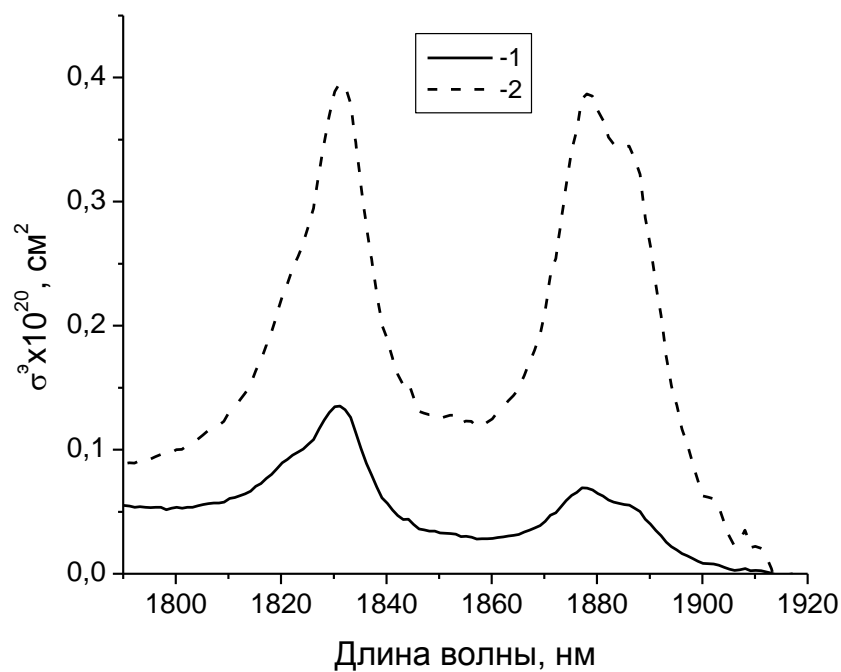


Рис. 1.4. Зависимости $\sigma_{\text{погл}}^3(\lambda)$ (кривая 1) и $\sigma_{\text{изл}}^3(\lambda)$ (кривая 2) кристалла Tm:YLF от длины волны для π - поляризованного излучения.

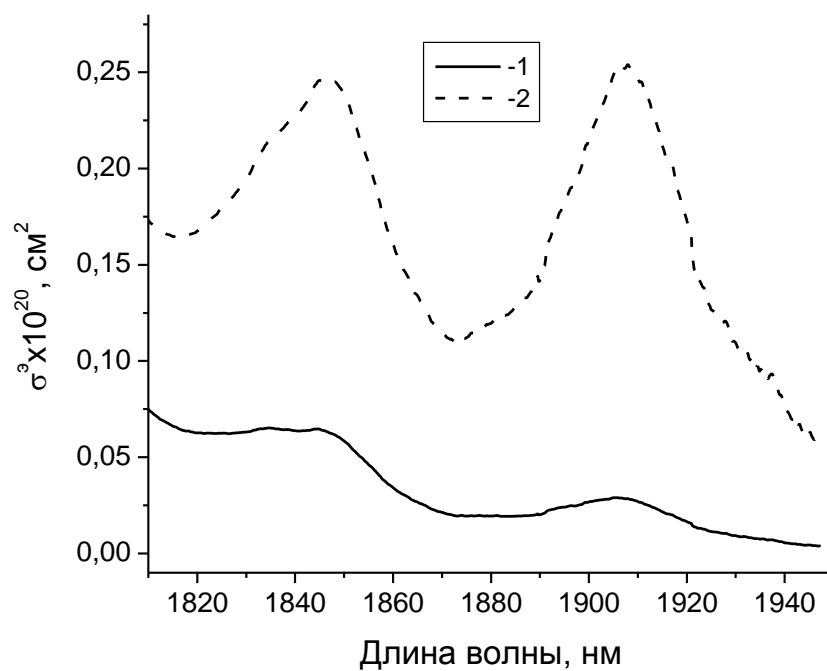


Рис. 1.5. Зависимости $\sigma_{\text{погл}}^3(\lambda)$ (кривая 1) и $\sigma_{\text{изл}}^3(\lambda)$ (кривая 2) кристалла Tm:YLF от длины волны для σ поляризованного излучения.

Зависимости $\sigma_{\text{пол}}^{\circ}$ для π и σ поляризованного света в области 0,8 мкм представлены на рис. 1.3. Максимум поглощения для неполяризованного света находится в области 792 нм и соответствует пикам поглощения для обеих поляризаций. Для неполяризованного излучения полученное наибольшее значение равно $\sigma_{\text{пол}}^{\circ} \approx 0,45 \times 10^{-20} \text{ см}^2$, что хорошо согласуется с данными работы [46].

Зависимости $\sigma_{\text{пол}}^{\circ}$ (кривые 1) и $\sigma_{\text{изл}}^{\circ}$ (кривые 2), полученные при температуре 25 °С с разрешающей способностью 1 нм в области 1,9 мкм для π - и σ -поляризованного излучения, приведены на рисунках 1.4 и 1.5.

Видно, что максимум усиления для π -поляризованного излучения кристалла Tm:YLF ($\sigma_{\text{изл}}^{\circ} \approx 0,38 \times 10^{-20} \text{ см}^2$) находится на длине волны $\lambda = 1878$ нм. Пиковое значение эффективного сечения излучения для σ поляризованного излучения $\sigma_{\text{изл}}^{\circ} \approx 0,25 \times 10^{-20} \text{ см}^2$ достигается в области 1909 нм.

Для лазерных сред, работающих по квазитрехуровневой схеме, важно соотношение $\sigma_{\text{пол}}^{\circ}$ и $\sigma_{\text{изл}}^{\circ}$. Пренебрежем процессами ап-конверсии, вследствие их малой вероятности [37], и предположим, что все ионы Tm^{3+} распределены по уровням 1 и 2. Тогда уравнение (1.10) можно представить в виде:

$$G(\lambda) = N_0 (P \sigma_{\text{изл}}^{\circ}(\lambda) - (1 - P) \sigma_{\text{пол}}^{\circ}(\lambda)), \quad (1.14)$$

где P – параметр инверсной населённости, равный отношению населённости ионов Tm^{3+} находящихся на верхнем уровне лазерного перехода N_2 к общему числу активных центров N_0 .

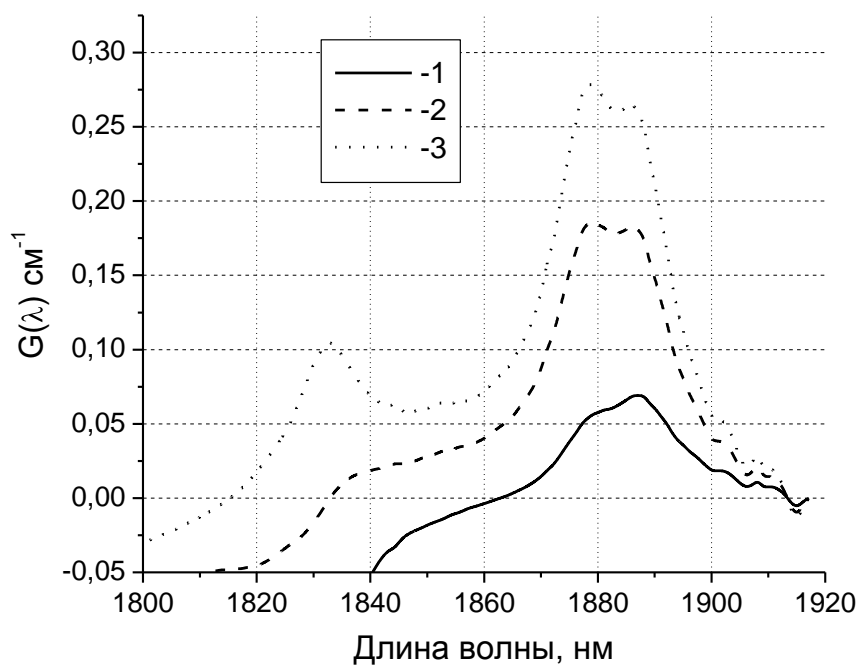


Рис. 1.6. Зависимости усиления для $P=0,18$ (кривая 1), $P=0,25$ (кривая 2) и $P=0,30$ кристалла Tm:YLF от длины волны для π поляризации

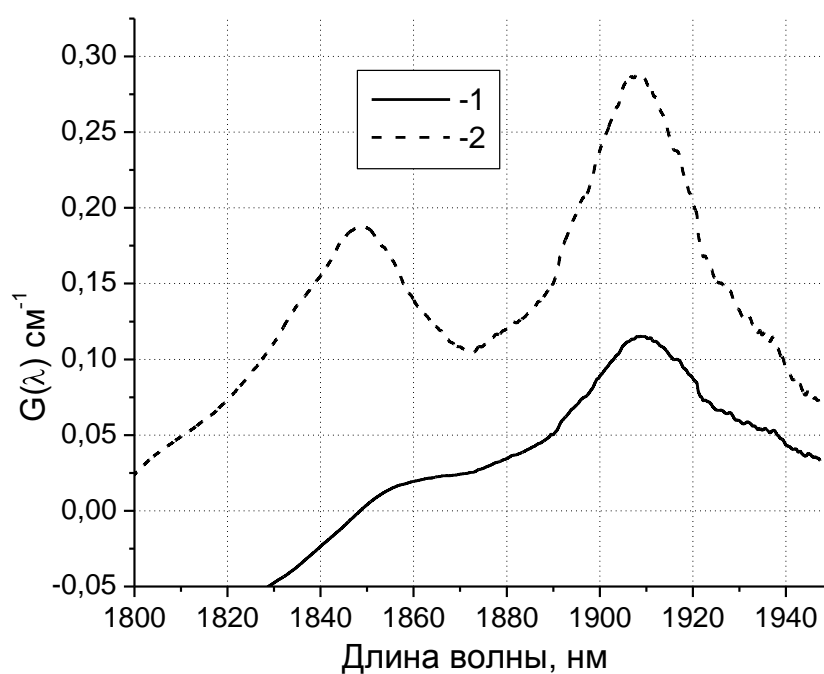


Рис. 1.7. Зависимости усиления для $P=0,20$ (кривая 1) и $P=0,35$ (кривая 2) кристалла Tm:YLF от длины волны для σ поляризации

Таким образом, изменяя мощность накачки, а значит и параметр P , мы получаем различные зависимости $G(\lambda)$ (Рис. 1.6). Область, где $G(\lambda) > 0$, показывает диапазон длин волн, где усиление превышает потери и возможно получение генерации. Длина волны, где наблюдается максимум $G(\lambda)$, совпадает с длиной волны генерации лазера в отсутствии селективных элементов.

Для π - поляризованного излучения при невысоких значениях инверсии населенности ($P < 0,20$) за счёт эффекта поглощения максимум $G(\lambda)$ не совпадает с максимумом $\sigma_{изл}^{\circ}$ и находится в области 1888 нм. При увеличении параметра P ($P \sim 0,25$) величины усиления на длинах волн 1878 нм и 1888 нм примерно сравниваются. Дальнейшее увеличение инверсии населённости ($P > 0,25$) приводит к доминированию перехода, излучающего в области 1878 нм. При этом наблюдается совпадение максимума $G(\lambda)$ с максимумом $\sigma_{изл}^{\circ}$.

Для σ поляризованного излучения максимум $G(\lambda)$ совпадает с максимумом $\sigma_{изл}^{\circ}$ и находится в области 1908 нм во всём диапазоне значений параметра P .

Кроме того, увеличение инверсии населённости дает возможность перестройки спектра генерации с помощью частотных фильтров в более широкой спектральной области (где $G(\lambda) > 0$). В действительности, за счет того, что в лазерной системе есть потери, не связанные с поглощением в активном элементе (например, потери, связанные с выводом части излучения из резонатора), диапазон возможной перестройки несколько меньше. Так, при значениях параметра $P \sim 0,25$ ожидаемый диапазон перестройки для π поляризованного излучения 1860-1900 нм, а для σ поляризованного излучения 1880-1940 нм.

1.2. Механизмы создания инверсии населённости в кристалле

Tm:YLF.

Высокая эффективность преобразования излучения накачки в излучение генерации на длине волны 1,9 мкм (высокий квантовый выход) достигается в кристалле Tm:YLF, в основном, благодаря кросс-релаксационным переходам, обусловленным взаимодействием ионов Tm^{3+} между собой. В общем случае, заселение рабочего уровня $^3\text{F}_4$ рабочего лазерного перехода кристаллов Tm:YLF может осуществляться как за счёт межионного диполь-дипольного взаимодействия (процесс 2) так и за счёт внутрицентрового распада (процесс 4 и 5) (рис. 1.1). Однако вероятность кросс-релаксационного процесса значительно превосходит вероятности излучательного перехода и безызлучательной релаксации [37-38, 43]. Процесс заселения верхнего рабочего перехода за счёт кросс-релаксационного процесса можно описать следующим образом. Поглощение кванта накачки на длине волны 792 нм переводит ион тулия из основного состояния $^3\text{H}_6$ на уровень $^3\text{H}_4$ (процесс 1 на рис. 1.1). Далее, в результате диполь-дипольного взаимодействия возбужденного и невозбужденного ионов Tm^{3+} , происходят кросс-релаксационные переходы: $^3\text{H}_4 \rightarrow ^3\text{F}_4$; $^3\text{H}_6 \rightarrow ^3\text{F}_4$. Таким образом, один поглощённый квант накачки переводит на верхний уровень лазерного перехода 2 иона тулия. Однако квантовый выход лазерного перехода с уровня $^3\text{F}_4$ на уровень $^3\text{H}_6$ (при накачке с $^3\text{H}_6$ на $^3\text{H}_4$) отличается от 2. Потери энергии возбуждения происходят из-за ветвления люминесценции с уровня $^3\text{H}_4$, поглощения из возбуждённого состояния на более высокие уровни (например, при переходе $^3\text{H}_5 \rightarrow ^1\text{G}_4$) или ап-конверсии (при взаимодействии двух возбуждённых ионов Tm^{3+}).

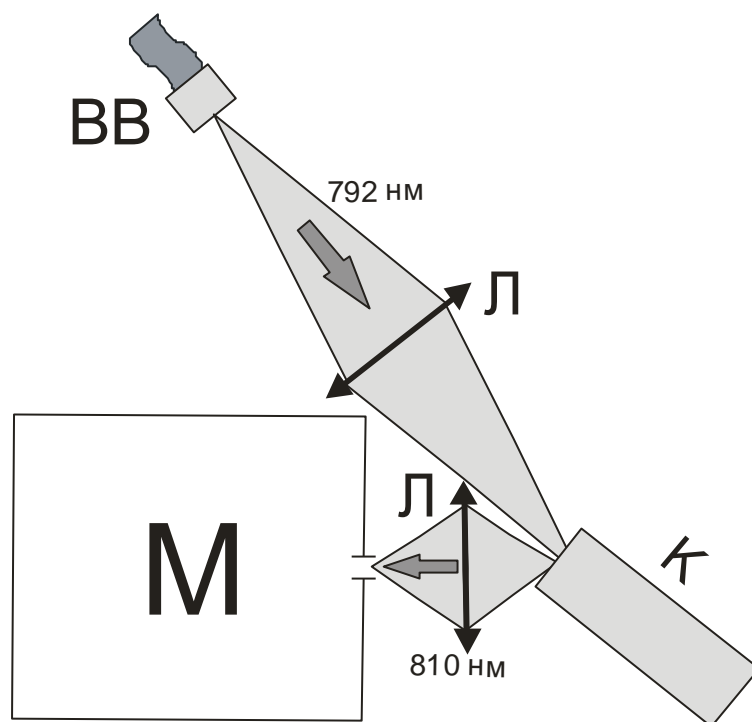


Рис. 1.8. ВВ – волоконный выход диодной линейки, Л – линзы, К – кристалл Тm;YLF, М – монохроматор ДФС-12.

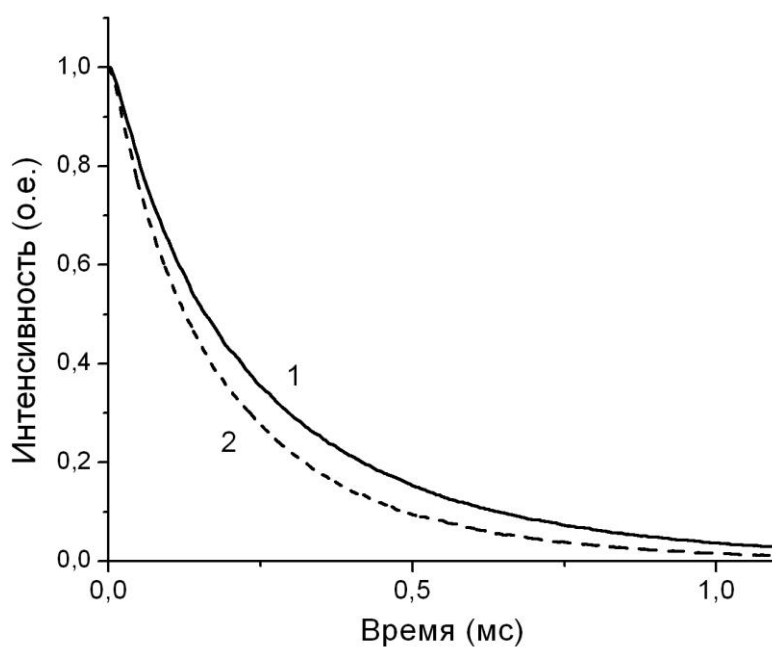


Рис.1.9. Зависимость интенсивности люминесценции от времени после окончания действия накачки для кристаллов с концентрацией ионов Tm^{3+} 3 и 3,5 ат. % (кривая 1 и 2)

Для экспериментального определения вероятности кросс-релаксационных переходов и определения квантовой эффективности накачки была использована следующая экспериментальная установка (рис. 1.8).

Кристалл Tm:YLF накачивался излучением диодной импульсной линейки с волоконным выходом (ВВ) с частотой 10 Гц. Импульс накачки имел прямоугольную форму длительностью $\Delta t = 300 \text{ мкс}$ с задним фронтом не более 3 мкс. Энергия импульса излучения диодной линейки была $\sim 2 \text{ мДж}$. При этом число ионов Tm^{3+} , переходящих под действием накачки в возбуждённое состояние не превышало 1 % от общего числа активных центров. Излучение диодной линейки на длине волны 792 нм фокусировалось в кристалл Tm:YLF линзой (Л) с фокусным расстоянием 5 см. Люминесценция исследуемого кристалла фокусировалась линзой (Л) на щель монохроматора ДФС-12 с разрешающей способностью 0,1 нм. Временная зависимость интенсивности люминесценции исследовалась на длине волны 810 нм. Оптический сигнал с выходной щели монохроматора принимался с помощью фотоумножителя ФЭУ-62 с временным разрешением $\sim 30 \text{ нс}$.

Зависимости интенсивности люминесценции от времени после окончания действия накачки для кристаллов с концентрацией ионов Tm^{3+} 3 и 3,5 ат. % представлены на рисунке 1.9.

Известно, что интенсивность люминесценции после прекращения возбуждения изменяется по закону:

$$I_{\text{люм}} = I_0 \times \exp(-(t/\tau)), \quad (1.15)$$

где τ является постоянной затухания, т.е. интервалом времени, за который интенсивность люминесценции уменьшается в «е» раз. Измеренное в эксперименте время затухания люминесценции

определяется уменьшением населённости уровня ${}^3\text{H}_4$ за счёт излучательной релаксации, т.е. суммарной (по всем ниже расположенным энергетическим уровням иона тулия: ${}^3\text{H}_5$, ${}^3\text{F}_4$, ${}^3\text{H}_6$) вероятностью спонтанного излучения; внутрицентровым безызлучательным распадом уровня ${}^3\text{H}_4$, а также кросс-релаксационным переносом энергии (${}^3\text{H}_6 \rightarrow {}^3\text{F}_4$; ${}^3\text{H}_6 \rightarrow {}^3\text{F}_4$) [71]:

$$t_{\text{люм}}^{-1} = \sum A + W_{\text{в.ц.}} + W_{\text{к.р.}} \quad (1.16)$$

При этом вследствие малости накачки и согласно приведенным данным в работе [37], вероятность ап-конверсионных процессов мала. Поэтому влияние этих процессов на кинетику энергетических уровней ионов Tm^{3+} не учитывалось. Вероятность излучательных переходов ионов тулия с уровня ${}^3\text{H}_4$ приблизительно равна $\sum A = \frac{1}{\tau_{\text{изл}}} \approx 443 \text{ с}^{-1}$ [47].

Вероятность внутрицентрового распада оценивалась по формуле [44]:

$$W_{\text{в.ц.}} = B \exp(-\beta \Delta E_{\text{мин}}) [1 - \exp(-h\nu_{\text{max}}/kT)]^{-p}, \quad (1.17)$$

где $p = \Delta E_{\text{мин}}/h\nu_{\text{max}}$, $h\nu_{\text{max}}$ - энергия эффективного фотона, которая может быть равна или несколько меньше максимальной энергии фононных колебаний в кристалле, $\Delta E_{\text{мин}}$ - минимальный энергетический зазор между уровнями. Для $\Delta E_{\text{мин}} = 4070 \text{ см}^{-1}$, $h\nu_{\text{max}} = 400 \text{ см}^{-1}$, $B = 3.5 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$, $\beta = 3.8 \cdot 10^{-3} \text{ см}$ $W_{\text{в.ц.}} = 32 \text{ с}^{-1}$ [44]. Величина $t_{\text{люм}}^{-1}$ находилась из зависимостей на рис 1.9 и равнялась 3942 с^{-1} (для кристалла с концентрацией ионов Tm^{3+} в 3 ат. %) и 4762 с^{-1} (для кристалла с концентрацией ионов Tm^{3+} в 3,5 ат. %). Таким образом, для кристалла Tm:YLF с легированием активными центрами 3 ат. % $W_{\text{ер}} = t_{\text{люм}}^{-1} - \sum A - W_{\text{а.о}} = 3467 \text{ с}^{-1}$, а для кристалла с допированием 3,5 ат. % $W_{\text{к.р.}} = 4287 \text{ с}^{-1}$. С учётом малости энергии импульса накачки,

коэффициент кросс-релаксации может быть найден как $K_{кр} = W_{кр} / N_0$ [85].

Согласно проведённым измерениям $K_{кр} = 0,87 \times 10^{-17} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$.

Среды, работающие по кросс-релаксационной схеме, часто характеризуют параметром, определяющим квантовую эффективность накачки $\eta_{кв}$. Этот параметр показывает, какое количество ионов переходит на верхний лазерный уровень при поглощении одного кванта накачки и определяется отношением скоростей процессов, приводящих к заселению уровня 3F_4 , к полной скорости уменьшения населенности уровня 3H_4 :

$$\eta_{кв} = \frac{W_{в.ц.} + \sum A \times (1 - \beta_{41}) + 2W_{кр}}{W_{в.ц.} + \sum A + W_{кр}}, \quad (1.18)$$

где $\beta_{41} = 0.903$, $\beta_{42} = 0.07$, $\beta_{43} = 0.027$ - коэффициенты ветвления люминесценции с уровня 3H_4 . Используя найденные величины и значения, приведённые в работе [44] для кристалла с легированием 3% $\eta_{кв} \sim 1,78$, а для 3,5% $\eta_{кв} \sim 1,82$. Численное моделирование, выполненное в работе [37] для кристалла Tm:YLF с концентрацией активирующих ионов 3 ат. %, приводит к значению $\eta_{кв} \sim 1.84$, что хорошо согласуется с полученным нами результатом.

1.3. Система накачки

Для накачки кристаллов Tm:YLF использовались непрерывные диодные линейки с волоконным выходом (FAP-795-40C-800B, Coherent), генерирующие неполяризованное излучение мощностью до 40 Вт с длиной волны в области 790-800 нм. Ширина спектра излучения в стационарном режиме составляла 2 нм, а температурный сдвиг равнялся 0,25 нм/°C. Также, с увеличением выходной мощности наблюдалось

незначительное изменение формы спектра излучения и сдвиг центра линии генерации в длинноволновую сторону. Вариация и стабилизация длины волны излучения полупроводниковых лазеров обеспечивалась системой охлаждения, основанной на элементе Пельтье с электронным контролем температуры. Элемент Пельтье – это термоэлектрический преобразователь, принцип действия которого базируется на эффекте Пельтье – возникновении разности температур при протекании электрического тока. Достоинствами элемента Пельтье являются небольшие размеры, отсутствие каких-либо движущихся частей, а также газов и жидкостей. При обращении направления тока возможно как охлаждение, так и нагревание — это даёт возможность термостатирования при температуре окружающей среды как выше, так и ниже температуры термостатирования. Для минимизации температурных скачков использовался пропорционально-интегрально-дифференциальный (ПИД) алгоритм, оптимальные параметры которого были найдены экспериментально. Для обеспечения высокой эффективности накачки центр линии генерации диодных лазеров настраивался изменением температуры на максимум поглощения неполяризованного света кристаллом Tm:YLF, т.е. в область 792 нм (рис. 1.10). Из рисунка видно, что линия генерации диодных лазерных линеек гораздо уже спектра поглощения кристалла TmYLF, поэтому для оценки поглощенной энергии можно считать, что энергия излучения линеек поглощается кристаллом без поправки на неоднородность линии поглощения. Количество поглощённой мощности накачки в активном элементе (в отсутствии эффекта насыщения) за один проход можно найти, исходя из (1.4) и (1.5):

$$I_{\text{вых}}(\lambda) = I_{\text{вх}}(\lambda) \times \exp(-K_{\text{пол}}^{\text{макс}} l), \quad (1.19)$$

где $K_{\text{пол}}^{\text{макс}} \sim 1,9 \text{ см}^{-1}$ - пиковое значение коэффициента поглощения, l – длина кристалла.

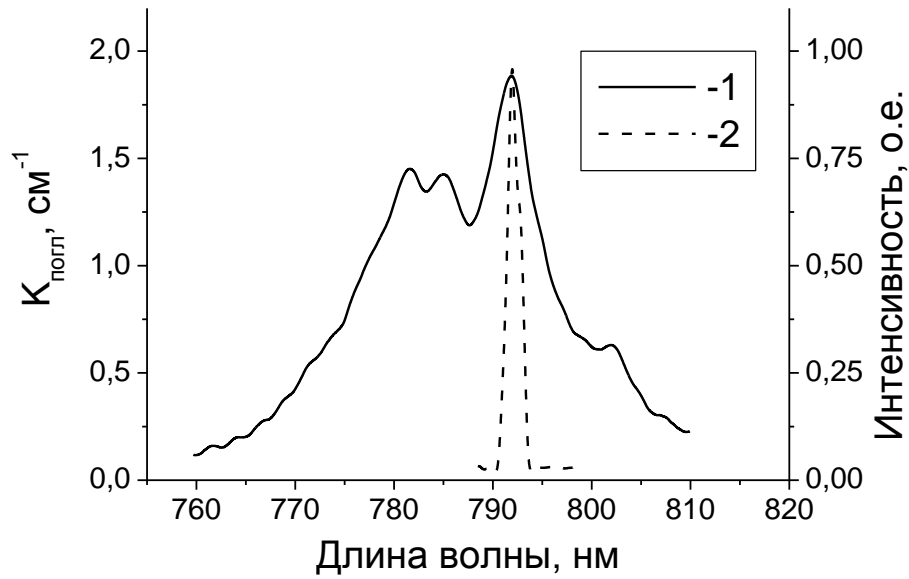


Рис. 1.10. Зависимости коэффициента поглощения кристалла Tm:YLF с легированием ионами Tm^{3+} 3 ат. % от длины волны для неполяризованного света (кривая 1) и распределение спектральной мощности излучения диодной линейки $S(\lambda)$ (кривая 2).

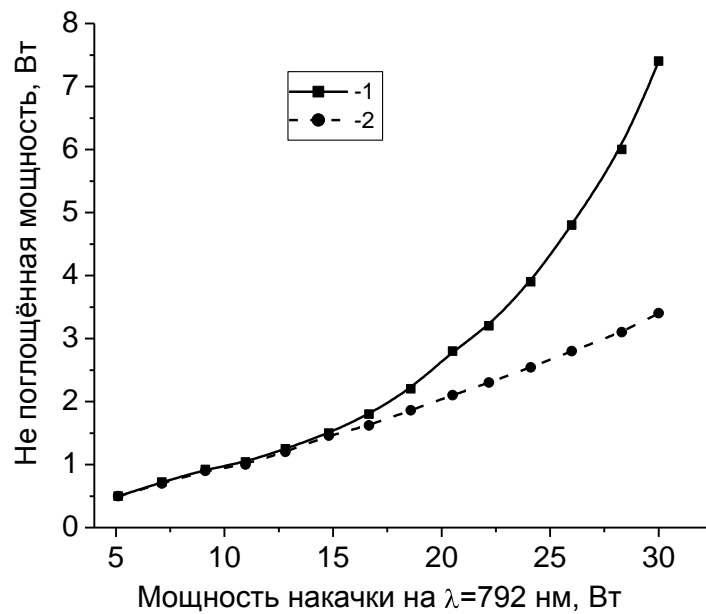


Рис. 1.11. Зависимость непоглощённой мощности от мощности излучения падающей на кристалл в режиме генерации (кривая 2) и в её отсутствие (кривая 1).

Для более точного вычисления поглощенной энергии выполним следующую процедуру. Предположим, что спектр накачки состоит из двух спектральных линий, отношение интенсивностей которых равно Z . Согласно закону Бугера, доля поглощенной энергии для каждой из линий равна [64, 84]:

$$\Delta I_1 = (1 - e^{-k_1 l}) I_1, \quad \Delta I_2 = (1 - e^{-k_2 l}) I_2 \quad (1.20),$$

где I_1 и I_2 – интенсивности этих линий, k_1 и k_2 – соответствующие коэффициенты поглощения. Тогда для суммарной интенсивности накачки имеем:

$$\Delta I_\Sigma = \Delta I_1 + \Delta I_2 = (1 - e^{-k_1 l}) I_1 + (1 - e^{-k_2 l}) I_2 = (1 - e^{-k_1 l}) I_1 + (1 - e^{-k_2 l}) Z I_1. \quad (1.21)$$

Введем суммарный коэффициент поглощения k_Σ таким образом, чтобы он удовлетворял следующему соотношению:

$$\Delta I_\Sigma = (1 - e^{-k_\Sigma l}) I_\Sigma = (1 - e^{-k_\Sigma l}) (I_1 + Z I_1). \quad (1.22)$$

Будем считать, что поглощение излучения накачки на длине активного элемента много меньше единицы, поэтому показатели экспонент в (1.21) и (2.22) можно разложить в ряд Тейлора. Приравнявая (1.21) и (1.22), получим:

$$\Delta I_\Sigma = K_1 l I_1 + K_2 l Z I_1 = K_\Sigma l (I_1 + Z I_1), \quad (1.23)$$

откуда следует, что

$$K_1 + K_2 Z = K_\Sigma (1 + Z) \quad (1.24)$$

$$\text{и } K_\Sigma = \frac{K_1 + K_2 Z}{(1 + Z)}. \quad (1.25)$$

Таким образом, из получившейся формулы видно, что суммарный коэффициент поглощения равен сумме коэффициентов поглощения на каждой из спектральных линий, умноженных на «вес» каждой линии в спектре накачки. В случае непрерывного распределения спектральной мощности накачки $S(\lambda)$ формула (1.25) переписывается в виде:

$$K_{\Sigma} = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} K(\lambda) S(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} S(\lambda) d\lambda}, \quad (1.26)$$

Согласно (1.26) при длине кристалла 1,5 см с 3 % допированием ионами Tm^{3+} в отсутствии эффекта насыщения и при условии попадания генерации диодной линейки в максимум линии поглощения кристалла (рис. 1.10) в активном элементе поглотится порядка 94%.

