Федеральное государственное унитарное предприятие «Всероссийский научноисследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова» Федеральное государственное бюджетное учреждении науки Федеральный исследовательский центр «Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук»

На правах рукописи

lafn

Сафронова Елена Сергеевна

# ТВЕРДОТЕЛЬНЫЕ КВАНТРОНЫ С ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ БЛИЖНЕГО ИК-ДИАПАЗОНА, РАБОТАЮЩИЕ В ШИРОКОМ ТЕМПЕРАТУРНОМ ДИАПАЗОНЕ БЕЗ АКТИВНОЙ СИСТЕМЫ ТЕРМОСТАБИЛИЗАЦИИ

01.04.21 – Лазерная физика

Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

к. ф.-м. н.

Дормидонов Александр Евгеньевич

Москва-2022

## Оглавление

ВВЕДЕНИЕ	
ГЛАВА 1. ОБЗОР СОВРЕМЕННЫХ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ЛАЗЕРНЫ	х систем
С ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ И МЕТОДЫ ИХ МОДЕЛИРОВАНИЯ	
Введение к главе 1	
1.1 Лазерные диоды	
1.2 Современные твердотельные лазеры	
1.3 Твердотельные квантроны для лазерных усилителей	
1.4 Обзор математического моделирования ТТЛ	
1.5 Выводы по главе 1	
ГЛАВА 2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ТВЕРДОТЕЛЬНОГО КВА	АНТРОНА С
ПОПЕРЕЧНОЙ ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ	
Введение к главе 2	
2.1 Расчет и оптимизация системы накачки квантрона	
2.2 Построение термодинамической модели квантрона	
2.3 Расчет и оптимизация параметров резонатора лазера	
2.3.1 Схема энергетических уровней кристалла Nd <sup>3+:</sup> YAG	37
2.3.2 Насыщающийся поглотитель	
2.3.3 Система скоростных уравнений	40
2.3.4 Численный алгоритм решения системы скоростных уравнений	43
2.3.5 Численная схема решения системы скоростных уравнений	45
2.3.6 Параметры вычислительных экспериментов	46
2.3.7 Аналитический анализ системы скоростных уравнений	48
2.3.8 Параметры лазерных импульсов	50
2.3.9 Оптимальные параметры резонатора твердотельного лазера	55
2.4 Выводы по главе 2	
ГЛАВА 3. ЛАЗЕРНАЯ ДИОДНАЯ НАКАЧКА	
Введение к главе 3	
3.1 Экспериментальное исследование параметров излучения ЛДР	в широком
температурном диапазоне	
3.2 Теоретическая оценка смещения длины волны <i>d</i> λ/ <i>dT</i>	
3.3 Диодная накачка активного элемента Nd <sup>3+:</sup> YAG	
3.4 Выводы по главе 3	

ГЛАВА 4. КВАНТРОН С ПОПЕРЕЧНОЙ ДИОДНОЙ НА	КАЧКОЙ,
РАБОТАЮЩИЙ В ТЕМПЕРАТУРНОМ ДИАПАЗОНЕ ОТ – 50 до +	50 °С БЕЗ
АКТИВНОЙ СИСТЕМЫ ТЕРМОСТАБИЛИЗАЦИИ	65
Введение к главе 4	65
4.1 Конструкция квантрона без активной системы теромстабилизации	65
4.2 Трехматричный квантрон с фокусирующими линзами	67
4.3 Пятиматричный квантрон с одной цилиндрической линзой	74
4.4 Оптимальный профиль люминесценции	79
4.4.1 Пятиматричный квантрон	79
4.4.2 Девятиматричный квантрон	84
4.5 Термодинамический расчет Nd <sup>3+</sup> : YAG квантрона	85
4.5.1 Ограничения по средней мощности	87
4.6 Вывод по главе 4	89
ГЛАВА 5. ИМПУЛЬСНЫЙ УСИЛИТЕЛЬ И ЛАЗЕР И НА БАЗЕ «	СУХОГО»
Nd <sup>3+</sup> :YAG KBAHTPOHA	
Введение к главе 5	
5.1 Импульсный лазерный усилитель	
5.1.1 Конструкция макета	91
5.1.2 Режим свободной генерации	92
5.1.3 Коэффициент усиления слабого сигнала	93
5.2 Наносекундный Nd <sup>3+</sup> : YAG лазер	
5.2.1 Конструкция макета	94
5.2.2 Композитный лазерный кристалл	95
5.2.3 Оптимальные параметры резонатора	97
5.2.4 Результаты экспериментальных исследований	98
5.3 Выводы по главе 5	102
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	103
БЛАГОДАРНОСТИ	104
СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ	105
ЛИТЕРАТУРА	107

## СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ

АМД - активная модуляция добротности;

АЭ - активный элемент;

ИК - диапазон - инфракрасный диапазон;

КПД - коэффициент полезного действия;

КР - квазинепрерывный режим;

ЛД - лазерный диод (единичный диод);

ЛК - лазерный кристалл;

ЛДР - лазерная диодная решетка;

ЛЛД - линейка лазерных диодов;

МД - модуляция добротности;

НР - непрерывный режим;

ПМД - пассивная модуляция добротности;

ТТЛ - твердотельный лазер;

LIBS - лазерная искровая спектроскопия;

VCSEL - лазеры вертикально-излучающие с поверхности.

## **ВВЕДЕНИЕ**

### Предмет диссертации и ее актуальность

Наносекундные твердотельные лазеры (ТТЛ) ближнего инфракрасного (ИК) диапазона с лазерной диодной накачкой находят все больше применений в устройствах различного назначения. Для лазерных дальномеров, целеуказателей, систем обнаружения и оптической подсветки объектов требуются компактные и эффективные лазерные излучатели наносекундных импульсов с энергией в десятки миллиджоулей и частотой повторения порядка 10 Гц [1]. Лазерные импульсы с похожими параметрами используются в системах лазерной искровой спектроскопии (LIBS) [П1] и лидарах [2]. В перспективных лазерных системах зажигания жидкостных ракетных двигателей [3-5], и газо–поршневых двигателях внутреннего сгорания [6] необходимы источники лазерных импульсов с энергией до 100 мДж и изменяемой частотой повторения от одиночного импульса до 50 Гц и более.

Задающие генераторы многоканальных лазерных установок мегаджоульного уровня (NIF — США, LMJ — Франция, установка физическая лазерная — Россия), предназначенных для проведения экспериментов по управляемому инерциальному термоядерному синтезу и исследованию свойств вещества в экстремальных состояниях, также относятся к рассматриваемому классу наносекундных лазеров. Задающий генератор мегаджоульных установок, как правило, состоит из лазера, генерирующего импульс заданного временного профиля и каскада предусилителей, повышающих энергию до необходимого уровня. В качестве предусилителей в современных установках используются твердотельные квантроны с лазерной диодной накачкой, обеспечивающей эффективность И стабильность формирования задающего лазерного импульса [7-9].

Появление лазерных диодов и систем накачки на их основе позволило достичь значительных успехов в исследованиях и разработках твердотельных лазеров. По сравнению с ламповой накачкой, лазерная диодная накачка обладает

рядом важных преимуществ. Полупроводниковые лазерные диоды характеризуются высокой, до 60 %, эффективностью преобразования мощности электрического питания в мощность оптического излучения, что позволяет достичь высокого КПД лазера в целом. Спектр излучения лазерных диодов представляет собой сравнительно узкую линию (2 – 4 нм), которую возможно эффективно согласовать с линиями поглощения ионов активного элемента (АЭ). Поэтому применение полупроводниковой накачки позволяет достичь значения суммарного КПД («от розетки») неодимового лазера 10 – 20% [10-14], тогда как КПД аналогичных систем с ламповой накачкой на порядок ниже.

Одной из основных проблем, возникающих при разработке мощных твердотельных лазеров с боковой накачкой является создание эффективного теплоотвода от активной среды, что определяет конструктивные особенности таких лазеров [15]. Лазерная диодная накачка позволяет значительно снизить тепловую нагрузку на АЭ. Твердотельные лазеры с полупроводниковой накачкой имеют малые размеры, требуют менее мощных и габаритных систем охлаждения, электропитания и управления. Применение полупроводниковой накачки позволяет получить более высокие мощности выходного излучения за счет большой плотности мощности накачки.

Важным фактором, определяющим КПД, является эффективность распределения излучения накачки в активном элементе. Основная сложность здесь связана с существенно различной расходимостью излучения лазерных диодов в перпендикулярных плоскостях, что затрудняет использование сферической оптики для фокусировки излучения накачки [15].

В настоящее время существует две основные группы оптических схем накачки АЭ твердотельного лазера с помощью полупроводниковых излучателей [16-20]. К первой группе относятся схемы, использующие продольную (торцевую) накачку, а ко второй – схемы с поперечной (боковой) накачкой.

Существует большое количество видов лазеров с боковой диодной накачкой [21-22]. Длина волны лазерных диодов накачки специально подбирается

так, чтобы они совпадали со спектром поглощения активного элемента, так как длина волны излучения лазерного диода значительно зависит от температуры (0,15 – 0,3 нм/°С) [23]. При изменении температуры лазерного диода узкополосное излучение накачки может выходить из полосы максимального поглощения излучения активной среды, приводит к что значительному увеличению длины поглощения (уменьшению коэффициента поглощения). При этом происходит изменение распределения инверсной населенности в АЭ, что сказывается на режиме генерации, эффективности и работоспособности лазера. лазеров с диодной накачкой Поэтому большинство требуют активной термостабилизации.

В ряде случаев, использование данных лазеров накладывает требование на их работоспособность в температурном диапазоне от -50 до +50 °C. Также часто условие ограниченного электропотребления и требование предъявляются мгновенной готовности лазерной системы к работе, как в режиме одиночного импульса, так и на заданной частоте следования импульсов (т.е. работа в заведомо нестационарном режиме). которые затрудняют возможность активной термостабилизации. Другим классом устройств являются лазеры, работающие в режиме с высокой выходной квазинепрерывном средней мощностью продолжительный период времени. В этом случае для отвода от элементов лазера выделяющегося тепла, как правило, используются системы охлаждения с жидкостным хладагентом, омывающим как АЭ, так и систему оптической накачки.

Разные сферы использования твердотельных лазеров формируют свои собственные требования к изделию. Устройства, работающие в режиме генерации одиночного импульса или с определенной частотой повторения в течение непродолжительного времени, за которое не успевает происходить перегрев, позволяют избежать применения жидкостного охлаждения.

В большинстве трудов рассматривается работоспособность лазерных систем в лабораторных условиях (20 – 25 °C) и продемонстрированы выходные характеристики лазерной генерации с использованием разработанных квантронов

[24-68]. В работах [1, 69] использовалась схема торцевой накачки, и за счет большой длины взаимодействия излучения накачки с АЭ, была получена лазерная генерация в температурном диапазоне от -20 до +50 °C. В РФЯЦ-ВНИИТФ создан лазер с поперечной диодной накачкой, активной модуляцией добротности и кондуктивной системой охлаждения на основе контурной тепловой трубки. Данный лазер работает в диапазоне от от -50 до +65 °C с активной системой термостабилизации и энергопотреблением не более 500 ВА [70-71].

Таким образом, на сегодняшний день не предложено готовое решение по созданию твердотельного наносекундного лазера ближнего ИК - диапазона с кондуктивной системой охлаждения работоспособного в температурном диапазоне от – 50 до + 50 °C без активной системы термостабилизации.

Разработка твердотельного лазерного генератора с диодной накачкой АЭ без активной системы термостабилизации и нечувствительного к изменению температуры - является сложной задачей современной физики. Комплексное моделирование, включающее в себя математическое расчеты по пространственному распределению инверсной населенности в поперечном сечении АЭ, термодинамический расчет квантрона, а так же поиск оптимальных параметров резонатора наносекундных лазеров с пассивной модуляцией добротности - является необходимым инструментом, позволяющим решить Существует мало работ, посвященных математическому данную задачу. моделированию поперечной диодной накачки АЭ, формированию пятна накачки в АЭ и методам расчета оптимальных характеристик квантрона. Те немногие работы, которые затрагивают этот вопрос, не объединяют расчеты в одну модель математического моделирования квантрона [32-33, 40-41, 48, 65-67, 72-80].

В диссертационной работе [81], основной задачей которой являлась разработка математической модели поперечной диодной накачки цилиндрического активного элемента, а так же разработка методики расчета параметров квантрона с поперечной диодной накачкой, автор также преследовал цель создания комплексной математической модели. В данной работе в качестве источников накачки были рассмотрены лазерные диодные линейки работающие в

температурном диапазоне  $\Delta T = 20$  °C, что носит ограниченный характер из-за узкого температурного диапазона.

Таким образом, создание комплексной математической модели и последующая разработка высокоэффективных твердотельных квантронов с полупроводниковой накачкой нового поколения, расширение их функциональных возможностей, достижение их работоспособности в широком температурном диапазоне ( $\Delta T = 100$  °C) без активной термостабилизации по-прежнему является актуальной задачей, решение которой способно обеспечить значительный прогресс в большинстве из перечисленных выше направлений.

#### Цель работы

Разработка метода создания твердотельных лазеров и усилителей на базе квантронов с диодной накачкой без активной системы термостабилизации источников накачки и активного элемента, работающих в температурном диапазоне от – 50 до + 50 °C.

## Основные задачи работы

1. Разработка комплексной математической модели твердотельного квантрона с диодной накачкой.

2. Экспериментальное исследование спектральных и энергетических характеристик решеток лазерных диодов в температурном диапазоне  $\Delta T > 100$  °C. 3. Численное и экспериментальное определение распределения инверсной населенности в поперечном сечении активного элемента при различной геометрии поперечной накачки в температурном диапазоне от – 50 до +50 °C.

4. Расчет тепловыделения квантрона с кондуктивным охлаждением активного элемента при работе с различной частотой следования импульсов.

5. Численное и экспериментальное определение параметров усилителей и импульсных лазеров на основе твердотельных Nd<sup>3+</sup>:YAG квантронов с кондуктивным охлаждением активного элемента.

6. Экспериментальное исследование работоспособности компактного Nd<sup>3+</sup>:YAG лазера с диодной накачкой и пассивной модуляцией добротности в

температурном диапазоне от – 50 до + 50 °C без активной системы термостабилизации.

Научная новизна диссертационной работы заключается в следующем:

Предложена комплексная математическая модель для описания Nd<sup>3+</sup>:YAG 1. квантрона с поперечной лазерной диодной накачкой, позволяющая выбирать оптимальную геометрию накачки активного элемента, осуществлять термодинамический подбирать расчет квантрона, a также оптимальные параметры лазерного резонатора.

2. Впервые предложен метод математического моделирования лазеров с диодной накачкой, отличающийся использованием множителей Лагранжа для нахождения условного экстремума решений трансцендентных уравнений, описывающих процессы генерации, и позволяющий оптимизировать параметры резонаторов с пассивной модуляцией добротности для получения максимальной выходной энергии лазерного излучения.

3. Впервые экспериментально проведены исследования спектральных и энергетических параметров лазерных диодных решеток в температурном диапазоне  $\Delta T > 100$  °C. Установлено, что во всем рассмотренном температурном диапазоне смещение длины волны излучения лазерных диодных решеток составляет 0,28 нм/ °C, что хорошо согласуется с теорией.

4. Предложена и теоретически обоснована схема поперечной накачки Nd<sup>3+</sup>:YAG решетками цилиндрического кристалла лазерных диодов, формирующая в поперечном сечении активного элемента распределение населенности, профиль которой практически инверсной инвариантен К изменению температуры в диапазоне от -50 до + 50 °C.

5. Впервые численно рассчитана и экспериментально подтверждена геометрия фокусировки излучения лазерных диодных решеток, расположенных с пяти сторон вокруг кристалла Nd<sup>3+</sup>:YAG диаметром 5 мм, единой цилиндрической лейкосапфировой линзой диаметром 50 мм, которая обеспечивает однородность пространственного распределения инверсной населенности более 90 % в

поперечном сечении лазерного кристалла, что позволяет усиливать лазерные импульсы без искажения профиля пучка.

6. Предложено кондуктивное охлаждение активного элемента при помощи лейкосапфировой линзы без жидкого хладагента внутри квантрона, обеспечивающее стабильную работу квантрона с пиковой мощностью лазерной диодной накачки до 20 кВт при частоте повторения 50 Гц.

7. Впервые экспериментально подтверждена работоспособность  $Nd^{3+}$ :YAG лазера с диодной накачкой и пассивной модуляцией добротности, генерирующего наносекундные лазерные импульсы со стабильностью выходной энергии не менее 70 % в температурном диапазоне от -50 до +50 °C без активной системы термостабилизации.

## Практическая ценность работы

1. Использование предложенной комплексной математической модели квантрона с поперечной диодной накачкой позволяет значительно сократить время и повысить качество разработки лазеров и усилителей с заданными параметрами выходного излучения. Данная модель использовалась при создании квантронов в рамках НИОКР ФГУП «ВНИИА» и «ИОФ РАН».

2. Предложенная автором схема поперечной диодной накачки Nd<sup>3+</sup>:YAG кристалла квантрона с применением одной фокусирующей цилиндрической линзы позволяет получать в поперечном сечении кристалла устойчивое пространственное распределение инверсной населенности заданного профиля. Это может быть использовано для компактных твердотельных лазеров и усилителей различного назначения, работающих в температурном диапазоне от – 50 до + 50 °C без активной системы термостабилизации в режиме мгновенной готовности.

3. Предложенный способ кондуктивного охлаждения активного элемента квантрона при помощи цилиндрической лейкосапфировой линзы, в качестве теплоотвода, позволяет отказаться от жидкого хладагента внутри корпуса.

**Объектом исследования** является система диодной накачки твердотельных Nd<sup>3+</sup>:YAG квантронов, работающих в широком температурном диапазоне без жидкостного охлаждения источников накачки и активного элемента для лазеров и усилителей ближнего ИК-диапазона.

Методы исследования. При решении задач диссертационной работы были использованы методы математического моделирования. Методом геометрической оптики было реализовано численное моделирование процесса накачки активного элемента квантрона с помощью трассировки лучей в программе ZEMAX. Расчет тепловой модели проводился численно в среде Comsol Multiphysics (раздел «Heat Transfer in a Solid») методом конечных элементов. Для численного моделирования процесса генерации наносекундных импульсов в лазерах с пассивной модуляцией добротности был создан программный пакет в среде разработки MATLAB. Программа осуществляет численное интегрирование дифференциальной системы балансных уравнений.

Методы экспериментального исследования основывались на анализе спектральных и энергетических характеристик лазерных диодных решеток, генерационных характеристик созданных в работе квантронов, и параметров распределения инверсной населенности в поперечном сечении активного элемента. Исследования проводились в широком температурном диапазоне от -50 до +50 °C.

### Достоверность результатов и личный вклад автора

Достоверность полученных результатов основана на анализе выполненных ранее работ и подтверждается сравнением полученных численных результатов с экспериментальными данными. Исследования проводились на современном научном оборудовании, с использованием современных вычислительных систем.

Автор непосредственно участвовал в постановке задач, определении способов их решения, проведении математического моделирования физических процессов, экспериментов, обработке, анализе и интерпретации полученных данных, написании работ и апробации материала. Все результаты,

предоставленные в диссертационной работе, получены автором лично, либо при его решающем участии.

#### Положения, выносимые на защиту

1. Модель математического моделирования твердотельных лазеров с диодной накачкой, отличающаяся использованием множителей Лагранжа для нахождения условного экстремума решений трансцендентных уравнений, описывающих процессы генерации, позволяет оптимизировать параметры резонаторов с пассивной модуляцией добротности, выбирать эффективную геометрию накачки активного элемента, осуществлять термодинамический расчет.

2. Схема поперечной диодной накачки  $Nd^{3+}$ : YAG кристалла квантрона, отличающаяся применением одной фокусирующей цилиндрической линзы, обеспечивает либо однородность пространственного распределения инверсной населенности более 90 % в поперечном сечении кристалла, что позволяет усиливать лазерные импульсы без искажения профиля пучка, либо формирование устойчивого параболического профиля инверсной населенности, что обеспечивает работоспособность  $Nd^{3+}$ : YAG лазера в температурном диапазоне от – 50 до + 50 °C без активной термостабилизации.

3. Способ кондуктивного охлаждения активного элемента квантрона, отличающийся использованием цилиндрической линзы из лейкосапфира, в качестве теплоотвода, обеспечивает стабильную работу Nd<sup>3+</sup>:YAG квантрона с пиковой мощностью лазерной диодной накачки до 20 кВт и частоте повторения до 50 Гц без использования жидкого хладагента внутри корпуса.

### Апробация работы

Основные результаты диссертационной работы опубликованы в 10 научных работах, из них 3 статьи, включенные в перечень рецензированных журналов и изданий ВАК: «Краткие сообщения по физике ФИАН», «Journal of Analytical Atomic Spectrometry», «Журнал прикладной спектроскопии». Список публикаций по теме диссертации приведен в конце работы.

Результаты работы были представлены в виде докладов на: XV научнотехнической конференции «ВНИИА-2021» (Россия, Москва, 2021 г.); XIV Международной конференции по импульсным лазерам и применениям лазеров «AMPL-2019» (Россия, Томск, 2019 г.); 18<sup>th</sup> International Conference «Laser Optics 2018» (Россия, Санкт-Петербург, 2018 г.); XI Всероссийской школе для студентов, аспирантов, молодых ученых и специалистов по лазерной физике и лазерным технологиям (Россия, Саров, 2017 г.); Х Всероссийской школе для студентов, аспирантов, молодых ученых и специалистов по лазерной физике и лазерным технологиям (Россия, Саров, 2016 г.); Х научно-технической конференции «ВНИИА-2016» (Россия, Москва, 2016 г.); International Conference «Laser System and Materials» (Беларусь, Минск, 2016 г.); 15-ой научнотехнической конференции «Молодежь в науке» (Россия, Саров, 2016 г.).

## Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и списка цитируемой литературы. Материал изложен на 114 страницах, содержит 73 иллюстрации и 6 таблиц. Список цитируемой литературы содержит 131 ссылку.

**Во введении** обоснована актуальность темы диссертации, сформулированы цели и основные задачи исследования, научная новизна, практическая значимость полученных результатов, основные положения, выносимые на защиту, сведения об апробации работы.

**Первая глава** посвящена подробному обзору и анализу состояния на текущий момент исследований в области твердотельных лазеров с модуляцией добротности на основе Nd<sup>3+</sup>:YAG квантронов с поперечной диодной накачкой по материалам открытых публикаций.

В главе рассматриваются виды импульсных лазерных диодов и существующие на их основе типы конструкций лазерных диодных решеток (ЛДР) для накачки активной среды твердотельных лазеров. Из открытых печатных источников представлены основные характеристики ЛДР наиболее известных производителей. Анализируются современные твердотельные лазеры с диодной накачкой, в частности, работающие в широком температурном диапазоне. Рассматриваются оптические системы подвода излучения накачки, современные

усилители на основе квантронов с диодной накачкой. Также проведен обзор существующих математических моделей расчета квантронов с диодной накачкой.

Вторая глава диссертационной работы посвящена разработке комплексной математической модели Nd<sup>3+</sup>:YAG квантронов и наносекундных ТТЛ лазеров на их основе с поперечной лазерной диодной накачкой. Модель позволяет рассчитывать распределение инверсной населенности в поперечном сечении АЭ при заданной геометрии накачки, выбрать оптимальную геометрию накачки АЭ, осуществить термодинамический расчет элементов квантрона, сформировать требования к оптимальным параметрам лазерного резонатора, а так же описывать динамику генерации наносекундных импульсов в Nd<sup>3+</sup>:YAG лазерах с пассивной модуляцией добротности.

В третьей главе представлены теоретические и экспериментальные исследования спектральных и энергетических характеристик излучения ЛДР в температурном диапазоне  $\Delta T > 100$  °C.

В четвертой главе описываются предложенные конструкции Nd<sup>3+</sup>:YAG квантрона высокой мощности с поперечной диодной накачкой и кондуктивным охлаждением активного элемента. Представлены результаты расчетных и экспериментальных исследований пространственного распределения поглощенного излучения накачки в поперечном сечении АЭ «сухих» квантронов в температурном диапазоне от – 50 до + 50 °C. Получены результаты по оптимизации геометрии накачки АЭ для формирования необходимого профиля люминесценции.

В возможность пятой главе рассматривается использования твердотельного Nd<sup>3+</sup>: YAG квантрона с лазерной диодной накачкой в качестве импульсного усилителя и лазера с пассивной модуляцией добротности, наносекундной генерирующего импульсы длительности. Измерены коэффициенты усиления, подобраны оптимальные параметры лазерного резонатора и продемонстрирована работоспособность Nd<sup>3+</sup>:YAG лазера с пассивной модуляцией добротности в температурном диапазоне от - 50 до + 50 °C без активной системы термостабилизации.

# ГЛАВА 1. ОБЗОР СОВРЕМЕННЫХ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ЛАЗЕРНЫХ СИСТЕМ С ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ И МЕТОДЫ ИХ МОДЕЛИРОВАНИЯ

## Введение к главе 1

Твердотельные лазеры с модуляцией добротности на основе Nd<sup>3+</sup>:YAG квантронов с полупроводниковой накачкой являются наиболее простыми, компактными и надежными генераторами мощных импульсов наносекундной эффективно длительности, способными работать В широком диапазоне температур. Эффективность неодимовых лазерных излучателей с пассивной модуляцией добротности обычно составляет от 10 до 30 % [1, 14, 82]. Активная модуляция добротности позволяет повысить эффективность генерации за счет снижения остаточных потерь В резонаторе лазера, требует однако высокоскоростной, высоковольтной электроники, что значительно увеличивает размеры и снижает надежность лазерного генератора.

Для решения различных прикладных задач необходимы лазеры, работающие во внелабораторных условиях в температурном диапазоне порядка 100 °C. А условие ограниченного электропотребления и требование мгновенной готовности лазерной системы к работе, как в режиме одиночного импульса, так и на заданной частоте (т.е. в заведомо нестационарном режиме), исключают возможность активной термостабилизации.

Основными элементами импульсного лазерного излучателя являются система накачки активной среды и оптический резонатор, включающий в себя АЭ и элементы управления генерацией.

В данной главе представлен обзор существующих исследований по представленной теме из открытых печатных источников. Рассмотрены виды импульсных ЛДР, используемые для накачки АЭ квантрона, современные ТТЛ с диодной накачкой, в частности, работающие в широком температурном диапазоне, современные квантроны для усилителей, а так же математические модели, которые описывают ТТЛ.

## 1.1 Лазерные диоды

Лазерные диоды (ЛД) представляют собой эффективные источники оптического излучения и широко применяются для накачки лазерных систем. В настоящее время существует большое количество типов ЛД, отличающихся длиной волны, шириной спектра, расходимостью выходного излучения, режимом работы и другими свойствами [83]. ЛД сконструированы так, что излучение идет либо с торца, то есть перпендикулярно току накачки (Рис. 1.1 а), либо с поверхности – вертикально-излучающие лазеры (vertical–cavity surface–emitting (VCSEL)), то есть параллельно току накачки (Рис. 1.1 б).



Рис. 1.1. Принцип работы лазерного диода а) торцевое излучение б) вертикальное излучение (VCSEL)

Для накачки мощных твердотельных лазеров используются лазерные диодные решетки или матрицы, которые представляют собой линейки лазерных диодов (ЛЛД), объединение на одной подложке. Расходимость лазерного излучения у ЛДР зависит от того как скомпонована ЛЛД.

На Рис. 1.2 представлены типы конструкций наиболее распространенных ЛДР «Bar in groove» и «Rack and Stack» [83-84], в составе которых используются ЛД с торцевым излучением. Они представляют собой серию последовательно соединенных ЛЛД, установленных на пассивный теплоотвод.

Различия этих типов заключается в том, что в конструкции импульсных ЛДР типа «Bar in groove» применяются единые монолитные теплоотводящие подложки BeO, а в конструкции ЛДР типа «Rack and Stack» на диэлектрическую теплопроводящую подложку из BeO напаяны медные теплоотводы, между которыми установлены распорки и сами диодные линейки.

Существуют и другие варианты конструкции ЛДР типа «Rack and Stack», предложенные, например, в [85-87]. Однако эти варианты конструкции не изменяют общего принципа.



Рис. 1.2. Схемы вариантов конструкции импульсных ЛДР а) тип «Bar in groove» б) тип «Rack and Stack»

Высокая быть надежность полупроводниковых приборов может реализована только с учетом зависимости их параметров от теплового режима работы. Мощные ЛД и ЛЛД, излучающие световую мощность от единиц до десятков ватт в непрерывном режиме, требуют интенсивного отведения тепла от активной области полупроводниковой гетероструктуры. Зависимость параметров полупроводниковых приборов от температуры обусловлена физическими свойствами материала полупроводника. Чем выше температура, тем больше неуправляемые токи. сильнее изменяются электрические параметры И характеристики, выше вероятность возникновения теплового И термоэлектрического пробоя. Также длина волны излучения лазерного диода его температуры. Смещение длины волны d/dd составляет зависит от от 0,22 до 0,33 нм/°С [88]. Принцип охлаждения у ЛДР всех типов один: тепловая энергия, выделенная при работе ЛД, передается в материал припоя и оттуда в материал теплоотводящей подложки (BeO или CuW). В качестве припоя используют материал, обладающий пластичными свойствами (чаще всего мягкий

сплав индия или золото), позволяющий ЛЛД и теплоотводу расширяться или сжиматься с разной скоростью в зависимости от температуры.

Существуют основные отечественные производители серийных мощных импульсных ЛДР: ООО «НПП «Инжект» (г. Саратов) [89], ООО «Лассард» (г. Обнинск) [90], АО «НИИ «Полюс» им.М.Ф. Стельмаха» (г. Москва) [91], РФЯЦ–ВНИИТФ (г. Снежинск) [70].

Конструкция решетки типа СЛМ-З ООО «НПП «Инжект» (Рис. 1.3а) относится к типу конструкции «Rack and Stack» и представляет собой ЛЛД, смонтированные на теплоотводы. Расходимость излучения данного типа ЛДР составляет 15°×40° и зависит от направления расположения ЛЛД в решетке [89]. К этому же типу конструкции относятся и другие ЛДР перечисленных отечественных производителей (Рис. 1.4 – 1.6) и известного зарубежного производителя «Northrop Grumman» (Рис. 1.7) [92].

На каждую ЛЛД припаяна тонкая медная шинка на N-контакт (Рис. 1.1), субмодуль монтируется на теплоотводящий диэлектрик при помощи клея, после чего осуществляют электрическое соединение отрицательного вывода каждой предыдущей ЛЛД с положительным выводом последующей линейки методом распайки. Недостатками данной конструкции является большое количество распайки последовательных операций соседних ЛЛД, что увеличивает трудозатраты. Использование клея для монтажа ЛЛД на теплопроводящую основу увеличивает тепловое сопротивление конструкции и снижает точность взаимного расположения ЛЛД в решетке. В силу этих причин производитель вынужден использовать большое количество маломощных ЛЛД в решетке.

В Таблице 1.1 представлены основные параметры отечественных ЛДР в сравнении с Northrop Grumman (США), которые подходят для накачки активной среды наносекундного твердотельного квантрона. У известных зарубежных производителей, таких как Jenoptik, Focuslight Technologies Inc., Silver Bullet КПД ЛДР составляет 40 – 50 % [86]. У отечественной компании ООО «НПП «Инжект» (г. Саратов) КПД ЛДР СЛМ-3 составляет около 45%.



Рис. 1.3. Фото ЛДР ООО «НПП «Инжект» а) СЛМ-3-1250, б) СЛМ-3-3600-1



Рис. 1.4. Фото ЛДР ООО «Лассард» а) СЛМ-3-2000, б) LS-A4-808



Рис. 1.5. Фото ЛДР АО «НИИ «Полюс» им.М.Ф. Стельмаха» а) ИЛПИ-141, б) 32ДЛ-530



Рис. 1.6. Фото ЛДР РФЯЦ-ВНИИТФ



Рис. 1.7. Фото ЛДР «Northrop Grumman» a) ARR181P1800 G3 Package, б) ARR291P1800 H-Package

a)

a)

	«Инжект»	«Лассард»	«Полюс»	РФЯЦ-	«Northrop
	СЛМ-3-	СЛМ-3-	ИЛПИ-	ВНИИТФ	Grumman»
	1250	2000	141	МЛД-805-20	ARR181P1800
Мощность, Вт	1250	2000	1000	2400	1800
Площадь излучения, см <sup>2</sup>	1,25	1,25	1,2	2,85	2,65
Рабочий ток, А	28	45	45	120	95
Длина волны, нм	795 - 820	750 - 980	$807 \pm 3$	$807 \pm 3$	808±3
Напряжение, В	110	110	54	40	32

Таблица 1.1. Основные параметры рассмотренных ЛДР.

Другой тип ЛДР (Рис. 1.8), который основан на лазерных диодах VCSEL (Рис. 1.1 б), имеет низкую зависимость длины волны от температуры и составляет 0,07 нм/°С, что в 4 раза меньше, чем у обычных наборных ЛДР. Они эффективно используются для накачки активной среды твердотельного Nd<sup>3+</sup>:YAG лазера с пассивной модуляцией добротности [93-94]. Массивы VCSEL высокой мощности особенно хорошо подходят для создания компактных лазеров с боковой накачкой, так как у них узкая ширина спектра, около 0,8 нм.



Рис. 1.8. Фото высокомощной ЛДР VCSEL размером 5х5 мм<sup>2</sup> [95]

В Таблице 1.2 представлены основные параметры доступных VCSEL ЛДР мировых производителей «Brightlasers» [96] и «ТТ Electronics»[97]. Видно, что мощность ЛДР данного типа не превышает десятка ватт, что является недостаточным для разработки твердотельных квантронов высокой энергии.

	«Brightlasers»	«Brightlasers»	«TT Electronics»
Мощность, Вт	2	10	0,015
Рабочий ток, А	2,5	73	0,012
Длина волны, нм	940	850	850
Напряжение, В	2	30	5

Таблица 1.2. Основные параметры VCSEL ЛДР известных зарубежных производителей.

## 1.2 Современные твердотельные лазеры

В твердотельных лазерах с полупроводниковой накачкой происходит эффективное преобразование излучение ЛД в излучение высокой когерентности и направленности. Для накачки активного элемента мощных квантронов могут быть использованы одна или несколько лазерных линеек, либо ЛДР.

В настоящее время существует две основные группы оптических схем накачки активного элемента твердотельного лазера с помощью полупроводниковых излучателей [16-20]. К первой группе относятся схемы, использующие продольную (торцевую) накачку, а ко второй – схемы с поперечной (боковой) накачкой.

Для создания задающих генераторов И источников co средними мощностями в единицы – десятки ватт подходит продольная накачка, при которой излучение накачки вводится вдоль оси активного элемента через торцы. В схеме с торцевой накачкой (Рис. 1.9 а) направление излучения накачки совпадает с направлением генерации. В этом случае даже при минимальном коэффициенте поглощения можно достичь абсорбции большей части излучения накачки путем увеличения длины активного элемента до нескольких сантиметров. Подобная схема накачки позволяет создать ТТЛ с высоким КПД и обеспечить генерацию одномодового лазерного излучения и хорошую стабилизацию выходных параметров. При всех своих плюсах и удобстве, такой способ накачки не позволяет накачать большой объем активной среды. Максимальная мощность которую можно ввести в торец активного накачки, элемента лазерного излучателя, ограничена геометрическим несоответствием поперечного размера активного элемента и излучающей областью полупроводникового источника. Либо нужно использовать большое количество фокусирующей оптики, что делает изделие дороже и уменьшает эффективность.

В конструкциях ТТЛ средней и высокой мощности, как правило, используется схема поперечной накачки. В данной схеме (Рис. 1.9 б) излучение вводится в активный элемент через его боковую поверхность, что позволяет осуществлять прокачку всего объема активной среды без использования сложных оптических систем фокусировки излучения и осуществить равномерное поглощение излучения накачки активным элементом [22]. Такая конфигурация масштабировать позволяет выходную энергию лазерного излучателя без существенного изменения конструкции квантрона, путем добавления необходимого количества блоков диодной накачки вдоль оси АЭ. Главным недостатком поперечной схемы накачки является неполное поглощение и изменение распределения инверсной населенности при отстройке длины волны диодной накачки. Поэтому, для эффективной работы лазерного излучателя в широком диапазоне температур необходимо использовать схему многопроходной накачки, окружая кристалл зеркальным отражателем [22].



1 — глухое зеркала резонатора; 2 — выходное зеркала резонатора,
 3 — активный элемент, 4 — концентрирующая оптика,
 5 — полупроводниковый излучатель, 6 — термостабилизатор.
 Рис. 1.9. Схемы оптической накачки: а) торцевая (продольная) схема,
 б) боковая (поперечная) схема

Как упоминалось ранее в настоящее время не так много работ посвящено квантронам и лазерам, работающим в широком температурном диапазоне.

В статьях [1, 98] достигнута работоспособность лазерного излучателя с пассивной модуляцией добротности И жидкостным охлаждением В температурном диапазоне от -20 до +50 °C. В данных статьях применяется торцевая накачка активного элемента. На Рис. 1.10 представлена конструкция важной особенностью которой является выходной соединитель, лазера, обеспечивающий гораздо более длинный путь распространения поглощенной энергии накачки. Измеренное смещение длины волны излучения лазерных диодов в рассмотренном температурном диапазоне составляет 0,25 нм/ °С.



Рис. 1.10. а) Схема Nd<sup>3+</sup>:YAG лазера с пассивной модуляцией добротности; б) Распределение интенсивности флуоресценции вдоль активного элемента [1]

В статьях [94, 99] исследовали возможность использования ЛДР VCSEL с длиной волны 808 нм для торцевой накачки Nd<sup>3+</sup>:YAG лазера, работающего в широком температурном диапазоне от 10 до 60 °C. Были исследованы различные конструкции лазеров, включая компактные лазеры с пассивной модуляцией добротности и энергией генерации 22 мДж, и с активной модуляцией добротности с импульсом в 40 мДж. На Рис.1.11 представлена схема Nd<sup>3+</sup>:YAG лазера с пассивной модуляцией добротности и торцевой накачкой ЛДР VCSEL.

В статье [100] опубликованы новейшие данные Nd<sup>3+</sup>:YAG лазера SuperCam с пассивной модуляцией добротности, который установлены на Марсоход «Curiosity». На Рис. 1.12 представлена схема данного лазера. Выходная энергия и качество луча во многом зависят от температуры корпуса лазера. Аттестованная рабочая температура от – 50 до + 55 °C, с нормальным рабочим температурным диапазоном от – 40 до + 30 °C. При частоте повторения 3 – 10 Гц, делая до 1000 выстрелов, в диапазоне температур от – 30 до + 10 °C выходная энергия от 12 до 24 мДж соответственно. В данном лазере используется торцевая схема накачки, что не позволяет накачать большой объем среды, тем самым есть ограничения по выходной энергии.



Рис. 1.11. Схема Nd<sup>3+</sup>: YAG лазера с пассивной модуляцией добротности и

торцевой накачкой ЛДР VCSEL





Рис. 1.12. Импульсный лазер SuperCam. a) внутренние детали лазера, б) внутренняя часть летного блока, в) летный блок в корпусе

## 1.3 Твердотельные квантроны для лазерных усилителей

Лазерные установки мегаджоульного уровня, предназначенные для проведения экспериментов по управляемому инерциальному термоядерному синтезу и исследованию свойств вещества в экстремальных состояниях, разрабатываются и совершенствуются в рамках национальных проектов ведущих мировых стран: NIF — Ливермор, США; LMJ — Бордо, Франция; Искра-6 и установка физическая лазерная — Саров, РФ.



Рис. 1.13. Канал установки физической лазерной [101]

Для сферически-симметричного обжатия мишени современные установки содержат более сотни идентичных лазерных каналов с суммарной энергией выходного наносекундного импульса в несколько мегаджоулей. Как правило, каждый лазерный канал состоит из задающего генератора, оконечных усилителей — неодимовых стекол с ламповой накачкой и удвоителя или утроителя частоты для преобразования длины волны излучения в коротковолновую область (Рис.1.13). Задающий генератор представляет собой лазер, генерирующий импульс заданного временного профиля, и каскада предусилителей.

В качестве предусилителей в современных установках используются твердотельные квантроны с лазерной диодной накачкой, обеспечивающей эффективность и стабильность формирования задающего лазерного импульса.

Специально для национальных проектов NIF и LIFE компанией «Northrop Grumman Cutting Edge Optronics» (NG CEO), США разработаны твердотельные квантроны серии REA (Рис. 1.14). Основные параметры квантронов данной серии представлены в Таблице 1.3 [8]. Конструктивно они представляют собой активный элемент Nd<sup>3+</sup>:YAG диаметром от 4 (REA4) до 12 мм (REA12), с пяти сторон окруженный лазерными диодными линейками оптической накачки. Активный элемент в квантронах устанавливается в кварцевой трубке, через которую осуществляется прокачка хладагента — дистиллированной воды. Диодные излучатели накачки имеют микроканальные теплоотводы. объединенные в общий контур охлаждения с активным элементом. Система жидкостного охлаждения позволяет достичь высокой частоты повторения лазерных импульсов, однако значительно усложняет конструкцию квантронов и возможность их оперативного обслуживания.



Рис.1.14. Фотография лазерного квантрона с диодной накачкой и жидкостным охлаждением АЭ производства «Northrop Grumman», США [8]

Фотографии и характеристики квантронов отечественного производства («РФЯЦ-ВНИИТФ», ИОФ РАН им. А.М. Прохорова, ООО «Лассард» и АО «НИИЭФА им. Д.В. Ефремова») с аналогичной конструкцией и жидкостной системой охлаждения представлены на Рис. 1.15 и в Таблицах 1.3 и 1.4. В ИОФ РАН были разработаны квантроны с диодной накачкой на базе ЛДР СЛМ-3 ООО «НПП «Инжект» для строящейся в РФ установки физической лазерной.



Рис.1.15. Фотографии лазерных квантронов с диодной накачкой и жидкостным охлаждением АЭ различных производителей: а) «РФЯЦ-ВНИИТФ» [70]; б) ООО «Лассард» [9]; в) «ИОФ РАН»; г) АО «НИИЭФА»

Таблица 1.3.

Параметр	«NG»		«ИОФ РАН»	
	REA5006	REA10008	D5-m15	D10-m20
Диаметр кристалла, мм	5	10	5	10
Длина кристалла, мм	126	146	100	130
Мощность накачки, кВт	24	24	30	37
Запасенная энергия, Дж	2,6	2,6	1,93	3,65
Частота, Гц	50	50	5	5
Длительность импульса накачки, мкс	250	250	250	250
Эффективность, %	43	43	25	39

Таблица 1.4.

Παραγιστη	«Лассард»		«РФЯЦ-ВНИИТФ»	
Параметр	LS-Q10-1064	«НИИЭФА»	ИГЛА-6,3- 6М2	ИГЛА-10- 12М3
Диаметр кристалла, мм	10	10	6,3	10
Длина кристалла, мм		110	80	120
Мощность накачки, кВт	24	20	12	24
Запасенная энергия, Дж	2	1,5	1,2	3,5
Частота, Гц	до 100	до 100	до 100	до 100
Длительность импульса накачки, мкс	250	250	250	250
Эффективность, %	33	30	40	58

Эффективность представленных квантронов с жидкостным охлаждением активного элемента варьируется от 25 до 58%.

## 1.4 Обзор математического моделирования ТТЛ

В современных работах редко встречаются описания математических моделей и методы расчета квантронов. Однако, в работах [32-33, 73, 77-78] детально описываются теоретические расчеты оптических схем квантрона с непосредственным подведением излучения накачки. В них авторы описывают используемые модели для расчета и приводят исследования зависимостей параметров квантрона. В большинстве работ фокус направлен на оптимизацию квантрона для максимального поглощения энергии накачки и формирования плоского поперечного распределения поглощенного излучения. Так, например, в работах [40-41] описываются квантроны с параболическим концентратором, а в [79] с треугольным призматическим отражателем.

В работах [39, 75] предлагается оптимизация квантрона для получения распределения Гаусса поглощенного излучения. В работе [76] дается аналитическое описание процесса поперечной диодной накачки.

В ряде работ рассмотрены зависимости поперечного распределения поглощенного излучения и эффективности квантрона от его параметров, но без

описания методов теоретического расчета. В случае схемы с диффузным отражателем теоретически и экспериментально было исследовано влияние длины поглощения накачки в АЭ, диаметра отражателя и АЭ на эффективность поглощения излучения накачки и поперечное распределение поглощенного излучения в АЭ [102]. На основании такого анализа была предложена оптимальная комбинация этих параметров для одной из схем квантрона. В работе [48] приведен анализ зависимости радиуса кривизны отражателя и типа отражателя (диффузный или зеркальный). В работах [65-67, 80, 103], приведены зависимости эффективности поглощения излучения накачки от концентрации активатора или длины волны накачки.

В работе [76] представлены теоретические исследования зависимости эффективности квантрона от мощности накачки при наличии «просветления» четырехуровневой активной среды.

В работах [104-105] представлено наиболее полное и исчерпывающее описание теоретических исследований тепловых эффектов в активном элементе, наблюдаемых при поглощении излучения.