Исследовалась экспериментальная зависимость поглощения излучения накачки в схеме с кристаллом Tm:YLF длиной 1,5 см в режиме генерации и в её отсутствии. Диаметр пучка накачки в перетяжке был ~ 830 мкм. При малых значениях мощности накачки, в обоих случаях, правильно выбранная температура диодных линеек позволила достигнуть 90% поглощения излучения накачки. С увеличением накачки в схеме с разъюстированным резонатором, часть мощности, не поглощённой в кристалле, увеличивалась (кривая 1 на рис. 1.11) с 10% до 25% (при накачке ~ 30 Вт). Такое падение связано с насыщением поглощения накачки, за счёт опустошения населённости основного состояния n_1 (рис. 1.18). В режиме генерации, благодаря вынужденным переходам, населённость уровня ${}^3\text{H}_6$ с ростом мощности накачки уменьшается слабо (рис. 1.19). Поэтому, часть излучения, поглощаемого кристаллом, практически не изменялась (при мощности накачки 30 Вт доля непоглощенной энергии увеличивалось с 10% до 11%).

Питание диодных лазеров осуществлялось блоками питания Gentec 600 с плавной перестройкой тока и напряжения. Пучок излучения выходил из торца многомодового волокна с диаметром сердцевины 800 мкм и числовой апертурой $\Theta \sim 0,13$.

В исследуемом лазере на кристалле Tm:YLF использовался продольный способ накачки. Для выполнения условия согласования пучка накачки с основной модой резонатора и обеспечения большего коэффициента усиления в кристалле излучение диодных линеек фокусировалось системой сферических линз. Как известно, допустимые значения интенсивности накачки ограничиваются порогом разрушения лазерного кристалла из-за термомеханических напряжений. В работе [24] отмечается, что разрушение кристалла Tm:YLF с легированием 3% ат. наблюдалось при плотности мощности накачки $\rho_{проб} \sim 5$ кВт/см². Диаметр пучка излучения, приводящий к разрушению активного элемента, можно определить как $d = \sqrt{\frac{4W}{\pi \cdot \rho_{проб}}}$, где W – мощность излучения. Таким образом, при использовании диодной линейки с непрерывной мощностью до 40 Вт, диаметр пучка накачки на поверхности торца кристалла, не приводящий к тепловому пробую, не должен быть меньше 1 мм.

Для подбора конфигураций линзовых систем исследовались характеристики пучков, сформированных с их помощью. По полученным данным подбирались фокусные расстояния линз для обеспечения оптимальной торцевой накачки кристаллов Tm:YLF.

Для проведения эксперимента на оптическом столе была закреплена оптическая скамья. На ней с помощью оптических подвижек устанавливались держатель торца оптоволокна ВВ, поворотное зеркало З, линзовая система Л, светофильтры Ф и ПЗС камера (PULNIX TM-8, эффективный размер пиксела – 8 мкм) К (рис. 1.12). Для обеспечения достоверности результатов измерение пучка генерации диодной линейки проводилось при выходной мощности близкой к максимальной ~35 Вт. Ослабление оптической нагрузки на элементы измерительной системы осуществлялось с помощью зеркала с коэффициентом отражения 99% на

длине волны 792 нм. Для устранения засветки ПЗС камеры перед ней устанавливался светофильтр, ослабляющий свет в спектральном диапазоне до 800 нм. Пучок генерации, выходящий из торца многомодового волокна преобразовывался линзовой системой и попадал на матрицу ПЗС камеры. Сигнал с камеры поступал на плату захвата видеоизображения и (NI_PCI-1409) и обрабатывался в среде графического программирования LabVIEW.

Виртуальный прибор определял диаметр лазерного пучка двумя способами. Первый способ заключался в измерении диаметра области, в которую попадала задаваемая пользователем доля суммарной интенсивности (обычно 90%) лазерного пучка. Второй способ состоял в построении профиля пучка по одной из координат и измерении диаметра пучка по уровню, задаваемому вручную (обычно задавался уровень $1/e^2$), от максимальной интенсивности. Для визуального контроля профиля пучка на 3D индикаторе строилось трехмерное изображение. Уменьшение влияния паразитной засветки и уровня шумов производилось с помощью нормировки. Для этого в отсутствии лазерного излучения, перед снятием параметров пучка, делался контрольный снимок, который в последствии вычитался из исследуемого изображения. Таким образом, уровень паразитных шумов уменьшался в 10-15 раз и составлял величину, не превышающую 1% от максимальной интенсивности измеряемого сигнала.

На выходе диодной линейки излучение представляло собой набор из 19 пучков отдельных излучателей (диодов) (рис. 1.13). После прохождения через многомодовое волокно излучение отдельных источников перемешивалось и представляло собой равномерно засвеченную область с диаметром 800 мкм (рис.1.14).

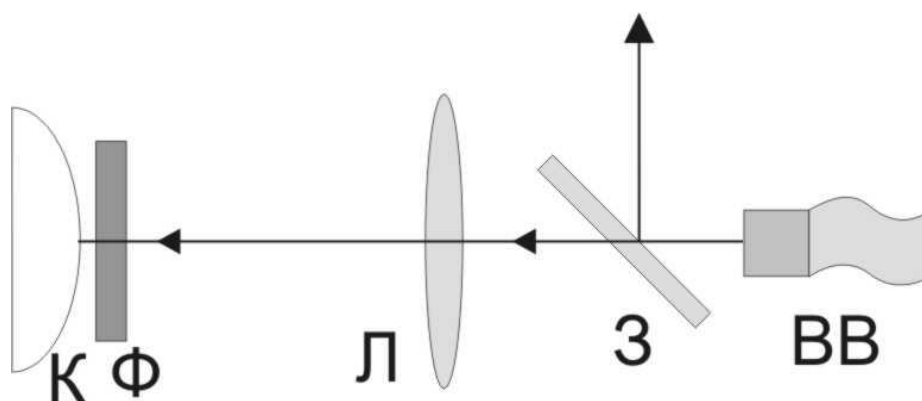


Рис.1.12. Схема экспериментальной установки по исследованию пучков накачки. ВВ – волоконный выход диодной линейки, З – поворотное зеркало, Л – линзовая система, Ф – фильтры, К – ПЗС-камера

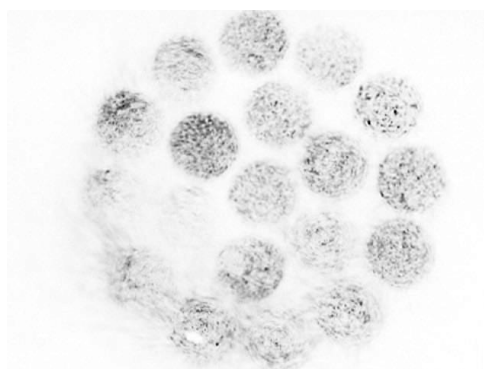


Рис.1.13. Изображение пучка на выходе диодной линейки

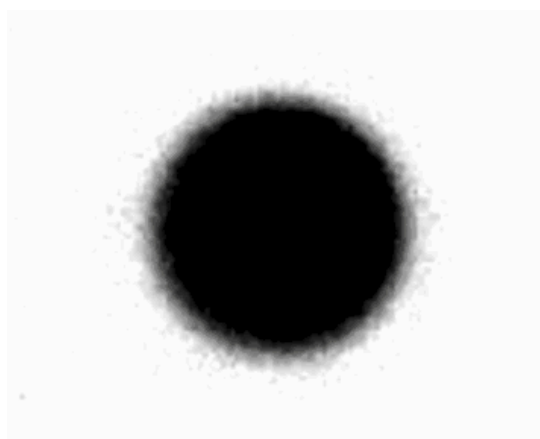


Рис.1.14. Изображение пучка диодной линейки после прохождения через оптоволокно длиной 1 м

В ходе работ исследовались различные линзовые системы. Первые эксперименты были направлены на попытку переноса изображения торца волокна с помощью одной линзы. Для этого, линза устанавливалась на двойном фокусном расстоянии ($2f$) от торца волокна. Его изображение также находилось на расстоянии равном $2f$. Однако, из-за высокой расходимости выходного излучения диодной линейки и его низкого качества мощность, собираемая линзой при таком способе фокусировки, была равна 80% от общей мощности линейки.

Следующим шагом было проведение экспериментов по переносу изображения торца волокна с помощью двухлинзовых систем. Линзы располагались таким образом, что торец волокна находился в фокусе 1-ой линзы. Расстояние между линзами равнялось сумме фокусных расстояний. Использование такой линзовой системы позволяло переносить изображение торца волокна диодной линейки в соотношении f_1/f_2 . Фокусные расстояния линз варьировались. В итоге, для накачки кристаллов Tm:YLF использовались три 2-х линзовых системы (рис. 1.15), состоящие из линз с фокусными расстояниями: 3 см и 5 см (кривая 3), 3.6 см и 5 см (кривая 2), 5 см и 5 см (кривая 1). Выбранные линзовые системы позволяли формировать в свободном пространстве пучки генерации диодной линейки с диаметрами в перетяжке от 600 до 830 мкм.

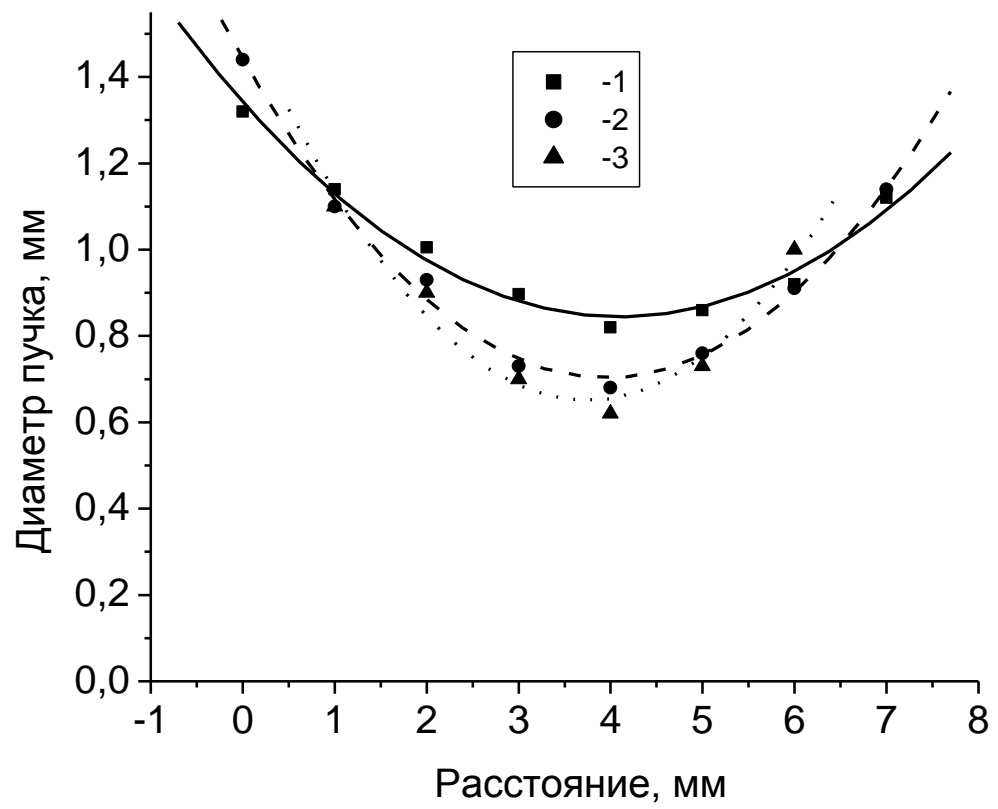


Рис. 1.15. Диаметры пучков накачки вблизи перетяжки, сформированные различными 2-х линзовыми системами.

1.4. Расчет основной моды резонатора

Для достижения эффективной генерации на лазерных кристаллах Tm:YLF, работающих по квази-трёхуровневой схеме и, вследствие этого, обладающих высоким поглощением на длине волны генерации, согласование моды резонатора с областью накачки в активном элементе является практически определяющим. Однако согласование мод в «холодном» резонаторе и в резонаторе с накачиваемой активной средой существенно отличаются из-за наведения в кристалле сильной тепловой линзы. Поэтому знание параметров тепловой линзы для используемых активных элементов в определённых условиях накачки необходимо для проведения расчётов и подбора оптимальных параметров резонатора [49].

Были проведены экспериментальные исследования тепловой линзы, формируемой в кристалле Tm:YLF длиной 14 мм и диаметром 4 мм под действием неполяризованного излучения. В качестве накачки активного элемента использовалась непрерывная диодная линейка, описанная выше. Фокусировка излучения накачки внутрь кристалла производилась с помощью двухлинзовой системы, формирующей радиально симметричный пучок накачки диаметром $\sim 0,8$ -1 мм (кривая 1 на рис. 1.15). Для определения фокусного расстояния тепловой линзы наводимой в активном элементе накачкой через кристалл пропусклся тестовый пучок He-Ne лазера. Тепловые эффекты, возникающие в кристалле под действием оптической накачки, приводили к возникновению тепловой линзы, изменяющей расходимость и диаметр тестового пучка. Далее, пучок He-Ne лазера попадал на регистрирующую систему, состоящую из набора светофильтров и ПЗС камеры. С помощью методики, описанной выше, определялся диаметр тестирующего пучка по обеим поперечным координатам. Калибровка

измерительной системы осуществлялась путём замены активного элемента на линзы с известными фокусными расстояниями. Проведённые исследования показали, что под действием интенсивной неполяризованной накачки в кристалле Tm:YLF формировалась астигматичная линза. В плоскости параллельной оптической оси кристалла при накачке ~ 25 Вт наблюдалась слабая положительная линза с $F > 400$ см. В плоскости, перпендикулярной оптической оси, при той же накачке образовывалась отрицательная линза с $F \approx -70$ см. Зависимость фокусного расстояния тепловой линзы в плоскости перпендикулярной оптической оси кристалла Tm:YLF от мощности накачки приведена на рис. 1.16 [49, 77].

Следует отметить, что измерения тепловой линзы проводились в отсутствии генерации на лазерном переходе. В работающем лазере, за счёт преобразования части мощности накачки в мощность генерации, тепловыделение в кристалле меньше. Вследствие того, что тепловая линза пропорциональна мощности тепловыделения, её оптическая сила в схеме с генерацией несколько меньше. Таким образом, будем считать, что в зависимости от мощности накачки, фокусное расстояние тепловой линзы в кристалле Tm:YLF в плоскости, перпендикулярной оптической оси, изменяется в пределах $-100 < F_m < -20$ см.

Перейдем к расчету резонаторной моды. Для простоты исследовался резонатор, состоящий из плоского глухого зеркала, тепловой линзы, формируемой в кристалле, и выходного сферического зеркала. Данный резонатор являлся эквивалентным по отношению к резонаторам, используемым в наших экспериментах. Тепловая линза, наводимая в кристалле накачкой, для простоты заменялась при расчётах на тонкую линзу, расположенную в центре активного элемента. Расчёты производились с помощью матричного метода. Параметры резонатора варьировались для получения лучшего согласования моды резонатора с

активной областью накачки. Зависимость диаметра основной моды в центре кристалла от фокусного расстояния тепловой линзы для выходных зеркал с кривизной $r=200$ мм и $r=300$ мм и длины резонатора 14 см и 20 см, соответственно, приведена на рис. 2.18 (кривая 1 и 2). В обоих случаях расстояние между центром кристалла и глухим плоским зеркалом равнялось 3 см и определялось конструкцией резонаторов в эксперименте. Из зависимостей видно, что до значений тепловой линзы $F_T \sim 30$ см лучшее согласование основной моды резонатора с областью накачки (для кривой 1 на рис. 1.15) обеспечивает зеркало с $r=300$ мм (кривая 2 на рис. 1.17). Однако дальнейшее усиление оптической силы тепловой линзы при увеличении мощности накачки приводит к резкому увеличению диаметра моды резонатора и, как следствие, к падению эффективности генерации (из-за сильного поглощения на длине волны генерации в области без инверсии населённостей). Использование выходного зеркала с $r=200$ мм обеспечивает размер основной моды резонатора меньше активной области в кристалле даже при значении тепловой линзы $F=200$ мм. Это приведёт, с одной стороны, к высокой эффективности генерации при высоких значениях мощностей накачки. С другой стороны, следует ожидать, что пучок лазерной генерации будет состоять из нескольких поперечных мод.

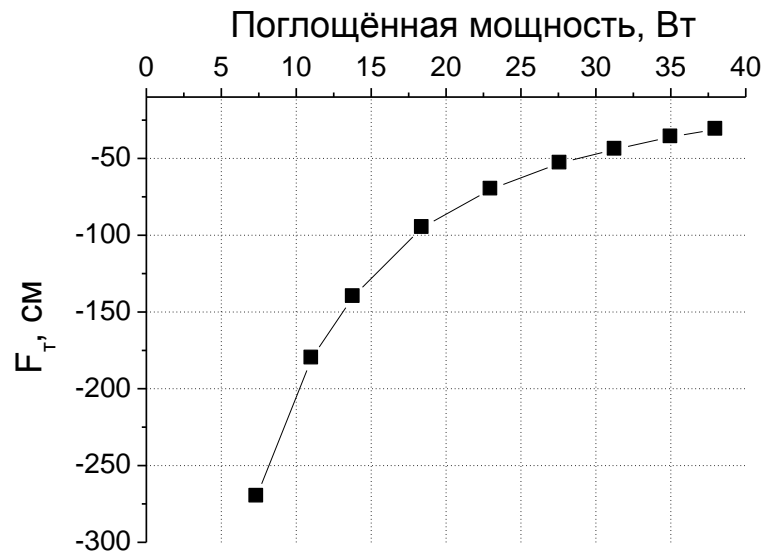


Рис. 1.16. Зависимость фокусного расстояния тепловой линзы (F_T) в плоскости перпендикулярной оптической оси кристалла Tm:YLF от мощности накачки

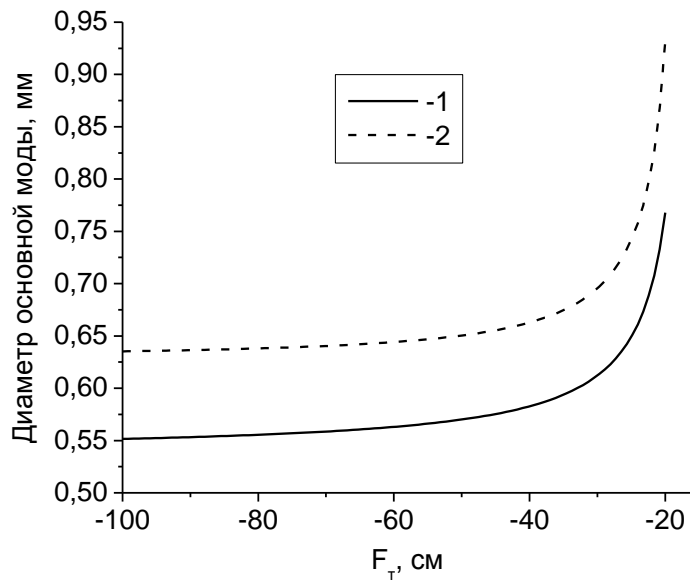


Рис. 1.17. Зависимость диаметра основной моды в центре кристалла от фокусного расстояния тепловой линзы для выходных зеркал с кривизной $r=200$ (кривая 1) мм и $r=300$ мм (кривая 2), и длины резонатора 14 см и 20 см, соответственно.

1.5. Численное моделирование

С целью определения оптимальных параметров Tm:YLF лазера с диодной накачкой и исследования его кинетических характеристик, проводилось численное моделирование лазерной системы.

1.5.1. Описание расчётной модели Tm:YLF лазера.

Расчёт производился с помощью решения совместной системы уравнений, описывающих кинетику населенностей уровней ионов Tm^{3+} и плотности потока фотонов в резонаторе. В рамках нашей модели рассматривались пространственно независимые уравнения, т.е. не учитывалось поперечное распределение инверсии населённости в активном элементе и его влияние на изменение поперечной структуры пучка генерации. Учёт двухмерных эффектов является определяющим при рассогласовании моды генерации и активной областью в кристалле. Будем считать, что выполняется условие хорошего согласования моды резонатора с областью накачки. Тогда, несмотря на упрощенный подход, данная модель позволяет достаточно корректно оценить выходную мощность излучения в зависимости от параметров Tm:YLF лазера, а также определить кинетику населённостей уровней ионов Tm^{3+} . Совместная система уравнений выглядит следующим образом [45, 48]:

$$\begin{cases} \frac{dn_3}{dt} = Rn_1 - N_0 K_{\kappa p} n_1 n_3 - (A_{31} + A_{32})n_3 - W_{32}n_3 \\ \frac{dn_2}{dt} = 2N_0 K_{\kappa p} n_1 n_3 + A_{32}n_3 + W_{32}n_3 - W_{21}n_2 - A_{21}n_2 - q(B_{изл}n_2 - B_{ногл}n_1) \\ \frac{dn_1}{dt} = -N_0 K_{\kappa p} n_1 n_3 - Rn_1 + A_{31}n_3 + W_{21}n_2 + A_{21}n_2 + q(B_{изл}n_2 - B_{ногл}n_1) \\ \frac{dq}{dt} = N_0 V_a q(B_{изл}n_2 - B_{ногл}n_1) - q\rho \end{cases} \quad (1.27)$$

В системе уравнений (1.27) n_1, n_2, n_3 - относительные населённости (делённые на полную концентрацию ионов Tm^{3+} N_0) энергетических уровней 3H_6 , 3F_4 , 3H_4 ионов Tm^{3+} , соответственно. Причём считалось, что

$n_1 + n_2 + n_3 = 1$. Скорость накачки R определялась из соотношения [45]:

$$R = \frac{P_{\text{нак}}}{slh\nu_{\text{нак}}n_1}, \quad (1.28)$$

где $h\nu_{\text{нак}}$ – энергия кванта накачки, $s = \pi d^2/4$ – площадь поперечного пучка накачки, l – длина активного элемента, $P_{\text{нак}}$ – мощность, поглощенная в кристалле. $P_{\text{нак}}$ оценивалось согласно (1.19) и (1.26).

В балансные уравнения так же входят A_{31}, A_{32}, A_{21} – вероятности спонтанных переходов ${}^3\text{H}_4 \rightarrow {}^3\text{H}_6$, ${}^3\text{H}_4 \rightarrow {}^3\text{F}_4$, ${}^3\text{F}_4 \rightarrow {}^3\text{H}_6$; W_{32}, W_{21} – вероятности безызлучательной релаксации переходов ${}^3\text{H}_4 \rightarrow {}^3\text{F}_4$, ${}^3\text{F}_4 \rightarrow {}^3\text{H}_6$, $K_{\text{кр}}$ – коэффициент кросс-релаксации.

Вероятности вынужденных переходов ${}^3\text{F}_4 \rightarrow {}^3\text{H}_6$ и ${}^3\text{H}_6 \rightarrow {}^3\text{F}_4$, на один фотон $B_{\text{изл}}$ и $B_{\text{погл}}$ находились по формулам:

$$B_{\text{изл}} = \frac{\sigma_{\text{изл}}^0 c}{V} \text{ и } B_{\text{погл}} = \frac{\sigma_{\text{погл}}^0 c}{V}, \text{ где} \quad (1.29)$$

Здесь c – скорость света, V – эффективный объём моды в резонаторе. В уравнение для плотности потока фотонов в резонаторе q , входит величина ρ , обратно пропорциональная времени затухания энергии поля излучения в резонаторе:

$$\rho = \frac{1}{t_c} = -\frac{c}{L} (\ln(1 - Z_i) + \frac{\ln(1 - T_1) + \ln(1 - T_2)}{2}), \quad (1.31)$$

где T_1 и T_2 – коэффициенты пропускания зеркал, Z_i – коэффициент внутренних потерь, L оптическая длина резонатора. Для удобства обозначим коэффициент всех вредных потерь как $\rho_{\text{вр}}$.

Мощность выходного излучения $P_{\text{ген}}$ оценивалась по формуле:

$$P_{\text{ген}} = q \left(\frac{-\ln(1 - T_2)c}{2L} \right) h\nu_{\text{ген}}, \quad (1.32)$$

где T_2 – коэффициент пропускания выходного зеркала, $h\nu_{\text{ген}}$ – энергия кванта генерации.

Решение системы уравнение (1.27) производилось методом Рунге-Кутты в среде программирования Mathcad. Значения основных величин, используемых при расчёте системы уравнений, были взяты из работы [47] или определены выше, и для удобства сведены в таблице 3.

Таблица 3. Значения основных величин, используемых при численном моделировании.

| Параметр | Tm:YLF |
|--|--|
| $N_0 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$ | 4,1 |
| $K_{кр} \times 10^{-17} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ | 0,87 |
| $A_{31}, A_{32}, A_{21}, \text{ с}^{-1}$ | 400, 28, 67 |
| $W_{32}, \text{ с}^{-1}$ | 32 |
| $\sigma_{изл}^{\circ}(\lambda) \times 10^{20} \text{ см}^2,$ | 0,38 или 0,34 (E c) 0,25 (E ⊥ c) |
| $\sigma_{пол}^{\circ}(\lambda) \times 10^{20} \text{ см}^2,$ | 0,07 или 0,054 (E c) 0,035 (E ⊥ c) |
| $K_{\Sigma}, \text{ см}^{-1}$ | 1,9 |
| $\rho_{вр}$ | 0,015 |
| d, мм | 0,83 мм |

1.5.2. Кинетика энергетических состояний ионов Tm^{3+}

С помощью численного моделирования исследовалась кинетика населённостей уровней $^3\text{H}_6$, $^3\text{F}_4$, $^3\text{H}_4$ ионов тулия. В схеме с расстроенным резонатором ($q(B_{\text{изл}}n_2 - B_{\text{пол}}n_1) = 0$) за счёт поглощения накачки и накопления населенности на уровне $^3\text{F}_4$ происходило обеднение уровня $^3\text{H}_6$. При мощности накачки ~ 30 Вт и длине кристалла 15 мм относительная населенность основного состояния уменьшалась на $\sim 50\%$ (рис. 1.18). Это приводило к насыщению поглощения на длине волны накачки (просветлению среды). Таким образом, количество непоглощённой мощности увеличивалось с 5% до 24%. При настроенной схеме, за счёт вынужденных переходов происходит возврат ионов Tm^{3+} в основное состояние. В стационарном режиме генерации величина опустошения нижнего уровня n_1 зависит от коэффициента отражения выходного зеркала. Для зеркала с $T_2 = 20\%$ порядка 80 % всех активных центров находится в основном состоянии (рис. 1.19). Поэтому, согласно (1.19) и (1.26), вне зависимости от мощности накачки в активном элементе длиной 15 мм поглотиться $\sim 90\%$ мощности накачки. Результаты расчётов хорошо согласуются с экспериментальными измерениями (рис. 1.11).

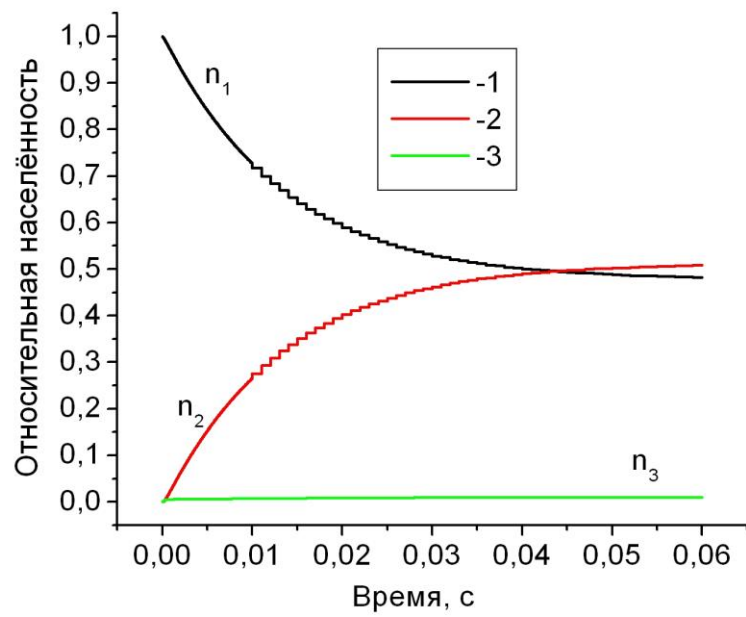


Рис. 1.18. Зависимость относительной населённости уровней ${}^3\text{H}_6$ (n_1) ${}^3\text{F}_4$ (n_2) ${}^3\text{H}_4$ (n_3) в схеме с разъюстированным резонатором при $W_{\text{нак}}=30$ Вт, $T_2=0.2$, $l=15$ мм.

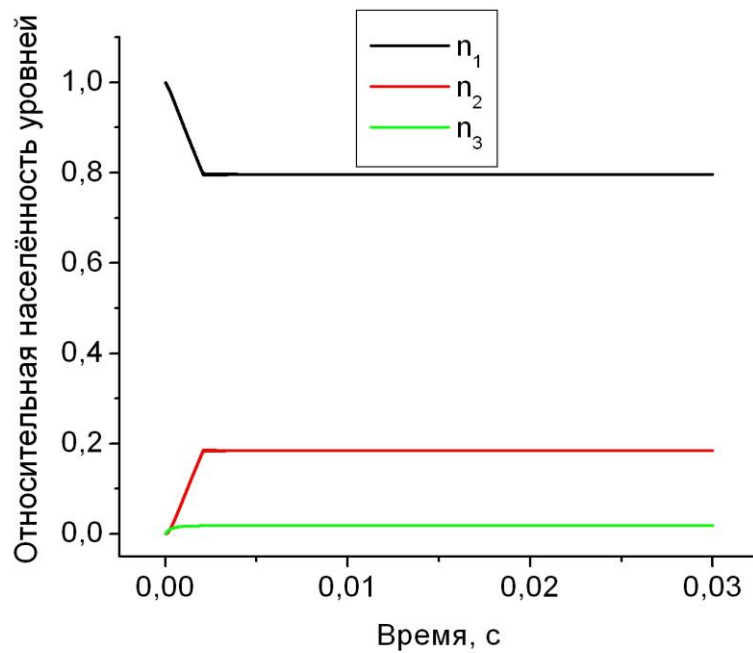


Рис. 1.19. Зависимость относительной населённости уровней ${}^3\text{H}_6$ (n_1) ${}^3\text{F}_4$ (n_2) ${}^3\text{H}_4$ (n_3) в режиме генерации, при $W_{\text{нак}}=60$ Вт, $T_2=0.2$, $l=15$ мм.

1.5.3. Результаты численной оптимизации Tm:YLF лазера, генерирующего σ -поляризованное излучение.

Была проведена расчётная оптимизация параметров Tm:YLF лазера, генерирующего σ -поляризованное излучение с целью получения наибольшей эффективной генерации. Зависимость выходной мощности от длины активного элемента при $T_2=0.2$ и максимальной накачке, используемой в эксперименте $W_{\text{нак}}=70$ Вт, приведена на рисунке 1.20. Расчёт показал, что оптимальная длина кристалла Tm:YLF 15 мм - 16 мм. При уменьшении длины активного элемента происходило уменьшение поглощенной мощности накачки, что в свою очередь, снижало значение мощности генерации. С другой стороны, увеличение длины кристалла приводило к усилению эффекта поглощения на длине волны генерации. Поэтому при длинах кристалла более 17 мм наблюдалось снижение выходной мощности.

Также оптимизировался коэффициент отражения выходного зеркала. При этом мощность накачки $W_{\text{нак}}=70$ Вт и длина активного элемента $l=15$ мм оставались неизменными. Наилучшие расчётные результаты были получены при коэффициенте отражения выходного зеркала порядка 80 % - 84 % (Рис. 1.21). Такая резкая зависимость выходной мощности от T_2 , а также большое значение оптимального коэффициента отражения зеркала связаны с невысоким значением сечения усиления в кристалле Tm:YLF.