### 1.5 Выводы по главе 1

На сегодняшний день представлено большое количество работ, которые демонстрируют разработки в области квантронов с поперечной диодной накачкой. Анализ показал, что для квантронов средней и высокой мощности наиболее эффективно использовать схему поперечной диодной накачки АЭ, что позволяет всего объема активной без осуществлять прокачку среды использования сложных оптических систем фокусировки излучения и является оптимальной для достижения высокой эффективности поглощения излучения накачки и равномерного распределении поглощенного излучения в поперечном сечении АЭ. Такая конфигурация позволяет масштабировать выходную энергию лазерного излучателя без существенного изменения конструкции квантрона, путем добавления необходимого количества блоков диодной накачки вдоль оси AЭ.

Существующие квантроны с жидкостной системой охлаждения активного элемента не способны работать в широком температурном диапазоне от -50 до +50 °C , а квантрон с кондуктивным охлаждением АЭ не способен генерировать без активной системы термстабилизации. С точки зрения практического применения актуальной и важной научно-технической задачей является разработка квантронов с кондуктивным охлаждением АЭ, работоспособных в диапазоне от -50 до +50 °C без активной термостабилизации.

Обзор и анализ опубликованных работ показали, что в литературе имеется небольшое число публикаций, посвященных моделированию и решению частных задач, встречающихся при разработке квантронов различного назначения. Также отсутствуют публикации, содержащие комплексный подход к проектированию квантронов, что представляется необходимым для определения оптимальных параметров квантронов. В связи с этим разработка и обоснование метода комплексного математического моделирования квантрона являются весьма перспективной научной задачей в рамках создания квантронов с высокой эффективностью. Решение данной научной задачи имеет большое значение для развития отрасли знания «лазерная физика».

# ГЛАВА 2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ТВЕРДОТЕЛЬНОГО КВАНТРОНА С ПОПЕРЕЧНОЙ ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ

## Введение к главе 2

Проведенный анализ литературы показывает, что в настоящее время отсутствует комплексная математическая модель, которая являлась бы удобным и эффективным инструментом, необходимым для разработки мощных квантронов с полупроводниковой накачкой. Данная глава диссертационной работы посвящена разработке комплексной математической модели Nd<sup>3+</sup>:YAG квантронов с диодной накачкой и наносекундных ТТЛ лазеров на их основе, которая позволяет выбирать эффективную геометрию накачки АЭ, осуществлять термодинамический расчет квантрона, а так же оптимизировать параметры резонаторов с пассивной модуляцией добротности.

В первой части главы математического моделирования описывается расчет и оптимизация оптической геометрии накачки квантрона. Для определения максимальной эффективности поглощения излучения накачки ЛДР в зависимости от температуры с помощью программы ZEMAX было рассчитано расположение ЛДР вокруг боковой поверхности, а также вдоль активного элемента. А для однородного распределения поглощенной энергии по сечению активной среды был произведен расчет фокусирующей оптики.

Во второй части данного раздела описывается расчет термодинамической модели квантрона, сделанный в программной среде Comsol Multiphysics методом конечных элементов, который позволяет оценить тепловыделения во всей системе и каждой ЛДР в отдельности.

В третьей части главы приводится расчет оптимальных параметров лазерного резонатора в программной среде MATLAB, где построена модель твердотельного лазера, адекватно описывающая динамику генерации импульсов в активной среде Nd<sup>3+</sup>:YAG. В результате численного моделирования получены основные характеристики лазерного излучения для различных конфигураций лазера. На основе численного расчета осуществлена оптимизация параметров

лазера для наиболее эффективного использования излучения накачки и достижения максимальной выходной энергии импульсов.

## 2.1 Расчет и оптимизация системы накачки квантрона

Первым этапом математического моделирования является расчет и оптимизацию системы накачки квантрона. Расчет проводится для построения системы фокусировки излучения ЛДР в активную среду наиболее эффективным образом.

Методами геометрической оптики было реализовано численное моделирование процесса накачки АЭ квантрона в программе ZEMAX, которая позволяет моделировать и анализировать различные оптические системы. Для расчета задач геометрической оптики в этом пакете используется трассировка лучей по методу Монте-Карло, суть которого заключается в отслеживании траектории лучей и расчета взаимодействий с лежащими на траекториях объектами.

В ZEMAX реализовано два режима расчета: последовательная трассировка лучей (Sequential ray tracing) и непоследовательная трассировка лучей (Nonsequential ray tracing). В данном случае используется непоследовательный режим, который подразумевает, что нет заданной последовательности между объектами, через которые проходят лучи. Объекты в непоследовательном режиме могут обладать любой геометрией, для них задается расположение в пространстве, материал (в том числе возможно задание объемного рассеяния), свойства поверхностей. При непоследовательной трассировке лучи могут попадать на любую поверхность любого непоследовательного объекта, могут попадать на один и тот же объект несколько раз или вообще не попадать на него [106].

В расчете варьируется три входных параметра:

- геометрия накачки, а именно фокусирующие линзы (показатели преломления), отражатель, активный элемент;

- l<sub>abs</sub> глубина поглощения в кристалле в соответствии с длиной волны накачки;

- угловое направление ЛДР (расходимость излучения ЛДР в перпендикулярных плоскостях различно).

В качестве источника света используется диод (Source Diode) [106]. Может быть задан один диод или одномерный/двумерный массив диодов. Распределение интенсивности каждого диода определяется по формуле

$$I(\theta_x, \theta_y) = I_0 e^{-2((\frac{\theta_x}{\alpha_x})^{2G_x} + (\frac{\theta_y}{\alpha_y})^{2G_y})}$$
(1)

где  $\alpha_x$  и  $\alpha_y$  – углы расходимости излучения по осям x и y,  $G_x$  и  $G_y$  – порядок супергауссова распределения по осям x и y. Причем,  $G_{x,y} = 1$ , соответствует гауссовому распределению. Оба  $G_x$  и  $G_y$  должны быть больше или равны 0,01 и меньше или равны 50. Для ЛДР СЛМ-З ООО «НПП «Инжект» принималось  $G_x = G_y = 1$ .

Большинство производителей лазерных диодов определяют углы расхождения дальнего поля как полную ширину распределения между точками половины мощности,  $\theta_{fwhm}$ . Для гауссова распределения  $G_x = 1$ , в левую часть уравнения (1) вместо  $I(\theta_x, \theta_y)$  подставляем  $0,5I_{0}$ , вместо  $\theta_y$  – ноль и вместо  $\theta_x$  – величину  $0,5\theta_{fwhm}$ . Таким образом получаем  $\alpha_x$  данного вида.

$$\alpha_{x} = \frac{\theta_{fwhm}}{\sqrt{2\ln(2)}}, \quad u\pi u$$

$$\alpha_{x} = (0,8493218)\theta_{fwhm}$$
(2)

В случае ЛДР СЛМ-З ООО «НПП «Инжект» по оси  $x \ \theta_{fwhm} = 45^{\circ}$ , а по оси  $y \ \theta_{fwhm} = 15^{\circ}$ . Подставляя значения  $\theta_{fwhm}$  по оси x и y в уравнение (2), получим значения  $\alpha_x$  и  $\alpha_y$ :

$$\alpha_{x} = \frac{45^{\circ}}{\sqrt{2\ln(2)}} = 38, 2^{\circ}$$

$$\alpha_{y} = \frac{15^{\circ}}{\sqrt{2\ln(2)}} = 12, 7^{\circ}$$
(3)

## 2.2 Построение термодинамической модели квантрона

При проектировании лазеров высокой и средней мощности важной задачей является исследование тепловых параметров лазерной системы, определяющих распределение температуры в основных элементах квантрона. В данной работе рассматривается динамика выхода квантронов с импульсной накачкой на стационарный режим в случае, когда характерное время остывания и нагрева системы много больше периода следования импульсов. В таких системах распределение температуры в АЭ определяется тепловыделением в АЭ, теплопроводностью АЭ и всех компонентов системы охлаждения, а так же граничными условиями, характеризуемыми коэффициентами теплопередачи на границах твердых тел и коэффициентами теплоотдачи на границе между твердыми телами и хладагентом.

Таким образом, необходимым этапом математического моделирования является термодинамический расчет квантрона.

Поскольку многие свойства материалов зависят от температуры, эти процессы должны учитываться при мультифизическом моделировании. С помощью этого расчета происходит оценка тепловой нагруженности элементов квантрона, а именно как нагреваются ЛДР и АЭ. По нагреву можно оценить отклонение длины волны.

Расчет тепловой модели проводилось численно в среде Comsol Multiphysics (раздел «Heat Transfer in a Solid») методом конечных элементов. Решалось уравнение теплопроводности вида:

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} + \nabla \cdot \left( -k \nabla T + \rho C_p T \vec{u} \right) = Q \tag{4}$$

где *р* – плотность;

С<sub>р</sub>-теплоемкость при постоянном давлении;

Т – температура;

k - коэффициент теплопроводности (удельная теплопроводность);

*й* – поле скоростей может быть задано либо в виде математического выражения от независимых переменных, либо рассчитано в связке с полем скоростей из решения уравнения Навье – Стокса для несжимаемой жидкости;

Q – возникающее или поглощаемое тепло, равно отношению общей мощности источников тепла  $P_{tot} = P_{\Sigma \pi} + P_{A3}$  на объем V.

Источниками тепла в данной модели являются ЛДР и АЭ. Для ЛДР  $P_{\Sigma \pi dp} = \sum Pi$ , где Pi – мощность каждой из ЛДР. Для освещаемой части кристалла Nd<sup>3+</sup>:YAG 1 % ат. выделяемая тепловая мощность равна 40% от суммы поглощенной энергии накачки от ЛДР:  $P_{A\Im} = 0,4P_{\Sigma \pi dp}$  [107].

Граничные условия второго рода для внешнего объема задаются уравнением вида:

$$-n \cdot (-k \nabla T) = 0 . \tag{5}$$

В случае, когда внешняя поверхность корпуса квантрона омывается хладагентом, температура корпуса считается постоянной, равной 295 К.

В программной среде моделирования, модель разбивается на тетраэдрические – лагранжевы элементы, они задают конечные производные на границах и вторые производные на углах элемента. Пример построения сетки из таких элементов показан на Рис. 2.1. Результатом расчета в пакете Comsol Multiphysics является динамическая картина распределения температуры элементов квантрона в зависимости от средней мощности ЛДР накачки.



Рис. 2.1. Тетраэдрическая сетка разбиения модели
#### 2.3 Расчет и оптимизация параметров резонатора лазера

# 2.3.1 Схема энергетических уровней кристалла Nd<sup>3+:</sup>YAG

В данной работе рассматриваются лазеры на основе лазерного кристалла Nd<sup>3+</sup>:YAG, с активатором — ионы Nd<sup>3+</sup>. На Рис. 2.2 приведена диаграмма энергетических уровней Nd<sup>3+</sup> в YAG [108]. Оптическая накачка переводит ионы  $Nd^{3+}$  из основного состояния  ${}^{4}I_{9/2}$  в серию возбужденных состояний, состоящую из большого числа узких, частично перекрывающихся друг с другом уровней, возникших результате расщепления термов электрическом В поле В кристаллической (штарковское решетки граната расщепление). Спектр поглощения кристалла Nd<sup>3+</sup>:YAG представлен на рис. 2.3. Основные полосы накачки расположены на длинах волн 0,73, 0,81 и 0,88 мкм. Последние две полосы очень удобны для накачки полупроводниковыми лазерами И светодиодами на основе арсенида галлия.



Рис. 2.2. Упрощенная диаграмма энергетических уровней Nd<sup>3+</sup>:YAG и схема работы неодимового лазера [108]

С уровней, возбужденных накачкой, осуществляется быстрая релаксация на метастабильный уровень  ${}^{4}F_{3/2}$  с временем жизни около  $t_{u} = 0,23$  мс, зависит от уровня легирования. Переходы с этого уровня в состояния  ${}^{4}I_{15/2}$ ,  ${}^{4}I_{13/2}$ ,  ${}^{4}I_{11/2}$  и  ${}^{4}I_{9/2}$  сопровождаются эффективной люминесценцией в области длин волн 1,8; 1,3; 1,06 и 0,95 мкм. Основная доля энергии (60%) высвечивается в переходах  ${}^{4}F_{3/2} \rightarrow {}^{4}I_{11/2}$  в области длин волн 1,06 мкм. Обычно на этом переходе и осуществляется генерация. Уровень  ${}^{4}F_{3/2}$  в электрическом поле решетки расщеплен на два

подуровня, а нижний уровень  ${}^{4}I_{11/2}$  — на шесть подуровней. Поэтому спектр люминесценции 1,06 мкм имеет сложную структуру (рис. 2.4). В спектре содержится 7 ярко выраженных линий, из которых наиболее интенсивными являются линии 1,0615 и 1,0642 мкм.





Рис. 2.3. Спектр поглощения ионов Nd<sup>3+</sup> в поле кристаллической решетки YAG [109]



Уровень  ${}^{4}I_{11/2}$ , являющийся нижним рабочим лазерным уровнем при генерации в области 1,06 мкм, расположен примерно на 0,25 эВ (~2200 см<sup>-1</sup>) выше основного состояния  ${}^{4}I_{9/2}$ . Эти уровни связаны между собой быстрой безизлучательной релаксацией. В то же время расстояние между ними существенно больше kT, что обеспечивает эффективное опустошение нижнего рабочего уровня.

При упрощенном рассмотрении работы лазера Nd<sup>3+</sup>:YAG на длине волны 1,064 мкм можно использовать четырехуровневую рабочую схему, где основной «уровень» — терм  ${}^{4}I_{9/2}$ , нижний рабочий «уровень» — терм  ${}^{4}I_{11/2}$ , верхний рабочий «уровень» — терм  ${}^{4}F_{3/2}$ , «уровень» возбуждения — термы  ${}^{4}F_{7/2}$  и  ${}^{4}F_{5/2}$ .

#### 2.3.2 Насыщающийся поглотитель

Свойства насыщающихся поглощающих кристаллов для лазеров являются всесторонне [110] [111] [112]. Экспериментальная исследованными И  $Cr^{4+}$ теоретическая оптимизация различных кристаллов, легированных являются наиболее подходящими показывает. что они насыщаемыми поглотителями в полосе длин волн 0,9÷1,2 мкм, так как обладают высоким порогом разрушения и хорошими тепловыми, механическими и оптическими

свойствами. Добротность насыщающегося поглотителя определяется как  $1/\delta = \sigma_{SA}^{gs}/\sigma_{SA}^{es}$ , где  $\sigma_{SA}^{gs}$  и  $\sigma_{SA}^{es}$  представляют собой удельные сечения поглощения соответственно в основном и в возбужденном состоянии. Для гранатов, таких как YAG, GGG и YSGG, легированных Cr<sup>4+</sup>, добротность  $1/\delta = 7 \div 11$ . Для Cr<sup>4+</sup>:LuAG  $1/\delta \approx 25$ , что указывает на потенциальную возможность использования LuAG в качестве эффективного насыщающегося поглотителя. Другим преимуществом Cr<sup>4+</sup>:LuAG по сравнению с Cr<sup>4+</sup>:YAG является то, что плотности энергии его насыщения в несколько раз ниже.

В данной работе для пассивной модуляции добротности неодимовых лазеров используется наиболее широко распространенный кристалл Cr<sup>4+</sup>:YAG. Точная энергетическая структура иона Cr<sup>4+</sup> в матрице YAG является сложной, и до конца не изучена. Однако упрощенно её можно представить в виде 4-х уровней, как показано на рис. 2.5 [113-114]. Уровень 3 ( ${}^{3}E({}^{2}T_{1})$ ), возбуждаемый излучением в полосе длин волн ~ 1 мкм, испытывает быструю безызлучательную релаксацию на уровень 2 ( ${}^{3}B_{2}$ ) за счет фононного взаимодействия. Время жизни уровня 2 ( ${}^{3}B_{2}$ ) достаточно велико — порядка 4 мкс. При поглощении фотона в переходе 2  $\rightarrow$  4 он исчезает, так как релаксация уровня 4 ( ${}^{3}E({}^{3}T_{1})$ ) является безызлучательной. На рис. 2.6 приведена зависимость коэффициента поглощения Cr<sup>4+</sup>:YAG от длины волны излучения при комнатной температуре [115].



Рис. 2.5. Упрощенная диаграмма энергетических уровней Cr<sup>4+</sup>:YAG [113]



Рис. 2.6. Спектр поглощения кристалла Cr<sup>4+</sup>:YAG при комнатной температуре [115]

#### 2.3.3 Система скоростных уравнений

В первом приближении динамика процессов генерации лазерных импульсов может быть описана на основе так называемых уравнений баланса в частных производных [108-109, 116-117]. Система балансных уравнений позволяет найти зависимости от времени плотности заселенностей рабочих уровней активных ионов и мощности генерируемого излучения. При работе с балансными уравнениями для перехода от частных производных к полным обычно производится усреднение плотности заселенности уровней активной среды и плотности светового потока накачки и лазерного излучения по длине резонатора. Усредненные балансные уравнения в литературе принято называть скоростными уравнениями. Для лазеров, работающих по четырехуровневой и квазитрехуровневой схемам, системы скоростных уравнений отличаются друг от друга. Это связано с различной энергетической структурой рабочих уровней активных ионов соответствующих лазеров, а также с допустимыми приближениями, используемыми при выводе балансных уравнений. В общем, скоростные уравнения при прогнозировании общих характеристик лазера [118].

#### Четырехуровневая схема

Как было отмечено выше, работа неодимовых лазеров, в частности  $Nd^{3+}$ :YAG, на длине волны 1,06 мкм происходит по четырехуровневой схеме. Для адекватного математического описания процессов в лазерах, работающих в режиме модуляции добротности, необходимо учитывать процессы термализации верхнего и нижнего лазерных уровней [116, 119], время установления  $t_u$  и  $t_l$  которых сравнимо с длительностью нано- и субнаносекундных импульсов. Как показано в [119], учет термализации позволяет воспроизвести появление «после-импульсов», экспериментально наблюдаемых при регистрации излучения  $Nd^{3+}$ лазеров [120]. Пространственная неоднородность накачки также является важным фактором, сильно влияющим на энергетические параметры выходных лазерных импульсов [121-122]. В дальнейшем будут рассмотрены лазеры с торцевой накачкой гауссова профиля. Полная система скоростных уравнений относительно средней плотности фотонов  $\phi(r,t)$  и населенностей уровней, усредненных по

длине резонатора лазера с насыщающимся поглотителем Cr<sup>4+</sup>:YAG, для одномодового режима генерации имеет следующий вид:

$$\frac{d\varphi(r,t)}{dt} = \sigma_{GM} c \frac{l_{GM}}{L_{CA}^{opt}} N(r,t) \left[ \varphi(r,t) + \frac{1}{V_{CA}} \right] - (1-\delta) \sigma_{SA}^{gs} c \frac{l_{SA}}{L_{CA}^{opt}} N_{SA}(r,t) \varphi(r,t) - \sigma_{SA}^{es} c \frac{l_{SA}}{L_{CA}^{opt}} N_{SA0} \varphi(r,t) - \frac{1}{t_c} \varphi(r,t),$$
(6)

$$\frac{dN_{u}(r,t)}{dt} = \kappa_{u} \frac{I_{P}(r,t)}{\hbar \omega_{P} l_{GM}} \Big( 1 - e^{-\sigma_{P} l_{GM} \left[ N_{GM} - N_{um}(r,t) - N_{lm}(r,t) \right]} \Big) \Big( 1 + R_{P} e^{-\sigma_{P} l_{GM} \left[ N_{GM} - N_{um}(r,t) - N_{lm}(r,t) \right]} \Big) - \sigma_{GM} c \frac{L_{CA}}{L_{CA}^{opt}} N(r,t) \varphi(r,t) - \frac{1}{t_{ul}} N_{u}(r,t) - \frac{1}{t_{u}} \Big[ N_{u}(r,t) - f_{u} N_{um}(r,t) \Big],$$
(7)

$$\frac{dN_{um}(r,t)}{dt} = \frac{I_P(r,t)}{\hbar \omega_P l_{GM}} \left( 1 - e^{-\sigma_P l_{GM} \left[ N_{GM} - N_{um}(r,t) - N_{lm}(r,t) \right]} \right) \left( 1 + R_P e^{-\sigma_P l_{GM} \left[ N_{GM} - N_{um}(r,t) - N_{lm}(r,t) \right]} \right) - \sigma_{GM} c \frac{L_{CA}}{L_{CA}^{opt}} N(r,t) \varphi(r,t) - \frac{1}{t_{ul}} N_{um}(r,t),$$
(8)

$$\frac{dN_{l}(r,t)}{dt} = \sigma_{GM} c \frac{L_{CA}}{L_{CA}^{opt}} N(r,t) \varphi(r,t) + \frac{1}{t_{ul}} N_{u}(r,t) - \frac{1}{t_{lg}} N_{l}(r,t) - \frac{1}{t_{l}} \Big[ N_{l}(r,t) - f_{l} N_{lm}(r,t) \Big], \tag{9}$$

$$\frac{dN_{lm}(r,t)}{dt} = \sigma_{GM} c \frac{L_{CA}}{L_{CA}^{opt}} N(r,t) \varphi(r,t) + \frac{1}{t_{ul}} N_{um}(r,t) - \frac{1}{t_{lg}} N_{lm}(r,t),$$
(10)

$$\frac{dN_{SA}(r,t)}{dt} = -\sigma_{SA}^{gs} c \frac{L_{CA}}{L_{CA}^{opt}} N_{SA}(r,t) M \phi(r,t) + \frac{1}{t_{21}} \left[ N_{SA0} - N_{SA}(r,t) \right].$$
(11)

Здесь *М* — отношение эффективных площадей моды в активном элементе и поглотителе;

 $N_{um}(r,t), N_{lm}(r,t)$  — средние населенности активных ионов на верхнем и нижнем уровнях соответственно;

 $N_u(r,t), N_l(r,t)$  — средние населенности верхнего и нижнего лазерных подуровней,  $N(r,t)=N_u(r,t)-N_l(r,t)$  — инверсная населенность;

 $f_u$  и  $f_l$  — соответствующие равновесные коэффициенты Больцмана;

*N<sub>GM</sub>* — полная концентрация активных ионов в кристалле;

 $N_{SA}(r,t)$  — концентрация  $Cr^{4+}$  в основном состоянии;

 $N_{SA0}$  — полная концентрация ионов  $Cr^{4+}$  в насыщающемся поглотителе;

*σ<sub>GM</sub>* — поперечное сечение лазерного перехода;

 $\sigma_{SA}^{gs}$  и  $\sigma_{SA}^{es}$  — сечения поглощения насыщающегося поглотителя в основном и возбужденном состоянии на длине волны лазерного излучения,  $\delta \equiv \sigma_{SA}^{es} / \sigma_{SA}^{gs}$ ;

*t<sub>ul</sub>* и *t<sub>lg</sub>* — времена жизни верхнего и нижнего лазерных уровней;

 $t_{21}$  — время жизни возбужденного уровня насыщающегося поглотителя.

Время жизни фотона в резонаторе определяется выражением:

$$t_c = \frac{2L_{CA}^{opt}}{c} \frac{1}{\gamma}$$
(12)

$$\gamma = \ln\left(\frac{1}{R_{rear}T^2}\right) + \ln\left(\frac{1}{R_{out}}\right) = \gamma_1 + \gamma_2 \tag{13}$$

характеризует потери в резонаторе, с — скорость света в вакууме.

Здесь *R<sub>rear</sub>* и *R<sub>out</sub>* — коэффициенты отражения заднего и выходного зеркал;

Т — паразитные потери в резонаторе за один проход.

 $L_{CA}^{opt} = L_{CA} + (n_{GM} - 1)l_{GM} + (n_{SA} - 1)l_{SA}$  — оптическая длина резонатора, где

 $l_{GM}$ ,  $l_{SA}$ ,  $L_{CA}$  — длина активной среды, насыщающегося поглотителя и резонатора;

*n<sub>GM</sub>* и *n<sub>SA</sub>* — коэффициенты преломления активной среды и насыщающегося поглотителя соответственно;

 $V_{CA} = A_{mod} L_{CA}^{opt}$  — эффективный объем моды в резонаторе;

 $A_{mod} = \pi r_{mod}^2$  — эффективная площадь моды,  $r_{mod}$  — радиус моды.

Параметры накачки:

*к<sub>и</sub>* — доля быстрых безызлучательных переходов из полосы накачки на верхний лазерный уровень;

σ<sub>*p*</sub> — сечение поглощения накачки;

*ω<sub>p</sub>* — круговая частота накачки;

*ћ* — постоянная Планка, деленная на 2*π*;

*R<sub>p</sub>* — коэффициент отражения зеркала на торце активного вещества в случае рассмотрения двухпроходной накачки.

Поперечное распределение интенсивности накачки на входе в активную среду  $I_p(r,t)$  с достаточной точностью можно аппроксимировать гауссовым профилем:

$$I_{p}(r,z,t) = I_{o}(t) \exp\left\{-\frac{r^{2}}{r_{p}^{2}}\right\} = P_{p}(t) \exp\left\{-\frac{r^{2}}{r_{p}^{2}}\right\} \frac{1}{\pi r_{p}^{2}}$$
(14)

где  $P_p(t)$  — мгновенная входная мощность накачки,  $r_p$  — радиус пучка накачки по уровню 1/е.

Систему скоростных уравнений (6) – (11) дополняют следующие начальные условия:

$$\varphi(r,t=0) = 0, 
N_{um}(r,t=0) = 0, 
N_{lm}(r,t=0) = 0, 
N_{u}(r,t=0) = 0, 
N_{l}(r,t=0) = 0, 
N_{SA}(r,t=0) = N_{SA0}$$
(15)

### 2.3.4 Численный алгоритм решения системы скоростных уравнений

#### Безразмерные переменные

Введем следующие обозначения:

$$N_{tr} = \frac{L_{CA}^{opt}}{c\sigma_{GM}t_c l_{GM}} = \frac{\gamma}{2\sigma_{GM}l_{GM}}$$
(16)

пороговая инверсная населенность (без учета пассивного модулятора добротности),

$$\varphi_0 = \frac{1}{c\sigma_{GM}t_c} \frac{L_{CA}^{opt}}{L_{CA}} = \frac{\gamma}{2\sigma_{GM}L_{CA}}$$
(17)

— нормировочная плотность фотонов.

Для удобства вычислений перейдем к безразмерным переменным:

$$\Phi = \frac{\varphi}{\varphi_0},$$

$$\eta_x = \frac{N_x}{N_{tr}},$$

$$t' = \frac{t}{t_c}$$
(18)

Переход к безразмерным переменным не только позволяет записать систему скоростных уравнений в более простой форме, но также существенно сокращает диапазон изменения исследуемых величин при численном моделировании. В безразмерных переменных скоростные уравнения для четырехуровневой схемы работы лазера принимают следующий вид:

$$\frac{d\Phi(r,t)}{dt} = \eta(r,t) \left[ \Phi(r,t) + \frac{1}{\varphi_0 V_{CA}} \right] - (1-\delta) \frac{\sigma_{SA}^{gs}}{\sigma_{GM}} \frac{l_{SA}}{l_{GM}} \eta_{SA}(r,t) \Phi(r,t) - \frac{\sigma_{SA}^{es}}{\sigma_{GM}} \frac{l_{SA}}{l_{GM}} \eta_{SA0}(r,t) \Phi(r,t) - \Phi(r,t),$$
(19)

$$\frac{d\eta_{u}(r,t)}{dt} = \kappa_{u} \frac{I_{P}(r,t)}{\hbar \omega_{P} l_{GM}} \Big( 1 - e^{-\sigma_{P} l_{GM} N_{tr} \left[ \eta_{GM} - \eta_{um}(r,t) - \eta_{lm}(r,t) \right]} \Big) \Big( 1 + R_{P} e^{-\sigma_{P} l_{GM} N_{tr} \left[ \eta_{GM} - \eta_{um}(r,t) - \eta_{lm}(r,t) \right]} \Big) \frac{t_{c}}{N_{tr}} - \frac{1}{2} \left[ \eta_{u}(r,t) - \frac{t_{c}}{t_{ul}} \eta_{u}(r,t) - \frac{t_{c}}{t_{ul}} \left[ \eta_{u}(r,t) - f_{u} \eta_{um}(r,t) \right],$$
(20)

$$\frac{d\eta_{um}(r,t)}{dt} = \frac{I_P(r,t)}{\hbar \omega_P l_{GM}} \Big( 1 - e^{-\sigma_P l_{GM} N_{tr} \left[ \eta_{GM} - \eta_{um}(r,t) - \eta_{lm}(r,t) \right]} \Big) \Big( 1 + R_P e^{-\sigma_P l_{GM} N_{tr} \left[ \eta_{GM} - \eta_{um}(r,t) - \eta_{lm}(r,t) \right]} \Big) \frac{t_c}{N_{tr}} - \eta(r,t) \Phi(r,t) - \frac{t_c}{t_{ul}} \eta_{um}(r,t),$$
(21)

$$\frac{d\eta_{l}(r,t)}{dt} = \eta(r,t)\Phi(r,t) + \frac{t_{c}}{t_{ul}}\eta_{u}(r,t) - \frac{t_{c}}{t_{gl}}\eta_{l}(r,t) - \frac{t_{c}}{t_{l}}\left[\eta_{l}(r,t) - f_{l}\eta_{lm}(r,t)\right],$$
(22)

$$\frac{d\eta_{lm}(r,t)}{dt} = \eta(r,t)\Phi(r,t) + \frac{t_c}{t_{ul}}\eta_{um}(r,t) - \frac{t_c}{t_{gl}}\eta_{lm}(r,t),$$
(23)

$$\frac{d\eta_{SA}(r,t)}{dt} = -\frac{\sigma_{SA}^{gs}}{\sigma_{GM}}\eta_{SA}(r,t)M\Phi(r,t) + \frac{t_c}{t_{21}} \Big[\eta_{SA0} - \eta_{SA}(r,t)\Big].$$
(24)

44

#### 2.3.5 Численная схема решения системы скоростных уравнений

Численное решение уравнений (19) – (24) осуществляется на расчетной сетке ( $r_k$ ,  $t_n$ ), где k, n — номера слоев сетки по координатам r и t соответственно. Скоростные уравнения, описывающие динамику формирования импульса в резонаторе лазера, являются жесткой системой дифференциальных уравнений, характеризующейся тем, что матрица  $\frac{d\Phi}{dt}\Big|_{\Phi^n}, \frac{d\eta_x}{dt}\Big|_{\eta_t^n}$  соответствующей линеаризованной системы плохо обусловлена. Следовательно, такая система дифференциальных уравнений имеет сильно различающиеся по величине скорости изменения фундаментальных решений, среди которых могут возникать очень быстро меняющиеся функции, например в момент выхода импульса из резонатора средняя плотность фотонов начинает экспоненциально возрастать  $\Phi(t) \sim e^{At}$ , где  $A = \tilde{\eta}_t >> 1$  — пороговое значение инверсной населенности.

Явные схемы для жестких систем уравнений требуют очень сильных ограничений на шаг  $h_t$  по независимой переменной ( $h_t < 1/|A|$ ), диктуемых быстро меняющимися фундаментальными решениями, и неэффективны, если надо получить решение на больших интервалах интегрирования, описываемое в основном медленно меняющимися фундаментальными решениями и заданными правыми частями. Проведение расчета по явной схеме с шагом, превышающим упомянутое ограничение на шаг по времени, немедленно приводит к неустойчивости. Явные схемы более высокого порядка, такие как схемы Рунге-Кутта, лишь немного ослабляют указанное ограничение шага, в итоге не устраняя его.

Ключевым средством обеспечения безусловной устойчивости является применение неявных схем решения жестких систем дифференциальных уравнений. В представленной работе использовалась безусловно устойчивая неявная схема Кранка-Николсона. В соответствии с данной схемой в n+1 временном узле имеем для плотности фотонов  $\Phi^{n+1}$  и вектора концентраций  $\mathbf{\eta}^{n+1} = \{\mathbf{\eta}^{n+1}_u, \mathbf{\eta}^{n+1}_{um}, \mathbf{\eta}^{n+1}_{lm}, \mathbf{\eta}^{n+1}_{SA}\}$ :

45

$$\Phi^{n+1} - \Phi^{n} = \left[ f_{\Phi}(\Phi^{n}, \eta^{n}) + f_{\Phi}(\Phi^{n+1}, \eta^{n+1}) \right] \frac{h_{t}^{n}}{2},$$
  
$$\eta^{n+1} - \eta^{n} = \left[ f_{\eta}(\Phi^{n}, \eta^{n}) + f_{\eta}(\Phi^{n+1}, \eta^{n+1}) \right] \frac{h_{t}^{n}}{2}$$
(25)

Здесь  $f_{\Phi}(\Phi, \mathbf{\eta}) = \frac{d\Phi}{dt}$ ,  $f_{\eta}(\Phi, \mathbf{\eta}) = \frac{d\mathbf{\eta}}{dt}$ ,  $h_t^n = t_{n+1} - t_n$  — текущий шаг расчетной сетки

по времени.

При численном решении системы уравнений (25) использовалась процедура динамического изменения шага  $h_i^n$ , как в сторону увеличения, так и в сторону уменьшения в зависимости от величины максимального временного градиента плотности фотонов. Данная процедура позволила существенно сократить вычислительные затраты, поскольку в режиме модуляции добротности плотность фотонов начинает резко возрастать лишь после достижения инверсной населенностью порогового значения, определяемого потерями излучения в резонаторе и насыщающемся поглотителе. Для адекватного описания динамики генерации импульса шаг  $h_i^n$  выбирался таким образом, чтобы относительное приращение  $\Delta \Phi/\Phi$  между двумя соседними узлами не превышало 5 %.

#### 2.3.6 Параметры вычислительных экспериментов

формулировки математической модели необходимо Для завершения привести характеристические параметры активной среды, насыщающегося поглотителя, резонатора и накачки, входящие в систему скоростных уравнений. Результаты численного моделирования сильно зависят от точности оценки значений параметров среды, некоторые из которых не всегда однозначно представлены в литературе. В таблице 2.1 собраны основные значения характеристических параметров активных сред [114, 116, 123-124], используемые Cr<sup>4+</sup>:YAG Параметры насыщающегося поглотителя моделировании. при приведены в таблице 2.2.

Таблица 2.1. Параметры активных сред, используемые при численном моделировании

Параметр	Обозначение	Nd <sup>3+</sup> :YAG	Nd <sup>3+</sup> :LSB
Длина волны лазерной генерации, нм	λ	1064	1064
Длина волны накачки, нм	$\lambda_P$	808	808
Концентрация активных ионов в матрице, см <sup>-3</sup>	$N_{GM}$	$1.5 \times 10^{20}$	5.1×10 <sup>20</sup>
Поперечное сечение переходов между рабочими уровнями, см <sup>2</sup>	σ <sub>GM</sub>	3.5×10 <sup>-19</sup>	1.3×10 <sup>-19</sup>
Поперечное сечение поглощения накачки, см <sup>2</sup>	$\sigma_P$	7.7×10 <sup>-20</sup>	7.1×10 <sup>-20</sup>
Коэффициент теплового заселения верхнего лазерного уровня	fu	0.41	0.229
Коэффициент теплового заселения нижнего лазерного уровня	$f_l$	0.19	0.612
Коэффициент теплового заселения верхнего уровня накачки	$f_{up}$	0	0
Коэффициент теплового заселения нижнего уровня накачки	$f_{lp}$	1	1
Время жизни верхнего лазерного уровня, мкс	t <sub>ul</sub>	230	118
Время жизни нижнего лазерного уровня, нс	t <sub>lg</sub>	300	100
Время термализации верхнего уровня, нс	$t_u$	12	5
Время термализации нижнего уровня, нс	$t_l$	10	2
Показатель преломления на длине волны лазерного излучения	n <sub>GM</sub>	1.818	1.828

Таблица 2.2. Параметры насыщающегося поглотителя Cr<sup>4+</sup>:YAG

		4.
Параметр	Обозначение	Cr <sup>4+</sup> :YAG
Длина волны поглощения, нм	λ	1064
Максимальная концентрация ионов Cr <sup>4+</sup> в матрице YAG, см <sup>-3</sup>	$N_{SA0}$	$10^{19}$
Поперечное сечение поглощения в основном состоянии, см <sup>2</sup>	$\sigma^{gs}_{SA}$	2.7×10 <sup>-18</sup>
Поперечное сечение поглощения в возбужденном состоянии, см <sup>2</sup>	$\sigma^{es}_{\scriptscriptstyle S\!A}$	2.0×10 <sup>-19</sup>
Время жизни возбужденного уровня, мкс	<i>t</i> <sub>21</sub>	4
Показатель преломления на длине волны лазерного излучения	n <sub>SA</sub>	1.818

#### 2.3.7 Аналитический анализ системы скоростных уравнений

#### Пороговая инверсная населенность

В режиме пассивной модуляции добротности лазерная генерация начинается в тот момент, когда инверсная населенность  $N = N_u - N_l$  достигает порогового значения  $\tilde{N}_{tr}$ , которое определяется потерями в резонаторе, включая потери, вносимые насыщающимся поглотителем. Выражение для порогового значения  $\tilde{N}_{tr}$  можно получить из уравнения (6), приравняв его левую сторону к нулю:

$$\tilde{N}_{tr} = \frac{\gamma + 2\sigma_{SA}^{gs} l_{SA} N_{SA0}}{2\sigma_{GM} l_{GM}} = -\frac{\ln(R_{rear}T^2) + \ln(R_{out}) + \ln T_{ini}^2}{2\sigma_{GM} l_{GM}} = \frac{\tilde{\gamma}}{2\sigma_{GM} l_{GM}}$$
(26)

Здесь учтено, что до начала генерации практически все активные ионы  $Cr^{4+}$ в поглотителе находятся на основном уровне,  $T_{ini} = \exp\left(-\sigma_{SA}^{gs} l_{SA} N_{SA0}\right)$  — коэффициент начального пропускания насыщающегося поглотителя. Как видно из выражения (26), инверсную пороговую населенность  $\tilde{N}_{ir}$  можно варьировать, изменяя коэффициент отражения выходного зеркала резонатора  $R_{out}$  и начальное пропускание насыщающегося поглотителя  $T_{ini}$ . Каждому фиксированному значению  $\tilde{N}_{tr}$  соответствует семейство точек  $\{T_{ini}, R_{out}\}$ , представляющих собой гиперболу на плоскости  $T_{ini}, \otimes R_{out}$ . На рис. 2.7 пунктирными кривыми представлены семейства точек  $\{T_{ini}, R_{out}\}$ , соответствующих фиксированным значениям  $\tilde{N}_{tr}$ .

Используя пороговую инверсную населенность  $\tilde{N}_{tr}$ , можно определить начальный или пороговый коэффициент усиления активной среды:

$$G_0 = \exp\left(\sigma_{GM} l_{GM} \tilde{N}_{tr}\right) = \exp(\tilde{\gamma}/2)$$
(27)

#### Критическая мощность накачки

Полагая в уравнениях (8), описывающих изменение населенности  $N_{um}$  верхнего уровня для лазера с четырехуровневой схемой работы при торцевой накачке,  $dN_{um}/dt = 0$ ,  $\varphi = 0$ ,  $N = \tilde{N}_{tr}$ , легко получить выражение для критической мощности накачки:

$$P_{P}^{cr} = \frac{\pi r_{P}^{2} \hbar \omega_{P} l_{GM} \tilde{N}_{tr}}{f_{u} t_{ul} \left(1 - e^{-\sigma_{P} l_{GM} \left[N_{GM} - \tilde{N}_{tr}/f_{u}\right]}\right) \left(1 + R_{P} e^{-\sigma_{P} l_{GM} \left[N_{GM} - \tilde{N}_{tr}/f_{u}\right]}\right)}$$
(28)

Следует отметить, что в отличие от (27), (28) обычно при оценке критической мощности накачки в литературе не учитывается ослабление пучка при прохождении через активную среду. Это приводит к сильно заниженным значениям  $P_p^{cr}$ , особенно в случаях, когда длина  $l_{GM}$  активной среды значительно превышает длину поглощения.

В том случае, если мощность накачки  $P_p < P_p^{cr}$ , то инверсная населенность никогда не сможет достигнуть порога генерации лазера и установится на некотором уровне  $N = N_{max}$ , определяемого из трансцендентного уравнения:

$$N_{max} = \frac{f_u t_{ul} P_P}{\pi r_P^2 \hbar \omega_P l_{GM}} \left( 1 - e^{-\sigma_P l_{GM} \left[ N_{GM} - N_{max} / f_u \right]} \right) \left( 1 + R_P e^{-\sigma_P l_{GM} \left[ N_{GM} - N_{max} / f_u \right]} \right)$$
(29)

49

Переходя к пределу  $P_p \to \infty$  из уравнения (33) легко получить максимально возможную инверсную населенность  $N_{max}^{\infty}$ , достижимую в активной среде:

$$N_{max}^{\infty} = \lim_{P_p \to \infty} N_{max} = f_u N_{GM}$$
(30)

Если значение  $\tilde{N}_{tr} \ge N_{max}^{\infty}$ , то лазерная генерация не возможна ни при каких мощностях излучения накачки.

#### Время накачки активной среды

Интегрируя уравнение (15) при условии  $\phi = 0$ , можно получить выражение для времени накачки  $t_p$  активной среды до момента достижения пороговой инверсной населенности  $\tilde{N}_r$  при заданной постоянной мощности накачки  $P_p$ :

$$t_{P} = \int_{0}^{\frac{N_{tr}}{f_{u}}} \left[ \frac{P_{P}}{\pi r_{P}^{2} \hbar \omega_{P} l_{GM}} \left( 1 - e^{-\sigma_{P} l_{GM} \left[ N_{GM} - N_{um} \right]} \right) \left( 1 + R_{P} e^{-\sigma_{P} l_{GM} \left[ N_{GM} - N_{um} \right]} \right) - \frac{1}{t_{ul}} N_{um} \right]^{-1} dN_{um}$$
(31)

Из соотношения (30) видно, что время накачки зависит от длины активной среды  $l_{GM}$ . Найдя экстремум функции  $t_p(l_{GM})$  возможно определить значение длины  $l_{GM}$  при которой импульсная накачка активной среды происходит за наиболее короткое время.

#### 2.3.8 Параметры лазерных импульсов

После достижения инверсной населенностью пороговой величины  $\tilde{N}_{tr}$ , начинает развиваться генерация лазерного импульса. Как показано в [119], в момент генерации лазерного импульса система скоростных уравнений может быть сведена к следующему виду:

$$\frac{d\varphi(r,t)}{dt} = \sigma_{GM} c \frac{l_{GM}}{L_{CA}^{opt}} N(r,t)\varphi(r,t) - (1-\delta)\sigma_{SA}^{gs} c \frac{l_{SA}}{L_{CA}^{opt}} N_{SA}(r,t)\varphi(r,t) - \sigma_{SA}^{es} c \frac{l_{SA}}{L_{CA}^{opt}} N_{SA0}(r,t)\varphi(r,t) - \frac{1}{t_c}\varphi(r,t),$$
(32)

$$\frac{dN(r,t)}{dt} = -\beta \,\sigma_{GM} c \frac{L_{CA}}{L_{CA}^{opt}} N(r,t) \,\varphi(r,t), \tag{33}$$

50

$$\frac{dN_{SA}(r,t)}{dt} = -\sigma_{SA}^{gs} c \frac{L_{CA}}{L_{CA}^{opt}} N_{SA}(r,t) M \varphi(r,t).$$
(34)

Здесь  $\beta$  — коэффициент, описывающий изменение разности заселенностей рабочих уровней при излучении одного фотона. В случае четырехуровневого коэффициент  $\beta$  лежит в диапазоне  $f \le \beta \le 2$ . Величина  $\beta$  зависит от соотношения между временами термализации  $t_u$ ,  $t_l$  и поперечной релаксации  $t_{lu}$ ,  $t_{lg}$  лазерных уровней, с одной стороны, и временем жизни t<sub>c</sub> фотона в резонаторе, с другой. При генерации наносекундных и субнаносекундных импульсов в типичном лазере Nd<sup>3+</sup>:YAG с пассивной модуляцией добротности коэффициент  $\beta \approx 2$ , точное его значение может быть получено из анализа результатов численного решения полной системы скоростных уравнений (6) – (11). Используя систему (32) – (34), получить аналитические оценки основных параметров можно лазерных импульсов.