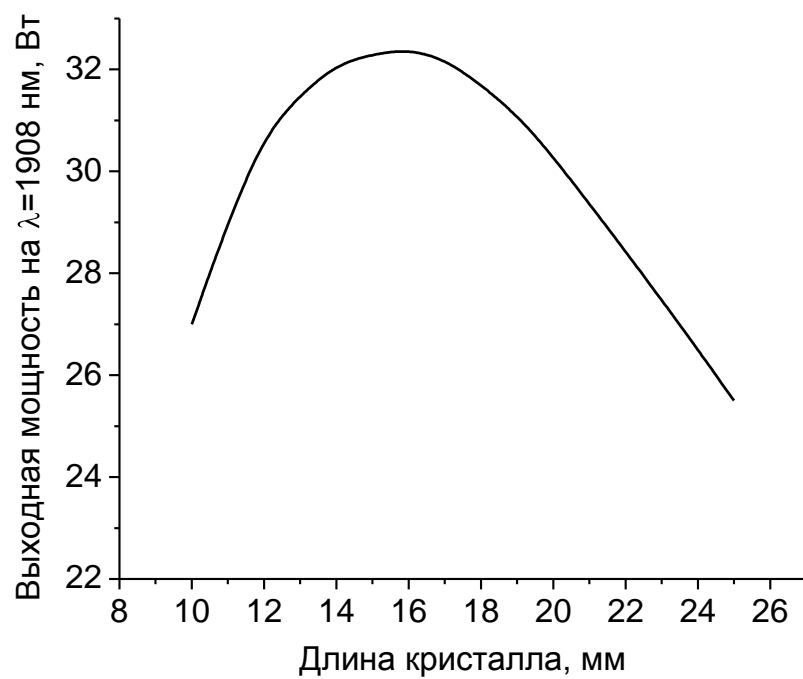


Рис. 1.20. Зависимость выходной мощности от длины активного элемента при $W_{\text{нак}}=70$ Вт, $T_2=0.2$

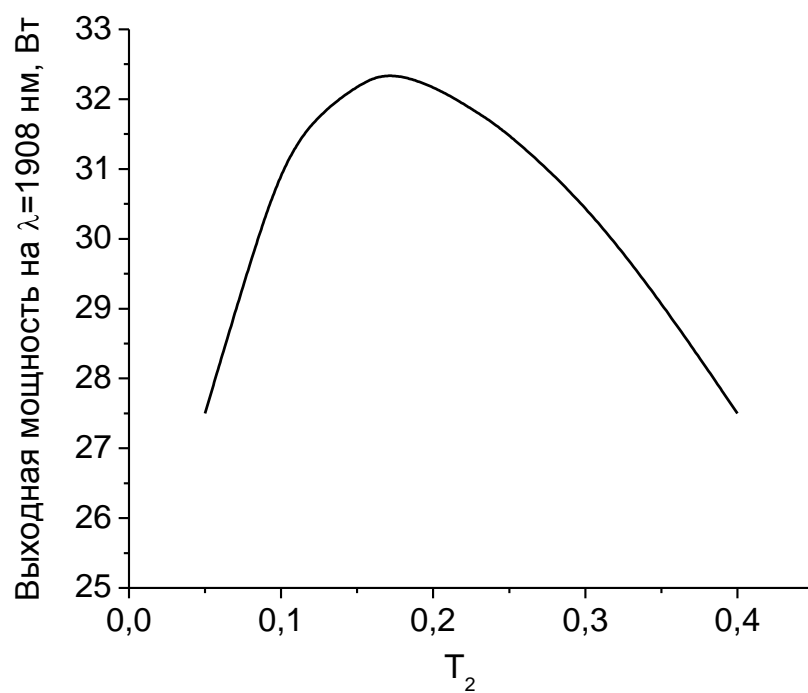


Рис.1.21. Зависимость выходной мощности от T_2 при $W_{\text{нак}}=70$ Вт и $l=15$ мм

1.5.4. Результаты моделирования Tm:YLF лазера, генерирующего π -поляризованное излучение.

Проводилась расчётная оптимизации параметров Tm:YLF лазера, генерирующего π -поляризованное излучение с целью получения наибольшей эффективности и мощности генерации. В случае генерации на π - поляризации, в схеме с коэффициентом отражения выходного зеркала 80 % и накачке $W_{\text{нак}}=70$ Вт максимальная мощность достигается при длине кристалла порядка 14 мм (рис. 1.22). Оптимальная длина активного элемента в этом случае чуть меньше, чем для генерации σ -поляризованное излучения. Этот эффект связан с тем, что значение эффективного сечения поглощения на длине волны генерации для π поляризации больше (рис. 1.4 и 1.5). Также, за счёт большего значения эффективного сечения излучения, оптимальный коэффициент отражения для лазера, генерирующего π -поляризованное излучение сдвинут в стороны больших коэффициентов пропускания выходного зеркала. При мощности накачки $W_{\text{нак}}=70$ Вт и длине кристалла 15 мм, наибольшая мощность генерации достигается при T_2 порядка 25 % - 30 % (рис. 1.23). Следует отметить, что при коэффициентах отражения более 75 %, реализовывалась генерация на длине волны 1888 нм. При уменьшении коэффициента отражения выходного зеркала оптимальным являлась генерация на переходе с длиной волны 1878 нм.

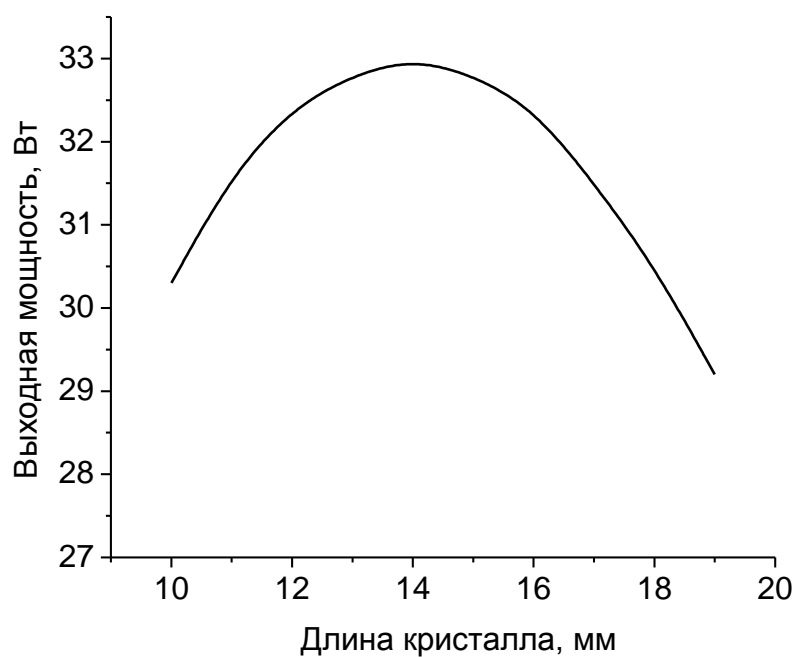


Рис. 1.22. Зависимость выходной мощности от длины активного элемента при $W_{\text{нак}}=70$ Вт, $T_2=0.2$

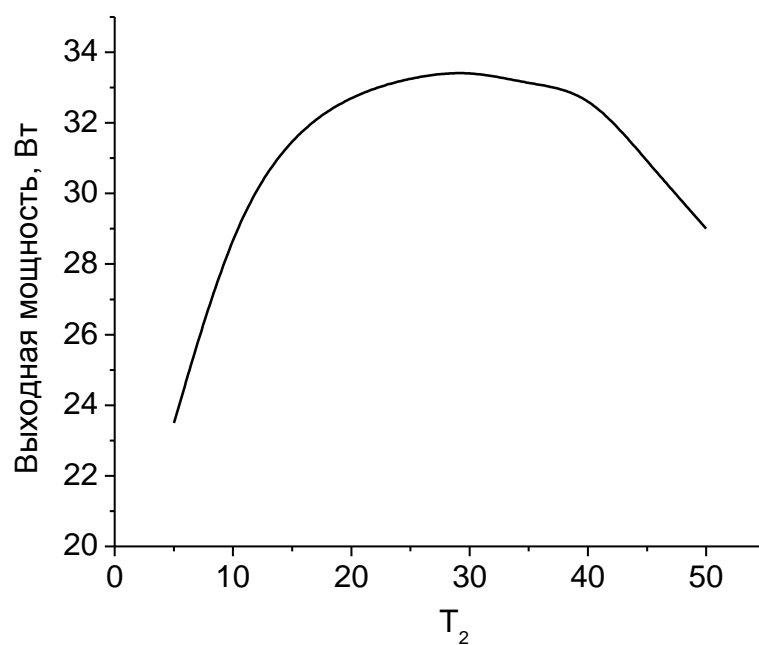


Рис. 1.23. Зависимость выходной мощности от длины активного элемента при $W_{\text{нак}}=70$ Вт, $T_2=0.2$

1.5.5. Сравнение выходной мощности Tm:YLF лазера, генерирующего π - и σ -поляризованное излучение.

Было проведено сравнение расчётных зависимостей выходной мощности от мощности накачки для генерации π - и σ - поляризованного излучения. Параметры лазера, использованные для моделирования, были одинаковыми: длина активного элемента $l=15$ мм, коэффициент отражения выходного зеркала 80 % и длина резонатора 15 см. Было получено, что эффективности преобразования излучения накачки при генерации на обеих поляризациях практически одинаковая. При генерации π - поляризованного излучения имеет место несколько больший порог, но в то же время дифференциальная эффективность также незначительно выше (рис. 1.24).

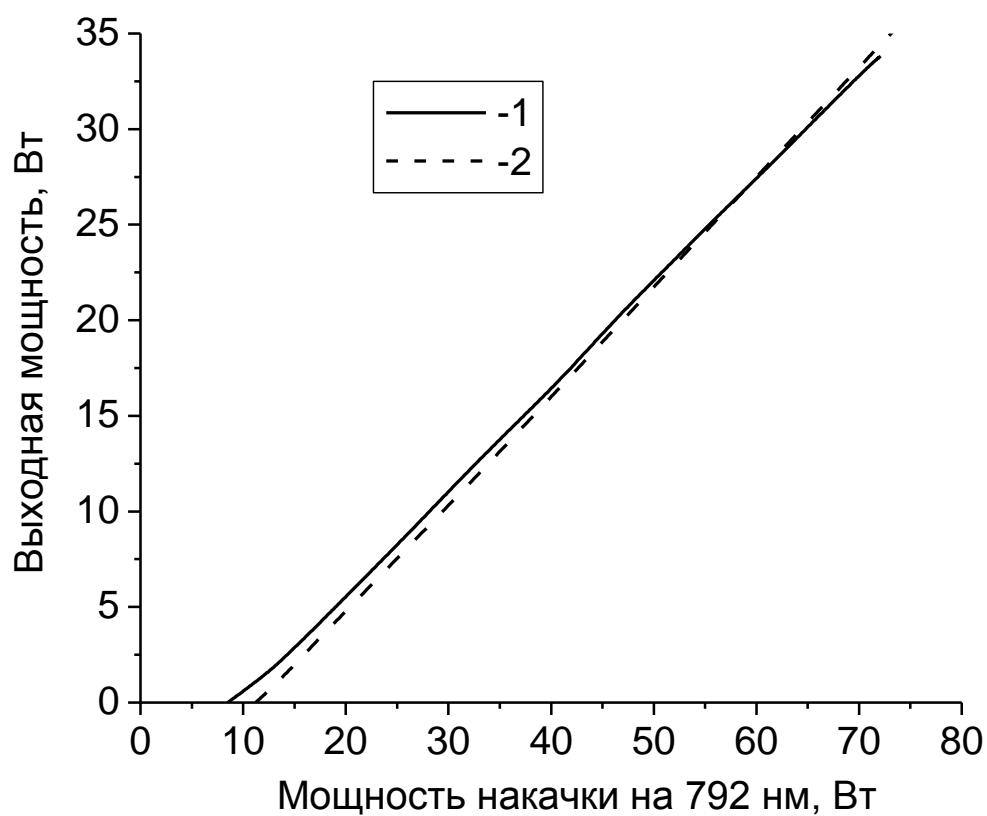


Рис. 1.24. Зависимость выходной мощности от мощности накачки при $T_2=0.2$ и $l=15$ мм для σ - (кривая 1) и π -поляризованного излучение (кривая 2)

1.7. Выводы.

Таким образом, были исследованы оптические свойства кристалла Tm:YLF. Определены зависимости эффективных сечений поглощения и излучения от длины волны для π - и σ - поляризации. Найдены спектральные области с положительным коэффициентом усиления при различных значениях инверсии населённости. Рассмотрен процесс создания инверсии населённости в кристалле Tm:YLF. Найдены вероятности процессов кросс-релаксации для кристаллов с концентрацией ионов Tm^{3+} 3% и 3,5 % ат. Определена квантовая эффективность накачки $\eta_{\text{кв}} \sim 1,78$. Исследованы возможности формирования излучения диодных линеек с волоконным выходом с помощью двухлинзовых систем. Подобраны двухлинзовые системы, позволяющие оптимальным образом фокусировать пучок накачки в активный элемент. Найдена экспериментальная зависимость доли поглощенной в кристалле мощности накачки в схемах с настроенным и разъюстированным резонатором. Исследована тепловая линза, наводимая в активном элементе под действием интенсивной накачки. Проведен расчёт параметров резонатора (с учётом тепловой линзы), позволяющий согласовать область усиления в кристалле с основной модой резонатора.

С помощью решения совместной системы уравнений, описывающих кинетику населенностей уровней ионов Tm^{3+} и плотности потока фотонов в резонаторе, произведено численное моделирование Tm:YLF лазера. Определена временная зависимость населённостей уровней ионов Tm^{3+} в схеме с настроенным и разъюстированным резонатором. Найдены оптимальные параметры лазерной системы для π - и σ - поляризованного излучения (такие как длина активного элемента и коэффициент отражения выходного зеркала), позволяющие получать

максимальную эффективность генерации. Исследована численная зависимость выходной мощности от мощности накачки для π - и σ -поляризации. Показано, что при параметрах Tm:YLF лазера, используемых в эксперименте, эффективность генерации достигает 48%.

Глава 2

Экспериментальное исследование Tm:YLF лазера с продольной аксиально-симметричной диодной накачкой.

Лазеры на основе кристаллов Tm:YLF с диодной накачкой исследуются в последние годы многими научными группами различных стран мира [24, 37, 38]. Наибольшая эффективность генерации в Tm:YLF лазерах достигается при торцевой конфигурации накачки диодными линейками. Так, в работе [24] проводились эксперименты с составным активным элементом цилиндрической формы с диаметром 5 мм, у которого центральная часть представляла собой Tm:YLF, а к ней методом диффузионной сварки были приварены области нелегированного (чистого) YLF длиной 5 мм. Общая длина активного элемента была 20 мм, а концентрация ионов активатора центральной области была 3% ат. Для накачки кристалла использовалась двухсторонняя конфигурация накачки диодными линейками с волоконным выходом. В лазере на основе одного активного элемента было получено σ -поляризованное излучение с мощностью ~22 Вт при полной оптической эффективности преобразования ~37%.

В работе [37] проводились генерационные эксперименты с кристаллами, имеющими разную концентрацию ионов Tm^{3+} 2%, 4% и 6% ат. Длины активных элементов составляли 24, 12 и 8 мм соответственно, поэтому во всех элементах поглощение накачки было примерно одинаково. Была реализована односторонняя торцевая

накачки с использованием диодной матрицы на длине волны 792 нм. Для кристалла цилиндрической формы с легированием активными центрами 4 % ат. была получена генерация σ -поляризованного излучения с мощностью $\sim 14,5$ Вт при $\sim 38\%$ (от поглощённой мощности). При дальнейшем увеличении мощности накачки наблюдалось разрушение активного элемента. Для кристаллов с концентрацией ионов Tm^{3+} 2% мощность накачки, не приводящая к разрушению, была более чем на 40% выше, чем для активного элемента с легированием 4 %. При этом разница в эффективности генерации была незначительна (~ 4 %). Вследствие этого авторами работы был сделан вывод, что, максимальная мощность достигается при использовании активного элемента с легированием 2 % ат.

Несмотря на значительно большее значение сечения перехода для π -поляризованного излучения (по сравнению сечением для излучения с ортогональной поляризацией), работ по получению генерации на π -поляризации в лазерах на основе кристаллов Tm:YLF с диодной накачкой нами обнаружено не было.

Исходя из анализа, проведённого в главе 1, при подборе оптимальных параметров Tm:YLF лазера, эффективность генерации как π -, так и σ - поляризованного излучения достигает 48 %.

В данной главе представлены результаты экспериментальных исследований генерационных характеристик лазера на основе кристалла Tm:YLF цилиндрической формы с торцевой диодной накачкой. Особое внимание уделено оптимизации параметров лазера с целью достижения максимальной мощности и эффективности генерации π - и σ -поляризованного излучения при высоком качестве пучка. Кроме того, приводятся результаты по реализации перестраиваемой генерации с помощью ИПФ, помещённого внутрь резонатора.

2.1. Схема экспериментальной установки Tm:YLF лазера.

В ходе исследования проводилось сравнение трёх различных схем резонаторов, отличающихся методами ввода излучения накачки внутрь резонатора. Основная часть экспериментов проводилась с резонатором П-образной формы, который формировался четырьмя зеркалами: плоским зеркалом с высоким коэффициентом отражения (99,9%) на длине волны генерации 1909 нм M_1 , дихроичными зеркалами M_2 с высоким отражением на длине волны генерации (более 99% для вертикальной поляризации и ~96% для горизонтальной) и высоким пропусканием излучения накачки на длине волны 793 нм (~96,5 %) и выходным сферическим зеркалом M_4 (рис. 2.1-а) [43].

Недостатком описанной выше П-образной формы резонатора («схема 1») являлось технологическая сложность изготовления дихроичных зеркал M_2 . При условии высокого коэффициента отражения на длине волны генерации (~99,9 %) зеркала имели остаточные потери на длине волны накачки, связанные с отражающими диэлектрическими слоями зеркала. Лучшие образцы зеркал (приобретённые в компании ИРЕ «Полюс»), работающие под углом 45° , имели коэффициент пропускания на длине волны 792 нм ~ 96,5%.

Для устранения потерь излучения накачки была предложена линейная схема резонатора (рис. 3-б), которая включала четыре зеркала: плоское глухое зеркало M_1 с высоким коэффициентом отражения (~99,9%) на длине волны генерации 1909 нм, дихроичные зеркала M_2 с высоким отражением излучения накачки на длине волны 792 нм (~99,8%) и выходное сферическое зеркало M_3 (рис. 3.1-б). Зеркала M_2 ориентировались под углом Брюстера к оси резонатора и вносили минимальные потери для выбранной поляризации («схема 2»).

Проводились эксперименты с Г-образной схемой. По сравнению со «схемой 1» глухое и дихроичное зеркала M_1 и M_2 заменялись на одно дихроичное зеркало M_1 , работающее при нормальном падении излучения (схема 3). Зеркало M_1 имело такой же коэффициент отражения на длине волны генерации ($\sim 99,9\%$), но вносило чуть большие потери при прохождении через него излучения накачки (остаточное отражение $\sim 5\%$). Преимуществом Г-образной архитектуры резонатора являлось уменьшение общего количества оптических элементов и, следовательно, компактность лазерной системы.

Во всех экспериментах за счёт внесения дихроичными зеркалами дискриминации по поляризациям и анизотропии кристалла Tm:YLF наблюдалась линейная поляризация выходного излучения (степень эллиптичности более 1:200).

Активные элементы из Tm:YLF, использованные в наших экспериментах, были выращены методом Бриджмена-Стокбаргера (содержание ионов Tm^{3+} - 3 и 3,5 атомарных %), вырезаны в виде цилиндра перпендикулярно направлению оси кристалла и имели торцы, просветленные на длину волны накачки и генерации (792 нм и 1,9 мкм, соответственно). Исследовались генерационные характеристики лазера, работающего на π и σ -поляризациях. Для получения генерации на длине волны 1909 нм кристаллы Tm:YLF ориентировались таким образом, чтобы дихроичные зеркала резонатора M_2 вносили наименьшие потери для σ -поляризации. При повороте активных элементов на 90° реализовывалась генерация на π -поляризации на длине волны 1888 нм. Активные элементы через индиевую фольгу закреплялись в медный радиатор с поддерживаемой на постоянном уровне температурой (около 10°C).

Для накачки кристалла Tm:YLF использовались две непрерывных диодных линейки с волоконным выходом, генерирующих

неполяризованное излучение на длине волны 792 нм мощностью до 40 Вт. Пучок излучения каждой из диодных линеек, выходящий из торца многомодового волокна, фокусировался с помощью системы двух сферических линз внутрь кристалла Tm:YLF через дихроичное зеркало. Эксперименты проводились с активными элементами различной длины (10, 14.5, 15 и 16.5 мм) и концентрацией ионов Tm^{3+} (3 и 3.5 ат. %).

Мощность излучения измерялась с помощью градуированного приемника фирмы Gentec, работающего в диапазоне длин волн 0,5 – 10 мкм. Сигнал с фотоприёмника регистрировался осциллографом LeCroy 62Xi с полосой пропускания 600 МГц. Для исследования пространственного распределения пучка генерации применялась ИК камера (Ругосат III) с матрицей 15x15 мм и размером пиксела 50 мкм. Спектральный анализ выходного излучения производился с помощью монохроматора МДР-41 с разрешающей способностью 0,2 нм на длинах волн в области 2 мкм.

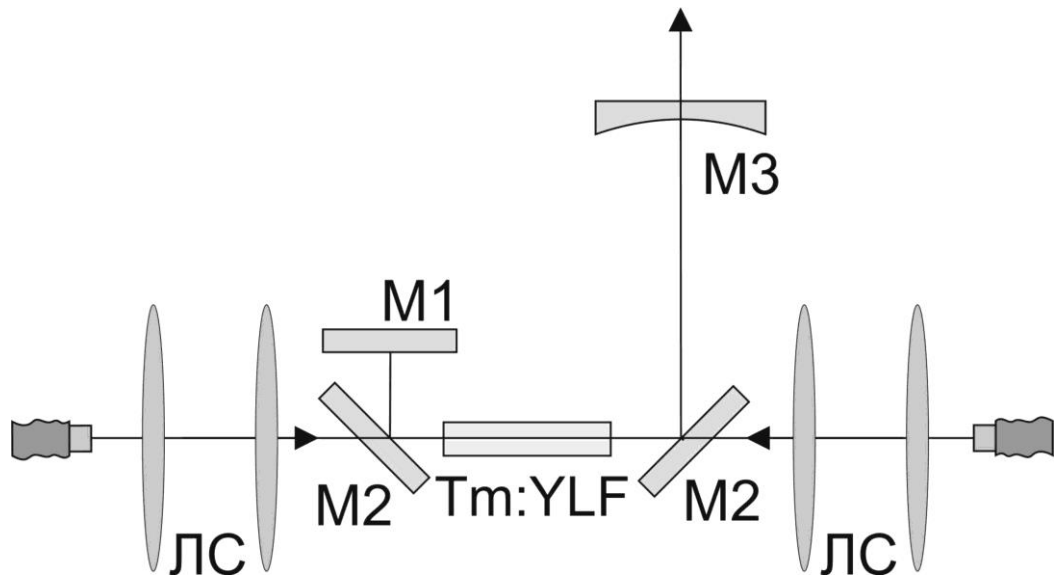


Рис.2.1-а. Схема Tm:YLF лазера с дихроичными зеркалами, с высоким отражением на длине волны генерации: ВВ – волоконный выход диодной линейки, ЛТ – двухлинзовая система, M1 – глухое зеркало, M2 – дихроичные зеркала, M3 – выходное зеркало.

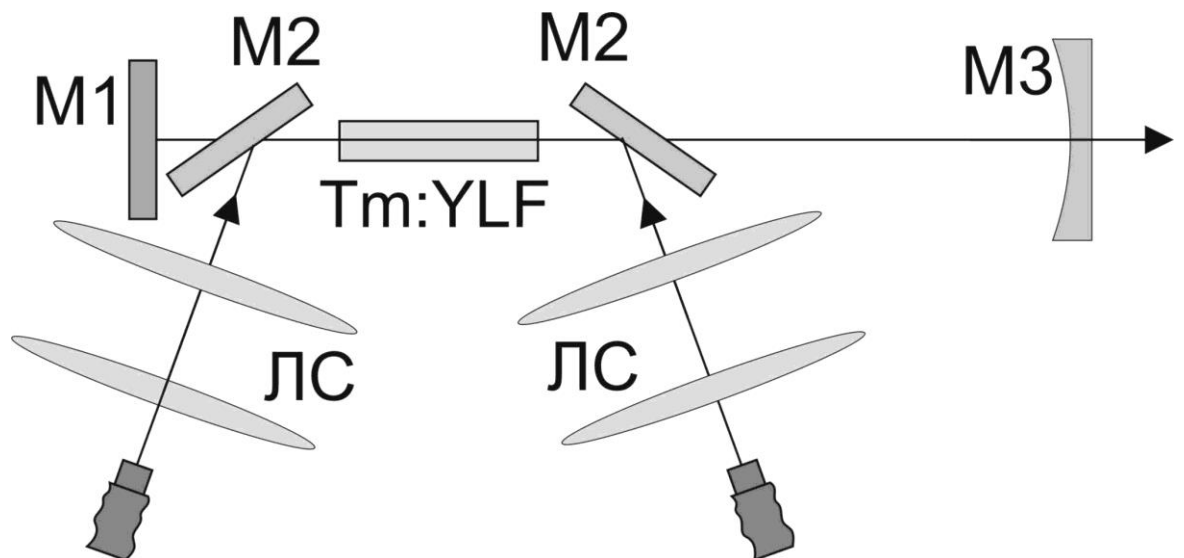


Рис.2.1-б. Схема Tm:YLF лазера с дихроичными зеркалами, с высоким отражением на длине волны излучения накачки: ВВ – волоконный выход диодной линейки, ЛТ – двух линзовая система, M1 – глухое зеркало, M2 – дихроичные зеркала, M3 – выходное зеркало.

2.2. Исследования Tm:YLF лазера, генерирующего σ -поляризованное излучение

Наибольший интерес представляет получение генерации Tm:YLF лазера на σ -поляризации. В этом случае, выходное излучение находится в более длинноволновой части спектра (по сравнению с генерацией на π -поляризации) в области 1909 нм. Это позволяет, в частности, использовать тулиевый лазер в качестве накачки Ho:YAG кристаллов. Благодаря широкой линии усиления (рис. 1.8) возможна перестройка спектра генерации в большом диапазоне длин волн.

2.2.1. Экспериментальные результаты с элементом Tm:YLF длиной 10 мм.

Начальные эксперименты проводились с цилиндрическим элементом из кристалла Tm:YLF длиной 10 мм (концентрация ионов Tm^{3+} составляла 3 ат. %) и диаметром 5 мм. Выходное зеркало с кривизной $R=200$ мм имело коэффициент отражения 83%. Длина резонатора варьировалась от 8 до 15 см. Для фокусировки излучения двух диодных линеек использовались двухлинзовые системы, формирующие в лазерном кристалле области накачки диаметрами от 600 до 830 мкм (рис. 1.4). Лазерные эксперименты проводились последовательно с каждым из трёх описанных телескопов накачки. При длине активного элемента 10 мм наибольшую мощность лазерной генерации (~ 17 Вт при оптической эффективности $\sim 30\%$) удалось получить при использовании для фокусировки 2-х линзовой системы “2” (кривая 2 на рис. 2.2). Применение 2-х линзовой системы “3” уменьшало порог генерации, но при этом уменьшалась эффективность преобразования накачки в излучение генерации (кривая 3). Использование 2-х линзовой системы

“1” приводило к увеличению порога при неизменной дифференциальной эффективности генерации (кривая 1) [43, 74-83].

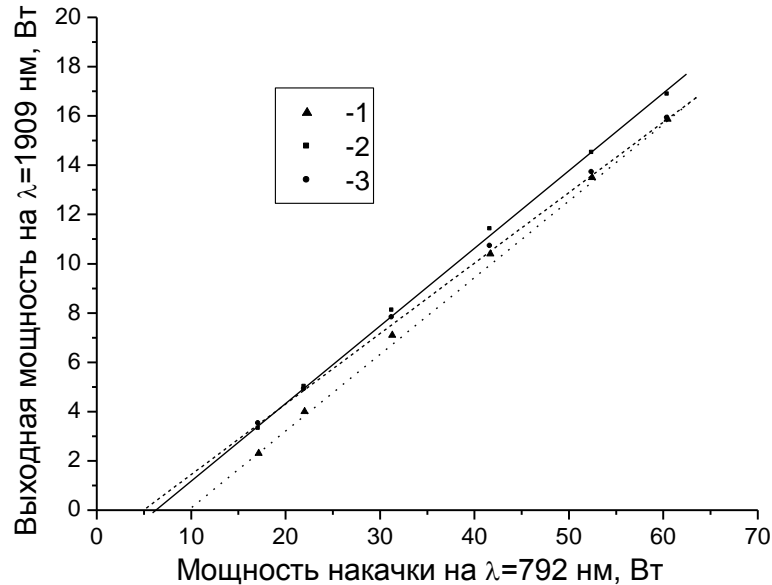


Рис.2.2. Зависимость выходной мощности лазера от мощности накачки: кривая 1 – схема с телескопом “1”, кривая 2 – схема с телескопом “2”, кривая 3 – схема с телескопом “3”.

2.3.2. Экспериментальные результаты с элементом Tm:YLF длиной 15 мм.

Были проведены исследования генерационных характеристик лазера с активным элементом Tm:YLF длиной 15 мм, диаметром 3 мм и концентрации ионов Tm^{3+} 3 % ат. Во всех экспериментах резонатор имел длину ~14 см и был реализован согласно «схемы 2».

В первой части экспериментов формирование области усиления внутри элемента происходило с помощью 2-х линзовых систем “1”, фокусирующих пучки излучения диодных линеек в кристалл с минимальным диаметром перетяжки ~830 мкм. Для получения максимальной мощности и увеличения эффективности лазерной

системы оптимизировался коэффициент отражения выходного зеркала (R) и радиус кривизны сферической поверхности (r). Зависимости мощности генерации от мощности накачки для зеркал с кривизной $r=200$ мм для $R\sim 80\%$ (кривая 1) и $R\sim 89\%$ (кривая 2), приведенные на рисунке 2.3, показывают преимущество (по выходной мощности) первого зеркала при значениях накачки более 45 Вт. Использование более добротного зеркала с $R\sim 89\%$ приводило как к снижению порога с 12 Вт до 9 Вт, так и к уменьшению дифференциальной эффективности. Общая эффективность преобразования накачки для зеркала с $R\sim 80\%$ была на 3% выше, чем для зеркала с $R\sim 89\%$ и составляла величину $\sim 42\%$. Для оптимизации согласования моды резонатора с областью усиления в активном элементе проводились эксперименты с зеркалами с $r=200$ (зависимость 2) и $r=300$ мм (зависимость 3) и постоянном коэффициенте отражения $R\sim 89\%$. Значения выходной мощности практически совпадали до величин накачки ~ 55 Вт. При дальнейшем увеличении накачки наблюдался загиб зависимости 3, приводящий к уменьшению эффективности генерации. Наличие загиба можно объяснить рассогласованием моды резонатора с областью усиления в кристалле, вызванным ростом тепловой линзы в активном элементе под действием интенсивной накачки. Таким образом, лучшие результаты (по выходной мощности) были получены при использовании выходного зеркала с кривизной $r=200$ мм и коэффициентом отражения $R\sim 80\%$ (кривая 1).

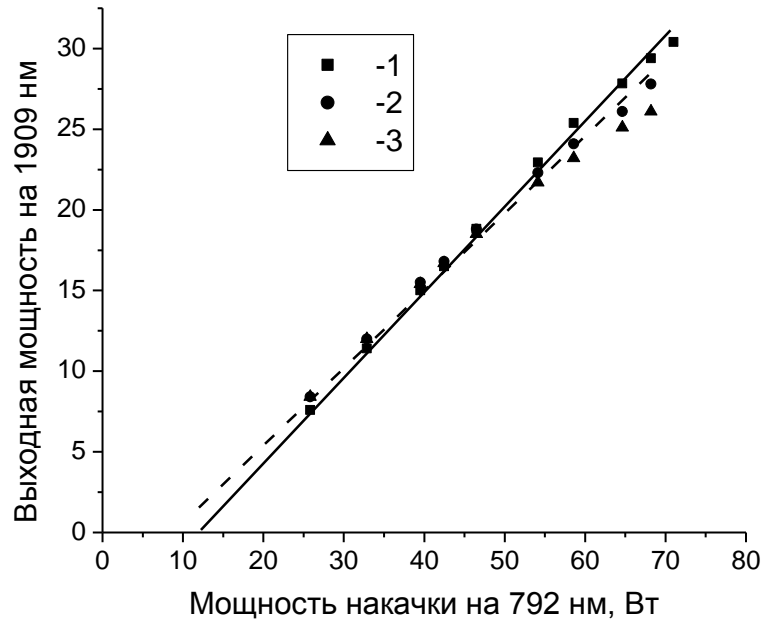


Рис.2.3. Зависимость выходной мощности лазера от мощности накачки: кривая 1 – в схеме с зеркалом $R \sim 80\%$ и $r=200$, кривая 2 – в схеме с зеркалом $R \sim 89\%$ и $r=200$, кривая 3 – в схеме с зеркалом $R \sim 89\%$ и $r=300$.