#### Энергия импульса

Выходная энергия лазерных импульсов в режиме модуляции добротности главным образом определяется инверсной населенностью  $\tilde{N}_{tr}$ , которую удалось накопить в активной среде до момента начала генерации:

$$E_{out} = \frac{\hbar \omega A_{mod}}{2\beta \sigma_{GM}} \ln \frac{1}{R_{out}} \rho$$
(35)

Где  $A_{mod}$  — эффективная площадь моды в лазерном резонаторе, а параметр  $\rho$  равен логарифму отношения инверсной населенности  $\tilde{N}_{tr}$ , запасенной в среде до начала генерации импульса, и  $N_f$  — остаточной инверсной населенности после выхода импульса из резонатора:

$$\rho \equiv \ln \frac{\tilde{N}_{tr}}{N_f} \tag{36}$$

Как следует из системы уравнений (25) – (27), параметр р можно найти из трансцендентного уравнения [125-126]

$$\frac{\left(1-e^{-\rho}\right)\frac{1}{\rho}-1}{\left(1-e^{-\alpha\rho}\right)\frac{1}{\alpha\rho}-1}=\phi\tag{37}$$

$$\phi = (1 - \delta) \frac{\sigma_{SA}^{gs} l_{SA} N_{SA0}}{\sigma_{GM} l_{GM} \tilde{N}_{tr}} = (1 - \delta) \frac{\ln 1/T_{ini}}{\ln G_0}$$
(38)

$$\alpha \equiv \frac{M \,\sigma_{SA}^{gs}}{\beta \sigma_{GM}} \tag{39}$$



Рис. 2.7. Тоновые изображения зависимости выходной энергии  $E_{out}(T_{ini}, R_{out})$  от начального коэффициента пропускания насыщающегося поглотителя  $T_{ini}$  и коэффициента отражения выходного зеркала резонатора  $R_{out}$  для Nd<sup>3+</sup>:YAG лазера, при радиусе пучка накачки (генерации)  $r_{mod} = 70$  мкм. Пунктирными кривыми изображены семейства точек  $\{T_{ini}, R_{out}\}$ , соответствующие фиксированным значениям  $\tilde{N}_{tr}$ . Сплошная линия определяет оптимальные значения ( $T_{ini}^{opt}, R_{out}^{opt}$ ), при которых выходная энергия  $E_{out}^{opt} = E_{out}(T_{ini}^{opt}, R_{out}^{opt})$ является максимальной

На рис. 2.7 представлено тоновое изображение зависимости  $E_{out}(T_{ini}, R_{out})$ для неодимового лазера. Видно, что энергия импульсов возрастает с уменьшением значений  $T_{ini}$  и  $R_{out}$ . При фиксированной пороговой инверсной населенности  $\tilde{N}_{tr}$  выходная энергия  $E_{out}$  зависит от выбора точки  $(T_{ini}, R_{out})$  на кривой  $\{T_{ini}, R_{out}\}$  (пунктирные линии на рис. 2.6), соответствующей данному значению  $\tilde{N}_{tr}$ . Максимальная энергия  $E_{out}^{opt} = E_{out}(T_{ini}^{opt}, R_{out}^{opt})$  при заданном пороге  $\tilde{N}_{tr}$  достигается при оптимальных параметрах резонатора лазера, определенных в разделе 2.3.3.

#### Пиковая мощность и длительность импульса

Мощность лазерного излучения на выходном зеркале резонатора определяется следующим образом [127]:

$$P_{out}(t) = -\hbar \omega V_{CA} \frac{d\varphi}{dt} \bigg|_{R} = \frac{\hbar \omega A_{mod} L_{CA} c}{2L_{CA}^{opt}} \ln \frac{1}{R_{out}} \varphi(t)$$
(40)

Пиковая мощность импульса *P*<sup>max</sup><sub>out</sub> соответствует максимальной плотности фотонов  $\phi_{max}$  в резонаторе, которая может быть найдена из системы скоростных уравнений (32) – (34):

$$\varphi_{max} = \frac{\ln G_0}{L_{CA}\sigma_{GM}\beta} \left[ \left(1 - x\right) \left(1 - \frac{1}{\alpha}\right) + \left(1 - \phi\right) \ln x \right]$$
(41)

где  $x \equiv N_P / \tilde{N}_{tr}$  является решением уравнения:

$$\frac{x-1}{x^{\alpha}-1} = \phi \tag{42}$$

Инверсная населенность

$$N_P = x \tilde{N}_{tr} \tag{43}$$

является порогом генерации после просветления насыщающегося поглотителя и приближенно равна пороговой инверсной населенности  $N_{tr}$ , определяемой только резонаторными потерями:  $N_p \approx N_{tr}$ .

Подставляя (41) в (40), получим искомое выражение для пиковой мощности импульса:

$$P_{out}^{max} = \frac{\hbar \omega A_{mod} c}{2} \frac{\ln G_0}{L_{CA}^{opt} \sigma_{GM} \beta} \ln \frac{1}{R_{out}} \left[ (1-x) \left(1-\frac{1}{\alpha}\right) + (1-\phi) \ln x \right]$$
(44)

Из (42) видно, что пиковая мощность  $P_{out}^{max}$  обратно пропорциональна оптической длине резонатора  $L_{CA}^{opt}$ , тогда как энергия импульса  $E_{out}$  от длины резонатора не зависит (см. выражение (35)). Таким образом, изменением оптической длины резонатора лазера возможно управлять длительностью генерируемых импульсов и, следовательно, их пиковой мощностью. Длительность по половине высоты интенсивности приближенно равна

$$\tau_{out} \cong \frac{E_{out}}{P_{out}^{max}} = \frac{L_{CA}^{opt}}{c\ln G_0} \frac{\rho}{\left[\left(1-x\right)\left(1-\frac{1}{\alpha}\right) + (1-\phi)\ln x\right]}.$$
(45)

#### Период следования импульсов

После выхода импульса из резонатора значение инверсной населенности остается на уровне  $N_p$ , определяемом уравнением (42). Таким образом, для того чтобы опять накачать активную среду до порога генерации  $\tilde{N}_{tr}$  потребуется время  $t_{gen}$  меньшее, чем время накачки  $t_p$  до выхода первого импульса:

$$t_{gen} = \int_{\frac{N_f}{f_u}}^{\frac{N_r}{f_u}} \left[ \frac{P_P}{\pi r_P^2 \hbar \omega_P l_{GM}} \left( 1 - e^{-\sigma_P l_{GM} \left[ N_{GM} - N_{um} \right]} \right) \left( 1 + R_P e^{-\sigma_P l_{GM} \left[ N_{GM} - N_{um} \right]} \right) - \frac{1}{t_{ul}} N_{um} \right]^{-1} dN_{um}$$
(46)

Выражения (48) является справедливыми, если скорость накачки активной среды не превышает скорость релаксации насыщающегося поглотителя  $_{1/t_{21}}$ . В противном случае, при быстрой накачке, усиление в резонаторе может превысить потери, когда поглотитель является ещё частично просветленным после выхода предыдущего импульса, т.е. порог генерации для следующего импульса будет меньше чем  $\tilde{N}_{tr}$ . Следовательно в активной среде накопится меньше возбужденных ионов и выходная энергия лазерного импульса будет меньше чем у предыдущего. Так будет повторяться до тех пор, пока лазер не выйдет на режим стационарной генерации.

# 2.3.9 Оптимальные параметры резонатора твердотельного лазера

Используя метод множителей Лагранжа, возможно получить оптимизационное трансцендентное уравнение [125-126], решением которого является величина  $\rho = \rho_{opt}$ , соответствующая максимальной выходной энергии лазерного импульса  $E_{out}^{opt} = E_{out}(T_{ini}^{opt}, R_{out}^{opt})$  при заданном значении пороговой инверсной населенности  $\tilde{N}_{tr}$ :

$$\frac{1 - e^{-\rho}}{1 - \frac{1}{\alpha\rho} \left(1 - e^{-\alpha\rho}\right)} + \frac{1 - \frac{1}{\rho}}{1 - \frac{1}{\alpha\rho} \left(1 - e^{-\alpha\rho}\right)} \left[1 - \frac{1 - e^{-\alpha\rho}}{1 - \frac{1}{\alpha\rho} \left(1 - e^{-\alpha\rho}\right)}\right] = 1 - \xi$$
(47)

где  $\alpha$  определяется выражением (37), а

$$\xi = \delta + \frac{\gamma_1}{2\ln G_0} (1 - \delta) \tag{48}$$

 $\gamma_1 = -\ln(R_{rear}T^2)$  характеризует потери в резонаторе, без учета выходного зеркала и насыщающегося поглотителя. Из определения (48) следует, что  $\delta \le \xi \le 1$ .

Подставляя решение уравнения (47) в (37) и используя выражение (38), легко получить оптимальное значение коэффициента начального пропускания *T*<sub>ini</sub><sup>opt</sup> насыщающегося поглотителя:

$$T_{ini}^{opt} = G_0^{-\frac{\phi_{opt}}{1-\delta}}$$

$$\phi_{opt} = \frac{\left(1 - e^{-\rho_{opt}}\right) \frac{1}{\rho_{opt}} - 1}{\left(1 - e^{-\alpha\rho_{opt}}\right) \frac{1}{\alpha\rho_{opt}} - 1}$$
(49)

Из условия достижения порога генерации:

$$G_0^2 T_{ini}^2 R_{out} R_{rear} T^2 = 1$$
(50)

и (42) следует выражение для оптимального коэффициента отражения выходного зеркала  $R_{out}^{opt}$ :

$$R_{ini}^{opt} = G_0^{-\psi_{opt}}$$

$$\psi_{opt} = 2 \left[ 1 - \frac{\gamma_1}{2 \ln G_0} - \frac{\phi_{opt}}{1 - \delta} \right]$$
(51)

Энергия  $E_{out}^{opt} = E_{out}(T_{ini}^{opt}, R_{out}^{opt})$  при оптимальных значениях резонатора определяется согласно (33):

$$E_{out}^{opt} = \frac{\hbar\omega A_{mod}}{\beta\sigma_{GM}} \ln G_0 \frac{\rho_{opt}\psi_{opt}}{2} = F_{sat}^{gain} A_{mod} \ln G_0 \frac{\rho_{opt}\psi_{opt}}{2}$$
(52)

где *F*<sup>gain</sup> — флюенс насыщения [127].

На рис. 2.6 сплошной линией изображены оптимальные значения ( $T_{ini}^{opt}, R_{out}^{opt}$ ), при которых выходная энергия  $E_{out}^{opt} = E_{out}(T_{ini}^{opt}, R_{out}^{opt})$  является максимальной. Видно, что оптимальные значения  $R_{out}^{opt}$  всегда немного превышают соответствующие значения  $T_{ini}^{opt}$ . Пиковая мощность и длительность импульса, соответствующие оптимальным параметрам, могут быть рассчитаны при подстановке  $\rho_{opt}$  и  $\phi_{opt}$  в выражения (44) и (45), соответственно.

#### 2.4 Выводы по главе 2

1. Предложен метод математического моделирования твердотельных лазеров с диодной накачкой с использованием множителей Лагранжа для нахождения условного экстремума решений трансцендентных уравнений, описывающих процессы генерации.

2. Создана комплексная математическая модель Nd<sup>3+</sup>:YAG квантрона с поперечной лазерной диодной накачкой, которая позволяет выбрать оптимальную геометрию накачки активного элемента, осуществить термодинамический расчет квантрона, а также формировать требования к оптимальным параметрам лазерного резонатора.

#### ГЛАВА 3. ЛАЗЕРНАЯ ДИОДНАЯ НАКАЧКА

#### Введение к главе 3

Третья глава посвящена исследованию выходных характеристик лазерных диодных решеток в температурном диапазоне  $\Delta T > 100$  °C, так как длина волны излучения лазерного диода зависит от его температуры. Смещение длины волны от 0,22 до 0,33 нм/°С  $d\lambda/dT$  составляет [88]. В диапазоне  $\Delta 100 \ ^{\circ}\mathrm{C},$ соответствующем условиям, которых необходимо обеспечить В работоспособность лазерного генератора, сдвиг  $\Delta \lambda_P$  центральной длины волны достигает 33 нм. Так, если  $d\lambda/dT=0.25$  нм/°С и при 18 °С центральная длина волны  $\lambda_{P}$  полупроводникового излучателя равна 812 нм, то при изменении температуры лазерного диода в диапазоне от -50 до +50 °C  $\lambda_P$  будет смещаться в интервале от 795 до 820 нм. Сечение поглощения  $\sigma(\lambda)$  кристаллов легированного ионами Nd<sup>3+</sup>, используемых в качестве активного элемента лазерного генератора, практически не зависит от температуры [6]. В спектре поглощения  $\sigma(\lambda)$  кристалла Nd<sup>3+</sup>:YAG (Рис. 3.1) присутствуют острые пики сильного поглощения и минимумы, в которых поглощение мало.



Рис. 3.1. Сечение поглощения  $\sigma(\lambda)$  кристалла Nd<sup>3+</sup>:YAG

При изменении температуры лазерного диода на десятки градусов излучение накачки попадает в минимумы спектра поглощения активного элемента, что приводит к увеличению длины поглощения и сказывается на режиме генерации и эффективности лазера. В связи со значительным температурным изменением спектра генерации лазерного диода, в лазерах с диодной накачкой обычно стабилизируют температуру диода с высокой точностью. Однако существуют задачи, когда термостабилизация невозможна и необходима готовность лазера к работе без предварительного нагрева или охлаждения ЛДР. Перспективным решением является использование поверхностно-излучающий лазерный диодов с вертикальным резонатором VCSEL, длина волны излучения которых в несколько раз менее чувствительна к изменению температуры [94], но в настоящее время мощные VCSEL не являются широко доступными. Поэтому исследование возможности накачки АЭ квантрона лазерными диодными решетками в широком температурном диапазоне является актуальной задачей и важным этапом разработки квантрона, работающего в диапазоне от -50 до +50 °C без активной системы термостабилизации.

# **3.1** Экспериментальное исследование параметров излучения ЛДР в широком температурном диапазоне

Для изучения зависимости параметров лазерной диодной накачки при изменении температуры были исследованы пять ЛДР СЛМ-3 (№№ 1-5), являющимися серийной продукцией ООО НПП «Инжект». ЛДР СЛМ-3 состоит из 50 линеек мощностью 25 Вт каждая. Суммарная световая мощность ЛДР СЛМ-3 составляет не менее 1.25 кВт при токе электрической накачки 28 A и напряжении питания 110 В. Размер излучающей области решетки равен 25 × 5.0 мм, при этом соответствующая плотность мощности излучения составляет около 1 кВт/см<sup>2</sup>. Центральная длина волны исследуемых ЛДР при температуре T = 24 °C лежит в окрестности 807 нм, ширина спектра  $\Delta\lambda$  по полувысоте составляет около 2 нм. Эффективность конверсии  $\eta_M$  мощности электрического питания в мощность оптического излучения составляет около 45 %. Расходимость излучения ЛДР в перпендикулярных плоскостях различно и составляет 45  $^{\circ}$  и 15  $^{\circ}$ .

На Рис. 3.2 приведены фотография и увеличенный фрагмент излучающей области ЛДР серии СЛМ-3.



Рис. 3.2. Фотография а) ЛДР СЛМ-3, б) фрагмента излучающей области ЛДР серии СЛМ-3

На Рис. 3.3 представлены измеренные спектры  $P(\lambda)$  излучения используемых пяти ЛДР СЛМ-3 при температуре T = 24 °С и паспортным значением тока накачки  $I_0 = 28$  А. Центральная длина волны  $\lambda_0$  излучения всех пяти ЛДР лежит в окрестности 807 нм, ширина спектра  $\Delta\lambda$  по полувысоте составляет около 2 нм, что соответствует паспортным характеристикам.

С увеличением тока *I* накачки ЛДР центральная длина волны  $\lambda_0$  излучения линейно возрастает. При этом коэффициент смещения  $d\lambda_0/dI$  является несущественным и составляет не более 0,03 нм/А.



Рис. 3.3. Спектр излучения  $P(\lambda)$  ЛДР СЛМ-3 при температуре теплоотвода  $T = 24 \ ^{\circ}\text{C}$ 

Для исследования выходных характеристик ЛДР в широком температурном диапазоне, ЛДР СЛМ-З закреплялись внутри термостатической камеры с прозрачным корпусом, обеспечивающим возможность вывода излучения ЛДР [П2]. Для измерения спектра излучения использовался калиброванный спектрометр с перестраиваемой рабочей полосой шириной до 100 нм и спектральным разрешением 0,1 нм, мощность излучения регистрировалась пироэлектрическим сенсором Ophir PE-50. Питание ЛДР осуществлялось прямоугольным импульсом тока длительностью 250 мкс и стабилизированной амплитудой на уровне 28 А. Схема измерительного стенда представлена на Рис. 3.4.



Рис. 3.4. Схема измерительного стенда

На Рис. 3.5 в относительных единицах приведен спектр излучения  $P(\lambda)$  ЛДР СЛМ-3 (№ 1), измеренный при различной температуре. При 24 °С центр спектральной кривой находится на длине волны 805,7 нм. Ширина спектра по полувысоте составляет около 2 нм. С изменением температуры происходит сдвиг спектрального максимума излучения ЛДР, достигающий  $\Delta\lambda_0 \approx 28,5$  нм при  $\Delta T = 100$  °С. При этом форма и ширина спектра остаются практически неизменными.



Рис. 3.5. Спектр  $P(\lambda)$  ЛДР СЛМ-3 при различной температуре

Зависимость от температуры центральной длины волны спектра и мощности ЛДР приведена на Рис. 3.6(а) и 3.6(б), соответственно. Как видно из Рис. 3.6(а) центральная длина волны излучения линейно зависит от температуры во всем рассмотренном диапазоне. Рассчитанное методом наименьших квадратов смещение длины волны  $d\lambda/dT$  составляет в среднем 0,28 нм/°С.



Рис. 3.6. Зависимость от температуры центральной длины волны спектра (а) и мощности (б)ЛДР СЛМ-3

На Рис. 3.6 (б) представлены изменение мощности излучения ЛДР, измеренные в режиме стабилизации амплитуды тока (28.0±0.2 A). С ростом температуры происходит уменьшение мощности излучение, которое при нагреве до T = 70 °C достигает 25 % от номинального значения при T = 24 °C. При этом КПД ЛДР падает от  $\eta = 45$  % при T = 24 °C до  $\eta = 37$  % при T = 70 °C, однако ЛДР остаются работоспособной и пригодными для накачке активных элементов (Рис. 3.7).



Рис. 3.7. Зависимость КПД ЛДР СЛМ-3 от температуры

#### 3.2 Теоретическая оценка смещения длины волны $d\lambda/dT$

Зависимость ширины запрещенной зоны  $E_g(T)$  от температуры описывает эмпирическая формула, применимая для многих полупроводников:

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{\alpha T^2}{T + \beta}$$
(53)

$$\frac{dE_g}{dT} = -\alpha + \alpha \left(\frac{\beta}{T+\beta}\right)^2 \tag{54}$$

$$v_g = \frac{E_g}{h}; \quad \lambda = \frac{c}{v_g} = \frac{ch}{E_g}$$
 (55)

Для GaAs  $E_g(0) = 1,522$  эВ, коэффициенты  $\alpha \approx 5,408 \times 10^{-4}$  эВ/К,  $\beta \approx 204$  К [128]. Из выражения (53) получим смещение длины волны генерации:

$$\frac{d\lambda}{dT} = -\frac{\lambda^2}{c} \frac{1}{h} \frac{dE_g}{dT} = \frac{\alpha \lambda^2}{hc} \left( 1 - \left(\frac{\beta}{T+\beta}\right)^2 \right)$$
(56)

В температурном диапазоне от -50 до +50 °C расчетное значение смещения длины волны  $d\lambda/dT$  варьируется от 0,24 до 0,28 нм/°C, что хорошо согласуется с экспериментальным значением.

## 3.3 Диодная накачка активного элемента Nd<sup>3+:</sup>YAG

Специфика использования Nd<sup>3+</sup>:YAG лазеров в составе дальномеров, целеуказателей и других устройств в условиях ограниченного электропотребления и требований мгновенной готовности к работе в широком диапазоне температур, исключают возможность активной термостабилизации ЛДР накачки. В поперечной схеме накачки, когда ЛДР расположены вокруг АЭ, пространственное распределение плотности инверсной населенности в сечении АЭ и эффективность генерации лазера очень чувствительно к увеличению длины поглощения.

Длина поглощения  $l_{abs}$ , на которой мощность излучения накачки в АЭ падает в *е* раз, находится из решения трансцендентного интегрального уравнения вида:

$$\int P(\lambda,T) \exp\{-\sigma(\lambda) N_{GM} l_{abs}(T)\} d\lambda = e^{-1} \int P(\lambda,T) d\lambda$$
(57)

где  $P(\lambda, T)$  — спектральная плотность мощности излучения накачки, N<sub>GM</sub> — концентрация активных ионов в кристалле. На Рис. 3.8 сплошной линией приведено решение данного уравнения для излучения ЛДР СЛМ-3 с центральной длиной волны равной 811 нм при температуре T = 24 °C с шириной спектра 2 нм в диапазоне изменения температуры от - 60 до + 60 °C при концентрации ионов  $Nd^{3+}$  1 % ат. В рассмотренном диапазоне величина  $l_{abs}$  изменяется от 2 до 12 мм (Рис. 3.8 сплошная линия). При увеличении ширины спектра излучения ЛДР до 10 нм изменение амплитуды  $l_{abs}$  становится меньше в 2 раза, по сравнению с узкополосной накачкой (Рис. 3.8 пунктирная линия), что приводит к уменьшению температурной зависимости эффективности поглощения накачки в лазерном кристалле. Таким образом, использование накачки с центральной длиной волны 811 нм при 24 °C, что соответствует 808,9 нм при 17 °C и шириной спектра излучения от 2 нм и более позволит обеспечить эффективную работоспособность Nd<sup>3+</sup>:YAG в широком температурном диапазоне без предварительной термостабилизации ЛДР.



Рис. 3.8. Длина поглощения *l*<sub>abs</sub> излучения ЛДР СЛМ-3 в кристалле Nd<sup>3+</sup>:YAG 1 % ат.

#### 3.4 Выводы по главе 3

1. Впервые выполнены экспериментальные исследования спектральных и энергетических параметров ЛДР СЛМ-3 в температурном диапазоне  $\Delta T > 100$  °C. Установлено, что зависимость центральной длинны волны излучения ЛДР от температуры является линейной во всем рассмотренном диапазоне.

2. Измеренное смещение длины волны излучения лазерных диодов в рассмотренном температурном диапазоне составляет 0,28 нм/ °С. При этом ширина и форма спектра излучения остаются неизменными, а эффективность ЛДР падает с ростом температуры.

3. Проведена теоретическая оценка длины поглощения излучения ЛДР в лазерном кристалле Nd<sup>3+</sup>:YAG при изменении температуры. Установлено, что для излучения ЛДР СЛМ-3 с центральной длиной волны равной 811 нм при температуре T = 24 °C с шириной спектра 2 нм в диапазоне изменения температуры от – 50 до + 50 °C длина поглащения накачки в кристалле Nd<sup>3+</sup>:YAG  $l_{abs}$  изменяется от 2 до 9 мм, а увеличение ширины спектра излучения ЛДР до 10 нм позволяет сократить в два раза амплитуду изменения глубины поглощения накачки.

# ГЛАВА 4. КВАНТРОН С ПОПЕРЕЧНОЙ ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ, РАБОТАЮЩИЙ В ТЕМПЕРАТУРНОМ ДИАПАЗОНЕ ОТ – 50 до + 50 °C БЕЗ АКТИВНОЙ СИСТЕМЫ ТЕРМОСТАБИЛИЗАЦИИ

#### Введение к главе 4

Одна из актуальных технических задач в лазерной технике – это разработка квантрона, работающего в различных условиях эксплуатации (различных температурных диапазонах, давлении И влажности окружающей среды. механических воздействиях). Специфика использования лазерных генераторов и внелабораторных усилителей BO условиях накладывает требование на работоспособность излучающих систем в широком температурном диапазоне порядка 100 °С и устойчивости к вибрациям.