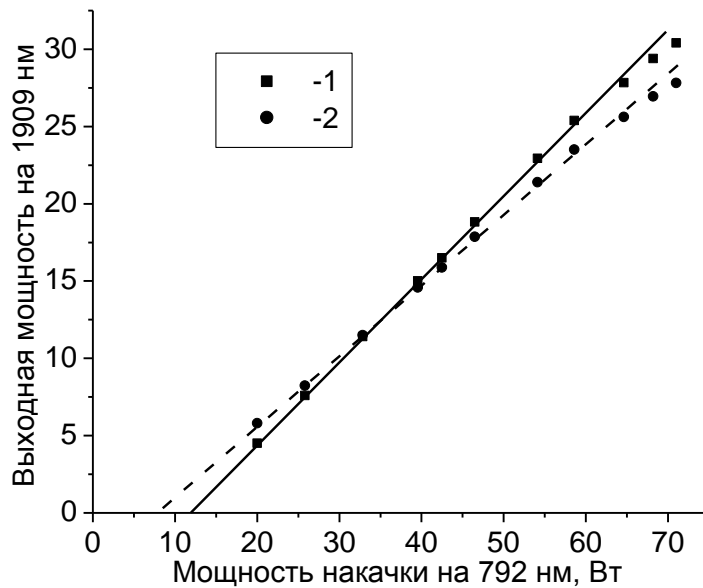


Рис.2.4. Зависимость выходной мощности лазера от мощности накачки при фокусировке накачки 2-х линзовой системой “1” (кривая 1) и “2” (кривая 2).

Во второй части экспериментов формирование области усиления внутри элемента происходило с помощью 2-х линзовых систем “1” и “2” (кривые 1 и 2 на рис. 1.15). При этом в качестве выходного использовалось зеркало с радиусом кривизны $r=200$ мм и коэффициентом отражения $R\sim 80\%$. Лучшие результаты (по выходной мощности) были получены при использовании для фокусировки накачки 2-х линзовых систем “1” (кривая 1 на рис. 2.4). В этом случае за счёт более протяжённой каустики накачки достигалась большая дифференциальная эффективность генерации $\sim 50\%$. При использовании 2-х линзовых систем “2” для фокусировки пучка накачки порог генерации уменьшался с 12 Вт до 8 Вт, однако наибольшая дифференциальная эффективность составила $\sim 44\%$. Таким образом, полная эффективность преобразования излучения накачки в излучение генерации в схеме с фокусировкой накачки 2-х линзовыми системами “1” была на 4% выше, чем в схеме с 2-х линзовой системой “2” [74-76].

2.2.3. Сравнение результатов экспериментов с элементами Tm:YLF различной длины и концентрации ионов Tm^{3+} .

Были проведены эксперименты с элементами Tm:YLF длиной 14,5 мм (элемент “1”) и 16,5 мм (элемент “2”) с концентрацией ионов активатора 3 ат.% и элементами длиной 14,5 мм с концентрацией ионов Tm^{3+} 3,5 ат. % (элемент “3”). Как и в предыдущих экспериментах, активный элемент был закреплён в радиатор, температура которого поддерживалась постоянной (около $10\text{ }^{\circ}\text{C}$). Накачка производилась с помощью 2-х линзовой системы “1”. Коэффициент отражения выходного зеркала составлял 83%. В одинаковых условиях были измерены зависимости выходной мощности генерации от мощности накачки (Рис. 2.5).

Лучшие результаты (по выходной мощности) были получены при использовании активного элемента “1” (кривая 1). Максимальная дифференциальная эффективность 52% была достигнута в схеме с элементом “3” (кривая 3), что на 2 % больше, чем с элементами “1” или “2”. Такое увеличение дифференциальной эффективности генерации можно объяснить ростом квантовой эффективности кросс-релаксационного заселения рабочего уровня ${}^3\text{H}_4$ иона Tm^{3+} с увеличением концентрации ионов активатора [37]. Однако порог генерации лазера с активными элементами “2” и “3” был выше, чем с элементом “1”, и составлял величину ~ 14 Вт. Поэтому, общая эффективность преобразования (мощности пучка накачки, падающего на кристалл, в мощность пучка генерации) была наибольшей в схеме с активным элементом “1” и составила $\sim 42\%$. Следует отметить, что за счёт большего коэффициента поглощения излучения накачки, деградация и последующее разрушение кристаллов Tm:YLF с концентрацией ионов активатора 3,5 ат. % происходит значительно быстрее, чем кристаллов с концентрацией ионов Tm^{3+} 3 ат. % [43, 78-83].

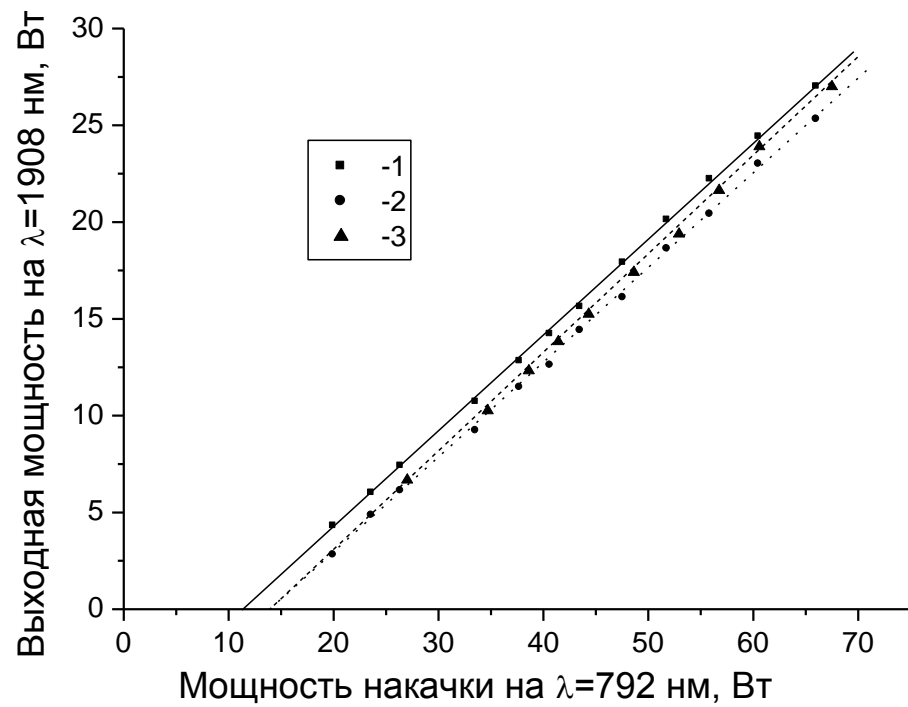


Рис. 2.5. Зависимость выходной мощности лазера от мощности накачки:
 в схеме с элементом Tm:YLF с концентрацией ионов Tm³⁺ 3 ат. %
 длиной 14,5 мм и 16,5 мм, кривые 1 и 2, соответственно; в схеме с
 кристаллом Tm:YLF длиной 14,5 мм и концентрацией ионов Tm³⁺ 3.5 ат.
 % (кривая 3).

2.2.4. Зависимость выходной мощности Tm:YLF лазера от температуры кристалла

Было проведено исследование влияния температуры активного элемента на выходную мощность излучения Tm:YLF лазера. Температура кристалла (радиатора охлаждения) изменялась в диапазоне от 10 до 25 °C. Эксперименты проводились с элементом Tm:YLF длиной 15 мм с концентрацией ионов активатора 3 ат.%. и с выходным зеркалом с $r=200$ мм и $R\sim 80$ %. Наибольшая мощность генерации была получена при температуре активного элемента 10 °C (кривая 1 на рис. 2.6). Повышение температуры кристалла приводило к увеличению порога генерации и уменьшению дифференциальной эффективности преобразования излучения накачки. Изменение температуры активного элемента на 15 °C (с 10 до 25 °C) приводило к падению выходной мощности на ~5 % (кривая 2 на рис. 2.6). Уменьшение эффективности преобразования излучения накачки объясняется уменьшением коэффициента усиления, вызванное увеличением числа ионов, находящихся на нижнем уровне лазерного перехода.

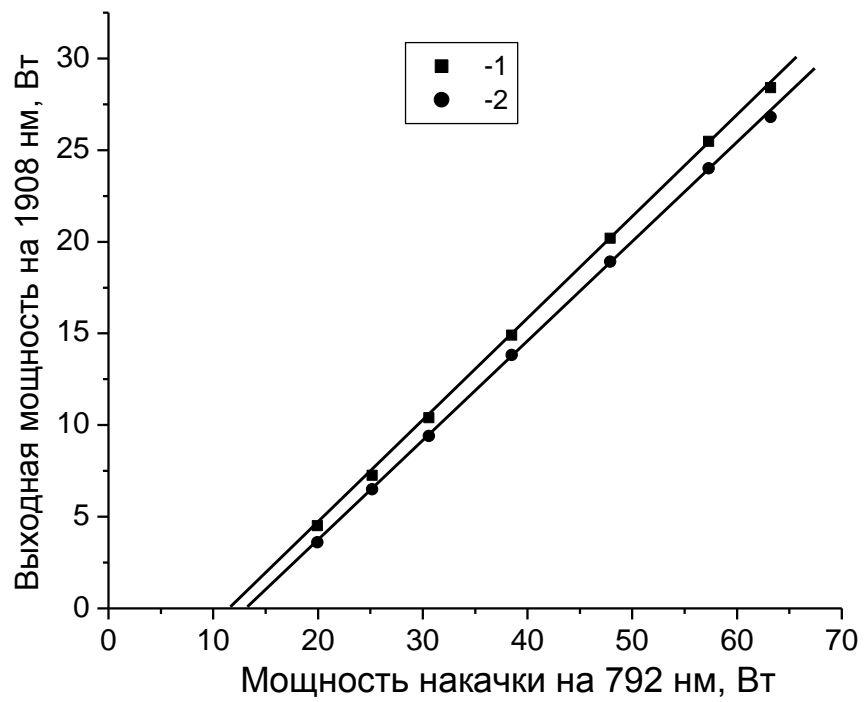


Рис. 2.6. Зависимость выходной мощности лазера от мощности накачки при температуре кристалла 10 °С (кривая 1) и при 25 °С (кривая 2).

2.2.5. Сравнение выходной мощности Tm:YLF лазера с различными типами резонатора.

Проводилось сравнение мощности выходного излучения и эффективности преобразования накачки в лазере с различными конфигурациями резонатора, реализованного по «схеме 1» и по «схеме 2» (рис. 2.1-а, 2.1-б). Схемы отличались дихроичными зеркалами, остальные параметры лазерной системы (такие как длина резонатора, характеристики выходного зеркала, излучения накачки и активного элемента) оставались неизменными. Максимальная эффективность преобразования излучения накачки ($\sim 45\%$) наблюдалась в «схеме 1» (кривая 1 на рис. 2.7). Переход к «схеме 2» приводил к уменьшению мощности генерации Tm:YLF лазера с 31,5 Вт до 30,1 Вт (кривая 2 на рис. 2.7). Эффективность преобразования излучения накачки при этом составляла величину $\sim 42\%$. Падение выходной мощности Tm:YLF лазера с резонатором, построенным по «схеме 2», может быть объяснено внутрирезонаторными потерями на дихроичных зеркалах, связанных с внутренним поглощением и рассеянием излучения генерации.

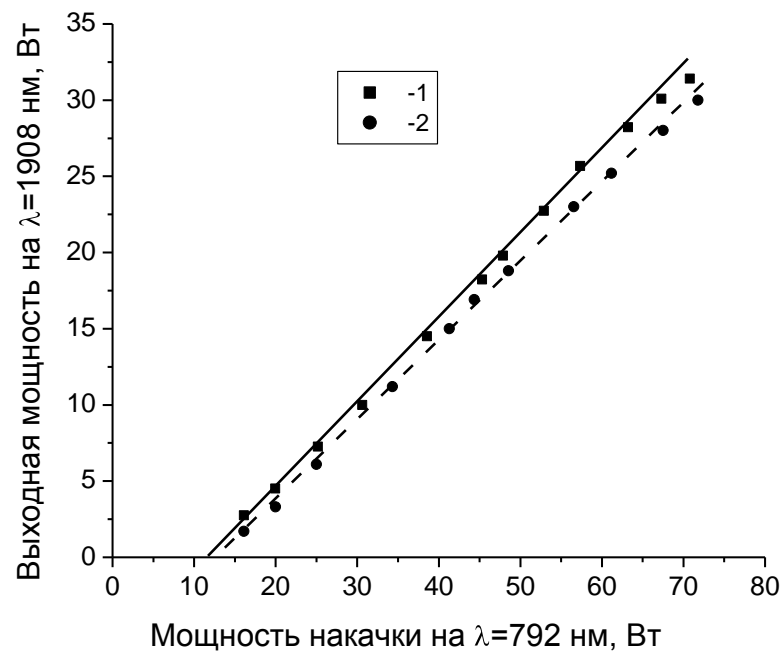


Рис. 2.7. Зависимость выходной мощности от мощности накачки в лазере со «схемой 1» (кривая 1) и со «схемой 2» (кривая 2)

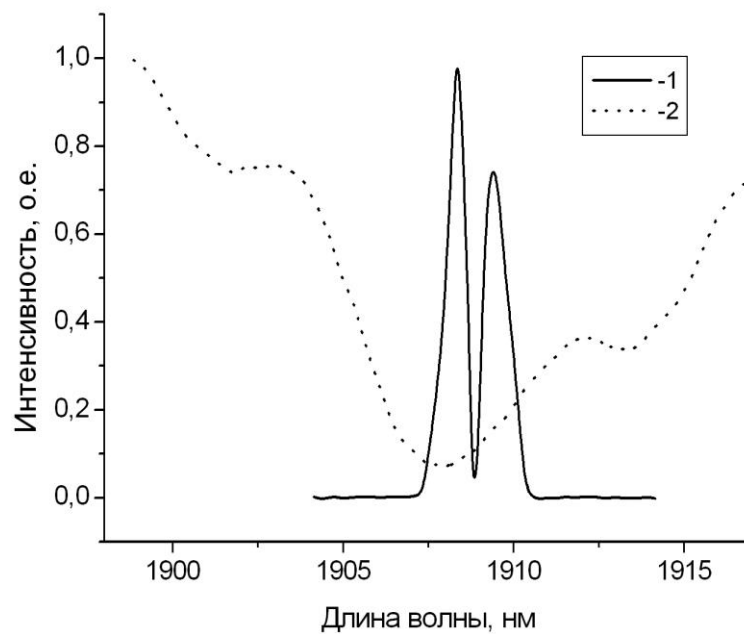


Рисунок 2.8. Спектры генерации σ - поляризованного излучения Тм:YLF лазера (кривая 1), и пропускания кристалла Но:YAG (кривая 2).

2.2.6. Исследования спектра излучения Tm:YLF лазера, генерирующего на σ -поляризации.

Проводился спектральный анализ выходного излучения в «схеме 1» и в «схеме 2» с помощью монохроматора МДР-41. Спектральное разрешение составляло величину $\sim 0,1$ нм. В обоих случаях выбранная ориентация кристалла Tm:YLF и поляризационная селективность зеркал резонатора обеспечила в стационарном режиме генерацию на σ -поляризации с центром на длине волны 1909 нм (кривая 1 на рис. 2.8). Провал в спектре выходного излучения Tm:YLF лазера на длине волны ~ 1909 нм был обусловлен интенсивной линией поглощения паров воды ($\sigma = 0,2 \cdot 10^{-20}$ см²). Видно, что линия генерации хорошо согласуется с одним из максимумов поглощения в кристалле Ho:YAG (кривая 2) [43].

2.3. Исследования Tm:YLF лазера, генерирующего π -поляризованное излучение

Высокий интерес представляет получение генерации π -поляризованного излучения Tm:YLF лазера. В этом случае, спектр выходного излучения находится в коротковолновой части спектра (по сравнению с генерацией на σ -поляризации) в области 1880 нм [50, 51]. За счет большего (по сравнению с σ -поляризацией) сечения излучения возможно получение высокой эффективности генерации.

2.3.1. Зависимость выходной мощности Tm:YLF, генерирующего на π -поляризации

Были проведены исследования генерационных характеристик лазера, генерирующего π -поляризованное излучение с активным элементом Tm:YLF длиной 15 мм и концентрации ионов Tm³⁺ 3 ат. %. В

эксперименте конфигурация резонатора была реализована по «схеме 1». Длина резонатора была 15 см. Формирование области усиления внутри элемента происходило с помощью 2-х линзовой системы «1». Температура активного элемента поддерживалась на уровне 10 °С. В качестве выходного использовалось сферическое зеркало с $r=200$ мм и $T=20$ %. В схеме была достигнута непрерывная генерация с высокой мощностью более 31 Вт при эффективности преобразования излучения накачки $\sim 46\%$ (кривая 1 на рис. 2.9).

2.3.2. Исследования спектра излучения Tm:YLF лазера, генерирующего на π -поляризации.

Проводился спектральный анализ выходного излучения лазера, генерирующего на π - поляризации. В отличие от σ –поляризованного излучения, спектр генерации на π - поляризации зависел от коэффициента отражения выходного зеркала и мощности выходного излучения. При невысокой мощности накачки (порядка 40-50 Вт) и использовании зеркала с $R\sim 89\%$, центр линии генерации находился на длине волны 1888 нм (кривая 1 на рис. 3.10). При выходной мощности порядка 30 Вт в схеме с выходным зеркалом $R\sim 75\%$ генерация реализовывалась на длине волны ~ 1878 нм. Это объясняется тем, что при малой мощности накачки и высоком коэффициенте отражения выходного зеркала, за счёт невысокой инверсии населённости, сильно сказывается поглощение на длине волны генерации. Максимум усиления в активном элементе отстраивается от максимума сечения излучения и поглощения в длинноволновую область (параграф 1.1, кривая 1 на рис. 1.6). Поэтому генерация наблюдается на длине волны 1888 нм.

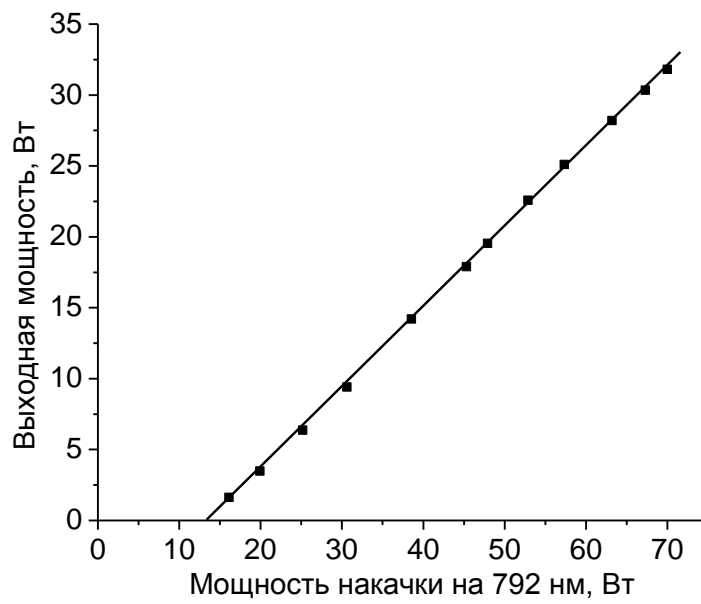
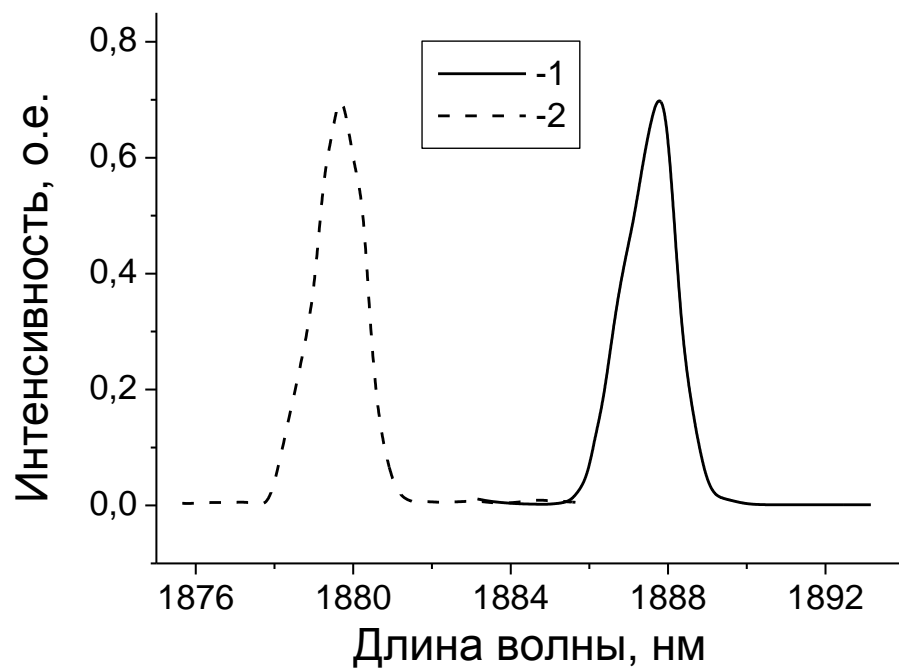


Рис. 2.9. Зависимость выходной мощности от мощности накачки в лазере, генерирующего π - поляризованное излучение



2.10. Спектр генерации Tm:YLF лазера, генерирующего π - поляризованное излучение при различной мощности накачки и коэффициенте отражения выходного зеркала

При увеличении мощности накачки и коэффициента пропускания выходного зеркала, инверсия населённости в кристалле растёт, и максимум усиления начинает совпадать с максимумом сечения излучения (параграф 1.1, кривая 3 на рис. 1.6). При этом генерация наблюдается в области 1878 нм.

2.4. Сравнение эффективности генерации π и σ - поляризованного излучения.

Было проведено сравнение эффективности преобразования излучения накачки для генерации на π и σ - поляризации. Для этого, сначала исследовалась зависимость выходной мощности от мощности накачки при такой ориентации активного элемента, чтобы дихроичные зеркала вносили наименьшие потери для плоскости, в которой находилась оптическая ось кристалла. В этом случае, реализовывалась генерация π - поляризованного излучения. После этого, производился поворот кристалла вдоль оси цилиндра на 90^0 и производилось снятие зависимости выходной мощности от мощности накачки при сохранении остальных параметров лазерной системы. Экспериментально полученные значения изображены квадратами (для σ поляризации) и треугольниками (для π поляризации) на рисунке 2.11. Исследования показали, что генерация π - поляризованного излучения, при одинаковых параметрах лазера, обладает несколько более высоким порогом по сравнению с генерацией на σ –поляризации, но имеет немного большую дифференциальную эффективность. Таким образом, общая эффективность преобразования излучения накачки в излучение генерации была практически одинаковая (46 % для π - поляризации и 45 % для σ –поляризации).

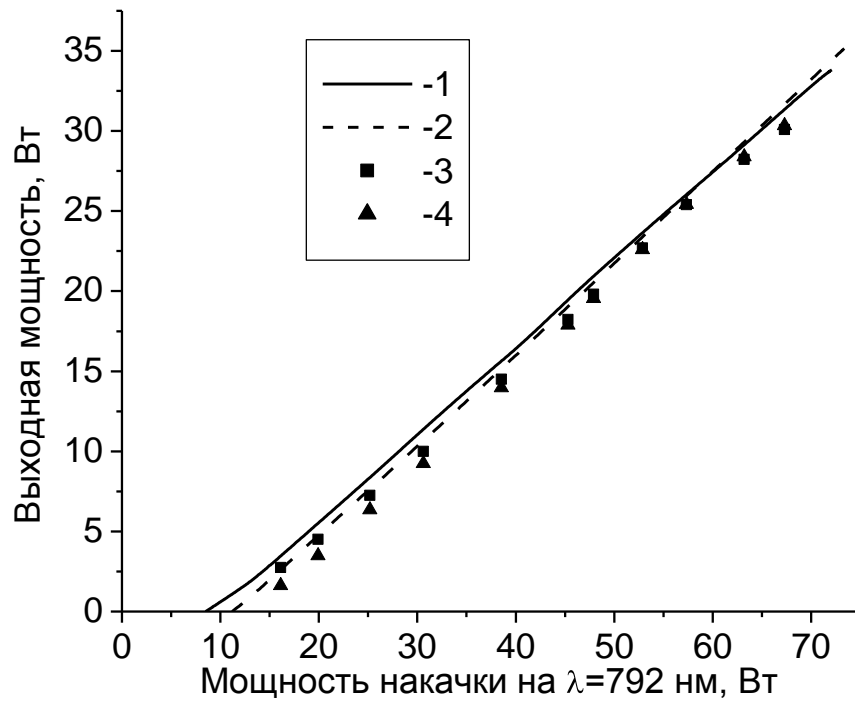


Рис. 2.11. Зависимость выходной мощности от мощности накачки для σ - и π - поляризованного излучения, полученные численно (кривые 1 и 2, соответственно) и измеренные экспериментально (зависимости 3 и 4, соответственно).

Также на рис. 2.11 приведены численные расчеты зависимостей выходной мощности от мощности накачки при тех же параметрах лазера, что использовались при проведении экспериментов, для σ (кривая 1) и π (кривая 2) поляризованного излучения (см. параграф 1.5). Видно, что экспериментально полученные результаты хорошо согласуются с результатами численного моделирования.

2.5. Исследование качества пучка генерации.

С помощью ИК камеры (Ругосат III) проводились исследования пространственного распределения пучка генерации. Согласно стандартной методике Международной организации по стандартизации определялся параметр качества M^2 , характеризующий близость структуры выходного излучения к гауссовому профилю [54]. При мощности генерации ~ 30 Вт (с выходным зеркалом $r=200$ мм и $R=80\%$) для π и σ - поляризованного излучения параметр M^2 составил $\sim 2,5$ [43]. Эти измерения показали, что даже при максимальной мощности генерации пучок на выходе имеет высокое качество (рис. 3.4). Кроме того, использование выходного зеркала с $r=300$ мм позволяет получать выходное излучение с более высоким качеством (Рис. 2.12). В этом случае параметр $M^2 \sim 2$. При этом падение выходной мощности составляет величину $\sim 10\%$.

2.6. Возможности перестройки спектра генерации с ИПФ.

Широкая полоса усиления кристалла $Tm:YLF$ (рис. 1.5 и 1.6) позволяет осуществлять перестройку частоты генерации [50-51]. В качестве селектирующего устройства использовался интерференционно поляризационный фильтр (ИПФ). По сравнению с другими

диспергирующими элементами ИПФ обладает наименьшими неселективными потерями $\sim 0,02\%$ [52]. Отсутствие диэлектрических покрытий обуславливает малую чувствительность фильтра к плотности мощности излучения, определяемой лучевой стойкостью материала. ИПФ отличается низкой критичностью к расходимости лазерного излучения, устраняющей необходимость использования коллимирующих внутрирезонаторных систем. К тому же, ИПФ прост в изготовлении.

В наших экспериментах, в качестве ИПФ использовалась плоско-параллельная сапфировая пластинка, вырезанная параллельно оптической оси и расположенная под углом Брюстера к оси резонатора. Её грани выполняли функцию частичных поляризаторов. Волна, поляризованная в плоскости падения, проходит через поверхность пластинки без потерь. Волна с ортогональной поляризацией частично ослабляется. Коэффициент прохождения для неё:

$$T = \frac{2n}{n^2 + 1}, \quad (2.1)$$

где $n = (n_o + n_e)/2$.

Дополнительные потери вносят дихроичные зеркала. Пропускание фильтра, без учёта неселективных потерь является периодической функцией длины волны:

$$T = \cos^2 \Delta\varphi, \quad (2.2)$$

где $\Delta\varphi = 2\pi d \frac{n_e - n_o}{\lambda}$ - разность фаз, набегаящая между обыкновенным и необыкновенным лучами в пластине. Область свободной дисперсии (расстояние между максимумами пропускания) определяется [53]:

$$\Delta\lambda = \lambda_n - \lambda_{n+1} = \frac{\bar{\lambda}^2}{d(n_e - n_o)} \quad (2.3)$$

Принимая во внимание, что $d=5$ мм, $\bar{\lambda}=1909$ нм, $n_e=1,731$, $n_o=1,739$, получается, что между соседними максимумами пропускания ~ 75 нм.

Перестройка частоты генерации лазера осуществлялась вращением двулучепреломляющей пластинки вокруг нормали к её поверхности.

На рис. 2.13. представлена перестроечная кривая для генерации на π - и σ - поляризациях при мощности накачки ~ 30 Вт, коэффициенте отражения выходного зеркала 85 % и длине активного элемента 14,5 мм.

Внесение пластины в резонатор при условии её настройки на максимум усиления приводило к падению мощности не более 2 %. Перестройка спектра генерации для σ поляризации осуществлялась в пределах полосы от 1885 нм до 1940 нм [50,51]. Для π - поляризованного излучения область перестройки составила 1865-1900 нм. Общий диапазон перестройки для обеих поляризаций составил величину ~ 75 нм и находился в пределах от 1865 нм до 1940 нм. Ширина спектра генерации не превышала величины 2 нм.

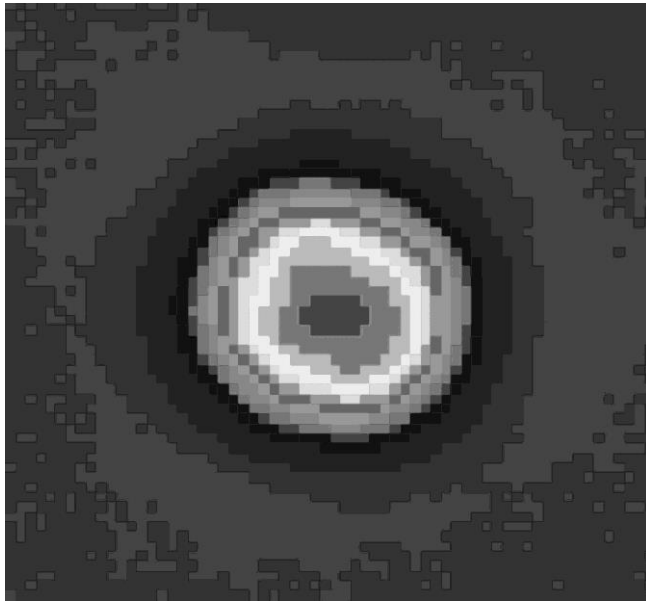


Рис. 2.12. Поперечного распределения интенсивности пучка генерации
Tm:YLF лазера

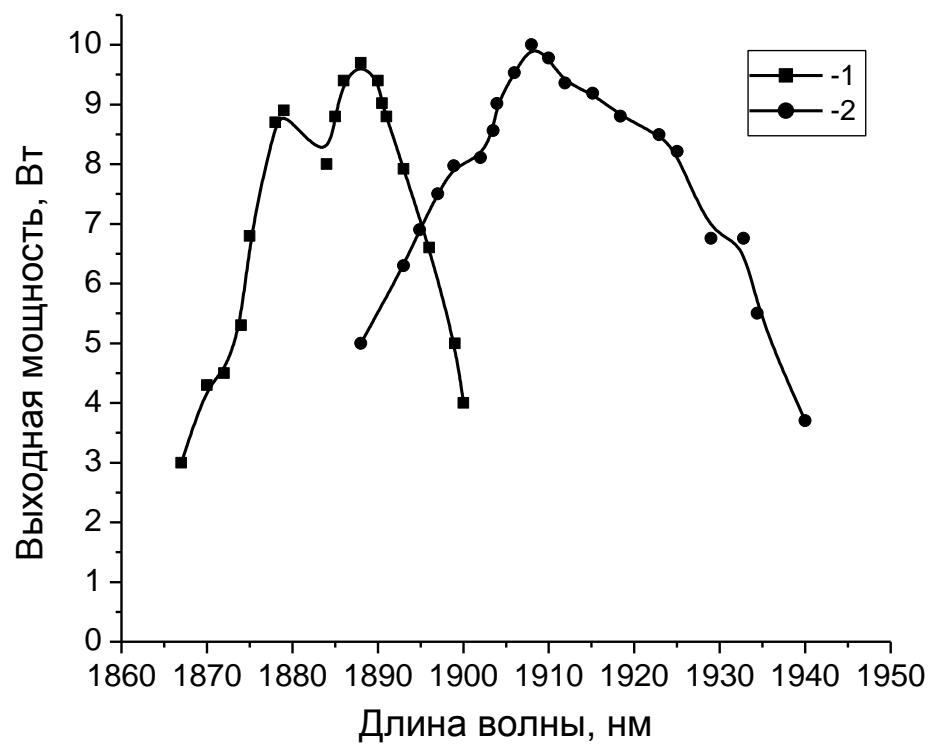


Рис. 2.13. Перестроечная кривая для генерации π - и σ -поляризованного излучения, (кривые 1 и 2, соответственно) при мощности накачки ~ 30 Вт.

2.7. Выводы.

Таким образом, были исследованы генерационные характеристики лазера на основе кристалла Tm:YLF цилиндрической формы с торцевой диодной накачкой. Рассмотрены различные архитектуры резонатора, отличающиеся методами ввода излучения накачки внутрь резонатора. Реализована генерация π - и σ -поляризованного излучения. Проведена оптимизация параметров лазера с целью увеличения выходной мощности (в непрерывном режиме генерации) при высоком качестве пучка генерации. Достигнута непрерывная генерация мощностью $\sim 31,5$ Вт при эффективности преобразования накачки $\sim 45\%$ для σ -поляризованного излучения. В лазере, генерирующего на π поляризации, получено выходное излучение мощностью ~ 32 Вт. В этом случае эффективность преобразования излучения накачки составила $\sim 46\%$. С использованием ИК камеры (Pyrocam III) были произведены измерения качества пучка генерации. Показано, что реализовывалась генерация с высоким качеством пучка выходного излучения. В зависимости от параметров резонатора параметр качества M^2 изменялся в пределах от 2 до 2,5. С помощью ИПФ осуществлялась перестройка спектра генерации π - и σ -поляризованного излучения. Общий диапазон перестройки (для обеих поляризаций) составил величину ~ 75 нм и находился в пределах от 1865 нм до 1940 нм. При этом ширина спектра генерации не превышала величины 2 нм. Было произведено сопоставление экспериментальных результатов с результатами численных расчётов. Установлено хорошее согласование экспериментальных и модельных зависимостей. Кроме того, полученные результаты хорошо согласуются с результатами работ [39-41, 74-83]

Глава 3

Исследование оптических характеристик кристалла Ho:YAG. Численное моделирование Ho:YAG лазера с продольной лазерной накачкой.

Лазеры на кристаллах, активированных ионами Ho^{3+} , позволяют получать генерацию на длине волны ~ 2.1 мкм, что обуславливает множество применений в современных промышленных технологиях, медицине, дистанционном зондировании атмосферы [10-16]. Одним из наиболее популярных и недорогих гольмий содержащих кристаллов является Ho:YAG. Высокие оптические и термомеханические свойства матрицы YAG позволяют получать непрерывную и импульсно-периодическую генерацию в лазерах на основе кристаллов Ho:YAG с высокой мощностью в области 2,1 мкм.

Эксперименты по получению лазерной генерации, как правило, базируются на результатах численных расчётов лазерной системы. Для проведения численного моделирования работы лазера необходимо знание спектрально-оптических характеристик активной среды. Анализ спектров люминесценции используемых элементов позволяет спрогнозировать спектр ожидаемой генерации и исследовать параметры лазерной системы, влияющие на спектральную линию генерации. Вследствие квазитрёхуровневой схемы генерации Ho:YAG лазеров для их эффективной работы требуются обеспечение согласования моды резонатора с областью накачки в активном элементе.

Настоящая глава посвящена исследованию спектрально-оптических характеристик кристалла Ho:YAG и проведению расчётной оптимизации параметров Ho:YAG лазера с целью получения максимальной эффективности генерации с высоким качеством пучка.

3.1 Оптические свойства кристалла Ho:YAG.

Популярность матрицы YAG обусловлена её высокими оптическими и термомеханическими свойствами, которые представлены в таблице 4.

Кристалл Ho:YAG является изотропным кристаллом. Схема уровней и основные процессы в нем показаны на рис. 3.1. Энергетические уровни в ионе-активаторе под действием поля в кристалле расщеплены на штарковские подуровни. Накачка осуществляется на верхний лазерный уровень 5I_7 . Генерация на переходах ионов Ho^{3+} происходит на штарковские подуровни основного состояния 5I_8 . Таким образом, лазер на основе кристалла Ho:YAG работает по квазитрехуровневой схеме.

Населённости штарковских подуровней, находящихся в термодинамическом равновесии, можно найти по формулам (1.1)-(1.3) Для кристалла Ho:YAG $g_{mi} = 1$ для всех подуровней. Положение штарковских подуровней [44] и больцмановские факторы для уровней 5I_8 и 5I_7 в кристалле Ho:YAG при температуре 295 К приведены в таблице 5.

Таблица 4. Свойства матрицы YAG

| Свойства | YAG |
|--|---|
| Химическая формула кристалла | $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ |
| Порог повреждения | $> 500 \text{ МВт/см}^2$ |
| Удельная теплоемкость, с | $600 \text{ Дж/(кг}\cdot\text{К)}$ |
| Теплопроводность, q | $(10-14) \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$ |
| Коэффициент теплового расширения, α_T | $(5.8-8.2)\cdot 10^{-6} \text{ К}^{-1}$ |
| Термооптическая постоянная, $\frac{dn}{dT}$ | $(7.3-9.86)\cdot 10^{-6} \text{ К}^{-1}$ |
| Показатель преломления, n | $1.812 (\lambda \approx 2.1 \text{ мкм})$ |
| Диапазон пропускания | $0,24-6 \text{ мкм}$ |

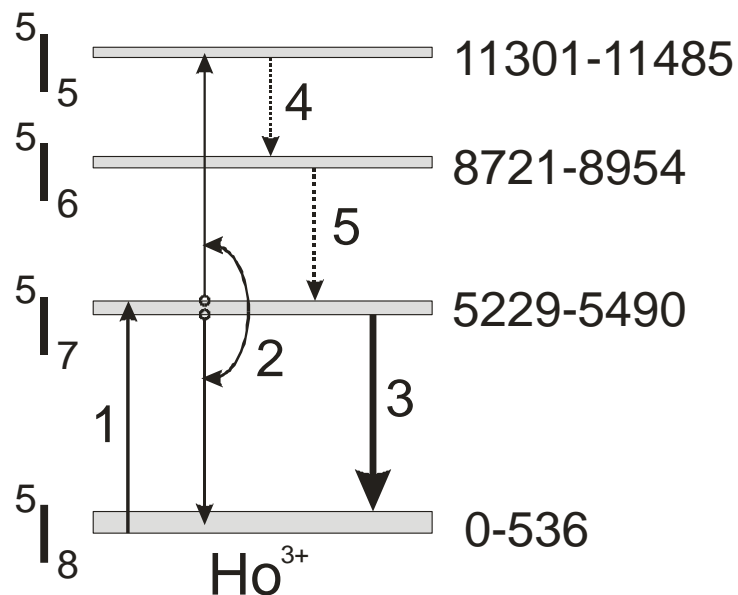


Рис. 3.1 Схема уровней и основные процессы в кристалле Ho:YAG .

Процесс 1 – накачка, 2 – ап-конверсия, 3 – генерация, 4 и 5 – безызлучательные переходы.

Таблица 5. Положение штарковских подуровней и больцмановские факторы для нижнего и верхнего лазерных уровней в Ho:YAG при $T = 295^\circ\text{K}$.

| Штарковский подуровень | Ho:YAG | | | |
|---------------------------|-----------------------|--------|-----------------------|--------|
| | $^5\text{I}_8$ | | $^5\text{I}_7$ | |
| | $E_i, \text{см}^{-1}$ | F_i | $E_i, \text{см}^{-1}$ | F_i |
| 1 | 0 | 0.1561 | 5229 | 0.1071 |
| 2 | 4 | 0.1531 | 5232 | 0.1056 |
| 3 | 41 | 0.1278 | 5243 | 0.1001 |
| 4 | 51 | 0.1217 | 5250 | 0.0967 |
| 5 | 141 | 0.0785 | 5303 | 0.0747 |
| 6 | 144 | 0.0773 | 5312 | 0.0715 |
| 7 | 150 | 0.0751 | 5320 | 0.0687 |
| 8 | 162 | 0.0708 | 5341 | 0.0620 |
| 9 | 398 | 0.0224 | 5352 | 0.0588 |
| 10 | 418 | 0.0203 | 5375 | 0.0526 |
| 11 | 448 | 0.0176 | 5395 | 0.0477 |
| 12 | 457 | 0.0168 | 5404 | 0.0456 |
| 13 | 498 | 0.0138 | 5418 | 0.0426 |
| 14 | 506 | 0.0132 | 5455 | 0.0356 |
| 15 | 520 | 0.0124 | 5490 | 0.0307 |
| 16 | 531 | 0.0117 | | |
| 17 | 535 | 0.0115 | | |

С помощью экспериментальной установки, изображённой на рис. 1.3 и методики, описанной в разделе 1.2, были найдены эффективные сечения

поглощения и излучения для кристалла Ho:YAG. Заметим, что для кристалла с концентрацией ионов Ho^{3+} 1% ат. $N_0 \approx 1,38 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Зависимости эффективного сечения поглощения (кривая 1) и излучения (кривая 2), полученные при температуре 25 °С с разрешающей способностью 1 нм, представлены на рисунке 3.2. Видно, что максимум поглощения кристалла Ho:YAG ($\sigma_{\text{погл}}^{\text{э}} \approx 10^{-20} \text{ см}^2$) находится в области $\lambda = 1908$ нм и, поэтому хорошо согласуется с линией генерации Tm:YLF лазера, описанного в главах 1 и 2 (рис. 2.8). Пиковые значения эффективного сечения излучения $\sigma_{\text{изл}}^{\text{э}} \approx 1,32 \times 10^{-20} \text{ см}^2$ и $\sigma_{\text{изл}}^{\text{э}} \approx 1,15 \times 10^{-20} \text{ см}^2$ реализуются на длинах волн $\lambda = 2090$ нм и $\lambda = 2097$ нм, соответственно. Кроме того, есть длинноволновый максимум эффективного сечения излучения $\sigma_{\text{изл}}^{\text{э}} \approx 0,63 \times 10^{-20} \text{ см}^2$ в области $\lambda = 2123$ нм.

Пренебрежем процессами ап-конверсии и предположим, что все ионы Ho^{3+} распределены по уровням 1 и 2. Тогда согласно уравнению (1.14):

$$G(\lambda) = N_0(P\sigma_{\text{yc}}(\lambda) - (1 - P)\sigma_{\text{погл}}(\lambda)),$$

где P – параметр инверсной населённости, равный отношению населённости ионов Ho^{3+} , находящихся на верхнем уровне лазерного перехода N_2 к общему числу активных центров N_0 . Параметр P зависит, в основном, от мощности накачки. Таким образом, изменяя мощность накачки, а значит и параметр P , мы получаем различные зависимости $G(\lambda)$ (рис. 2.3). Область, где $G(\lambda) > 0$ показывает диапазон длин волн, где усиление превышает потери и, поэтому, в этой области возможно получение генерации. Длина волны, где наблюдается максимум $G(\lambda)$, совпадает с длиной волны генерации лазера в отсутствии селективных элементов.

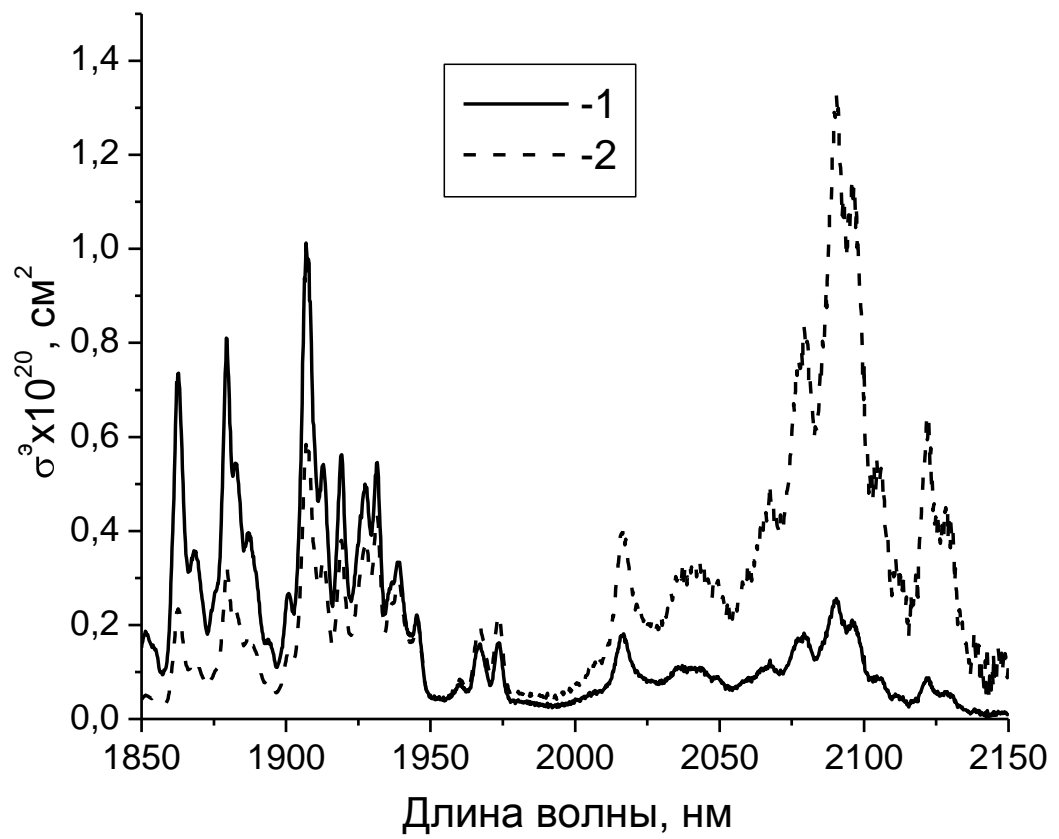


Рис. 3.2 Зависимости $\sigma_{\text{погл}}^{\circ}$ (кривая 1) и $\sigma_{\text{изл}}^{\circ}$ (кривая 2).

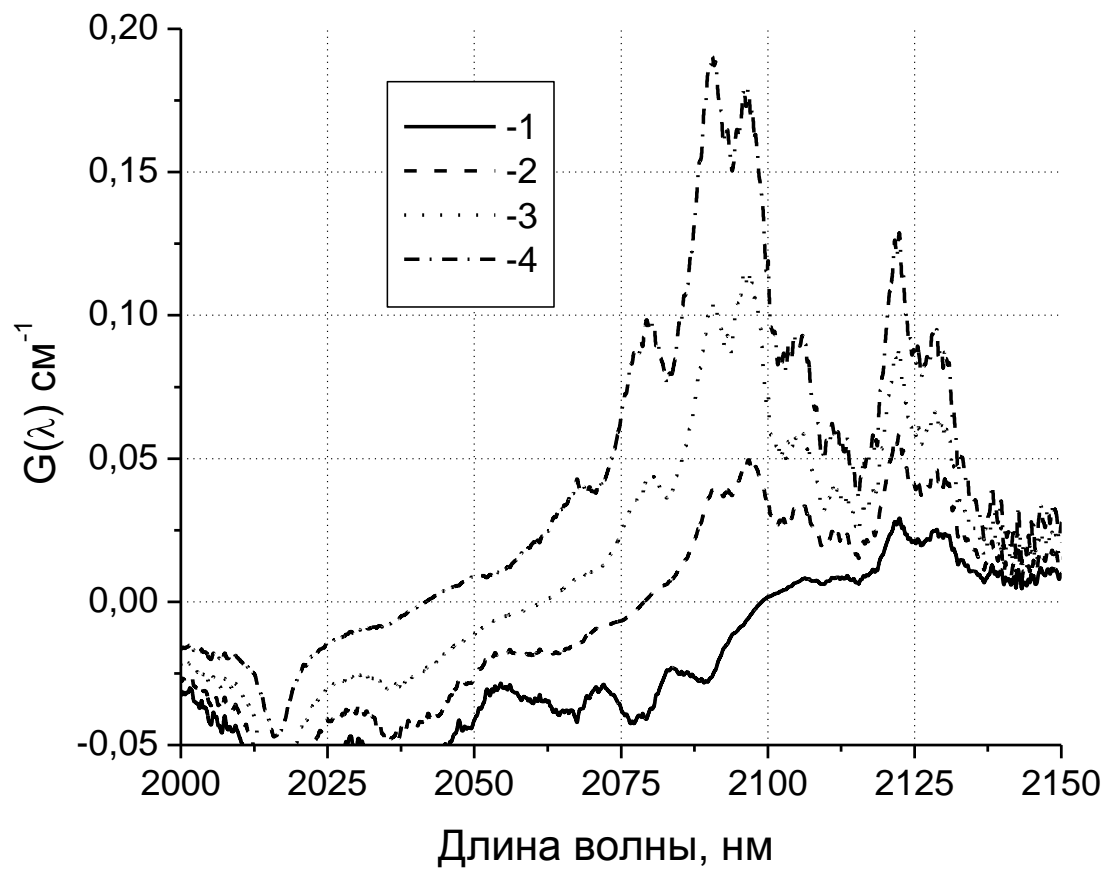


Рис. 3.3. Зависимость $G(\lambda)$ для $P=0,15$ (кривая 1), $P=0,18$ (кривая 2), $P=0,21$ (кривая 3), $P=0,25$ (кривая 4)

При значениях параметра $P < 0,19$ ожидаемая генерация будет реализовываться на длине волны ~ 2123 нм. Увеличение инверсии населённости приводит к доминированию перехода, излучающего в области 2097 нм. При значениях параметра $P > 0,23$ максимум усиления наблюдается на длине волны ~ 2090 нм. Кроме того, увеличение P дает возможность перестройки спектра генерации с помощью частотных фильтров в большей области (где $G(\lambda) > 0$).

В режиме генерации, инверсия населённости, а, следовательно, и параметр P , будет зависеть, главным образом, от добротности резонатора и длины активного элемента. Следовательно, изменяя коэффициент отражения выходного зеркала в отсутствии внутрирезонаторных селективных элементов, возможно получение генерации на трёх переходах с центрами линий на длинах волн 2090 нм, 2097 нм и 2123 нм.

3.2. Кинетика энергетических состояний ионов Ho^{3+}

Как уже отмечалось, поглощение кванта накачки на длине волны 1909 нм переводит ион Ho^{3+} на штарковские подуровни уровня $^5\text{I}_7$. Этот же уровень является верхним уровнем лазерного перехода. К процессам, приводящим к потерям инверсии в кристалле Ho:YAG , относятся, в основном, спонтанные излучательные переходы, безызлучательные (многофононные) переходы и процессы ап-конверсии (рис. 3.1). Вследствие того, что минимальная разница энергий уровней $^5\text{I}_8$ и $^5\text{I}_7$ 4709 см^{-1} много больше максимальной энергии фононных колебаний ($h\nu_{\text{макс}} \approx 860 \text{ см}^{-1}$), вероятность безызлучательной релаксации уровня $^5\text{I}_7$ пренебрежимо мала. Вероятность излучательной релаксации определяется временем жизни верхнего лазерного уровня за счет

радиационных переходов $A_{21} = 1/\tau$. С учетом того, что для уровня ${}^5\text{I}_7$ $\tau \approx 7,5 \text{ мс}$ $A \approx 133 \text{ с}^{-1}$ [46, 55].

Ещё один важный канал релаксации уровня ${}^5\text{I}_7$ – ап-конверсия. Скорость ап-конверсии зависит от концентрации активных центров, находящихся в возбуждённом состоянии [56-57]. Согласно данным работы [55] коэффициент ап-конверсии $K_{an} = 2,8 \times 10^{-18} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$. Если считать, что порядка 20 % всех ионов активатора находятся на ${}^5\text{I}_7$, то вероятность процесса ап-конверсии для концентрации ионов Ho^{3+} 1% ат. ($N_0 \approx 1,38 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$), согласно работе [55] $W_{an} \approx 77 \text{ с}^{-1}$. В результате рассмотренного ап-конверсионного процесса один ион Ho^{3+} переходит из состояния ${}^5\text{I}_7$ на уровень ${}^5\text{I}_8$, второй ион переходит в состояние ${}^5\text{I}_5$ (рис. 3.1). Согласно работе [55], характерное время многофононной релаксации для уровня ${}^5\text{I}_5$ $\tau_4 \approx 1 \text{ мкс}$, т.е. скорость безызлучательной релаксации очень велика. Поэтому, процессом обратным по отношению к ап-конверсии (кросс-релаксация) можно пренебречь и считать, что состояние ${}^5\text{I}_5$ мгновенно релаксирует в состояние ${}^5\text{I}_6$.

Согласно работе [6], оценочное время безызлучательной релаксации состояния ${}^5\text{I}_6$ $\tau_5 \approx 50 \text{ мкс}$. Поэтому, можно считать, что ионы Ho^{3+} с уровня ${}^5\text{I}_6$ быстро релаксируют на ${}^5\text{I}_7$. Таким образом, после быстрых процессов многофононной релаксации ${}^5\text{I}_5 \rightarrow {}^5\text{I}_6 \rightarrow {}^5\text{I}_7$ ион, претерпевший при процессе ап-конверсии переход ${}^5\text{I}_7 \rightarrow {}^5\text{I}_5$, возвращается обратно.

3.3. Система накачки

Для накачки кристаллов Ho:YAG использовалось непрерывное излучение Tm:YLF лазера (с диодной накачкой) с выходной мощностью

до 31 Вт на длине волны 1909 нм, который был описан в 1 и 2 главах. Излучение лазера на кристалле Tm:YLF на длине волны 1909 нм хорошо согласованно с линией поглощения кристалла Ho:YAG (рис. 2.8) и наилучшим образом подходит для накачки последнего. Оценочное значение отношения прошедшей мощности накачки к мощности, падающей на кристалл (Т), находилось по формулам (1.19) и (1.26). Исходя из спектров генерации Tm:YLF лазера и поглощения кристалла Ho:YAG, $K_z = 0.96 \text{ см}^{-1}$. Таким образом, получается, что в кристалле Ho:YAG длиной 2,5 см и 1 % допированием ионами Ho^{3+} в отсутствии эффекта насыщения поглотится порядка 91% излучения Tm:YLF лазера.

Для увеличения коэффициента усиления в активном элементе и согласования моды резонатора с областью накачки пучок генерации Tm:YLF лазера фокусировался в кристалл Ho:YAG двухлинзовой системой. Вследствие квазитрёхуровневой схемы генерации Ho:YAG лазера уменьшение диаметра пучка накачки приводит к существенному снижению порога генерации. С другой стороны, слишком маленький диаметр накачки приводит к усилению отрицательного эффекта деполяризации и увеличению наводимой в активном элементе тепловой линзы, приводящей к выходу резонатора из устойчивости. Для обеспечения оптимальной торцевой накачки кристаллов Ho:YAG с помощью ИК камеры (Pyrocam III) проводились исследования перетяжек пучка генерации Tm:YLF лазера (в свободном пространстве), сформированные различными линзовыми системами. Определение радиусов измеряемых пучков производилось по уровню $1/e^2$ от максимальной интенсивности.

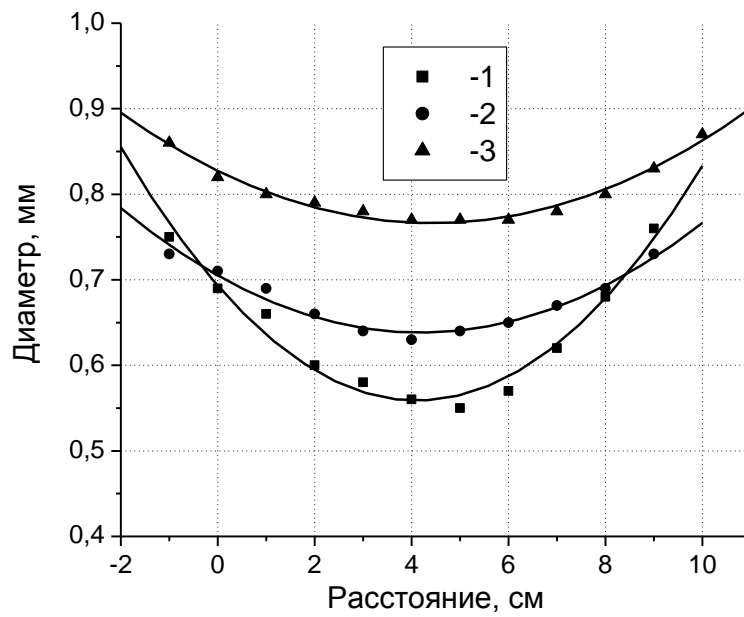


Рис. 3.4. Зависимость диаметра пучка генерации Tm:YLF лазера (в свободном пространстве) от расстояния, сформированного линзовыми системами «1», «2» и «3» соответственно.

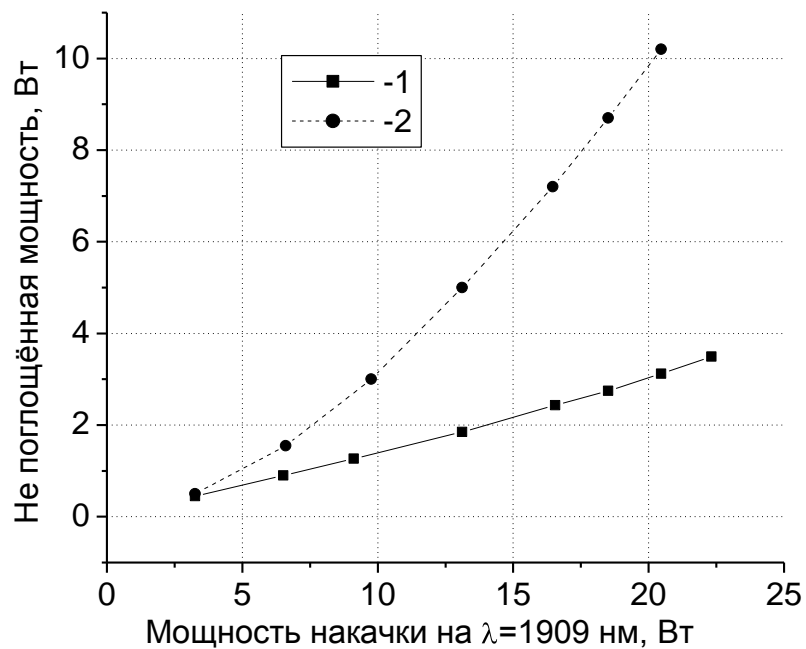


Рис. 3.5. Зависимость непоглощённой мощности от мощности излучения, падающей на кристалл в режиме генерации (кривая 1) и в её отсутствии (кривая 2).

Исходя из полученных данных, были выбраны три двухлинзовые системы, состоящие из линз с фокусными расстояниями 25 см и 25 см («линзовая система 1»), 25 см и 35 см («линзовая система 2»), 20 см и 35 см («линзовая система 3»), позволяющие формировать в свободном пространстве области пучка генерации Tm:YLF лазера диаметром в перетяжке от 530 до 800 мкм (кривая 1, кривая 2 и кривая 3, соответственно, на рис. 3.4).

Исследовалась экспериментальная зависимость поглощения излучения накачки за один проход в схеме с кристаллом Ho:YAG длиной 2,5 см в режиме генерации и её отсутствии (Рис. 3.5). При малых значениях мощности накачки, в обоих случаях, согласование спектра генерации Tm:YLF лазера и поглощения кристалла Ho:YAG обеспечивало поглощение излучения накачки до 87%. С увеличением накачки в схеме с разъюстированным резонатором (без генерации), часть мощности, не поглощённой в кристалле, T (отношение прошедшей мощности накачки к мощности, падающей на кристалл), увеличивалась (кривая 1) с 13% до 50% (при накачке ~21 Вт). Такое падение, связанное с насыщением поглощения накачки, можно объяснить следующим образом: накачка и генерация осуществляется между разными подуровнями одних и тех же уровней с 5I_8 на уровень 5I_7 . В дипольном приближении, переход $^5I_8 \rightarrow ^5I_7$ является запрещённым, поэтому время жизни на уровне 5I_7 достаточно велико ~7,5 мс [46]. В отсутствии вынужденных переходов под действием накачки происходит накопление ионов на уровне 5I_7 . Таким образом, разность населённостей между уровнями 5I_8 и 5I_7 и, соответственно, между подуровнями на которых происходит переход, вызванный поглощением накачки, резко уменьшается. В свою очередь, это приводит к падению коэффициента поглощения на длине волны накачки. В режиме генерации, благодаря

вынужденным переходам, происходит эффективный сброс ионов Ho^{3+} в основное состояние и разность населённостей между подуровнями, на которых происходит переход накачки, слабо зависит от мощности накачки.

3.4. Расчет основной моды резонатора

Для достижения эффективной генерации на лазерных кристаллах Ho:YAG , работающих по квази-трёхуровневой схеме и, вследствие этого, обладающих высоким поглощением на длине волны генерации, согласование моды резонатора с областью накачки в активном элементе является практически определяющими. Для простоты рассматривался резонатор, состоящий из плоского глухого зеркала, тепловой линзы, формируемой в кристалле, и выходного сферического зеркала. Данный резонатор являлся эквивалентным по отношению к резонаторам, исследуемым в наших экспериментах (рис. 4.1). Также тепловая линза, наводимая в кристалле накачкой, заменялась при расчётах на тонкую линзу, расположенную в центре активного элемента. На основании работ [58-61] считалось, что в зависимости от мощности накачки, фокусное расстояние тепловой линзы в кристалле Ho:YAG находится в пределах $15 < F_m < 50$ см. Параметры резонатора варьировались для обеспечения лучшего согласования моды резонатора с активной областью накачки. Зависимость диаметра основной моды в центре кристалла от фокусного расстояния тепловой линзы для выходных зеркал с кривизной $r=150$ мм, $r=200$ мм, $r=250$ мм и $r=300$ мм приведено на рис. 2.6 (кривая 1, 2, 3 и 4). Во всех случаях оптическое расстояние между центром кристалла и плоским глухим зеркалом равнялось 3 см, а общая оптическая длина резонатора была равна 12 см. Видно, что в выбранном диапазоне изменения тепловой линзы диаметр основной

моды практически не зависит от её фокусного расстояния. Оптимальная кривизна выходного зеркала зависит от выбора используемой накачки. Например, для схемы с фокусировкой накачки «линзовой системой 1» наилучшим образом подходит резонатор с выходными зеркалом $r=150$ мм или $r=200$ мм. Использование зеркала с $r=250$ мм приводит к тому, что диаметр активной области в кристалле становится меньше диаметра основной моды резонатора. В этом случае будет сильное поглощение на длине волны генерации в областях кристалла с низкой или отрицательной инверсией населённости, что не позволит достичь высокой эффективности генерации.

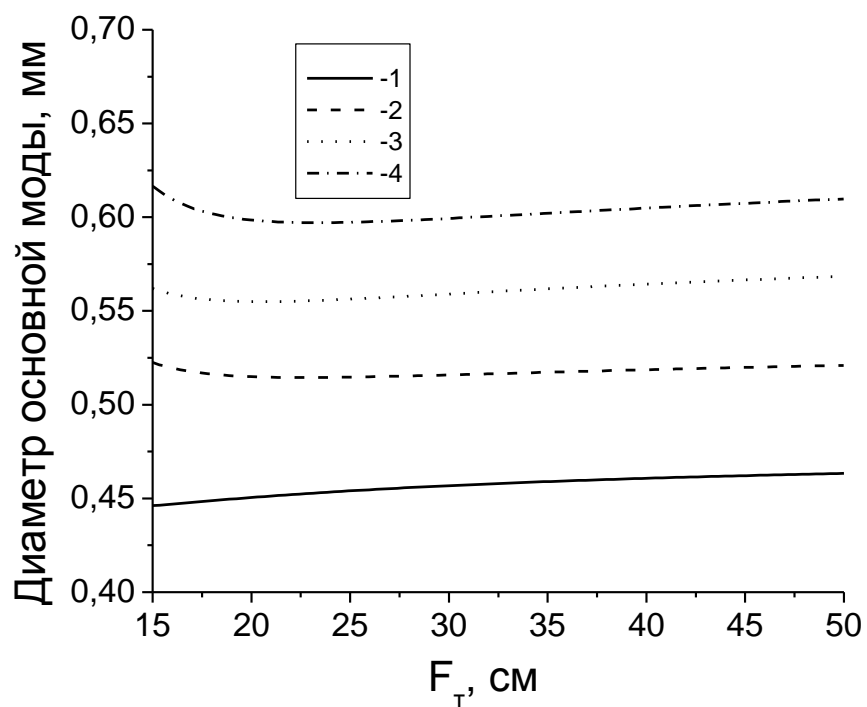


Рис. 3.6. Зависимость диаметра основной моды в центре кристалла от фокусного расстояния тепловой линзы для выходных зеркал с кривизной $r=150$ мм (кривая 1), $r=200$ мм (кривая 2), $r=250$ мм (кривая 3) и $r=300$ мм (кривая 4).