Данная глава посвящена исследованию возможности создания Nd<sup>3+</sup>:YAG квантрона с диодной накачкой и кондуктивным охлаждением активного элемента, работающего в широком температурном диапазоне без активной термостабилизации, на основе комплексного математического моделирования, которое позволяет выбирать эффективную геометрию накачки активного элемента, осуществлять термодинамический расчет, что является необходимым для разработки квантронов с высокой эффективностью. Экспериментальная верификация данного метода позволяет проверить на соответствие теоретические расчеты и результаты.

#### 4.1 Конструкция квантрона без активной системы теромстабилизации

В работе экспериментально и теоретически рассмотрены различные схемы боковой накачки активного элемента: трехсторонняя с одной цилиндрической линзой (Рис. 4.1 а) и тремя фокусирующими цилиндрическими линзами, установленными напротив каждой ЛДР (Рис. 4.1 б), пятисторонняя (Рис. 4.2) и девятисторонняя (Рис. 4.3). Для экспериментальных исследований параметров «сухого» квантрона были изготовлены действующие макеты на основе ЛДР типа СЛМ-3 ООО «НПП «Инжект», расположенных вокруг активного элемента Nd<sup>3+</sup>:YAG 1% ат. диаметром 5 или 8 мм.



Рис. 4.1. Схема «сухого» квантрона при трехсторонней поперечной накачке АЭ а) одно цилиндрическая линза, б) три фокусирующих линзы



Рис. 4.2. Схема «сухого» квантрона при пятисторонней поперечной накачке АЭ а) одно кольцо ЛДР, б) два кольца ЛДР



Рис. 4.3. Схема «сухого» квантрона при девятисторонней поперечной накачке АЭ а) одно кольцо ЛДР, б) два кольца ЛДР

В схеме «сухого» квантрона АЭ вклеивается в цилиндрическую линзу оптическим клеем. Фокусирующая линза представляет собой полированный цилиндр из лейкосапфира с коэффициентом преломления n=1,76. Лейкосапфир имеет большую теплопроводность (k=25.2 Вт/м·К при + 26 °C) и отводит тепло от активного элемента, что позволяет обеспечить охлаждения без жидкостного хладагента. Таким образом, выделяемое тепло от кристалла через линзу и медный отражатель передается на боковую поверхность корпуса квантрона, откуда при необходимости снимается при помощи воздушного охлаждения, а в случае высокой частоты повторения – жидким хладагентом. Данная схема «сухого» квантрона обеспечивает отсутствие жидкости внутри корпуса, что обеспечивает надежность, простоту изготовления и обслуживание устройства.

#### 4.2 Трехматричный квантрон с фокусирующими линзами

Ha основе моделирования был математического изготовлен И (Рис. 4.4), экспериментально исследован макет трехматричного квантрона содержащий три ЛДР СЛМ-3. Суммарная пиковая мощность оптической накачки квантрона составляет  $P_P = 3,75$  кВт. В данном макете излучение ЛДР накачки фокусируется через щели отражателя в активный элемент Nd<sup>3+</sup>:YAG 1 % ат. диаметром 5 мм и длиной 50 мм дополнительными цилиндрическими линзами диаметром 8 мм. (Рис.4.1 б). Цилиндрические линзы и центральный отражатель изготовлены из лейкосапфира.

2

3



б)



1— корпус квантрона; 2— ЛДР СЛМ-3; 3— цилиндрические линзы в виде стержней из лейкосапфира; 4— центральный блок-держатель в виде револьверного барабана

Рис. 4.4. а)Схема трехматричного квантрона; б) фото макета квантрона

Методами геометрической оптики в пакете ZEMAX было реализовано численное моделирование процесса накачки данного квантрона (п. 2.1). Ha Рис. 4.5 ЛДР показана трассировка лучей через фокусирующие цилиндрические линзы. Для построения картины поглощения излучения накачки в поперечном сечении активного элемента методом Монте-Карло использовалось 10<sup>5</sup> лучей. При моделировании вероятность поглощения луча в активном элементе рассчитывалась в соответствии с длиной поглощения  $l_{abs}(T)$  для ЛДР СЛМ-3 с шириной спектра 2 нм.



Рис. 4.5 Трассировка лучей ЛДР через оптические элементы квантрона

Схема экспериментальной регистрации распределения люминесценции в поперечном сечении активного элемента при различной температуре ЛДР представлена на Рис. 4.6. Спонтанная люминесценция, интенсивность которой пропорциональна инверсной населенности, регистрировалось CCD камерой Ophir SP620U через объектив Jupiter с фокусным расстоянием 85 мм и светосилой 1/2. На камеру фокусировали картину распределения люминесценции в середине АЭ и 20 снимали через мкс накачки. Для нагрева квантрон был обмотан токопроводящей проволокой с суммарным сопротивлением 1 Ом, через которую пропускали ток величиной 4 – 5 А. Температура ЛДР СЛМ-3 определялась по показаниям терморезистора, закрепленного на теплоотводе решетки.



1 — квантрон; 2 — объектив; 3 — ССД камера Ophir SP620U
 Рис. 4.6. Схема экспериментальной регистрации распределения спонтанной люминесценции в поперечном сечении активного элемента

На Рис. 4.7 – 4.9 показаны экспериментально полученные распределения люминисценции (средний столбец) и расчетные картины поглощения излучения при трехсторонней накачки (правый столбец) в поперечном сечении активного элемента для различной температуры ЛДР СЛМ-3. Длина поглощения  $l_{abs}$  и соответствующие температурные точки приведены в левом столбце.

Из Рис. 4.7 видно, что в диапазоне от 22 до 28°C в центре кристалла формируется распределение инверсной населенности треугольной формы, вершины которой соответствуют расположению ЛДР накачки. При температуре от 29 до 33 °С (Рис. 4.7, 4.8), когда длина поглощения становится минимальной, область инверсной населенности распадается на три независимых максимума (Рис. 4.10). Это может привести к тому, что в режиме генерации лазерный импульс будет неустойчивым и распадется на три независимых импульса, как в пространстве, так И BO времени. В качестве примера на Рис. 4.11 а) и б) представлены временные профили выходного излучения лазера с пассивной модуляцией добротности на основе данного квантрона при температурах 22 и 31°С, соответственно. Видно, что при температуре 31°С лазерный импульс распадается на три отдельных субимпульса, разнесенных во времени, каждый из которых соответствует отдельной область инверсной населенности сформированной в поперечном сечении активного элемента.



Рис. 4.7. Экспериментальные картины распределения спонтанной люминесценции (средний столбец) и расчетные картины поглощения излучения накачки (правый столбец) в поперечном сечении активного элемента



Рис. 4.8. Экспериментальные картины распределения спонтанной люминесценции (средний столбец) и расчетные картины поглощения излучения накачки (правый столбец) в поперечном сечении активного элемента



Рис. 4.9. Экспериментальные картины распределения спонтанной люминесценции (средний столбец) и расчетные картины поглощения излучения накачки (правый столбец) в поперечном сечении активного элемента
При увеличении температуры квантрона от 34 до 39 °C длина волны накачки смещается в область слабого поглощения активного элемента. При температуре 40 °C длина поглощения  $l_{abs}$  становится равной диаметру лазерного стержня. В результате распределение инверсной населенности приобретает центрально симметричный вид с максимумом на оси кристалла (Рис. 4.9). При дальнейшем увеличении температуры от 40 до 48 °C длина поглощения уменьшается и картина поглощенной накачки вновь приобретает треугольную форму (Рис. 4.9). При температуре выше 48 °C длина поглощения  $l_{abs}$  становится больше диаметра лазерного стержня. Вследствие чего распределение инверсной населенности имеет максимум на оси кристалла (Рис. 4.9), однако, коэффициент поглощения накачки падает ниже 50 % (Рис. 4.12).





Рис. 4.10. Экспериментальные картины распределения спонтанной люминесценции в поперечном сечении активного элемента при трехсторонней накачке T = 31 °C



Рис. 4.11. Временные профили лазерных импульсов ЛДР накачки

Расчетная эффективность поглощения излучения накачки в активном элементе представлена на Рис. 4.12. Максимальная величина эффективности поглощения составляет 88 % при l = 2 мм и экспоненциально падает с увеличением l до 55 % при l = 9 мм.



Рис. 4.12. Эффективность поглощения накачки трехматричного квантрона от длины поглощения

### 4.3 Пятиматричный квантрон с одной цилиндрической линзой

В ходе работы были проведены расчеты и экспериментальные исследования квантрона с пятисторонней накачкой активного элемента. В этом случае излучение пяти ЛДР СЛМ-3, мощностью 1,25 кВт каждая, фокусировалось в кристалл диаметром 5 мм одной лейкосапфировой цилиндрической линзой диаметром 20 мм (Рис. 4.2). На торцы активного элемента были нанесены просветляющие диэлектрические покрытия на длине волны 1064 нм.

Фотография квантрона представлена на Рис.4.13. Расчеты проводились в пакете ZEMAX аналогично моделированию процесса накачки трехматричного квантрона (пп. 2.1, 4.2). Экспериментальные исследования влияния температуры на параметры макета осуществлялись в камере тепла и холода MC - 811P, температура в которой изменялась в диапазоне от – 50 до + 50 °C. Излучения

люминесценции активного элемента фокусировалось на CCD камеру Ophir SP620U через прозрачное выходное окно термостатической камеры (Рис. 4.6).



Рис. 4.13. Фотография действующего макета «сухого» квантрона

Сравнение расчета с экспериментальными данными формирования пятна накачки при различных температурах от -50 до +50 °C, а следовательно при Рис. 4.14 - 4.15. различных длинах поглощения представлены на полученные распределения спонтанной люминесценции Экспериментально (средний столбец) и расчетные картины поглощения излучения пятисторонней накачки (правый столбец) ЛДР СЛМ-3 с центральной длиной волны 808,9 нм (T=20°C) в поперечном сечении АЭ при различной температуры хорошо согласуются между собой. Длина поглощения l<sub>abs</sub> и соответствующие температурные точки приведены в левом столбце.

Из Рис. 4.14 видно, что в диапазоне от – 48 до – 30 °С длина поглощения  $l_{abs}$  больше диаметра активного элемента и распределение инверсной населенности концентрируется в центре кристалла. При температурах – 25°С и от + 10 до + 40°С длина поглощения хоть и меньше диаметра кристалла максимум инверсной населенности все равно формируется на оси кристалла. При температуре от – 25 до + 10°С и выше + 40°С длина волны накачки смещается в область слабого поглощения активного элемента. Картина поглощенной накачки все еще имеет центрально симметричный вид.



Рис. 4.14. Экспериментальные картины распределения спонтанной люминесценции (средний столбец) и расчетные картины поглощения излучения накачки (правый столбец) в поперечном сечении активного элемента



Рис. 4.15 Экспериментальные картины распределения спонтанной люминесценции (средний столбец) и расчетные картины поглощения излучения накачки (правый столбец) в поперечном сечении активного элемента

Расчетная эффективность поглощения накачки пятиматричного квантрона представлена на рис. 4.16. Максимальная величина эффективности поглощения составляет 85 % при l = 2 мм и экспоненциально падает с увеличением l до 37 %

при l = 12 мм. Следует отметить, что в трехматричном квантроне эффективность поглощения была выше, однако профиль распределения инверсной населенности трехматричного квантрона имеет многопичковую форму, сильно зависящую от температуры.



Рис. 4.16. Эффективность поглощения накачки пятиматричного квантрона от длины поглощения

Численное моделирование совпадает с экспериментальными данными (Рис. 4.17). Пиковая интенсивность люминесценции (зеленые точки) соответствует максимальному распределению инверсной населенности (синяя линия) с изменением температуры. Яркость пятна накачки увеличивается с увеличением интенсивности люминесценции.



Рис. 4.17. Пиковая интенсивность люминесценции АЭ (зеленые точки) и теоретическая зависимость максимума инверсной населенности (синяя кривая)

Таким образом, численное моделирование И экспериментальные исследования показывают, что реализованная схема поперечной накачки решетками лазерных диодов, расположенных с пяти сторон вокруг кристалла Nd<sup>3+</sup>:YAG диаметром 5 мм и сфокусированных одной цилиндрической лейкосапфировой линзой диаметром 20 мм, формирует максимум инверсной населенности центре кристалла во всем температурном В диапазоне + 50 °C, от – 50 ЛО то есть профиль инверсной населенности имеет параболический вид. В случае использования квантрона в составе лазерного излучателя такое пятно накачки в сечении АЭ является удовлетворительным, так как согласуется с модой оптического резонатора.

### 4.4 Оптимальный профиль люминесценции

### 4.4.1 Пятиматричный квантрон

Необходимым условием при использовании квантронов в качестве лазерных усилителей является однородность распределения поглощенной накачки, а следовательно, инверсной населенности и коэффициента усиления в кристалла, контролируется сечении лазерного что по однородности интенсивности люминесценции. Для формирования однородного профиля поглощенной численно была рассмотрена накачки возможность усовершенствования геометрии накачки активного элемента. Оптимизация в ZEMAX показала, что дополнительные линзы, а так же увеличение диаметра центральной фокусирующей лейкосапфировой линзы, позволяют получить однородную накачку. Было предложено две модели квантрона с пятисторонней накачкой (Рис. 4.18).

В первой (Рис. 4.18 а) между ЛДР и центральной цилиндрической лейкосапфировой линзой, диаметром уже 40 мм, устанавливается дополнительная линза, радиус кривизны которой равен 5 мм, а ширина, длина и высота равны 1 мм, 10 мм и 2 мм соответственно (Рис. 4.19).

Во второй модели увеличивается диаметр центральной цилиндрической лейкосапфировой линзы до 50 мм (Рис. 4.18 б).

79



Рис. 4.18. Пятисторонняя схема накачки с фокусировкой излучения ЛДР в АЭ а) цилиндрической линзой диаметром 40 мм и 5-тью линзами,





Рис. 4.19. Фокусирующая линза

На рисунках Рис. 4.20 и Рис. 4.21, показано распределение плотности мощности поглощенного излучения диодной накачки при различной длине поглощения излучения для первой и второй модели квантрона соответственно.

Степень однородности  $\Delta$  распределения поглощенной накачки определяется как усредненное отношения разницы максимального и минимального значений к среднему значению интенсивности поглощенного излучения (люминесценции в

случае эксперимента) в рабочем диапазоне, составляющем 80% от поперечного сечения АЭ, и имеет вид:

$$\Delta = 1 - \left\langle \frac{2(I_{\max} - I_{\min})}{I_{\max} + I_{\min}} \right\rangle$$
(58)

Для первой модели (диаметр цилиндрической линзы — 40 мм плюс 5 линз) однородность составляет 45% при длине поглощения накачки  $l_{abs} = 10$  мм (Рис. 4.20а) и около 90 % при длине поглощения накачки  $l_{abs} = 3,5$  мм (Рис. 4.20 б). При этом эффективность поглощения излучения накачки составляет 44 % и 63 % соответственно.



а), в)  $l_{abs} = 10$  мм; б), г)  $l_{abs} = 3,5$  мм

Рис. 4.20. Расчетное распределение плотности поглощенной энергии излучения накачки в плоскости поперечного сечения АЭ и соответствующие диаметральные профили для квантрона с 5-ти сторонней накачкой и линзой диаметром 40мм + 5 линз при разных длинах поглощения *l*<sub>abs</sub> (модель 1)



а), в)  $l_{abs} = 10$  мм; б), г)  $l_{abs} = 3,5$  мм

Рис. 4.21. Расчетное распределение плотности поглощенной энергии излучения накачки в плоскости поперечного сечения АЭ и соответствующие диаметральные профили для квантрона с 5-ти сторонней накачкой и линзой

диаметром 50мм при разных длинах поглощения *l*<sub>abs</sub> (модель 2)

Для второй модели (диаметр цилиндрической линзы — 50 мм) степень однородности пятна поглощенной накачки в поперечном сечении активного элемента составляет 60 % при длине поглощения накачки  $l_{abs} = 10$  мм (Рис. 4.21а) и более 90 % при длине поглощения накачки  $l_{abs} = 3,5$  мм (Рис. 4.21б). Эффективность поглощения излучения накачки в этом случае составляет 43 % и 63 % соответственно.

Экспериментально однородность люминесценции в поперечном сечении активного элемента, интенсивность которой пропорциональна плотности поглощенной энергии излучения накачки, была исследована на макете квантрона с 5-ти сторонней накачкой и линзой диаметром 50 мм (Рис. 4.18 б). При

различной температуре ЛДР люминесценция регистрировалось CCD камерой Ophir SP620U через фокусирующий объектив. Схема регистрации представлена на Рис. 4.6. Измерения проводились при двух температурах, что соответствует двум длинам поглощения  $l_{abs} = 3,5$  мм и 10мм.

В данном случае однородность пятна поглощенной накачки в поперечном сечении активного элемента составляет 60 % при длине поглощения накачки  $l_{abs} = 10$  мм (Рис. 4.22 а, в) и более 90 % при длине поглощения накачки  $l_{abs} = 3,5$  мм (Рис. 4.22 б, г). Эффективность поглощения излучения накачки в этом случае составляет 43 % и 63 % соответственно.



a), в)  $l_{abs} = 10$  мм; б), г)  $l_{abs} = 3,5$  мм

Рис. 4.22. Экспериментальное распределение спонтанной люминесценции в плоскости поперечного сечения АЭ и соответствующие диаметральные профили для квантрона с 5-ти сторонней накачкой и линзой диаметром 50мм

Экспериментальные результаты хорошо совпадают с теоретическими расчетами и показывают что для квантрона с пятисторонней диодной накачкой активного элемента диаметром 5 мм и фокусировке излучения лейкосапфировой цилиндрической линзой диаметром 50 мм, однородность пространственного распределения инверсной населенности в поперечном сечении активного элемента составляет 90 %, что позволяет усиливать лазерные импульсы без искажения профиля пучка.

### 4.4.2 Девятиматричный квантрон

В качестве примера проводился расчет для квантрона с девятисторонней накачкой (Рис. 4.3) диаметр активного элемента составлял 8 мм, а диаметр цилиндрической лейкосапфировой линзы — 50 мм.



а), в)  $l_{abs} = 10$  мм; б), г)  $l_{abs} = 3,5$  мм

Рис. 4.23. Расчетное распределение плотности поглощенной энергии излучения накачки в плоскости поперечного сечения АЭ и соответствующие диаметральные профили для квантрона с 9-ти сторонней накачкой

Распределение поглощенного излучения накачки ЛДР в плоскости поперечного сечения АЭ представлено на Рис. 4.23 для длины поглощения  $l_{abs} = 10$  мм (Рис. 4.23 а) и  $l_{abs} = 3.5$  мм (Рис. 4.23 б). Соответствующие профили приведены на Рис. 4.23 в) и г). Видно, что для  $l_{abs} = 3.5$  мм однородность распределения инверсной населенности в поперечном сечении активного элемента «сухого» квантрона при фокусировке излучения диодной накачки лейкосапфировой цилиндрической линзой составляет более 60 %. Эффективность поглощения излучения накачки в случае АЭ диаметром 8 мм значительно выше, чем у кристалла с диаметром 5 мм, и составляет 69 и 87 % при  $l_{abs} = 10$  мм и  $l_{abs} = 3.5$  мм, соответственно.

# 4.5 Термодинамический расчет Nd<sup>3+</sup>:YAG квантрона

Для оценки эффективности теплоотвода у квантрона с кондуктивным активного элемента и системы накачки охлаждением был произведен термодинамический расчет в среде Comsol Multiphysics методом конечных элементов. Рассматривался квантрон с пятисторонней диодной накачкой в два кольца, с общей пиковой мощностью накачки более 20 кВт. При работе квантрона на частоте 25 Гц и длительностью импульсов накачки 250 мкс средняя мощность тепла, выделяемого 10-ю ЛДР СЛМ-3 и средняя световая мощность излучения активным элементом, составляет накачки, поглощаемая около 125 Bт. Тепловыделение в кристалле Nd:YAG составляет около 40% [107], поэтому в наших условиях тепловыделение в активном элементе составило около 50 Вт, а полное – около 175 Вт.

На Рис. 4.24 представлено расчетное стационарное распределение температуры в квантроне, установившееся через 200 с. Температура охлаждения внешнего корпуса квантрона принималась постоянной, равной + 25 °C.

На Рис. 4.25 изображена зависимость температуры от времени нагрева, видно, что при работе квантрона на частоте 25 Гц происходит выход на стационарную температуру + 39 °C у активного элемента примерно за 200 с, у ЛДР СЛМ-3 на стационарную температуру + 28 °C за 4 с.

85



Рис. 4.24. Расчетное распределение температуры в квантроне



Рис. 4.25. Зависимость температуры от времени нагрева АЭ и ЛДР при работе квантрона на частоте 25 Гц

На Рис. 4.27 изображено рассчитанное распределение температуры вдоль сечения квантрона (Рис. 4.26, красная линия) для различных моментов времени, при частоте повторения f = 25 Гц импульсов накачки ЛДР, расположенных с пяти сторон кристалла. Видно, что через 200 с, в квантроне устанавливается стационарное распределение температуры, при котором температура активного элемента достигает не более + 40 °C, несмотря на отсутствие непосредственно жидкостного охлаждения, что соответствует результатам на Рис. 4.25.



Рис. 4.26. Сечение по которому строится график



Рис. 4.27. Температура элементов квантрона при частоте следования импульсов накачки 25 Гц

### 4.5.1 Ограничения по средней мощности

В этом разделе с помощью теплового расчета производится оценка максимальной частоты работы квантрона.

Для определения ограничения по средней мощности учитывается длина поглощения  $l_{abs}$  излучения ЛДР СЛМ-3 в кристалле Nd<sup>3+</sup>:YAG (Рис. 3.8) и световая мощность ЛДР в широком температурном диапазоне (Рис. 3.6 б).

На Рис. 4.28 и 4.29 изображено рассчитанное распределение температуры вдоль сечения квантрона (Рис. 4.26, красная линия) для различных моментов

времени, при частоте повторения импульсов накачки ЛДР f = 50 и 100 Гц соответственно, расположенных с пяти сторон кристалла.

При работе квантрона на частоте повторения импульсов 50 Гц и длительностью импульсов накачки 250 мкс средняя мощность тепла, выделяемого 10-ю ЛДР СЛМ-3 и средняя световая мощность излучения накачки, поглощаемая активным элементом, составляет около 250 Вт. Тепловыделение в кристалле Nd:YAG составляет около 100 Вт, а полное – около 350 Вт. ЛДР нагревается до + 36.5 °C, а активный элемент до + 82 °C. Квантрон еще находится в зоне предельных допустимых температурных значений

При f = 100 Гц средняя световая мощность излучения накачки 500 Вт, тепловыделение в кристалле составляет около 200 Вт, а полное – около 700 Вт. Квантрон еще находится в зоне предельных допустимых температурных значений до + 140 °C, а температура ЛДР достигает 50 °C, что приводит к падению эффективности квантрона (Рис 3.7).



Рис. 4.28. Температура элементов квантрона при частоте следования импульсов накачки 50 Гц



Рис. 4.29. Температура элементов квантрона при частоте следования импульсов накачки 100 Гц

Таким образом, применение кондуктивного охлаждения активного элемента при помощи окружающей его лейкосапфировой цилиндрической линзы обеспечивает стабильную работу Nd<sup>3+</sup>:YAG квантрона с пиковой мощностью лазерной диодной накачки до 20 кВт при частоте повторения 50 Гц и средней мощности тепловыделения около 350 Вт.

### 4.6 Вывод по главе 4

1. Реализованная схема поперечной накачки решетками лазерных диодов, расположенных с пяти сторон вокруг кристалла Nd<sup>3+</sup>: YAG диаметром 5 мм и сфокусированных одной цилиндрической лейкосапфировой линзой диаметром 20 мм, формирует устойчивый параболический профиль инверсной населенности -50ЛО  $+50 \,^{\circ}C$ температуры ОТ что при изменении обеспечивает работоспособность Nd<sup>3+</sup>:YAG лазера с пассивной модуляцией добротности в указанном температурном диапазоне без активной термостабилизации.

2. Реализованная схема поперечной накачки решетками лазерных диодов, расположенных с пяти сторон вокруг кристалла Nd<sup>3+</sup>:YAG диаметром 5 мм и сфокусированных одной цилиндрической лейкосапфировой линзой диаметром

50 мм, обеспечивает однородность пространственного распределения инверсной населенности более 90 % в поперечном сечении лазерного кристалла, что позволяет усиливать лазерные импульсы без искажения профиля пучка.

3. Реализованный способ кондуктивного охлаждения активного элемента квантрона, отличающийся использованием цилиндрической линзы на базе лейкосапфира в качестве теплоотвода, обеспечивает стабильную работу Nd<sup>3+</sup>:YAG квантрона с пиковой мощностью лазерной диодной накачки до 20 кВт и частоте повторения до 50 Гц без использования жидкого хладагента внутри корпуса.

# ГЛАВА 5. ИМПУЛЬСНЫЙ УСИЛИТЕЛЬ И ЛАЗЕР И НА БАЗЕ «СУХОГО» Nd<sup>3+</sup>:YAG КВАНТРОНА

### Введение к главе 5

В ланной главе рассматривается возможность использования твердотельного Nd<sup>3+</sup>:YAG квантрона с лазерной диодной накачкой в качестве импульсного усилителя слабого сигнала и лазера с модуляцией добротности, генерирующего импульсы наносекундной длительности. Оценивается эффективность разработанного квантрона, представлены результаты измерения выходной энергии лазерных импульсов в режиме свободной генерации и коэффициента усиления. Исследуется возможность работоспособности Nd<sup>3+</sup>:YAG лазера с пассивной модуляцией добротности в температурном диапазоне от -50 до +50 °C без активной термостабилизации ЛДР [П6, П7].

### 5.1 Импульсный лазерный усилитель

### 5.1.1 Конструкция макета

Для экспериментальных исследований параметров усилителя слабого сигнала на базе «сухого» квантрона был изготовлен действующий макет усилителя (Рис. 5.1). Макет состоял из 10-ти матриц СЛМ-3 производства ООО «НПП «Инжект» пиковой мощностью 2 кВт каждая. Центральная длина волны излучения ЛДР составляла 808,1 нм при температуре теплоотвода 24 °C, ширина спектра по полувысоте — около 5 нм. ЛДР располагались с пяти сторон в два кольца вокруг лазерного кристалла Nd<sup>3+</sup>:YAG 1% ат. размером Ø5×100 мм. Торцы кристалла имели просветляющее покрытие на длине волны 1064 нм. Для получения однородного профиля коэффициента усиления АЭ вклеивался в центр цилиндрической линзы из лейкосапфира диаметром 50 мм, в соответствии с математическим моделированием п. 4.4.1 (Рис. 4.18 б).

Суммарная максимальная мощность лазерной диодной накачки в макете составляла более 20 кВт и могла варьироваться изменением амплитуды импульса тока питания ЛДР. Длительность тока накачки изменялась в диапазоне от 10 до 300 мкс. При этом соответствующая энергия импульса накачки при максимальной

амплитуде тока накачки 55 А изменялась в диапазоне от 0,2 до 6,5 Дж, соответственно.



Рис. 5.1. Фотография экспериментального макета усилителя на основе «сухого» квантрона

### 5.1.2 Режим свободной генерации

Для оценки эффективности разработанного квантрона производились измерения выходной энергии лазерных импульсов в режиме свободной генерации при установки его в оптический резонатор (Рис. 5.2), образованный плоскими зеркалами с коэффициентами отражения 99,6 % (глухое зеркало) и 50 % (выходное зеркало) на длине волны 1064 нм.



1 — глухое зеркало, R = 99,5 %; 2 — квантрон; 3 — выходное зеркало, R = 50 %; 4 — пироэлектрический измеритель энергии Ophir PE25-DIF-C

Рис. 5.2. Схема измерения выходной энергии лазерных импульсов квантрона, которая проводилась в режиме свободной генерации

Зависимость выходной энергии лазерных импульсов  $E_{out}$  от суммарной энергии накачки  $E_{in}$ , представлена на Рис. 5.3 для различной длительности импульса тока питания. Максимальное значение  $E_{out} = 1,9$  Дж достигается при амплитуде и длительности тока питания 55 А и 300 мкс, соответственно. При этом дифференциальный КПД равен 42 %, а полный коэффициент оптической конверсии составлял около 30 %.



Рис. 5.3. Выходная энергия импульсов квантрона в режиме свободной генерации при частоте повторения 2 Гц и длительности импульса тока питания: 100 мкс – черная линия, 200 мкс – красная линия и 300 мкс – синяя линия

### 5.1.3 Коэффициент усиления слабого сигнала

Коэффициент усиления квантрона определялся при пропускании через него одиночного зондирующего лазерного импульса (Рис. 5.4) длительностью 200 пс на длине волны 1064 нм [129-130]. Энергия зондирующего импульса составляла 2,5, 18 и 300 мкДж в зависимости установленного ослабляющего фильтра. Длительность импульса накачки квантрона до прихода зондирующего импульса составляла 200 мкс.



1 — лазер (200пс, 1064нм), 2 — ослабляющий фильтр, 3 — квантрон, 4 — пироэлектрический измеритель энергии Ophir PE25-DIF-C

Рис. 5.4. Схема измерения коэффициента усиления квантрона

Зависимость измеренного коэффициента усиления от амплитуды тока питания матриц лазерных диодов квантрона представлена на Рис. 5.5. Максимальный коэффициент усиления в случае малой энергии зондирующего импульса (2,5 и 18 мкДж) составил K = 162, при амплитуде тока питания I = 50 A, что соответствует суммарной энергии оптической накачки  $E_{in} = 4$  Дж. При

дальнейшем увеличении тока питания в активном элементе происходит развитие паразитной генерации и коэффициент усиления падает.

В случае энергии зондирующего импульса 300 мкДж происходит насыщение усиления и максимальный коэффициент усиления достигает не более 65.



Рис. 5.5. Коэффициент усиления квантрона от тока питания для различной энергии зондирующего импульса: 2,5 мкДж — черная кривая, 18 мкДж — красная кривая и 300 мкДж — синяя кривая

# 5.2 Наносекундный Nd<sup>3+</sup>: YAG лазер

### 5.2.1 Конструкция макета

Для экспериментальных исследований генератора лазерных импульсов на базе «сухого» квантрона был изготовлен действующий макет лазера с пассивной модуляцией добротности (Рис. 5.6). Макет состоял из 5-ти матриц СЛМ-3 ООО «НПП «Инжект» пиковой мощностью 1,25 кВт каждая. Центральная длина волны излучения ЛДР составляла 811 нм при температуре теплоотвода 24 °C, ширина спектра по полувысоте — около 5 нм. ЛДР располагались с пяти сторон в виде кольца вокруг композитного лазерного кристалла Nd<sup>3+</sup>:YAG 1% ат. размером Ø5×50 мм [П4].

Излучение пяти ЛДР фокусировалось в лазерный кристалл лейкосапфировой цилиндрической линзой диаметром 20 мм. При этом в соответствии с п. 4.3 при любой температуре из диапазона – 50 до + 50 °C

профиль инверсной населенности в поперечном сечении АЭ имеет параболический вид (Рис. 4.14 – 4.15).

Суммарная максимальная мощность лазерной диодной накачки в макете составляла 6,25 кВт при длительности тока накачки 250 мкс. При этом соответствующая энергия импульса накачки при максимальной амплитуде тока накачки 55 А составляла более 1,5 Дж.

б)



a)



Рис. 5.6. а) Макет наносекундного лазера, б) Сборка, состоящая из активного кристалла, цилиндрической линзы и медного отражателя

### 5.2.2 Композитный лазерный кристалл

Твердотельный лазер с пассивной модуляцией добротности обычно состоит из большого числа оптических и механических компонентов (Рис. 5.7 а). Каждый отдельный компонент должен быть индивидуально изготовлен, обработан и точно съюстирован в оптическом резонаторе, что повышает трудоемкость изготовления и значительно снижает надежность лазера. Для сокращения числа отдельных компонентов лазера предлагается использовать композитный лазерный кристалл, позволяющий объединить в одном элементе активную среду, оптический резонатор и элементы управления (Рис. 5.7 б).

Композитный лазерный кристалл состоит из активного элемента Nd<sup>3+</sup>:YAG и фототропного кристалла Cr<sup>+4</sup>:YAG, соединенных между собой методом высокотемпературного диффузионного сращивания. Метод диффузионного сращивания однотипных кристаллов позволяет получать монолитные структуры, прочностные характеристики которых практически такие же, как и составляющих их кристаллов [131]. Просветляющийся поглотитель Cr<sup>+4</sup>:YAG обеспечивает пассивную модуляцию добротности резонатора для генерации наносекундных

импульсов мегаваттной пиковой мощности. Коэффициент начального пропускания  $T_{ini}$  зависит от длины поглотителя и концентрации в нем ионов  $Cr^{4+}$ .



Рис 5.7. Твердотельный лазер с поперечной накачкой: а) схема лазера, состоящего из отдельных компонентов, б) схема лазера с композитным

### кристаллом

Необходимые оптические покрытия наносятся непосредственно на параллельные торцы композитного лазерного кристалла, что позволяет избежать установки зеркал, как отдельные физические компоненты резонатора. На торец стержня со стороны активного элемента Nd<sup>3+</sup>:YAG наносится отражающее покрытие на длине волны генерации (HR<sup>@1064</sup>), являющееся глухим зеркалом оптического резонатора. Со стороны пассивного затвора Cr<sup>4+</sup>:YAG наносится выходное зеркало резонатора (PR<sup>@1064</sup>) с коэффициентом отражения  $R_{out}$ .

При изготовлении композитного лазерного кристалла должны устанавливаться строгие допуски на параллельность торцевых граней. При этом обеспечивается фактически автоматическая юстировка резонатора. Устойчивая лазерная генерация возникает при параллельности торцов композитного лазерного кристалла не хуже 5". Для исключения паразитной поперечной генерации боковая поверхность кристалла должна быть матирована.

Использование композитного лазерного кристалла позволяет:

 кардинально уменьшить число необходимых оптических и механических элементов;

96

- исключить юстировку оптического резонатора лазерного излучателя;
- обеспечить устойчивость лазерного резонатора к вибрациям и ударным нагрузкам;
- упростить сборку лазера.

Значения коэффициентов *T<sub>ini</sub>* и *R<sub>out</sub>* определяют плотность энергии выходного лазерного импульса. Их оптимальные значения для фиксированных параметров накачки определяются численным моделированием (см.гл.2, п. 2.3.8).

#### 5.2.3 Оптимальные параметры резонатора

Для определения параметров *T*<sub>ini</sub> и *R*<sub>out</sub> используемого лазерного кристалла были произведены расчеты в соответствии с п. 2.3.8.

На Рис. 5.8 представлено тоновое изображение зависимости выходной энергии  $E_{out}(T_{ini}, R_{out})$  лазера. Мощность накачки составляла 6,25 кВт и эффективность поглощения в лазерном кристалле — около 80% (см. рис 4.16). Видно, что энергия импульсов возрастает с уменьшением значений  $T_{ini}$  и  $R_{out}$ .



Рис. 5.8. Тоновые изображения зависимости выходной энергии  $E_{out}(T_{ini}, R_{out})$  от начального коэффициента пропускания насыщающегося поглотителя  $T_{ini}$  и отражения выходного зеркала резонатора  $R_{out}$  для Nd<sup>3+</sup>:YAG лазера, при радиусе пучка накачки (генерации)  $r_{mod} = 2$ мм. Пунктирными кривыми изображены семейства точек { $T_{ini}, R_{out}$ }, соответствующие фиксированным значениям  $\tilde{N}_{tr}$ . Сплошная линия определяет оптимальные значения ( $T_{ini}^{opt}, R_{out}^{opt}$ ), при которых выходная энергия  $E_{out}^{opt} = E_{out}(T_{ini}^{opt}, R_{out}^{opt})$  является максимальной

При  $T_{ini} = R_{out} = 20 \%$  расчетная выходная энергия лазерного импульса составляет 130 мДж, время накачки, необходимое для генерации лазерного импульса равняется 97 мкс. Расчетная длительность лазерного импульса — 2,5 нс, временной профиль представлен на Рис. 5.9.



Рис. 5.9. Расчетный временной профиль выходного лазерного импульса

### 5.2.4 Результаты экспериментальных исследований

Композитный лазерный кристалл с рассчитанными параметрами  $T_{ini} = R_{out} = 20 \%$  (пп. 5.2.2 и 5.2.3) был заказан в компании ООО «Лазерные компоненты» и установлен в квантрон. При комнатной температуре T = 24°C была получена лазерная генерация на длине волны 1,06 мкм при частоте повторения до 25 Гц со следующими параметрами: энергия в импульсе  $E_{out} = 135 \pm 2$  мДж. Временной профиль импульса P(t) представлен на Рис. 5.10, длительность импульса по полувысоте амплитуды составляет  $\tau_{out} = 3,5 \pm 0,2$  нс (полная ширина по полувысоте). Пиковая мощность импульса достигает значения  $P_{max} = 40 \pm 2,5$  МВт.

Распределение интенсивности в плоскости поперечного сечения пучка зарегистрированное на CCD камеру в ближней зоне представлено на Рис. 5.11.

Время накачки, необходимое для генерации лазерного импульса составило 250 мкс. Эффективность оптической конверсии при этом достигает 25 %.

Экспериментально полученные параметры лазерной генерации хорошо соответствуют численному моделированию (п. 5.2.3).



Рис. 5.10. Временной профиль лазерного импульса



Рис. 5.11. Распределение интенсивности в плоскости поперечного сечения пучка

Для исследования влияния температуры в диапазоне от -50 до +50 °C на параметры излучения лазера, он был помещен в термостатическую камеру, температура в которой изменялась в диапазоне от -55 до +55 °C. На Рис. 5.12 приведена зависимость энергии  $E_{out}$  лазерных импульсов от температуры. Видно, что минимальное значение энергии  $E_{out} = 100 \pm 2$  мДж достигается при температуре  $T \approx -50$  °C, когда длина волны излучения ЛДР выходит за спектр поглощения лазерного кристалла [ПЗ, П10]. В точке  $T \approx -26$  и -12 °C наблюдаются локальные минимумы зависимости выходной энергии от температуры, так как длина волны ЛДР накачки близка к значению  $\lambda_P = 798$  и 802 нм, соответствующие провалу в спектре поглощения кристалла Nd<sup>3+</sup>:YAG (Рис. 3.1). При температуре  $T \approx 17 \,^{\circ}$ C длина волны излучения ЛДР составляет  $\lambda_P = 808,9$  нм и попадает в пик поглощения активного элемента. В этом случае выходная энергия лазерных импульсов становится максимальной и составляет  $E_{out} = 141 \pm 2$  мДж. Следует отметить, что во всем рассмотренном температурном диапазоне относительное изменение энергии импульсов не превышает 30 %.



Рис. 5.12. Зависимость энергии Е<sub>оиt</sub> лазерных импульсов от температуры

На рисунке 5.13 приведена зависимость времени выхода  $t_{gen}$  лазерных импульсов при различной температуре лазерного излучателя. Видно, что значение  $t_{gen} > 150$  мкс достигается при *T*≈-8°С и максимальное при границам рассматриваемого температурного приближении К диапазона. Увеличение времени выхода связано с уменьшением эффективности поглощения излучения накачки в лазерном кристалле. Рост время выхода при значительном нагреве ЛДР так же связан со снижением КПД полупроводникового излучателя и, следствие, падением излучаемой световой мощности ЛДР. Области как минимальных значений  $t_{gen} \approx 80$  мкс соответствуют температурам ЛДР, при которых длина волны накачки наиболее эффективно поглощается в лазерном кристалле.

Следует отметить, что зависимость  $t_{gen}(T)$  качественно повторят зависимость  $l_{abs}(T)$ , полученную теоретически (Рис. 3.8). Однако, по сравнению с  $l_{abs}(T)$ , график  $t_{gen}(T)$  наклонен относительно горизонтальной оси. Это связано с тем, что при уменьшении температуры коэффициент усиления лазерного кристалла возрастает, и, при фиксированных параметрах лазерного излучателя с пассивным модулятором добротности, происходит более быстрое просветление затвора и уменьшается время выхода  $t_{gen}$  лазерных импульсов.



Рис. 5.13. Зависимость времени выхода  $t_{gen}$  лазерных импульсов от температуры

Эффективность оптической конверсии в зависимости от температуры варьируется от 10 до 25 % (Рис. 5.14). Она равна отношению выходной энергии к времени выхода и суммарной мощности накачки и рассчитывается по формуле:



Рис. 5.14. Зависимость эффективности оптической конверсии  $\eta_{opt}$  лазерных импульсов от температуры

# 5.3 Выводы по главе 5

1. В данной главе представлено исследование коэффициента усиления квантронов с диодной накачкой и кондуктивным охлаждением. Показано, что их параметры удовлетворяют требованиям к каскадам предварительного усиления задающих генераторов мегаджоульных лазерных установок и при этом демонстрируют простоту и надежность конструкции без жидкостного охлаждения.

2. Экспериментально продемонстрировано, что Nd<sup>3+</sup>:YAG лазер с поперечной диодной накачкой и пассивной модуляцией добротности генерирует импульсное лазерное излучение с практически неизменной модовой структурой и стабильностью выходной энергии не менее 70 % в температурном диапазоне от -50 до +50 °C без активной системы термостабилизации.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Созданная модель математического моделирования твердотельных лазеров с диодной накачкой, отличающаяся использованием множителей Лагранжа для нахождения условного экстремума решений трансцендентных уравнений, описывающих процессы генерации, позволяет оптимизировать параметры резонаторов с пассивной модуляцией добротности, выбирать эффективную геометрию накачки активного элемента, осуществлять термодинамический расчет.

2. Впервые выполнены экспериментальные исследования спектральных и энергетических параметров ЛДР СЛМ-3 в температурном диапазоне  $\Delta T > 100$  °C. Установлено, что измеренное смещение длины волны излучения лазерных диодов в рассмотренном температурном диапазоне составляет 0,28 нм/ °C. При этом ширина и форма спектра излучения остаются неизменными, а эффективность ЛДР падает с ростом температуры.

3. Реализованная схема поперечной накачки решетками лазерных диодов, расположенных с пяти сторон вокруг кристалла Nd<sup>3+</sup>:YAG диаметром 5 мм и сфокусированных одной цилиндрической лейкосапфировой линзой диаметром 20 мм, формирует устойчивый параболический профиль инверсной населенности при изменении температуры от -50 до +50 °C, что обеспечивает работоспособность Nd<sup>3+</sup>:YAG лазера с пассивной модуляцией добротности в указанном температурном диапазоне без активной термостабилизации.

4. Реализованная схема поперечной накачки решетками лазерных диодов, расположенных с пяти сторон вокруг кристалла Nd<sup>3+</sup>:YAG диаметром 5 мм и сфокусированных одной цилиндрической лейкосапфировой линзой диаметром 50 мм, обеспечивает однородность пространственного распределения инверсной населенности более 90 % в поперечном сечении лазерного кристалла, что позволяет усиливать лазерные импульсы без искажения профиля пучка.

5. Реализованный способ кондуктивного охлаждения активного элемента квантрона, отличающийся использованием цилиндрической линзы на базе лейкосапфира в качестве теплоотвода, обеспечивает стабильную работу

103

Nd<sup>3+</sup>:YAG квантрона с пиковой мощностью лазерной диодной накачки до 20 кВт и частоте повторения до 50 Гц без использования жидкого хладагента внутри корпуса.

6. Экспериментально продемонстрировано, что Nd<sup>3+</sup>:YAG лазер с поперечной диодной накачкой и пассивной модуляцией добротности генерирует импульсное лазерное излучение с практически неизменной модовой структурой и стабильностью выходной энергии не менее 70 % в температурном диапазоне от -50 до + 50 °C без активной системы термостабилизации.

### БЛАГОДАРНОСТИ

В заключение я хотела бы выразить искреннюю благодарность моему научному руководителю Александру Евгеньевичу Дормидонову за помощь на всех этапах работы над диссертацией, внимание и доброе отношение ко мне.

Выражаю глубокую признательность директору ИОФ РАН Гарнову Сергею Владимировичу за всестороннюю поддержку и возможность работать на предоставленном оборудовании.

Благодарю научного консультанта Цветкова Владимира Борисовича за внимание к работе, ценные замечания и полезные рекомендации.

Я благодарна соавторам статей за плодотворное научное сотрудничество. Хотелось бы выразить благодарность сотрудникам отдела разработки лазеров, лазерно-оптических систем и изделий микроэлектроники ФГУП «ВНИИА», особенно Митрохину Владимиру Павловичу и Саввину Александру Демьяновичу за помощь в проведении экспериментов, ценные дискуссии и замечания.

Выражаю искреннюю благодарность дружному коллективу отдела колебаний, лаборатории лазерной спектроскопии ИОФ РАН за теплое отношение, всестороннюю поддержку, особенно Овчаренко Борису Дмитриевичу и Багдасарову Владимиру Хачатуровичу за помощь в проведении экспериментов, Букину Владимиру Валентиновичу и Ушакову Александру Александровичу за ценные комментарии и рекомендации по работе.