3.5. Численное моделирование Ho:YAG лазера с продольной лазерной накачкой, работающего в непрерывном режиме генерации.

С целью подбора оптимальных параметров Ho:YAG лазера с продольной лазерной накачкой и исследования его кинетических характеристик проводилось численное моделирование лазерной системы.

3.5.1. Описание расчётной модели Ho:YAG лазера

Расчёт производился с помощью решения совместной системы уравнений, описывающих кинетику населенностей энергетических уровней ионов Ho^{3+} и плотности потока фотонов в резонаторе. В рамках нашей модели рассматривались пространственно независимые уравнения, т.е. не учитывалось поперечное распределение инверсии населённости в активном элементе и его влияние на изменение поперечной структуры пучка генерации. Учёт двухмерных эффектов является определяющим при рассогласовании моды генерации с активной областью в кристалле. Будем считать, что выполняется условие хорошего согласования моды резонатора с областью накачки. Тогда, не смотря на упрощенный подход, данная модель позволяет достаточно корректно оценить выходную мощность излучения в зависимости от параметров Ho:YAG лазера, а также определять кинетику населённости уровней ионов Ho^{3+} . Совместная система уравнений выглядит следующим образом [45, 48]:

$$\begin{cases} \frac{dn_2}{dt} = Rn_1 - A_{21}n_2 - N_0K_{an}n_2^2 - q(B_{изл}n_2 - B_{погл}n_1) \\ \frac{dn_1}{dt} = -Rn_1 + A_{21}n_2 + N_0K_{an}n_2^2 + q(B_{изл}n_2 - B_{погл}n_1) \\ \frac{dq}{dt} = N_0V_a q(B_{изл}n_2 - B_{погл}n_1) - q\rho \end{cases} \quad (3.1)$$

В системе уравнений (3.1) n_1 и n_2 - относительные населённости (делённые на полную концентрацию ионов Ho^{3+} N_0) энергетических уровней ${}^5\text{I}_8$ и ${}^5\text{I}_7$ ионов Ho^{3+} , соответственно. Причём считалось, что $n_1 + n_2 = 1$. Скорость накачки R определялась из соотношения [45]:

$$R = \frac{P_{\text{нак}}}{slh\nu_{\text{нак}}n_1}, \quad (3.2)$$

где $h\nu_{\text{нак}}$ - энергия кванта накачки, $s = \pi d^2/4$ - площадь поперечного пучка накачки, l - длина активного элемента, $P_{\text{нак}}$ - мощность, поглощенная в кристалле. Исследовались две различные схемы $\text{Ho}:\text{YAG}$ лазера, отличающиеся методом накачки. В «схеме 1» (рис. 4.1-а) после отражения от глухого зеркала накачка дважды проходила через активный элемент. Поэтому согласно (1.19) и (1.26) $P_{\text{нак}}$ оценивалась как:

$$P_{\text{нак}} = P_0(1 - \exp(-K_{\Sigma} 2l)), \quad (3.3)$$

где P_0 - мощность, падающая на кристалл.

В «схеме 2» (рис. 4.1-б) накачка один раз проходит через активный элемент. В этом случае не поглотившаяся за один проход часть накачки выходила из резонатора через дихроичное зеркало. Поэтому в выражении для $P_{\text{нак}}$ в показателе экспоненты отсутствовал множитель 2. В балансные уравнения так же входят A_{21} и W_{21} - вероятность спонтанных переходов и безызлучательной релаксации ${}^5\text{I}_7 \rightarrow {}^5\text{I}_8$. Вероятности вынужденных переходов ${}^5\text{I}_7 \rightarrow {}^5\text{I}_8$ и ${}^5\text{I}_8 \rightarrow {}^5\text{I}_7$, на один фотон $B_{изл}$ и $B_{погл}$ находились по формулам:

$$B_{изл} = \frac{\sigma_{изл}^3 c}{V} \text{ и } B_{погл} = \frac{\sigma_{погл}^3 c}{V}, \text{ где} \quad (3.4)$$

Здесь c – скорость света, V – эффективный объём моды в резонаторе

В уравнение для плотности потока фотонов в резонаторе q входит коэффициент суммарных потерь за один проход резонатора ρ , равный:

$$\rho = \frac{1}{t_c} = -\frac{c}{L} (\ln(1 - Z_i) + \frac{\ln(1 - T_1) + \ln(1 - T_2)}{2}), \quad (3.5)$$

где T_1 и T_2 – коэффициенты пропускания зеркал, Z_i – коэффициент внутренних потерь, L оптическая длина резонатора. Для удобства обозначим коэффициент всех вредных потерь как $\rho_{вр}$.

Мощность выходного излучения $P_{ген}$ оценивалась по формуле:

$$P_{ген} = q \left(\frac{-\ln(1 - T_2)c}{2L} \right) h\nu_{ген}, \quad (3.6)$$

где T_2 – коэффициент пропускания выходного зеркала, $h\nu_{ген}$ – энергия кванта генерации.

Решение системы уравнение (3.1) производилось методом Рунге-Кутты в среде программирования Mathcad. Значения основных величин, используемых при расчёте системы уравнений, были определены выше, и для удобства сведены в таблице 6.

Таблица 6. Значения величин, использованных при расчётах.

| Параметр | Ho:YAG |
|---|-------------------------|
| $N_0 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$ | 1,38 |
| $K_{ап} \times 10^{-18} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ | 1,28 |
| $A_{21}, \text{ с}^{-1}$ | 133 |
| $\sigma_{изл}^3(\lambda) \times 10^{20} \text{ см}^2,$ | 1,32 или 1,15 или 0,63 |
| $\sigma_{погл}^3(\lambda) \times 10^{20} \text{ см}^2,$ | 0,25 или 0,21 или 0,085 |

| | |
|-------------------------------|---------|
| $K_{\Sigma}, \text{ см}^{-1}$ | 0,96 |
| d, мм | 0,55 мм |
| $\rho_{\text{вр}}$ | 0,035 |
| L, см | 12 |
| T_1 | 0,03 |

3.5.2. Кинетика энергетических состояний ионов Ho^{3+}

Как отмечалось выше, в зависимости от инверсии населённости в кристалле Ho:YAG , максимум усиления может реализовываться на переходах с длинами волн ~ 2090 нм, ~ 2097 нм и ~ 2123 нм. В режиме стационарной непрерывной генерации населённость уровня $^5\text{I}_7$ зависит, в основном, от коэффициента отражения выходного зеркала и длины активного элемента. Таким образом, изменяя эти параметры, можно достигать максимального усиления на одной из трёх указанных длин волн. При этом можно ожидать, что генерация будет реализовываться на выбранной длине волны. Зависимость относительной населенности уровня $^5\text{I}_7$ от коэффициента пропускания выходного зеркала при длине кристалла 25 мм и мощности накачки 25 Вт приведена на рис. 3.7. Принимая во внимание зависимости усиления от параметра Р на рис. 3.3, можно сделать вывод, что при значениях T_2 меньших 20% ожидаемая генерация будет реализовываться на длине волны ~ 2123 нм. При пропускании выходного зеркала в пределах от 20 % до 50 % в генерация будет осуществляется на длине волны ~ 2097 нм. При дальнейшем увеличении пропускания зеркала доминирующим будет переход на длине волны ~ 2090 нм.

Аналогичная зависимость относительной населенности уровня 5I_7 от длины активного элемента при коэффициенте отражения выходного зеркала 65% и $W_{\text{нак}}=25$ Вт приведена на рис. 3.8. При выбранном значении T_2 в диапазоне $16 < l_{\text{кр}} < 40$ мм доминирующим является переход с длиной волны ~ 2097 нм. Однако, принимая во внимание, что в широком диапазоне значений параметров T_2 и $l_{\text{кр}}$ разница усиления между парами переходов на длинах волн ~ 2090 нм и ~ 2097 нм или ~ 2097 нм и ~ 2123 нм мала, можно ожидать, что генерация будет реализовываться сразу на двух длинах волн. Как показывает эксперимент, при значениях параметров лазера, близких к оптимальным (по выходной мощности), в отсутствии частотных селекторов генерируется сразу две длины волны.

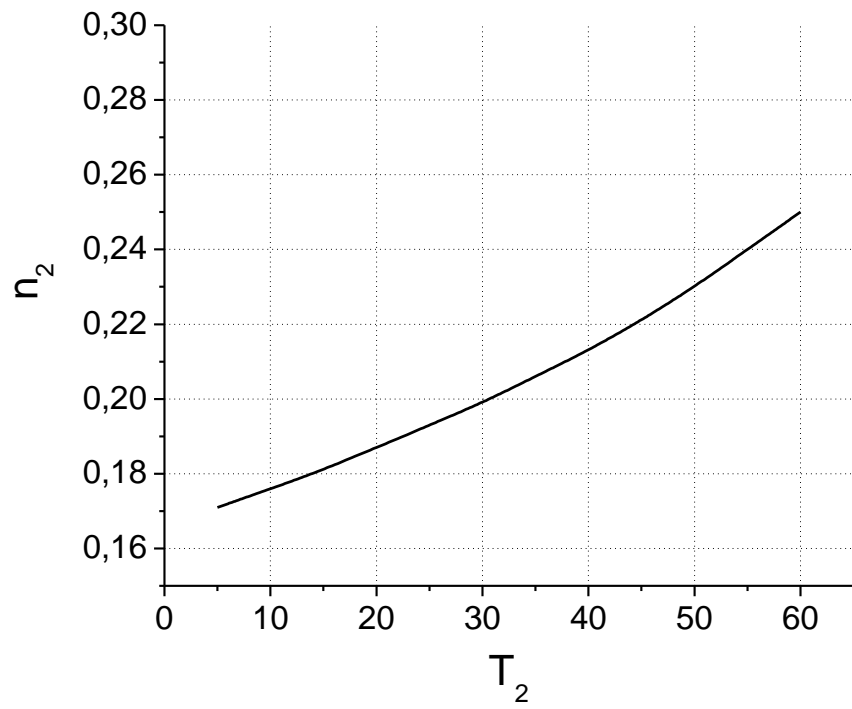


Рис. 3.7. Зависимость n_2 от T_2 при длине кристалла 25 мм и $W_{\text{нак}}=25$ Вт

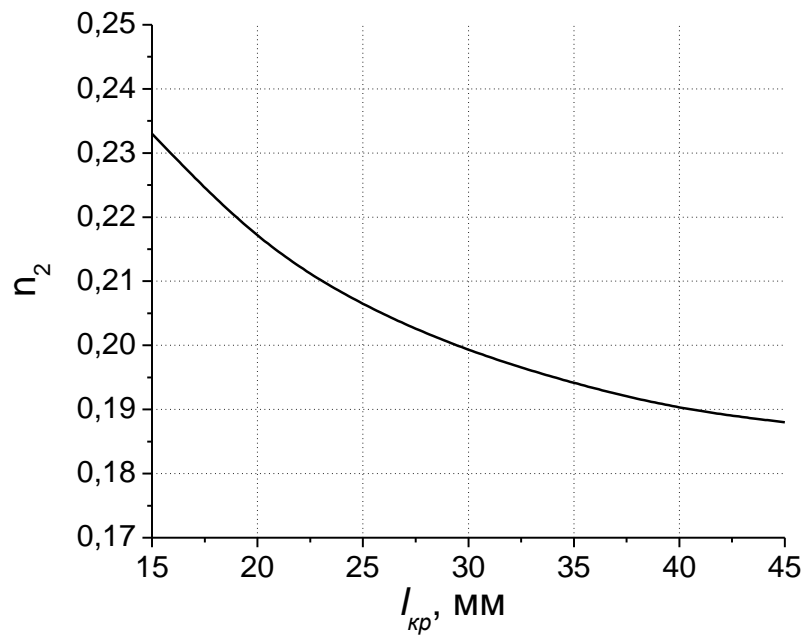


Рис. 3.8 Зависимость n_2 от $l_{\text{кр}}$ при $T_2=35\%$ и $W_{\text{нак}}=25$ Вт

3.5.3. Результаты численной оптимизации Ho:YAG лазера

Была проведена расчётная оптимизации параметров Ho:YAG лазера, работающего в режиме свободной генерации, с целью получения наибольшей выходной мощности и эффективности генерации. Зависимости выходной мощности от длины активного элемента для схемы с одним проходом накачки через кристалл (кривая 2) и с двумя (кривая 1) изображены на рис. 3.9. Расчёты производились при $W_{\text{нак}}=25$ Вт и $T_2=35$ %. Видно, что для «схемы 1» оптимальная длина активного элемента (при концентрации ионов Ho^{3+} 1% ат.) находится в области от 2 см до 2,5 см. Наличие оптимума по длине кристалла определяется двумя факторами. При меньших значениях $l_{\text{кр}}$ падает величина поглощённой мощности накачки, что приводит к уменьшению мощности генерации. С другой стороны, увеличение длины кристалла приводит к усилению эффекта поглощения на длине волны генерации из-за квазитрёхуровности рабочих уровней. Поэтому, при длинах кристалла более 2,5 см наблюдалось снижение выходной мощности. В «схеме 2» из-за отсутствия второго прохода накачки через кристалл требовалась большая длина активного элемента для обеспечения эффективного поглощения. Поэтому, оптимальная длина кристалла находилась в области $3 < l_{\text{кр}} < 3,5$ см, а максимальная выходная мощность в «схеме 2» была несколько меньше (на 1,7 Вт), чем в «схеме 1». Кроме того, из зависимостей видно, что при увеличении длины активного элемента разница между поглощённой мощностью накачки для схем «1» и «2» уменьшалась. При длине кристалла ~4,5-5 см выходная мощность обеих схем была одинаковой.

Также оптимизировался коэффициент отражения выходного зеркала. При этом мощность накачки $W_{\text{нак}}=27$ Вт и длина активного элемента $l=25$ мм оставались неизменными. Видно, что достаточно в

широком диапазоне изменения $0,15 < T_2 < 0,35$ выходная мощность для «схемы 1» и для «схемы 2» практически не изменяется (Рис. 3.10). Наибольшая мощность генерации достигается при коэффициенте отражения выходного зеркала порядка 75 %. Однако, если кроме непрерывного режима предполагается исследование режима модуляции добротности, реализуемого с помощью акустооптического затвора, желательно использование выходного зеркала с высоким коэффициентом пропускания. Поэтому практически без потери выходной мощности можно использовать зеркало с $T_2 \approx 35\%$. Следует отметить, что при проведении расчётов, в зависимости от длины активного элемента и коэффициента отражения зеркала, подбиралась длина волны, для которой мощность генерации была максимальна.

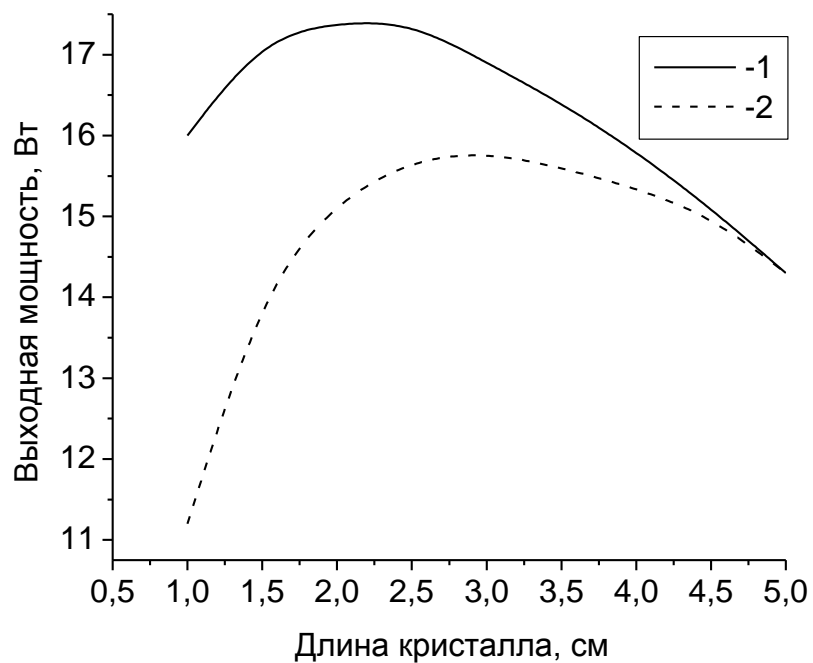


Рис. 3.9. Зависимость выходной мощности от длины активного элемента для «схемы 1» (кривая 1) и для «схемы 2» (кривая 2) при $W_{\text{нак}}=27$ Вт, $T_2=0.2$

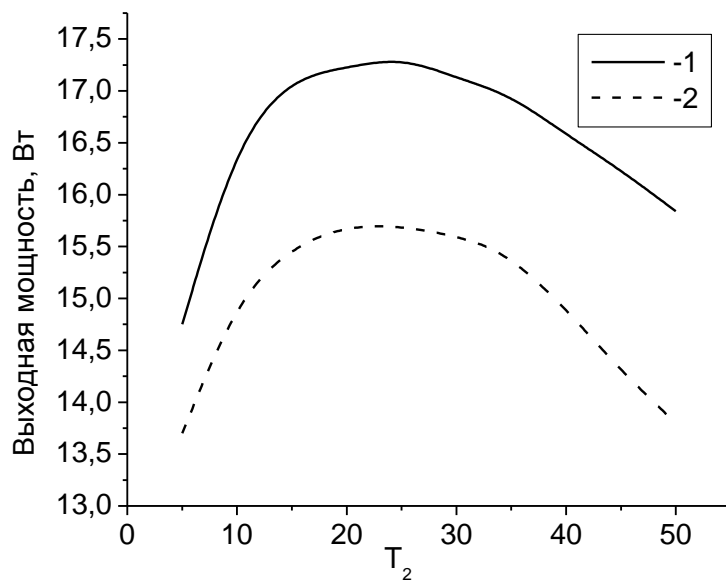


Рис. 3.10. Зависимость выходной мощности от T_2 при $W_{\text{нак}}=27$ Вт и $l=25$ мм

Было проведено сравнение зависимостей выходной мощности от мощности накачки для схем «1» и «2». Параметры лазера, использованные при расчётах, были одинаковыми. Длина активного элемента равнялась 25 мм, коэффициент отражения выходного зеркала – 65 % и длина резонатора – 12 см. Для «схемы 1» за счёт двойного прохода через активный элемент поглощенная мощность накачки была несколько выше. Поэтому эффективность преобразования излучения накачки в излучение генерации для неё была 63%, что на 6 % больше, чем для «схемы 2» (рис. 3.11). Дифференциальные эффективности для схем «1» и «2» составили величину 74% и 69 %, соответственно.

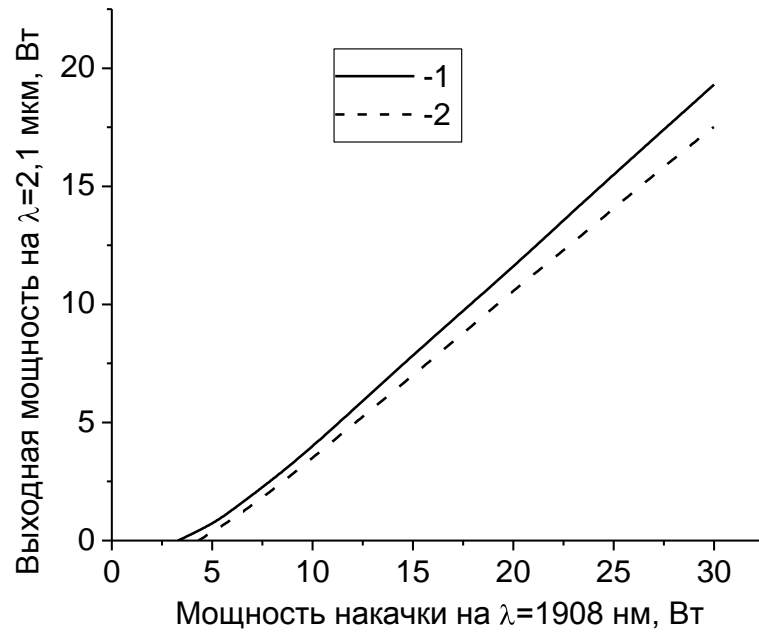


Рис. 3.11. Зависимость выходной мощности от мощности накачки при $T_2=0.35\%$ и $l=25$ мм для «схемы 1» (кривая 1) и для «схемы 2» (кривая 2)

3.6. Выводы.

Таким образом, были исследованы оптические свойства кристалла Ho:YAG. Определены зависимости эффективных сечений поглощения и излучения от длины волны. Найдены спектральные области с положительным коэффициентом усиления при различных значениях инверсии населённости. Определено, что в зависимости от величины инверсии, ожидаемая генерация может реализовываться на трёх линиях с центром на длинах волн 2090 нм, 2097 нм и 2123 нм. Рассмотрены процессы потери инверсии населённости в кристалле Ho:YAG. Исследованы возможности формирования излучения генерации Tm:YLF лазера для обеспечения оптимальной фокусировки накачки в активный элемент. Найдена экспериментальная зависимость поглощаемой в кристалле мощности накачки в схемах с настроенным и разъюстированным резонатором. Проведен расчёт параметров резонатора (с учётом тепловой линзы), позволяющий согласовать область усиления в кристалле с основной модой резонатора.

С помощью решения совместной системы уравнений, описывающей кинетику населенностей уровней ионов Ho^{3+} и плотности потока фотонов в резонаторе, произведено численное моделирование работы Ho:YAG лазера. Определено, что в зависимости от значений коэффициента отражения выходного зеркала и длины активного элемента, генерация реализовывается на длинах волн ~ 2090 нм, ~ 2097 нм или ~ 2123 нм. Найдены оптимальные параметры лазерной системы (длина активного элемента и коэффициент пропускания выходного зеркала) для различных схем накачки (рис. 4.1), позволяющие получать максимальную эффективность генерации. Численно исследована зависимость выходной мощности от мощности накачки. Получено, что

эффективность преобразования излучения накачки в излучение генерации достигает 63%.

Глава 4

Экспериментальное исследование Ho:YAG лазера с продольной накачкой излучением Tm:YLF лазера

Одними из наиболее распространенных лазерных систем двухмикронного диапазона длин волн являются системы на кристаллах Ho:YAG. Высокие оптические и термомеханическими свойствами матрицы YAG позволяют получать непрерывную и импульсно-периодическую генерацию с высокой мощностью в области 2,1 мкм.

Лазеры на основе гольмий содержащих кристаллов с ламповой накачкой, генерирующие в диапазоне 2,1 мкм, были хорошо исследованы в предыдущие годы [18, 19, 31-33]. Недостатком ламповых систем является низкая эффективность преобразования излучения накачки (менее 0.5 %). Использование в качестве накачки узкополосного лазерного излучения способствует существенному увеличению мощности и эффективности генерации и улучшению качества пучка выходного излучения [62, 68]. Однако, кристалл Ho:YAG не имеет интенсивных линий поглощений в диапазоне 780-980 нм, что не позволяет использовать для накачки доступные и мощные коммерческие GaAlAs и InGaAs лазерные диоды [34-35]. Оптимальная накачка кристаллов Ho:YAG может быть осуществлена с помощью твердотельных или волоконных тулиевых лазеров, генерирующих в области ~1908 нм [24-25, 35-37]. Использование торцевой накачки позволяет обеспечить необходимую плотность мощности и большой коэффициент поглощения накачки. Также, при согласовании области

накачки с основной модой резонатора, качество выходного излучения близко к дифракционному пределу. В работе [24] впервые была продемонстрирована высокая эффективность Ho:YAG лазера, накачиваемого излучением Tm:YLF лазера. Была получена непрерывная и импульсно-периодическая генерация мощностью $\sim 9,5$ Вт при эффективности преобразования $\sim 45\%$. Следует отметить, эффективность генерации $\sim 45\%$ достигалась при охлаждении кристалла до -40 °C. При работе с активным элементом, имеющим температуру порядка комнатной, выходная мощность уменьшалась до 7,5 Вт.

Позднее, при использовании для накачки кристалла Ho:YAG волоконного тулиевого лазера в режиме модулированной добротности, была получена средняя выходная мощность 9.2 Вт при эффективности преобразования излучения накачки $\sim 60\%$ [36]. При этом в работе отмечается, что генерация реализовывалась сразу на двух переходах с центрами линий на длинах волн 2090 нм и 2097 нм.

Исходя из анализа, проведённого в главе 3, при подборе оптимальных параметров Ho:YAG лазера эффективность генерации с использованием в качестве накачки излучения Tm:YLF лазера может достигать $\sim 63\%$.

В настоящей главе приводятся результаты исследования генерационных характеристик лазера на кристалле Ho:YAG с продольной накачкой излучением Tm:YLF лазера. Представлены результаты оптимизации параметров Ho:YAG лазера с целью достижения максимальной мощности и эффективности генерации излучения при высоком качестве пучка в непрерывном и импульсно-периодическом режимах генерации. Исследовано влияние температуры активного элемента на мощность генерации. Кроме того, приводятся результаты частотной селекции выходного излучения с использованием внутрирезонаторного ИПФ. Особое внимание уделяется рассмотрению

возможности достижения высокостабильных характеристик выходного излучения (мощности, длительности и частоты повторения импульсов, длины волны генерации и ширины спектральной линии).

4.1. Схема экспериментальной установки Ho:YAG лазера.

Лазерные элементы Ho:YAG (производства фирмы “ЭЛС-94”, Москва) были выращены методом Чохральского (с концентрацией ионов $\text{Ho}^{3+} \sim 1$ ат. %), вырезаны в виде цилиндра длиной 30 мм и диаметром 4 мм («кристалл 1»). В некоторых экспериментах использовался составной элемент Ho:YAG: к торцу, через который осуществлялась накачка, методом диффузионной сварки была приварена область нелегированного YAG длиной 5 мм. При этом длина легированной области была 25 мм («кристалл 2»). Использование составного элемента позволяло уменьшить отрицательные тепловые эффекты, возникающие вблизи торца кристалла. Активные элементы имели торцы, просветленные на длину волны накачки и генерации (1,9 и 2,1 мкм, соответственно). Цилиндры Ho:YAG закреплялись через индиевую фольгу в медный радиатор с постоянной температурой (около 10 °C), поддерживаемой с помощью элемента Пельтье и системы температурного контроля.

Для накачки кристаллов Ho:YAG использовалось непрерывное излучение Tm:YLF лазера (с диодной накачкой) с выходной мощностью до 31 Вт на длине волны 1909 нм (рис. 4.1), который был описан в главах 1 и 2. Излучение лазера на кристалле Tm:YLF на длине волны 1909 нм хорошо согласовано с линией поглощения кристалла Ho:YAG [24,43], поэтому, наилучшим образом подходит для накачки последнего.

Эксперименты проводились с двумя типами резонаторов. В первом случае, резонатор Ho:YAG лазера Г-образной формы

формировался тремя зеркалами: плоским зеркалом M_1 с высоким коэффициентом отражения на длинах волн 1,9-2,1 мкм, дихроичным зеркалом M_2 с высоким отражением на длине волн генерации ($>99.5\%$ для вертикальной поляризации) и высоким пропусканием на длине волны накачки ($\sim 96\%$), выходным сферическим зеркалом M_3 , полупрозрачным на длине волны генерации (Рис.4.1-а). Для обеспечения большего коэффициента усиления пучок излучения Tm:YLF лазера фокусировался системой линз L внутрь кристалла Ho:YAG через дихроичное зеркало M_2 . Зеркало M_1 имело высокий коэффициент отражения на длине волны 1909 нм для увеличения поглощения излучения накачки в кристалле Ho:YAG. Пучок накачки дважды проходил через активный элемент и практически полностью поглощался ($\sim 96\%$).

В случае попадания излучения, отраженного от зеркала M_1 и не полностью поглощённого в кристалле Ho:YAG, обратно в резонатор Tm:YLF лазера возникала “завязка” двух генераторов. Вследствие этого изменялась временная динамика генерации Tm:YLF лазера: резко увеличивалась амплитуда пиков (в десятки раз) на фоне уменьшения их общего количества. Это приводило, в свою очередь, к пробоям на торцах кристалла Tm:YLF даже при невысокой мощности генерации $\sim 5-6$ Вт. Для обеспечения “развязки” Tm:YLF и Ho:YAG лазеров перед фокусирующей линзой помещались поляризационный клин (П) и четвертьволновая пластинка (Рис. 4.1). После двойного прохождения через четвертьволновую пластинку излучение Tm:YLF лазера имело поляризацию, ортогональную исходной, и отклонялось поляризационным клином в сторону от оси резонатора. Таким способом удалось полностью исключить пробой лазерного элемента вплоть до максимальной мощности генерации [62].

Исследовалась П-образная конфигурация резонатора Ho:YAG лазера (рис. 4.1-б). В этом случае, не поглощенное излучение накачки за один проход через активный элемент выводилось из резонатора через дихроичное зеркало. Таким образом, обеспечение “развязки” между Tm:YLF и Ho:YAG лазеров не требовалось.

Для реализации режима модуляции добротности в выходное плечо резонатора между дихроичным M_2 и выходным M_3 зеркалами помещался акустооптический затвор (АОМ). Для управления спектром генерации внутрь резонатора помещалась сапфировая плоскопараллельная пластинка (Ф) толщиной 5 мм, ориентированная под углом Брюстера к оси резонатора (Рис. 4.1).

Измерения мощности проводились градуированным приемником широкой апертуры (Gentec) чувствительным в диапазоне длин волн 0,5 – 10 мкм. Измерение временных характеристик генерации проводились фотоприёмником на основе структуры КРТ с постоянной времени порядка 10^{-8} с. Сигнал с фотоприёмника регистрировался осциллографом LeCroy 62Xi с полосой пропускания 600 МГц. Для исследования пространственного распределения пучка генерации применялась ИК камера (Ругосат III) с матрицей 15x15 мм и размером пиксела 50 мкм. Спектральный анализ выходного излучения производился с помощью монохроматора МДР-41 с разрешающей способностью в диапазоне 2 мкм $\sim 0,2$ нм.

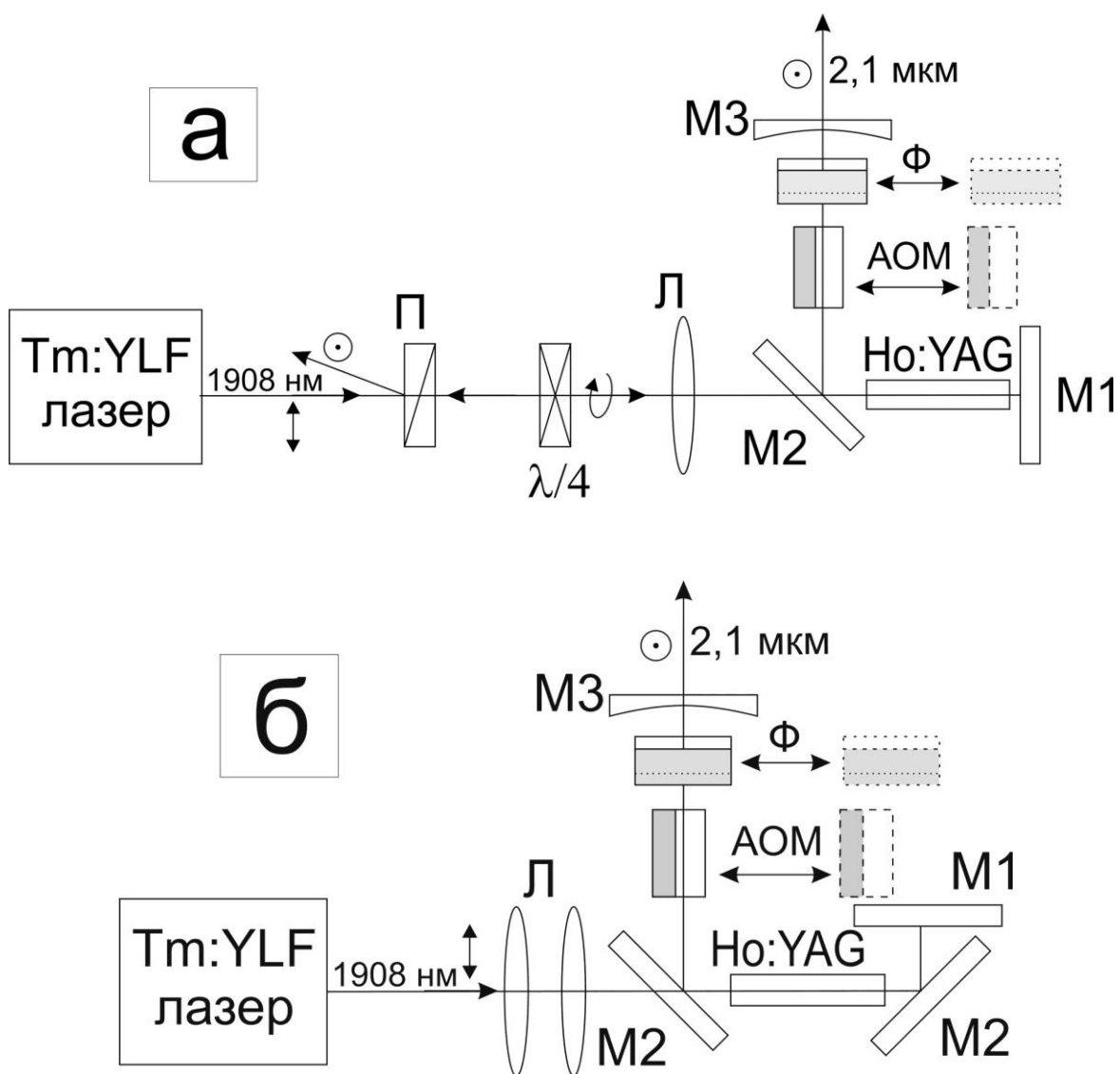


Рис. 4.1. Схема экспериментальной установки: П - поляризатор, Л – линзовая система, M₁ – глухое зеркало, M₂ – дихроичное зеркало, M₃ – выходное зеркало, AOM – акустооптический затвор, Φ – интерференционно-поляризационный фильтр.

4.2. Экспериментальные исследования Ho:YAG лазера, генерирующего в непрерывном режиме.

Выходная мощность излучения Ho:YAG лазера оптимизировалась путем достижения наилучшего согласования моды резонатора с областью накачки (с учётом линзы, наводимой накачкой в кристалле Ho:YAG). Диаметр пучка накачки в кристалле Ho:YAG варьировался от 0,53 до 0,8 мм (рис.3.4), оптическая длина резонатора от 7 до 25 см, радиус кривизны выходного зеркала (R) от 150 до 300 мм. В экспериментах, использовался «кристалл 2», а резонатор был реализован по «схеме 1». Коэффициент отражения выходного зеркала был ~64 %.

В первой части экспериментов фокусировка излучения генерации Tm:YLF лазера производилась с помощью «двухлинзовой системы 1». Максимальная выходная мощность ~15,4 Вт достигалась при использовании в качестве выходного зеркала с $r=150$ мм и физической длиной резонатора в пределах от 5 см до 11 см (кривая 1 на рис. 4.2). В схеме с выходным зеркалом кривизной $r=200$ мм мощность генерации была незначительно меньше (на 3 %). При этом вариация физической длины резонатора в диапазоне от 8 см до 16 см практически не приводила к изменению выходной мощности (кривая 2 на рис. 4.2). Использование выходных зеркал с большими значениями кривизны приводило к увеличению диаметра основной моды резонатора и её рассогласованию с областью накачки. За счет взаимодействия моды с неинвертированной областью в кристалле и, как следствие, потерями на поглощение в этой области на длине волны генерации, происходило падение выходной мощности. Для зеркала с кривизной $r=300$ мм падение мощности генерации составило ~1,2 Вт (кривая 3 на рис. 4.2).

Кроме вариации кривизны выходного зеркала и длины резонатора оптимизировался диаметр пучка накачки, позволяющий при

максимальной мощности накачки, доступной в экспериментах (~ 30 Вт), получать наибольшую выходную мощность. Лучшие результаты были получены при формировании пучка генерации Tm:YLF лазера «двухлинзовой системой 1» и использовании выходного зеркала с $r=150$ мм (кривая 1 на рис. 4.3). В схеме с фокусировкой накачки «двухлинзовой системой 3» и выходным зеркалом с $r=250$ мм (кривая 2 на рис. 4.3) за счёт большего порога генерации и практически такой же дифференциальной эффективности выходная мощность была на 1,5 Вт меньше.

Проводились эксперименты по оптимизации коэффициента отражения выходного зеркала. Остальные параметры оставались неизменными. Кривизна выходных зеркал была $r=200$ мм, а физическая длина резонатора ~ 12 см. Фокусировка излучения накачки внутрь кристалла Ho:YAG производилась «двухлинзовой системой 1». В качестве активного элемента использовался «кристалл 2». Зависимости мощности генерации от мощности накачки для выходных зеркал с $R \sim 80\%$ и $R \sim 64\%$ приведены на рис. 4.4. Использование более добротного резонатора позволяло снизить порог генерации, но приводило к падению дифференциальной эффективности преобразования накачки (кривая 2). При максимальной мощности накачки полная эффективность генерации для обоих зеркал была практически одинаковой (разница была менее 1%). Таким образом, в широком диапазоне значений коэффициента отражения выходного зеркала при мощности накачки ~ 27 Вт мощность генерации изменялась слабо. Такой же результат был получен при численном моделировании, описанном в параграфе 3.5.

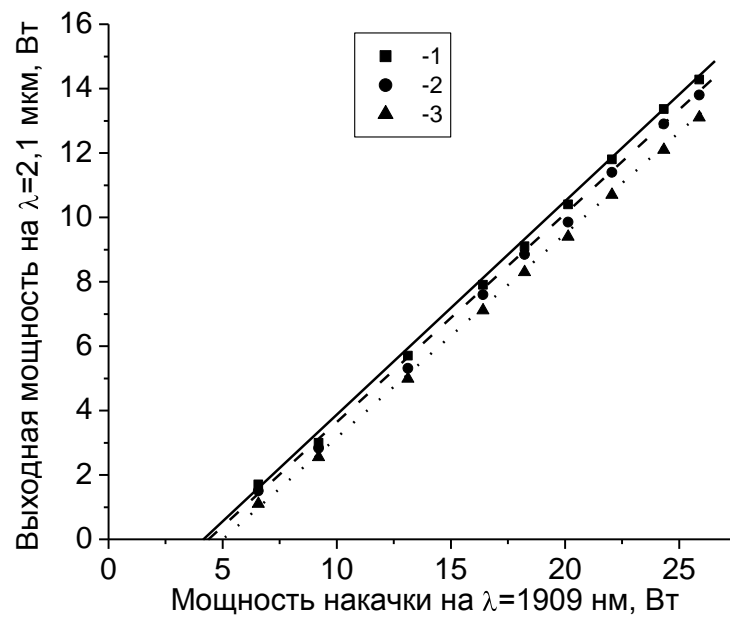


Рис. 4.2. Зависимость выходной мощности от мощности накачки Ho:YAG лазера для схемы с фокусировкой накачки «двухлинзовой системой 1» и выходными зеркалами с кривизной $r=150$ мм (кривая 1), $r=200$ мм (кривая 2) и $r=300$ мм (кривая 3)

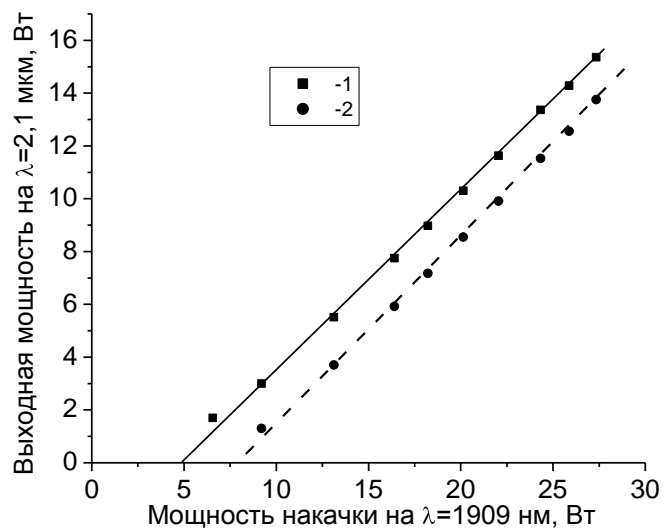


Рис. 4.3. Зависимость выходной мощности от мощности накачки Ho:YAG лазера для схемы с фокусировкой накачки «двухлинзовой системой 1» и выходным зеркалом $r=150$ мм (кривая 1) и для схемы с фокусировкой накачки «двухлинзовой системой 3» и выходным зеркалом $r=250$ мм (кривая 2)

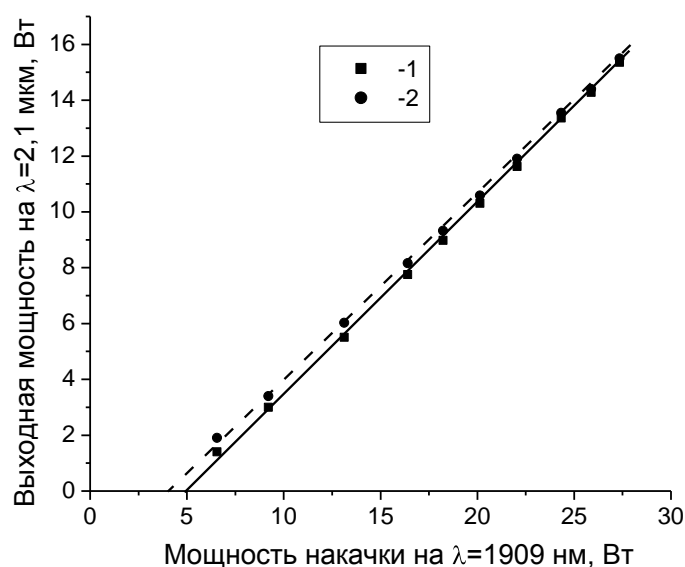


Рис. 4.4. Зависимость выходной мощности от мощности накачки
Ho:YAG лазера для схем с параметрами выходного зеркала $r=200$ мм и
 $T=36\%$ (кривая 1), и $r=200$ мм и $T=23\%$ (кривая 2)

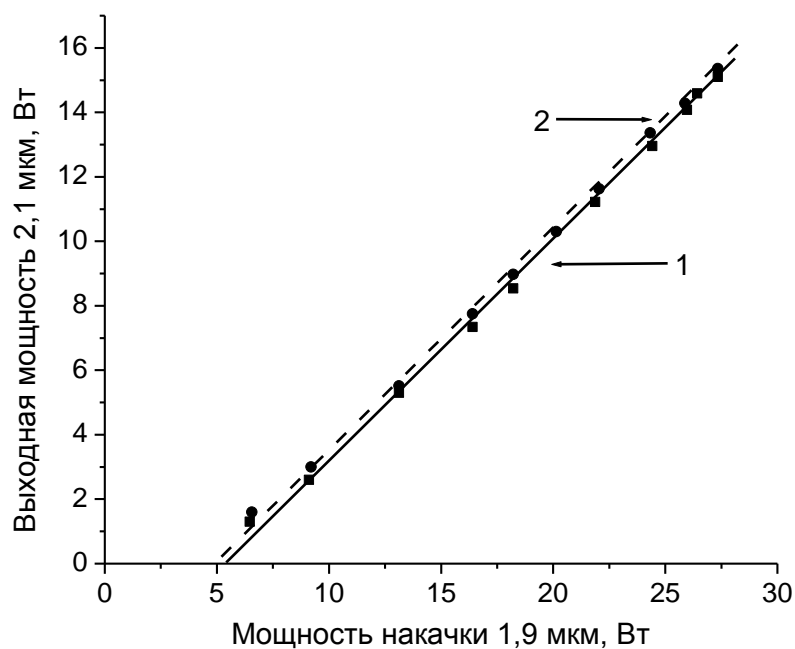


Рис. 4.5. Зависимость выходной мощности от мощности накачки
Ho:YAG лазера для «кристалла 1» (кривая 1) и «кристалла 2» (кривая 2)

Исследовались зависимости выходной мощности от мощности накачки для различных кристаллов Ho:YAG «1» и «2». Максимальная мощность генерации $\sim 15,4$ Вт была достигнута в схеме с активным элементом с нелегированной областью на торце (кривая 1 на рис. 4.5). Общая эффективность генерации при этом достигала 56 %. В аналогичном лазере, но на «кристалле 2» эффективность генерации была на 2% ниже (кривая 2 на рис. 4.5) [62].

Было проведено сравнение зависимостей выходной мощности от мощности накачки для схем «1» и «2». Параметры лазера, реализованные в экспериментах, были одинаковыми. Кривизна выходного зеркала была $r=150$ мм, его коэффициент отражения $R \sim 64\%$, а физическая длина резонатора ~ 8 см. Фокусировка излучения накачки внутрь кристалла Ho:YAG производилась «двухлинзовой системой 1». В экспериментах использовался «кристалл 2». За счёт двойного прохода через активный элемент для «схемы 1» поглощенная мощность накачки была несколько выше (кривая 1 на рис. 4.6). Поэтому порог генерации для неё был меньше, а эффективность преобразования излучения накачки в излучение генерации выше. Для «схемы 2» из-за того, что в активном элементе $\sim 13\%$ излучения накачки не поглощалось, эффективность генерации была $\sim 50\%$, что на 6 % ниже, чем для «схемы 1».

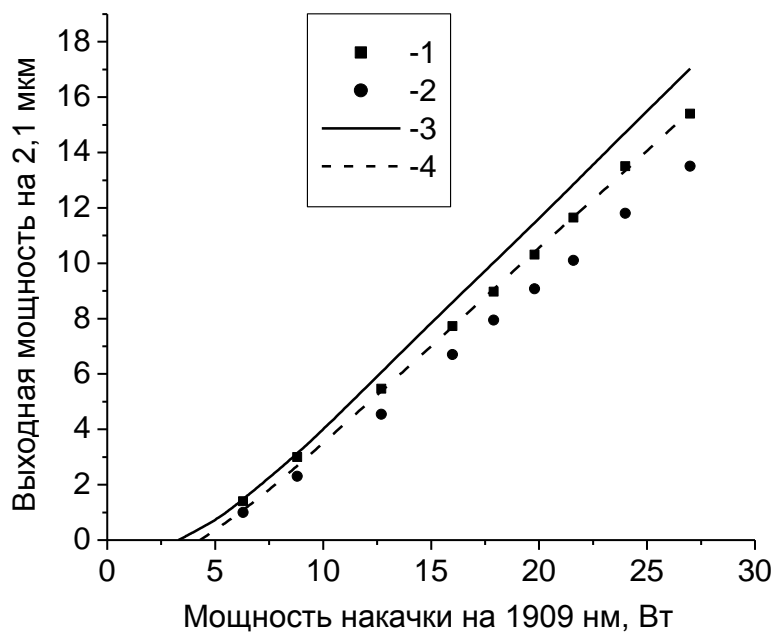


Рис. 4.6. Зависимость выходной мощности от мощности накачки для «схем 1 и 2», измеренные экспериментально (зависимости 1 и 2, соответственно), и полученные численно (кривые 3 и 4).

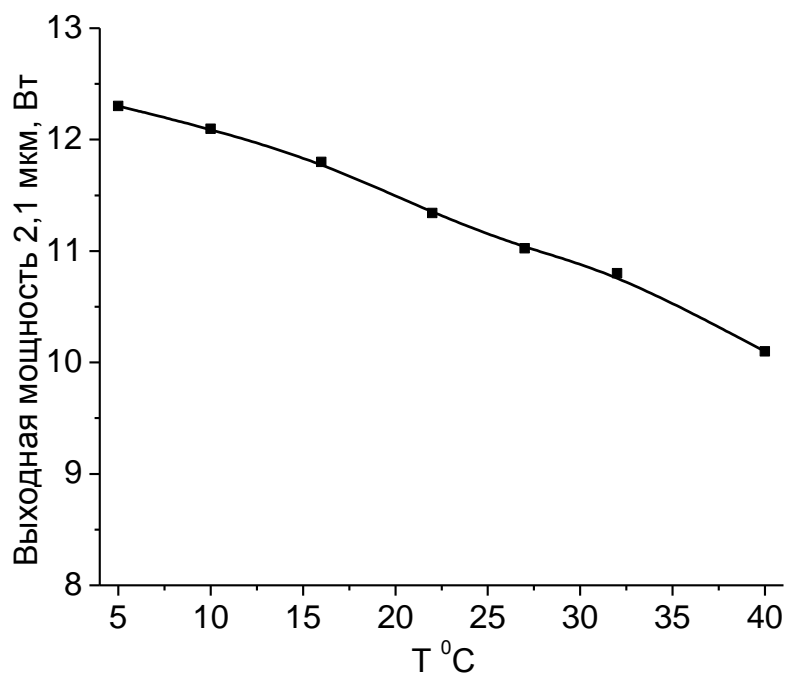


Рис. 4.7. Зависимость выходной мощности Ho:YAG лазера от температуры активного элемента

Также на рис. 4.6 приведены численные расчеты зависимостей выходной мощности от мощности накачки при тех же параметрах лазера, что использовались при проведении экспериментов (кривые 3 и 4) (см. параграф 3.5). Видно, что экспериментально полученные результаты хорошо согласуются с результатами численного моделирования. Небольшое отличие в эффективности генерации на ~6 % между экспериментальными и расчётными результатами связано с упрощениями, сделанными при моделировании лазера.

В описанных выше экспериментах температура активного элемента поддерживалась на уровне 10 °С. Были проведены исследования влияния температуры активного элемента на выходную мощность излучения Ho:YAG лазера. Температура кристалла (радиатора охлаждения) изменялась в диапазоне от 5 до 40 °С. Эксперименты проводились с «элементом 2» и с выходным зеркалом с $r=150$ мм и $R\sim 65$ %. Наибольшая мощность генерации была получена при температуре активного элемента 5 °С (рис. 4.7). Повышение температуры кристалла на 35 °С (с 5 до 40 °С) приводило к падению выходной мощности на ~2.2 Вт [24]. Уменьшение эффективности генерации обусловлено квазитрёхуровневой схемой рабочих уровней. Увеличение температуры сопровождается уменьшением коэффициента усиления, вызванное увеличением ионов, находящихся на нижнем уровне лазерного перехода.

4.3. Экспериментальные исследования Ho:YAG лазера, генерирующего в импульсно-периодическом режиме.

Наряду с непрерывной генерацией в Ho:YAG лазере был реализован режим модуляции добротности. Для этого в выходное плечо резонатора между дихроичным M_2 и выходным M_3 зеркалами

помещался акустооптический затвор (Рис. 4.1). Материалом звукопровода являлся кристаллический кварц х-среза. Несущая частота работы АОМ была 80 МГц с мощностью ВЧ сигнала до 8 Вт. При мощности ВЧ сигнала ~5 Вт эффективность дифракции была не менее 28%.

В схеме с физической длиной резонатора 8 см и выходным зеркалом с $r=150$ мм и $T\sim 34\%$ была получена импульсно-периодическая последовательность коротких импульсов (25-55 нс) с частотой следования $2,5 < f < 8$ кГц. В качестве активного элемента использовался «кристалл 2». При использовании более добротного выходного зеркала ($T\sim 20-25\%$) наблюдалось появление свободной генерации между гигантскими импульсами, связанное с недостаточными дифракционными потерями, вносимыми АОМ. В указанном диапазоне частот повторения при мощности накачки ~27 Вт наблюдалась высокая временная и амплитудная стабильность импульсов (амплитудная нестабильность - менее 3%, нестабильность длительности импульсов - менее 2 нс). Благодаря высокому времени жизни на верхнем уровне лазерного перехода (~7,5 мс), средняя мощность импульсно-периодической генерации и эффективность использования накачки в указанном диапазоне частот были постоянными (и составили 98% от аналогичных параметров в непрерывном режиме). Уменьшение частоты акустооптической модуляции ниже 2,5 кГц приводило к уменьшению средней мощности генерации (при $f=2$ кГц падение мощности составляло ~6%). При более высоких частотах модуляции (8-20 кГц) наблюдалось сильное увеличение амплитудной и временной нестабильности импульсов. Данная нестабильность, как будет показано ниже, была связана с тем, что генерация случайным образом реализовывалась сразу на двух спектральных линиях с центрами на длинах волн 2090 нм и 2097 нм. Для расширения диапазона частот, при

котором наблюдалась стабильная импульсно-периодическая последовательность гигантских импульсов, была осуществлена частотная селекция выходного излучения. При генерации Ho:YAG лазера на одной частотной линии высокая амплитудная и временная стабильность импульсов при мощности накачки ~ 27 Вт реализовывалась в диапазоне от 2,5 кГц до 20 кГц.

Длительность импульса генерации $\Delta t_{ген}$ лазера, работающего в режиме модуляции добротности резонатора, можно оценить согласно выражению [60]:

$$\Delta t_{ген} = \frac{1 - \frac{\Delta N_{кон}}{\Delta N_0}}{\frac{v}{\chi} \sigma \Delta N_0 (1 - \alpha(1 - \ln \alpha)) \alpha}, \quad (4.1)$$

где χ - параметр заполнения резонатора рабочей средой, ΔN_0 и $\Delta N_{кон}$ - разность населенностей до начала излучения гигантского импульса и сразу после него, v - фазовая скорость света. Параметр $\alpha = \frac{\Delta N_{пор}}{\Delta N_0}$, где $\Delta N_{пор}$ - пороговая разность населённости. При снижении мощности накачки уменьшается ΔN_0 , что приводит к увеличению длительности гигантского импульса, связанное с медленным ростом числа фотонов в резонаторе. Аналогичная ситуация наблюдается при увеличении частоты модуляции. С уменьшением частоты модуляции при неизменной накачке, благодаря увеличению ΔN_0 , длительность импульса уменьшается. Зависимость длительности импульсов от частоты модуляции при выходной мощности ~ 11 Вт представлена на рисунке 4.8. Уменьшение частоты повторения с 15 кГц до 2,5 кГц при постоянной мощности накачки приводило к укорочению длительности импульсов со 100 нс до 25 нс и увеличению их амплитуды. Зависимость длительности импульсов от мощности генерации при $f=4$ кГц

представлена на рис. 4.9. Увеличение выходной мощности с 3 до 15,5 Вт (и, соответственно, мощности накачки с 7 до 27 Вт) при постоянной частоте повторения сопровождалось уменьшением длительности импульсов с 56 нс до 26 нс. Характерные осциллограммы гигантских импульсов при мощности накачки ~ 23 Вт и частотах модуляции 3 кГц и 15 кГц представлены на рис. 4.10.

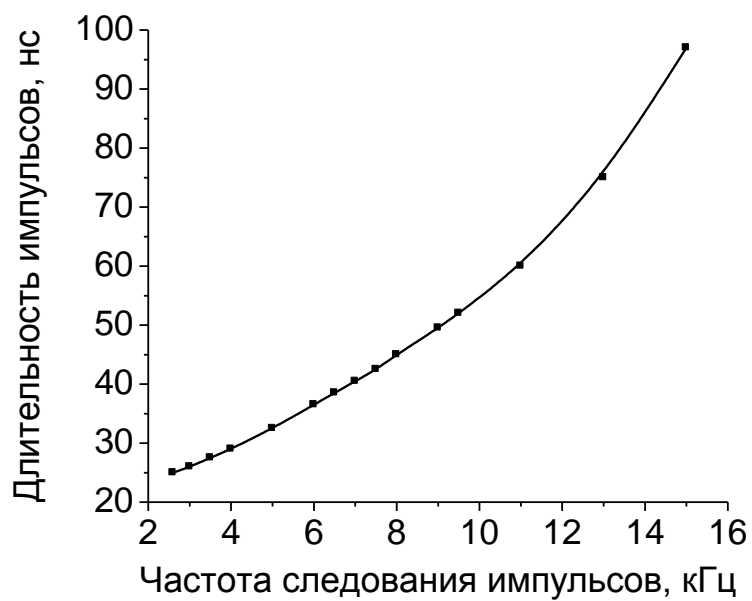


Рис. 4.8 Зависимость длительности «гигантских» импульсов от частоты модуляции f при выходной мощности 12 Вт.

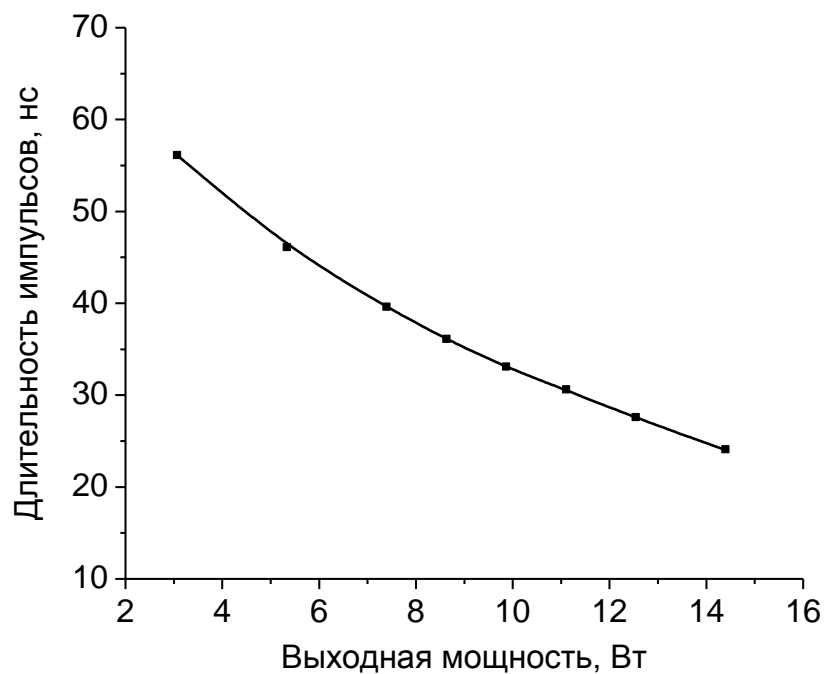


Рис. 4.9. Зависимость длительности «гигантских» импульсов от выходной мощности при $f=4$ кГц.

4.4. Исследование спектрального состава выходного излучения Ho:YAG лазера и возможности внутрирезонаторной частотной селекции с помощью ИПФ.

Измерение спектрального состава выходного излучения Ho:YAG лазера производилось с помощью монохроматора МДР-41 с разрешающей способностью 0,2 нм.

Спектральный анализ показал, что генерация Ho:YAG может реализовываться на трёх спектральных линиях с длинами волн 2090 нм, 2097 нм и 2123 нм. Соотношение интенсивностей спектральных линий зависело от режима работы лазера, температуры и длины кристалла, а также добротности резонатора. В непрерывном режиме в схеме с выходным зеркалом с коэффициентом отражения $R \sim 80\%$ генерация происходила на двух спектральных линиях с длинами волн 2097 нм и 2123 нм, причём линия 2123 нм была наиболее интенсивной. Для менее добротного резонатора ($R \sim 64\%$) в непрерывном (кривая 1 на рис. 4.11) и импульсно-периодическом режимах (кривая 2 на рис. 4.11) генерация также реализовывалась одновременно в двух диапазонах с центрами линий на 2090 нм и 2097 нм [36, 62]. Соотношение интенсивностей спектральных линий зависело, главным образом, от режима работы лазера, добротности резонатора, длины и температуры кристалла. Полученные результаты хорошо согласуются с выводами, сделанными в параграфе 3.5.

При использовании Ho:YAG лазера в некоторых приложениях (например, для накачки параметрического генератора света), необходимо получение генерации в узком спектральном диапазоне. Для спектральной внутрирезонаторной селекции выходного излучения в плечо между зеркалами M_2 и M_3 помещался ИПФ, описанный ранее в параграфе 2.6. Вследствие того, что исследования проводились как в

непрерывном режиме, так и в режиме модуляции добротности, выходное зеркало имело $R \sim 64\%$. В качестве активного элемента использовался «кристалл 1». Из-за помещения внутрь резонатора сапфировой пластинки минимальная физическая длина резонатора, диктуемая конструкцией лазера, увеличилась с 8 см до 11 см. Поэтому, эксперименты проводились с выходным зеркалом, имеющим кривизну 200 мм. Использование ИПФ позволило получить лазерную генерацию, как в непрерывном, так и импульсно-периодическом режиме на одной выделенной из трёх наиболее интенсивных спектральных линий на длинах волн: ~ 2090 нм, 2097 нм или 2123 нм (с шириной линии менее 0.5 нм). При выделении линии генерации на длине волны 2097 нм падение средней мощности было минимальным (не превышало 2%). Использование селектора для получения генерации на длине волны 2,09 мкм или 2,123 мкм приводило к падению выходной мощности на большую величину ($\sim 10\%$ и $\sim 15\%$, соответственно, при максимальной мощности накачки) [62]. Зависимости выходной мощности от мощности накачки Ho:YAG лазера, работающего в режиме модуляции добротности, при генерации на линиях 2097 нм (кривая 1) и 2123 нм (кривая 2) приведены на рисунке 4.12.

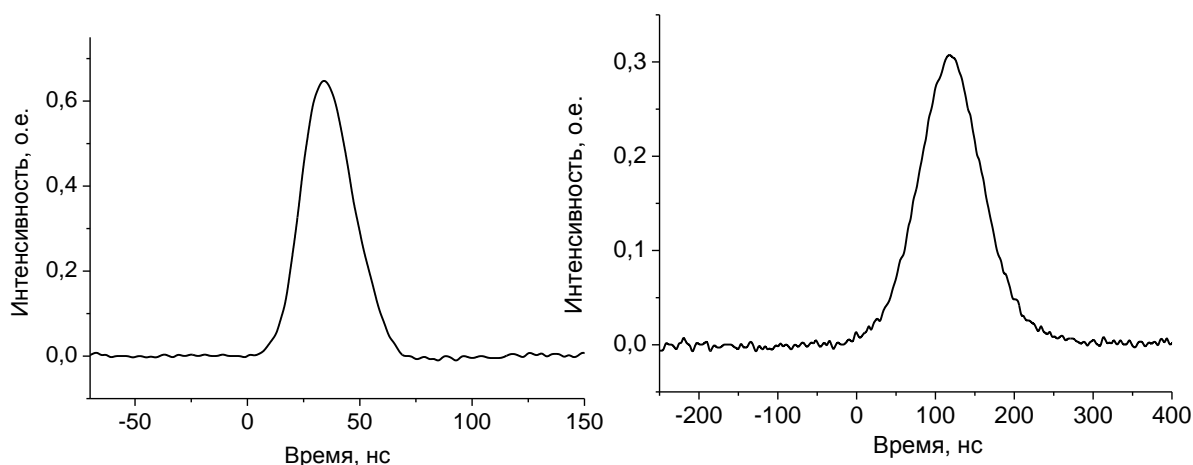


Рис.4.10. Осциллограмма импульса генерации Ho:YAG лазера с фиксированной выходной мощностью 11 Вт в режиме модуляции добротности для частот повторения 3 кГц и 15 кГц.

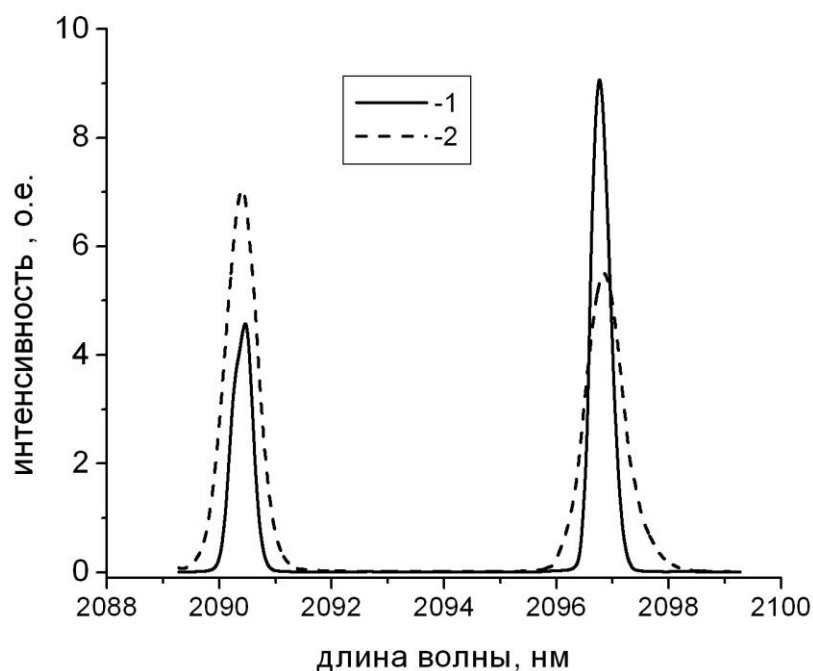
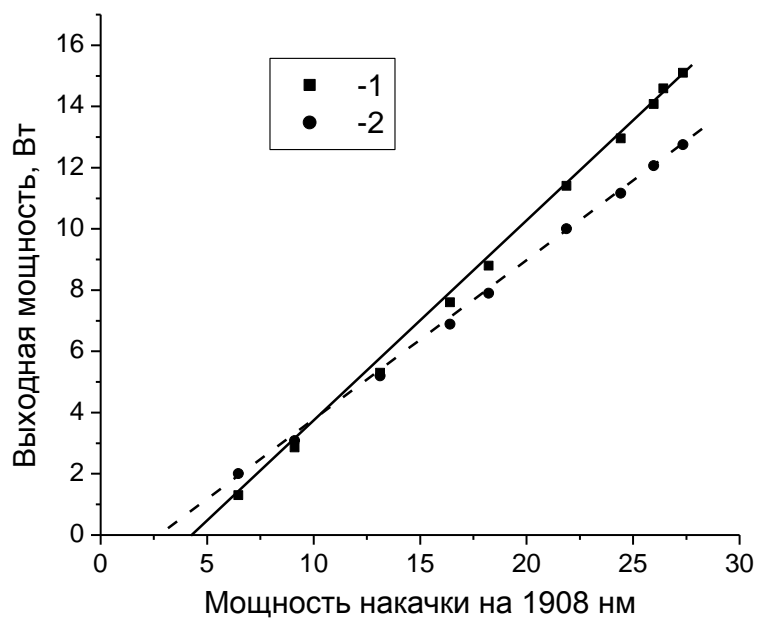


Рис. 4.11. Спектр генерации Ho:YAG лазера в отсутствии селективных элементов в непрерывном режиме (кривая 1) и в режиме модуляции добротности (кривая 2) в схеме с выходным зеркалом с $R \sim 64\%$ при выходной мощности ~ 14 Вт.



4.12. Зависимость выходной мощности от мощности накачки

Ho:YAG лазера, работающего в режиме модуляции добротности, генерирующего на длине волны 2097 нм (кривая 1) и 2123 нм (кривая 2)

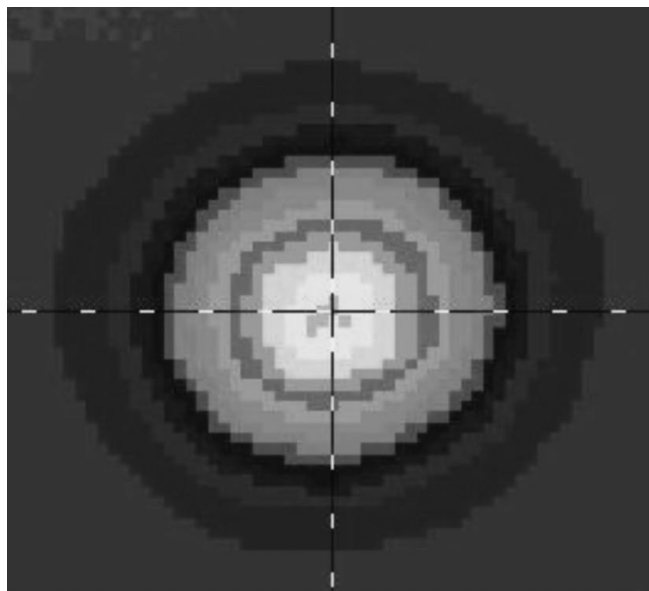


Рис. 4.13. Поперечное распределение интенсивности пучка генерации Ho:YAG лазера

Наши эксперименты показали, что использование ИПФ приводило к повышению амплитудной и временной стабильности импульсов в режиме модуляции добротности. В отсутствие селектора при низких частотах модуляции (до 8 кГц) и высокой мощности накачки (~25 Вт) в каждом импульсе генерация реализовывалась одновременно на двух линиях, примерно в постоянной по интенсивности пропорции. При этом нестабильность импульсов была незначительная (менее 3 %). При увеличении частоты модуляции соотношение интенсивностей спектральных линий становилось хаотичным. Часто генерация реализовывалась на одной спектральной линии, но от импульса к импульсу случайным образом перескакивала с одной длины волны на другую. Принимая во внимание, что на разных длинах волн разные сечения излучения, длительности импульсов, и соответственно, их амплитуды были различны. Наименьшая длительность гигантских импульсов реализовывалась на длине волны 2090 нм. Таким образом, при хаотичном распределении интенсивностей между длинами волн 2090 нм и 2097 нм длительность и амплитуда импульсов также изменялась хаотичным образом в некоторых пределах. При выделении одной спектральной линии с помощью ИПФ диапазон частот, при которых наблюдалась высокостабильная последовательность импульсов, расширялся до 20 кГц. Кроме того, даже при низких частотах стабильность параметров гигантских импульсов возрастала.

4.5. Исследование качества пучка генерации Ho:YAG лазера.

С помощью ИК камеры (Ругосат III) проводились исследования пространственного распределения пучка генерации. Согласно стандартной методике Международной организации по стандартизации определялся параметр качества M^2 , характеризующий близость

структуры выходного излучения к гауссовому профилю [54]. При мощности генерации ~ 14 Вт (с выходным зеркалом $r=150$ мм и $R=64\%$) в непрерывном и импульсно-периодическом режимах параметр $M^2 < 1,3$ (Рис. 4.13). Это свидетельствует о генерации пучка высокого качества, близкого к дифракционному пределу [62].

4.6. Выводы.

Таким образом, были исследованы генерационные характеристики лазера на основе кристалла Ho:YAG цилиндрической формы с продольной накачкой излучением Tm:YLF лазера. Рассмотрены различные структуры резонатора с одним и двумя проходами накачки через активный элемент. Реализована генерация мощного непрерывного и импульсно-периодического излучения. Проведена оптимизация параметров лазера с целью увеличения выходной мощности при высоком качестве пучка генерации. Достигнута непрерывная генерация с мощностью $\sim 15,4$ Вт при эффективности преобразования накачки $\sim 56\%$. Показано, что изменение температуры активного элемента на 35°C (с 5 до 40°C) приводит к падению выходной мощности на $\sim 18\%$. В режиме активной модуляции добротности, реализованной с использованием акустооптического затвора, получена генерация высокостабильной периодической последовательности импульсов с частотой повторения $2,5\text{--}20$ кГц, длительностью импульсов $25\text{--}170$ нс и средней по времени мощностью до $14,7$ Вт. С использованием ИК камеры (Ругосат III) были проведены измерения качества пучка генерации, которое оказалось близким к дифракционному пределу ($M^2 < 1,3$). Было осуществлено сопоставление экспериментальных результатов с результатами численных расчётов. Установлено хорошее согласование экспериментальных и модельных зависимостей.

Заключение.

В заключении сформулируем основные результаты, полученные в данной работе:

1. Проведено численное моделирование Tm:YLF лазера с продольной диодной накачкой. Для проведения расчётов были измерены оптические характеристики кристалла Tm:YLF и найдены вероятности кросс-релаксационных процессов, являющихся определяющими в формировании инверсии населённости. Рассчитаны параметры резонатора с учётом тепловой линзы, наводимой в активном элементе, позволяющие согласовать область усиления в кристалле с основной модой резонатора.
2. В лазере на кристалле Tm:YLF цилиндрической формы с аксиально-симметричной продольной диодной накачкой реализована генерация π - и σ -поляризованного излучения с рекордной средней мощностью более 31 Вт при эффективности преобразования излучения накачки ~45 % и качестве пучка $M^2 \sim 2,5$ на длине волны 1888 нм и 1909 нм, соответственно. С помощью внутрирезонаторного ИПФ реализована перестраиваемая генерация в области 1865-1940 нм.
3. На основе численного моделирования проведена оптимизация параметров Ho:YAG лазера с накачкой излучением Tm:YLF лазера. Показано, что при изменении добротности резонатора и длины активного элемента доминирует одна из трёх наиболее интенсивных спектральных линий 2090 нм, 2097 нм и 2123 нм.

4. В лазере на кристалле Ho:YAG с накачкой излучением Tm:YLF лазера на длине волны 1909 нм реализована непрерывная генерация пучка высокого качества ($M^2 \leq 1,3$) со средней мощностью $\sim 15,4$ Вт при полной оптической эффективности преобразования накачки $\sim 56\%$. В режиме активной модуляции добротности с использованием акустооптического затвора получена генерация высокостабильной периодической последовательности импульсов с частотой повторения от 2,5-20 кГц, длительностью 25-170 нс и средней по времени мощностью $\sim 14,7$ Вт.
5. С помощью внутрирезонаторного ИПФ проведена частотная селекция, позволяющая получать генерацию Ho:YAG лазера как в непрерывном, так и импульсно-периодическом режимах на одной из трёх спектральных линий ~ 2090 нм, 2097 нм или 2123 нм с эффективностью более 45% и шириной линии менее 0.5 нм. Показано, что использование ИПФ позволяет значительно повысить амплитудную и временную стабильность импульсов в режиме модуляции добротности.

Список литературы.

- [1] B. M. Walsh. Review of Tm and Ho Materials // Spectroscopy and Lasers, Laser Physics, **19**(4), pp. 855–866 (2009).
- [2] S. W. Henderson, C. P. Hale, J. R. Magee, M. J. Kavaya, and A. V. Huffaker. Eye-safe coherent laser radar system at 2.1 μm using Tm:Ho:YAG lasers // Opt. Lett. **16**, pp. 773–775 (1991).
- [3] Thorsten M. Buzug, Dietrich Holz, Jens Bongartz, Matthias Kohl-Bareis, Ulrich Hartmann and Simone Weber. Design and Technical Concept of a Tm Laser Scalpel for Clinical Investigation Based on a 60W, 1.92 μm Tm Fiber Laser System // Advances in Medical Engineering, **114**, pp. 447–452 (2007).
- [4] Nathaniel M. Fried. High-power laser vaporization of the canine prostate using a 110 W Thulium fiber laser at 1.91 μm // Lasers in Surgery and Medicine, **36**(1), pp. 52 – 56 (2005).
- [5] Yiu MK, Liu PL, Yiu TF, Chan AYT. Clinical experience with holmium:YAG laser lithotripsy of ureteral calculi // Lasers Surg Med, **19**, pp 103–106 (1996).
- [6] Das A, Erhard MJ, Bagley DH. Intrarenal use of the holmium laser // Lasers Surg Med, **19**, pp. 103–106 (1996).
- [7] А. Чепуров, Е. Мазо, Л. Плакатин, Е. Тарасова. Применение Ho-YAG лазера для лечения структур уретры и шейки мочевого пузыря у мужчин // Докл. VIII международной конф. Общества малоинвазивной терапии, Италия, Чернобию, стр. 71 (1996).
- [8] Грачев С. Гольмиевый лазер в медицине // Москва, Издательство: Триада-Х, ISBN: 5-8249-0102-3(I), с. 240 (2003).
- [9] Teichman JMH, Rao RD, Rogenes VJ, Harris JM. Ureteroscopic management of ureteral calculi: electro hydraulic versus holmium:YAG lithotripsy // J Urology; **158**, pp. 1357–1361 (1997).

[10] Teichman JMH, Glickman RD, Harris JM, Holmium: YAG percutaneous nephrolithotomy: the laser incident angle matters // J Urology, **159**, pp. 690–694 (1998).

[11] Dushinski JW and Lingeman JE. High-speed photo-graphic evaluation of holmium laser // J Endourology, **12**(2), pp. 177–181 (1998).

[12] Bende T, Jean B, Derse M, Rassmann K, Thiel HJ. Holmium:YAG thermokeratoplasty: treatment parameters for astigmatism induction based upon spherical enucleated human eyes // Graefes Arch Clin Exp Ophthalmol, **236**(6), pp. 405-410 (1998).

[13] Schirner G, Huber A, Wördemann A, Dröge G, el-Hifnawi E, Birngruber R, Brinkmann R., Experimental studies on the effect of the Er:glass and Cr:Tm:Ho:YAG laser in thermokeratoplasty // Ophthalmologie, **91**(5), pp. 638-682 (1994).

[14] Kin Foong Chan, George J. Vassar, T. Joshua Pfefer, Joel M.H. Teichman, Randolph D. Glickman, Susan T. Weintraub, Ashley J. Welch. Holmium:YAG laser lithotripsy: A dominant photothermal ablative mechanism with chemical decomposition of urinary calculi // Lasers in Surgery and Medicine, **25**(1), pp. 22–37 (1999).

[15] А. Симонова. Лазерные медицинские системы для лечения и диагностики, <http://www.electronics.ru/issue//1/11>, Медицинская техника, Выпуск №1 (1998).

[16] Razvi HA, Denstedt JD, Chun SS, Sales JL. Intracorporal lithotripsy with the holmium:YAG laser // J Urology, **156**, pp. 912 (1996).

[17] Russell Targ, Michael J. Kavaya, R. Milton Huffaker, and Roland L. Bowles. Coherent lidar airborne windshear sensor: performance evaluation // Appl. Opt. **30**, 2013-2026 (1991).

[18] S. W. Henderson, C. P. Hale, J. R. Magee, M. J. Kavaya, and A. V. Huffaker. Eye-safe coherent laser radar system at 2.1 μm using Tm, Ho:YAG lasers // Opt. Lett. **16**, pp. 773-775 (1991).

[19] Grady J. Koch, Amin N. Dharamsi, Colleen M. Fitzgerald, and John C. McCarthy. Frequency Stabilization of a Ho:Tm:YLF Laser to Absorption Lines of Carbon Dioxide // *Appl. Opt.* **39**, pp. 3664-3669 (2000).

[20] Grady J. Koch, Bruce W. Barnes, Mulugeta Petros, Jeffrey Y. Beyon, Farzin Amzajerdian, Jirong Yu, Richard E. Davis, Syed Ismail, Stephanie Vay, Michael J. Kavaya, and Upendra N. Singh. Coherent Differential Absorption Lidar Measurements of CO₂ // *Appl. Opt.* **43**, pp. 5092-5099 (2004).

[21] Mohan Vaidyanathan and Dennis K. Killinger. Intrapulse temporal and wavelength shifts of a high-power 2.1- μ m Ho:YAG laser and their potential influence on atmospheric lidar measurements // *Appl. Opt.* **33**, pp. 7747-7753 (1994).

[22] S. W. Henderson, C. P. Hale, J. R. Magee, M. J. Kavaya, and A. V. Huffaker. Eye-safe coherent laser radar system at 2.1 μ m using Tm,Ho:YAG lasers // *Opt. Lett.* **16**, pp. 773-775 (1991).

[23] A. Malm, R. Hartman, and R. C. Stoneman. High-power eyesafe YAG lasers for coherent laser radar // *Advanced Solid-State Photonics, OSA Technical Digest (Optical Society of America, 2004)*, paper WA6

[24]. P.A. Budni, L.A. Pomeranz, M.L. Lemons, C.A. Miller, J.R. Mosto, and E.P. Chicklis. Efficient mid-infrared laser using 1.9- μ m-pumped Ho:YAG and ZnGeP₂ optical parametric oscillators // *J. Opt. Soc. Am. B.* **17**(5), pp. 723 – 728 (2000).

[25] G. Arisholm, E. Lippert, G. Rustad, and K. Stenersen. Effect of resonator length on a doubly resonant optical parametric oscillator pumped by a multilongitudinal-mode beam // *Opt. Lett.* **25**, pp. 1654-1656 (2000).

[26] Gorachand Ghosh, "Sellmeier. Coefficients for the Birefringence and Refractive Indices of ZnGeP₂ Nonlinear Crystal at Different Temperatures // *Appl. Opt.* **37**, pp. 1205-1212 (1998).

[27] Subhasis Das, Gopal C. Bhar, Sudipto Gangopadhyay, and Chittaranjan Ghosh. Linear and Nonlinear Optical Properties of ZnGeP₂ Crystal for Infrared Laser Device Applications: Revisited. // *Appl. Opt.* **42**, pp. 4335-4340 (2003).

[28] P. G. Schunemann and T. M. Pollak. Phase-Matched Growth of ZnGeP₂ Mid-IR OPO Crystals // *Advanced Solid State Lasers*, Vol. 20 of OSA Proceedings Series (Optical Society of America, 1994), paper PO14.

[29] R. D. Peterson, K. L. Schepler, J. L. Brown, and P. G. Schunemann. Damage properties of ZnGeP₂ at 2 μ m // *J. Opt. Soc. Am. B.* **12**, pp. 2142-2146 (1995).

[30] A. F. Nieuwenhuis, C. J. Lee, P. J. M. van der Slot, I. D. Lindsay, P. Groß, and K.-J. Boller. High-efficiency mid-infrared ZnGeP₂ optical parametric oscillator directly pumped by a lamp-pumped, Q-switched CrTmHo:YAG laser // *Opt. Lett.* **33**, pp. 52-54 (2008).

[31] Mahendra G. Jani, Norman P. Barnes, and Keith E. Murray. Flash-lamp-pumped Ho:Tm:Cr:YAG and Ho:Tm:Er:YLF lasers: experimental results of a single, long pulse length comparison. *Appl. Opt.* **36**, pp. 3357-3362 (1997).

[32] Kyong H. Kim, Young S. Choi, Norman P. Barnes, Robert V. Hess, Clayton H. Bair, and Philip Brockman. Investigation of 2.1- μ m lasing properties of Ho:Tm:Cr:YAG crystals under flash-lamp pumping at various operating conditions // *Appl. Opt.* **32**(12), pp. 2066-2074 (1993).

[33] Y.Y. Kalisky. *The Physics and Engineering of Solid State Lasers* (SPIE Press Book) // Vol TT71, pp. 105-130 (2006).

[34] R.A. Hayward, W.A. Clarkson and Hanna // *ASSL Proc. Tops* **34**, pp. 1910 (2000).

[35] S. R. Bowman and B. J. Feldman. Demonstration and analysis of a holmium quasi-two level laser // *Solid State Lasers III*, Proc. SPIE 1627, pp. 46–54 (1992).

[36] E. Lippert, G. Rustad, S. Nicolas, G. Arisholm and K. Stenersen. Fibre laser pumped mid-infrared source // Proc. SPIE. **5620**. pp. 56 – 62 (2004).

[37] So S., Mackenzie J.I., Shepherd D.P., Clarkson W.A., Betterton J.G., Gorton E.K. A power scaling strategy for longitudinally diode-pumped Tm:YLF lasers // Applied Physics B, 84, pp. 389-393 (2006).

[38] Mackenzie, J I; So, S; Shepherd, D P; Clarkson, W A. Comparison of Lasing Performance for Diode-Pumped Tm:YLF of Various Doping Concentrations // Technical Digest of Advanced Solid-State Photonics (ASSP) 2005 paper: MF48.

[39] M. Schellhorn. High-power diode-pumped Tm:YLF laser // Appl. Phys. B, **91**, pp. 71-74 (2008).

[40] X.M. Duan, B.Q. Yao, Y.J. Zhang, C.W. Song, L.L. Zheng, Y.L. Ju, and Y.Z. Wang. Diode-pumped high efficient Tm:YLF laser output at 1908 nm with near-diffraction limited beam quality // Laser Phys. Lett. **5**(5), pp. 347–349 (2008).

[41] J. K. Jabczynski, W. Zendzian, J. Kwiatkowski, H. Jelinkova, J. Sulc, and M. Nemec. High repetition rate, high peak power, diode pumped Tm:YLF laser // Proc. SPIE, Vol. 6731, 673114 (2007).

[42] J. Kwiatkowski, J.K. Jabczynski, L. Gorajek, W. Zendzian, H. Jelínková, J. Šulc, M. Němec, P. Koranda. Resonantly pumped tunable Ho:YAG laser // Laser Phys. Lett. **6**(7), pp. 531–534 (2009).

[43] Н.Г. Захаров, О.Л. Антипов, А.П. Савикин, В.В. Шарков, О.Н. Еремейкин, Ю.Н. Фролов, Г.М. Мищенко, С.Д. Великанов. Эффективная генерация на длине волны 1908 нм в лазере на кристалле Tm:YLF с диодной накачкой // Квант. электроника, **39**(5), с. 410–414 (2009).

[44] А.А. Каминский, Б.М. Антипенко. Многоуровневые функциональные схемы кристаллических лазеров. М.: Наука, 270 с (1989).

[45]. Звелто О. Принципы лазеров // М.: Мир, 560 с (1990).

[46]. Stephen A. Payne, L.L. Chase, Larry K. Smith, Wayne L. Kwyne, and William F. Krupke. Infrared cross-section measurements for crystals doped with Er^{3+} , Tm^{3+} , and Ho^{3+} // IEEE Journal of Quantum Electronics, **28**(11), pp. 2619-2630 (1992).

[47] Brian M. Walsh, Norman P. Barnes, Baldassare Di Bartolo. Branching ratios, cross sections, and radiative lifetimes of rare earth ions in solids: Application to Tm^{3+} and Ho^{3+} ions in LiYF_4 , J. of Appl. Phys. **83**(5), 2772-2787, (1998).

[48] Igor Razdobreev, Alexander Shestakov. Self-pulsing of a monolithic Tm-doped YAlO_3 microlaser. // Physical Review A **73**, 053815(5), (2006).

[49] Еремейкин О.Н., Егоров Н.А., Захаров Н.Г., Савикин А.П., Шарков В.В. Исследование тепловой линзы в кристалле Tm:YLF при интенсивной диодной накачке // Оптический журнал, **76**(11) стр. 5-9 (2009).

[50] А.А. Андронов, О.Н. Еремейкин, С. Ю. Железнов, А.П. Савикин, К.Ю. Павленко, В.В. Шарков, Н.Г. Захаров. Tm:YLF лазер с диодной накачкой для задач спектроскопии газов в среднем ИК диапазоне // Семнадцатая международная научная конференция «Лазерно-информационные технологии в медицине, биологии и геологии», г. Новороссийск, тезисы докладов, с. 11-12 (2009).

[51] А.А. Андронов, О.Н. Еремейкин, С.Ю.Железнов, А.П. Савикин, Павленко К.Ю., В.В. Шарков, Н.Г. Захаров. Tm:YLF лазер с диодной накачкой для задач спектроскопии газов в среднем ИК диапазоне // Сборник докладов 19-й международной конференции

«Лазеры. Измерения. Информация. 2009». Том 4. – СПб.: Изд-во Политехн. ун-та, с. 200 (2009).

[52] Анохов С.П., Марусий Т.Я., Соскан М.С. Перестраиваемые лазеры // М.: Радио и связь, 360 с. (1982).

[53]. Зайдель А.Н., Островская Г.В., Островский Ю.Н. Техника и практика спектроскопии. М.: Наука, 392 с. (1976).

[54] Optics and optical instruments—Test methods for laser beam parameters: Beam width, divergence angle and beam propagation factor, ISO/DIS 11146 (1999).

[55] N.P. Barnes, B.M. Walsh and E.D. Filer. Ho:Ho upconversion: application to Ho lasers // J. Opt. Soc. Am. B. **20**(6), pp. 1212 – 1219 (2003).

[56] L.B. Shaw, R.S.F. Chang and N. Djeu. Measurement of up-conversion energy-transfer probabilities in Ho: $Y_3Al_5O_{12}$ and Tm: $Y_3Al_5O_{12}$ // Phys. Rev. B. **50**, pp.6609-6619 (1994).

[57] G. Rustad and K. Stenersen. Modeling of laser-pumped Tm and Ho lasers accounting for upconversion and ground-state depletion // IEEE J. Quantum Electron, **32**(9), pp.1645-1656 (1996).

[58] Xiaoyuan Peng, Lei Xu, Anand Asundi. Thermal lensing effects for diode-end-pumped Nd:YVO₄ and Nd:YAG lasers // Optical Engineering, **43**(10), (2004).

[59] M. E. Innocenzi, H. T. Hura, C. L. Fincher, and R. A. Fields. Thermal modeling of continuous-wave end-pumped solid-state lasers // Appl. Phys. Lett. **56**(19), 1831–1833 (1990).

[60]. M.Sovizi, R.Massudi. Thermal distribution calculation in diode pumped Nd:YAG laser rod by boundary element method // Optics & Laser Technology **39**, pp. 46–52 (2007).

[61] MacDonald MP, Graf Th, Balmer JE, Weber HP. Reducing thermal lensing in diode-pumped laser rods // Opt Commun **178**, pp. 383-476 (2000).

[62] Н.Г. Захаров, О.Л. Антипов, В.В. Шарков, А.П. Савикин. Эффективная генерация на длине волны 2,1 мкм в лазере на кристалле Ho:YAG с накачкой излучением Tm:YLE лазера // Квант. электроника, **40** (2), 98–100 (2010).

[63] Norman P. Barnes and Donald J. Gettemy. Performance of Ho:YAG as a function of temperature // Appl. Opt. **29**, pp. 404-409 (1990)

[64] Борн М., Вольф Э. Основы оптики // М.: «Наука», 720 с. (1973).

[65] M. Eichhorn. Tm:ZBLAN Fiber Lasers and their Use for Gain-Switched Cr²⁺:ZnSe Lasers // Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies, OSA Technical Digest Series (CD) (Optical Society of America, 2007), paper CTuN7

[66] I. S. Moskalev, V. V. Fedorov, S. B. Mirov, P. A. Berry, and K. L. Schepler. 12-Watt CW Polycrystalline Cr²⁺:ZnSe Laser Pumped by Tm-Fiber Laser // Advanced Solid-State Photonics, OSA Technical Digest Series (CD) (Optical Society of America, 2009), paper WB30.

[67] R. D. Peterson and K. L. Schepler. 1.9 μm-Fiber-Pumped Cr:ZnSe Laser // Advanced Solid-State Photonics, Technical Digest (Optical Society of America, 2005), paper MB13.

[68] Андронов А.А. Захаров Н.Г. Маругин А.В. Савикин А.П. Новые источники и приёмники ИК И терагерцового диапазона // Учебно-методическое пособие ННГУ им. Лобачевского, 95 с. (2007).

[69] O.L. Antipov, M.S. Kuznetsov, N.G. Zakharov. Laser oscillators with nonlinear dynamic cavity formed by resonant refractive-index gratings // Laser and Particle Beams, Invited Review Article: Trends in Stimulated Brillouin Scattering and Optical Phase Conjugation, Ed. By M. Ostermeyer, pp. 54-60 (2008).

[70] О.Л. Антипов, Н.Г. Захаров, М.С. Кузнецов, А.Д. Юнаковский. Численное моделирование условий генерации в лазерах с петлевым резонатором на динамических решётках // Препринт ИПФ РАН №761, Нижний Новгород, Изд-во Института прикладной физики РАН, 28 с. (2008).

[71] И.А. Гришин, Н.Г. Захаров, Н.В. Козлова, А.П. Савикин. Исследование оптических характеристик стекла TZLB, легированного ионами Er^{3+} и Yb^{3+} // Оптика и спектроскопия, **107**(5), с. 768-771 (2009).

[72] О.Н. Еремейкин, О.Л. Антипов, А.П. Савикин, Н.Г. Захаров, Ю.Н. Фролов, Г.М. Мищенко. Высокоэффективный лазер на кристалле Ho:YAG как задающий генератор для систем среднего ИК-диапазона // XIII научная школа «Нелинейные волны-2006», Тез. докл., с. 48 (2006).

[73] Ф.А. Больщиков, Е.В. Жариков, Н.Г. Захаров, Д.А. Лис, П.А. Рябочкина, К.А. Субботин, О.Л. Антипов. Генерация двухмикронного лазерного излучения в кристаллах $\text{NaLa}_{1/2}\text{Gd}_{1/2}(\text{WO}_4)_2$, активированных ионами Tm^{3+} // Квант. электроника, 40 (2), 101–102 (2010).

[74] N.G. Zakharov, O.L. Antipov, O.N. Eremeykin, A.P. Savikin, Optimization of a diode-pumped Tm:YLF laser at 1908 nm, High-power Laser Beams 2006, N. Novgorod, Russian. Technical Digest, pp.117.

[75] Захаров Н.Г., Антипов О.Л., Савикин А.П., Еремейкин О.Н. Эффективный и компактный Tm:YLF лазер с диодной накачкой, генерирующий на длине волны 1908 нм // 12-я Нижегородская сессия молодых учёных (естественные дисциплины), с. 52 (2007).

[76] Захаров Н.Г., Антипов О.Л., Савикин А.П., Еремейкин О.Н., Шарков В.В. Высокоэффективный диодно-накачиваемый Tm:YLF -лазер на длине волны 1908 нм // Труды конференции «Лазеры. Измерения. Информация». С.-Петербург, с. 29 (2007).

[77] Еремейкин О.Н., Захаров Н.Г., Антипов О.Л., Савикин А.П., Шарков В.В. Но:YAG-лазер на длине волны 2,1 мкм с лазерной накачкой на 1908 нм // Труды конференции «Лазеры. Измерения. Информация». С.-Петербург, с. 31 (2007).

[78] Н.Г. Захаров, О.Л. Антипов, А.П. Савикин, В.В. Шарков, О.Н. Еремейкин, Ю.Н. Фролов, Г.М. Мищенко, С.Д. Великанов. Эффективная генерация на длине волны 1908 нм в лазере на кристалле Tm:YLF с диодной накачкой // «Труды РФЯЦ-ВНИИЭФ», **11** (2010).

[79] Антипов О.Л., Захаров Н.Г., Еремейкин О.Н., Савикин А.П. Эффективный и компактный Tm:YLF лазер с диодной накачкой, генерирующий на длине волны 1908 нм // Одиннадцатая научная конференция по радиофизике, посвященная 105-й годовщине со дня рождения М.Т. Греховой, г. Н. Новгород, Тезисы докладов с. 35 (2007).

[80]. Захаров Н.Г., Антипов О.Л., Еремейкин О.Н., Савикин А.П. Исследование динамики генерации Tm:YLF-лазера с диодной накачкой. // 14 научная школа “Нелинейные волны-2008”, Нижний Новгород. Тезисы докладов с.60-61.

[81]. Zakharov N.G., O.L. Antipov, O.N. Eremeykin, A.P. Savikin. Generation characteristics of a longitudinally diode-pumped Tm:YLF laser. // 4th Laser Optics for Young Scientists, , St. Petersburg, Russian., p. 84. (2008).

[82] Захаров Н.Г., Антипов О.Л., Шарков В.В. Савикин А.П. «Эффективные и компактные твердотельные лазеры двухмикронного диапазона» // Тезисы докладов 8-ой Всероссийской конференции «Материалы нано-, микро-, оптоэлектроники: физические свойства и применение», с.99-100 (2009).

[83] Егоров С.В., Захаров Н.Г., Савикин А.П. Оптимизация выходного зеркала твердотельного TmYLF лазера с диодной накачкой // Тринадцатая научная конференция по радиофизике, посвященная 85-

летию со дня рождения М.А.Миллера, г. Н. Новгород, Тезисы докладов с. 29-31 (2009).

[84]. Г.М. Зверев, Ю.Д. Голяев. Лазеры на кристаллах и их применение. М.: Радио и связь. 311 с. (1994).

[85]. Х.С. Багдасаров, В.И. Жеков, В.А. Лобачев, А.А. Маненков, Т.М. Мурина, А.М. Прохоров, М.И. Студеникин, Е.А. Федоров. Кросс-релаксационный YAG–Er³⁺ -лазер. // Труды ИОФАН. **15**, с. 5-68 (1989).