104

# СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

Статьи, включенные в перечень рецензируемых научных изданий ВАК:

- [Π1] Lednev V.N., Dormidonov A.E., Sdvizhenskii P.A., Grishin M.Ya, Fedorov A.N., Savvin A.D., Safronova E.S., and Pershin S.M. Compact diode-pumped Nd<sup>3+</sup>:YAG laser for remote analysis of low-alloy steels by laser-induced breakdown spectroscopy // Journal of Analytical Atomic Spectrometry, 2018, 33, № 2 p.294 303.
- [П2] Травина Е.С., Дормидонов А.Е., Лазерные диодные решетки высокой плотности мощности для накачки твердотельных лазеров в широком температурном диапазоне // Краткие сообщения по физике ФИАН, - 2021, 48, №4, С.36 – 41.
- [П3] Dormidonov A.E., Savvin A.D., Safronova E.S., Shaulskii D.V. Wide temperature range diode pumped Nd<sup>3+</sup>:YAG laser without active thermal stabilization // Журнал прикладной спектроскопии, - 2016, 83, № 6-16, c.481-482.

#### В других изданиях:

- [П4] Mitrokhin V.P., Dormidonov A.E., Savvin A.D., Safronova E.S., Sirotkin A.A., Firsov K.N., Compact diode-pumped NIR and MIR lasers for nonlaboratory applications// IEEE 2018 International Conference Laser Optics (ICLO) 2018, p.68
- [П5] Травина Е. С., Твердотельные квантроны с диодной накачкой для каскада усилителей задающего генератора лазерной установки мегаджоульного уровня, Сборник тезисов-XV научно-технической конференции «ВНИИА-2021», (ВНИИА, Москва) - 2021, - с.41.
- [П6] E.S. Safronova, A.E. Dormidonov, Nanosecond diode pumped near infrared and mid infrared lasers for outdoor applications// Pulsed Lasers and Laser Applications –«AMPL» -2019, -p.20.
- [П7] Сафронова Е.С., Дормидонов А.Е. Nd:YAG лазер с диодной накачкой, работающий в широком температурном диапазоне без активной термостабилизации // XI Всероссийской школе для студентов, аспирантов,

молодых ученых и специалистов по лазерной физике и лазерным технологиям – 2018, - с.303 – 305.

- [П8] Сафронова Е.С., Дормидонов А.Е. Лазерная диодная решетка высокой плотности мощности для оптической накачки активного кристалла в широком температурном диапазоне // Х Всероссийской школе для студентов, аспирантов, молодых ученых и специалистов по лазерной физике и лазерным технологиям -2017, - с.235 – 238.
- [П9] Сафронова Е. С., Дормидонов А.Е., Лазерные диодные решетки высокой плотности мощности для оптической накачки кристалла Nd:YAG в широком температурном диапазоне, Сборник тезисов-Х научнотехнической конференции «ВНИИА-2016», (ВНИИА, Москва) - 2016, - с.7.
- [П10] Сафронова Е.С., Дормидонов А.Е., Эффективная диодная накачка лазерного квантрона в широком температурном диапазоне// Сборник докладов 15-й научно - техниченской конференции «Молодежь в науке» - 2016, - с.250 – 252.

# ЛИТЕРАТУРА

- 1. Goldberg L., N.J., Schilling B., Trussel W., Hays A., *Compact laser sources for laser designation, ranging and active imaging.* Proc. of SPIE, 2007. **6552**: p. 65520G-1.
- Zhou, B., Akturk Selcuk, Prade Bernard, André Yves-Bernard, Houard Aurélien, Liu Yi, Franco Michel, D'Amico Ciro, Salmon Estelle, Hao Zuo-Qiang, Lascoux Noelle, Mysyrowicz André, *Revival of femtosecond laser plasma filaments in air by a nanosecond laser*. Optics Express, 2009. 17(14): p. 11450-11456.
- 3. A.M. Gubertov, S.G.R., A.N. Golikov, V.R. Rubinsky, V.Y. Guterman, V.P. Kosmacheva, *Laser ignition in rocket engines*. International Scientific Journal of Astronautics, 2012. **1-2**: p. 73-83.
- 4. А.Н.Голиков, В.А. Голубев, and С.Г. Ребров, Эксперементальное исследование лазерного зажигания в ракеном двигателе малой тяги с использованием полупроводникового лазера. Космонавтика и ракетостроение 2020. 1(112): р. 108-120.
- С.Г.Ребров, В.А.Г., Ю.П. Космачев, В.П. Космачева, Лазерное зажигание топлива жидкий кислород-газообразный водород в крупноразмерной камере сгорания. Известия высших учебных заведений. Машиностроение, 2019. 12 (717): р. 104-114.
- 6. Ernst Wintner, H.K., Avinash Kumar Agarwal, Margarita Angelova Deneva, Marin Nenchev Nenchev, *Laser Ignition of Engines – A Contribution to Environmental Protection and a Challenge to Laser Technology*. ANNUAL JOURNAL OF ELECTRONICS, 2014.
- 7. Faming Xu, G.J.D., Ryan Feeler, *Pump Lasers for Ultrafast Amplifiers*. Northrop Grumman Cutting Edge Optronics Technical Note #20, 2017.
- 8. <u>http://catalog.cuttingedgeoptronics.com/viewitems/laser-modules/laser-gain-modules</u>.
- 9. <u>http://lassard.ru/production/manufacture/optoelectronic/dpss-kvantronyi-ndyag.</u>
- 10. Byer, R.L., *Diode Laser-Pumped Solid-State Laser*. Science, 1988. **239**: p. 742-747.
- David Filgas, T.C., Matt Cashen, Andrew Daniele, Steve Hughes, David Mordaunta, *Recent Results for the Raytheon RELI Program*. Proc. of SPIE, 2012. 8381: p. 83810W.
- 12. A. Lapucci, M.C., M. Pucci, M. D'Uva, *High efficiency, Diode Pumped 170 W Nd:YAG ceramic slab laser.* Journal of the European Optical Society - Rapid Publications 6, 2011: p. 11047.
- 13. Hecht, J., *Photonic Frontiers: High-efficiency Optical Pumping: "Going green" cranks up the laser power.* Laser Focus World, 2016.
- A. Maleki, M.H.M.d., H. Saghafifar, M. Kavosh Tehrani, M. Soltanolkotabi, M. Dehghan Baghi, M. R. Maleki Ardestani, 57 mJ with 10 ns passively Q-switched diode pumped Nd:YAG laser using Cr4+:YAG crystal. Opt Quant Electron, 2015: p. 1-12.

- 15. Кравцов, Н.В., Основные тенденции развития твердотельных лазеров с полупроводниковой накачкой. Квантовая электроника, 2001. **31**(№8): р. 661-677.
- 16. Hirano Y., K.Y., Yamamoto S., Kasahara K., Tajime T., 208-W TEM00 operation of a diode-pumped Nd:YAG rod laser. Optics Letters, 1999. 24(10): p. 679-681.
- 17. Fan T.Y., B.R.L., *Diode laser-pumped solid-state laser*. IEEE J. Quantum Electro, 1988. **24**(6): p. 895-912.
- Marshal C.D., S.L.K., Beach R.J., Emanuel M.A., Schaffers K.I., Skidmore J., Payne S.A., Chai B.H.T., *Diode-pumped ytterbium-doped Sr/sub 5/(PO/sub* 4/)/sub3/F laser performance. IEEE J. Quantum Electro, 1996. **32**(4): p. 650-656.
- 19. Bollig C., H.R.A., Clarkson W.A., Hanna D.C., 2-W Ho:YAG laser intracavity pumped by a diode-pumped Tm:YAG laser. Optics Letters, 1998. 23(22): p. 1757-1759.
- 20. Clarkson W.A., H.P.J., Hanna D.C., *High-power diode-bar end-pumped Nd:YLF laser at 1.053 μm*. Optics Letters, 1998. **23**(17): p. 1363-1365.
- 21. Barnes, N.P., *Solid-state lasers from an efficiency perspective* IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics 2007. **13**(3): p. 435-447.
- 22. Гречин, С.Г. and П.П. Николаев, Квантроны твердотельных лазеров с поперечной полупроводниковой накачкой. Квантовая электроника, 2009. **39**(1): р. 1.
- 23. Bachmann F., L.P., Poprawe R., *High power diode lasers: Technology and Applications. New York: Springer.* 2007: p. 554.
- 24. Golla, D., *High power continuous-wave diode-laser-pumped Nd:YAG laser.* Applied Physics, 1994. **58**: p. 389-392.
- 25. S. Fujikawa, T.K., K. Yasui, *High-power and high-efficiency operation of a CW-diode-side-pumped Nd:YAG rod laser*. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 1997. **3**: p. 40-44.
- 26. T. Kojima, K.Y., *Efficient diode side-pumping configuration of a Nd:YAG rod laser with a diffusive cavity.* Applied Optics., 1997. **36**: p. 4981-4984.
- 27. S. Fujikawa, K.F., K. Yasui, 28% electrical-efficiency operation of a diode-sidepumped Nd: YAG rod laser. Optics Letters, 2001. 26: p. 602-604.
- 28. Глухин, И.В., Мощные твердотельные лазеры на Nd:YAG с поперечной диодной накачкой и улучшенным качеством излучения Журнал технической физики, 2011. **81**: p. 70-75.
- 29. Brand, T., Compact 170-W cw diode-pumped Nd:YAG rod laser with a cuspshaped reflector. Optics Letters, 1995. 20: p. 1776-1778.
- 30. Zhu, H., *Diode-side-pumped acousto-optic Q-switched 1319-nm Nd:YAG laser*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 2008. **44**: p. 480-484.
- 31. Sharma, S.K., A simple, compact, and efficient diode-side-pumped linear intracavity frequency doubled Nd:YAG rod laser with 50 ns pulse width and 124 W green output power. Review of Scientific Instruments 2010. **81**: p. 3104.
- 32. Wang Y., K.H., Design of a triangular reflector for diode-pumped solidstate lasers with both high absorption efficiency and homogeneous absorption distribution. Journal of Optics A., 2006. V.8(№ 9): p. 720-727.
- 33. Wang Y., K.H., *Optimization algorithm for the pump structure of diode sidepumped solid-state lasers*. Optics and Lasers in Engineering, 2007. **V.45**(№ 1): p. 1089-1094.
- 34. Yi J., M.H.-J., Lee J., *Diode-pumped 100-W green Nd:YAG rod laser*. Applied Optics., 2004. **43**(15): p. 3732-3737.
- 35. Lee Sungman, C.D., Kim Cheol-Jung, Zhou Jun, *Highly efficient diode sidepumped Nd:YAG ceramic laser with 210 W output power*. Optics & Laser Technology, 2007. **39**(4): p. 705-709.
- 36. Sun, Z., *Investigation on performance of high repetition diode-pumped heatcapacity Nd:YAG laser.* Chinese Physics Letters, 2005. **22**(2): p. 339-342.
- 37. Sun, Z., *Experimental study of high-power pulse side-pumped Nd:YAG laser*. Optics & Laser Technology, 2005. **37**(2): p. 163-166.
- 38. Q.Cui, *Highly efficient diode-side-pumped six-rod Nd:YAG laser*. Chinese Physics Letters, 2008. **25**(11): p. 3991–3994.
- 39. Walker, D.R., *Efficient continuous-wave TEM00 operation of a transversely diode- pumped Nd:YAG laser.* Optics Letters, 1994. V. 19(№ 14): p. 1055–1057.
- 40. Sabaghzadeh J., R.F., Mashayekhe I., 468-W CW operation of a diode-pumped Nd:YAG rod laser with high beam quality and highly efficient concentrator of pump light. Optics and Laser Technology, 2008. V. 40(№ 5): p. 748-755.
- 41. Liang D., P.R., *Diode pumping of a solid-state laser rod by a two-dimensional CPC–elliptical cavity with intervening optics*. Optics Communications, 2007. V. 275(№ 1): p. 104–115.
- 42. C.Y.Li, A kilowatt level diode-side-pumped QCW Nd:YAG ceramic laser Optics Communications, 2010. **283**: p. 5145-5148.
- 43. Peng, H., 28 W red light output at 659.5nm by intracavity frequency doubling of a Nd:YAG laser using LBO. Optics Express, 2006. **14**: p. 3961-3967.
- 44. Li, H., *Experimental 511W composite Nd:YAG ceramic laser* Chinese Optics Letters, 2005. **22**: p. 2565-2567.
- 45. D.Xu, 104 W high stability green laser generation by using diode laser pumped intracavity frequency doubling *Q*-switched composite ceramic Nd:YAG laser Optics Express, 2007. **15**: p. 3991-3997.
- 46. Zhang Z., L.Q., Gong M., *32.5 mJ and 4.6 ns 532 nm Q-switched Nd:YAG laser at 500 Hz*. Applied Optics, 2012. **52**: p. 2735-2738.
- 47. Zhang Z., L.Q., Gong M., 4.76 ns, 8.5 MW electro-optically Q-switched Nd:YAG oscillator at a repetition rate of 200 Hz. Laser Physics Letters, 2013. 10: p. 5002.
- 48. K.Du, *Neodymium:YAG 30-W CW laser side-pumped by three diode laser bars.* Applied Optics, 1998. **37** p. 2361-2364.
- 49. Yang, X., *High-beam-quality*, 5.1 J, 108 Hz diode-pumped Nd:YAG rod oscillator-amplifier laser system. Optics Communications, 2006. **266**: p. 39-43.
- 50. Yang, X., 2277-W continuous-wave diode-pumped heat capacity laser. Chinese Optics Letters, 2007. 5: p. 226-228.
- 51. Wang, Y., High efficiency, high power QCW diode-side-pumped Nd:YAG ceramic laser atv 1064 nm based on domestic ceramic. Chinese Optics Letters, 2010. 8: p. 1144-1146.

- 52. Bai, Y., High repetition rate intracavity frequency doubled LD side-pumped ceramic Nd:YAG green laser based on BBO electro-optical Q-switch Laser Physics., 2010. 20: p. 1585-1589.
- 53. H.Wang, *Experimental study of a high power and high efficiency CW diode-sidepumped Nd:YAG laser.* Optics and Laser Technology, 2004. **36**: p. 69-73.
- 54. Mukhopadhyaya, P.K., *Experimental study of simultaneous end-pumping to a diode-side-pumped intracavity frequency doubled Q-switched Nd:YAG laser.* Optics Communications, 2005. **256**: p. 139-148.
- 55. Mukhopadhyay, P.K., *Efficient and high-power intracavity frequency doubled diode-side-pumped Nd:YAG.* KTP continuous wave (CW) green laser, 2006. **259**: p. 805-811.
- 56. Li, A., *Diode side-pumped 1.3414 μm Nd:YAG laser in Q-switched mode.* Applied Optics, 2007. **46**: p. 8002-8006.
- 57. Liu Q., L.J., Gong M., *Dual-rod*, *100 Hz*, *388 mJ nanosecond Nd:YAG oscillator*. Applied Optics, 2011. **50**: p. 1186-1189.
- 58. Qi, Y., *Nd:YAG ceramic laser obtained high slope-efficiency of 62% in hugh power application.* Optics Express, 2005. **13**: p. 8725-8729.
- 59. Wang, W., Segment side-pumped Q-swithed Nd:YAG laser. Applied Optics, 2012. 51: p. 1765-1770.
- 60. J.M. Dawes, P.D., Y.Cai, *Q-switching of a diode-pumped Nd:YAG laser with low unifom gain characteristics*. Optics Communications, 1995. **115**: p. 617-625.
- 61. Furuta, K., *Diode-pumped 1 kW Q-switched Nd:YAG rod laser with high peak power and high beam quality.* Applied Optics, 2005. **44**: p. 4119-4122.
- 62. Lucianetti, A., *Beam-quality improvement of a passively Q-switched Nd:YAG laser with a core-doped rod.* Applied Optics, 1999. **38**: p. 1777-1783.
- 63. Roth, M.S., Self-compensating amplifier design for cw and Q-switched highpower Nd: YAG lasers. Optics Express, 2006. 14: p. 2191-2196.
- 64. D.L. Yu, D.Y.T., *Experemental study of a high-power CW side-pumped Nd:YAG laser*. Optics & Laser Technology, 2003. **35**: p. 37-42.
- 65. Pavel, N., Improved pump-beam distribution in a diode side-pumped solid-state laser with a highly diffuse, cross-axis beam delivery system. Applied Optics, 2000. **39**: p. 986-992.
- 66. Song, J., Control of the thermal lensing effect with different pump light distributions. Applied Optics, 1997. **36**: p. 8051-8055.
- 67. Song, J., *High optical-to-optical efficiency of LD pumped cw Nd:YAG laser under pumping distribution control.* Applied Optics, 1998. **66**: p. 539-542.
- 68. Greiner, U.J., *Diode-pumped Nd:YAG laser using reflective pump optics*. Applied Physics, 1994. **58**: p. 393-395.
- 69. Goldberg, L., J.P. Koplow, and D.A.V. Kliner, *Highly efficient 4-W Yb-doped fiber amplifier pumped by a broad-stripe laser diode*. Opt. Lett., 1999. **24**(10): p. 673-675.
- 70. vniitf.ru/data/marketing/laser/buklet%20volokonnie%20i%20tverdotelnie%20 lazeri.pdf.
- 71. Ярулина Н.Б., Б.А.В., Абышев А.А., Поляков С.А., Файзуллин О.Р., Арапов Ю.Д., Корепанов Н.В., Куликов В.В., Бызов, Р.А., Орехов Г.В., "Росатом",

"РФЯЦ-ВНИИТФ". Твердотельный лазер с термостабилизацией диодной накачки и электрооптической модуляцией добротности и устройство его управления.: р. Патент № RU 2614084 C1, Россия, H01S 3/042. №2015141181; Заявл. 28.09.2015; Опубл. 22.03.2017.

72. Lee, S., Design and fabrication of a diode side-pumped Nd:YAG laser with a diffusive

optical cavity for 500-W output power. Applied Optics., 202. 41(6): p. 1089–1094.

- 73. Meng, J., *Comparison of different side-pumping configurations for high power laser diode pumped solid-state laser.* Chinese Optics Letters, 2003. V. 1(№ 9): p. 538-540.
- 74. Koshel R.J., W.I.A., *Modeling of the gain distribution for diode pumping of a solid-state laser rod with nonimaging optics*. Applied Optics., 1993. **32**(9): p. 1517–1527.
- 75. Marshall L.R., K.A., Burnham R.L., *Highly efficient TEM00 operation of transversely diode-pumped Nd:YAG lasers*. Optics Letters, 1992. V. 17(№ 3): p. 186–188.
- 76. Qin, H., *Extraordinary variation of pump light intensity inside a four-level solidstate laser medium.* Optics and Lasers in Engineering, 2008. V. 46(№ 9): p. 628–634.
- 77. Sutton S.B., A.G.F., Simple analytical method to calculate the radial energy deposition profile in an isotropic diode-pumped solid-state laser rod. Applied Optics, 1996. V. 35(№ 30): p. 5937–5948.
- 78. Кийко, В.В., Оптимизация параметров квантрона твердотельного лазера с иодной накачкой на основе метода «светового котла». Квантовая электроника, 2015. **Т.45**(№ 6): р. 511-514.
- 79. Jackson S.D., P.J.A., *Theoretical modeling of a diode-pumped Nd:YAG laser with a solid nonfocusing pump light collector*. Applied Optics, 1994. V. 33(№ 12): p. 2273–2283.
- 80. Rustad G., S.K., Low threshold laser-diode side-pumped Tm:YAG and Tm:Ho:YAG lasers. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 1997. **3**: p. 82-89.
- 81. П.П.Николаев, Квантроны твердотельных лазеров с изменяемым распределением коэффициента усиления в активном элементе. диссертация кандата физико-математических наук: 01.04.21, Москва, 2016.
- 82. Zayhowski, J.J., *Passively Q-Switched Microchip Lasers and Applications*. Rev. Las. Eng., 1998. **26**: p. 841.
- 83. Liu, X., Zhao, W., Xiong, L., Liu, H., *Packaging of High Power Semiconductor Lasers*. Springer New York 2015.
- 84. Farzin Amzajerdian, B.L.M., Nathaniel R. Baker, Bruce W. Barnes, Renee S., Baggott, George E. Lockard, Upendr N. Singh, Michael J. Kavaya, *Improving Reliability of High Power Quasi-CW Laser Diode Arrays for Pumping Solid State Lasers*. Proc. of SPIE, 2005. **5887**: p. 58870E.
- 85. Paul Rosenberg, et al., *Highly reliable hard soldered QCW laser diode stack packaging platform.* Proc. of SPIE, 2007. **6456**: p. 645618.

- 86. E. Deichsel, et al., *High Reliable qcw Laser Bars and Stacks*. Proc. of SPIE, 2008. **6876**: p. 68760K.
- 87. Brian P. Hoden, E., NM (US), US 6352873 B1. 2002, Decade Products, Inc., Albuquerque, NM (US).
- 88. Schilling, B.W., et al., *End pumped 1.5 μm monoblock laser for broad temperature operation*. Applied Optics, 2006. **45**(25): p. 6607-6615.
- 89. Микаелян Геворк Татевосович, et al., *Решетка лазерных диодов и спорсобы* ее изготовления, патент 2396654, О.а.о.Н. "Инжект", Editor. 2008.
- 90. <u>http://lassard.ru/production/manufacture/optoelectronic/laser-diode-array.</u>
- 91. <u>http://niipolyus.ru/products-and-services/semiconductor-emitters/.</u>
- 92. <u>http://catalog.cuttingedgeoptronics.com/viewitems/high-power-laser-diodes/laser-diodes</u>.
- 93. Robert van Leeuwen, Y.X., Laurence S. Watkins, Jean-Francois Seurin, Guoyang Xu, Qing Wang, Chuni Ghosh, *High power 808 nm VCSEL arrays for pumping of compact pulsed high energy Nd3+:YAG lasers operating at 946 nm and 1064 nm for blue and UV light generation*. Proc. of SPIE, 2011. **7912**: p. 79120Z.
- 94. B. Cole, A.H., C. McIntosh, and L. Goldberg, *Wide temperature operation of a VCSEL pumped 355nm frequency tripled Nd:YAG laser.* SPIE Proc, 2013: p. 85991L-85991L-7.
- 95. http://www.amstechnologies.com/fileadmin/amsmedia/downloads/4583\_ cwchiponsubmount2dvcselarrays.pdf.
- 96. https://www.brightlaser.com.hk/content-hk/products/list1.
- 97. https://www.ttelectronics.com/TTElectronics/media/ProductFiles/Datasheets/ OPV300-310Y-314Y.pdf.
- 98. Bradley W. Schilling, S.C., A. D. Hays, Lew Goldberg, C. Ward Trussell, *End-Pumped Monoblock Laser For Eyesafe Targeting Systems*. 2006, US ARMY RDECOM CERDEC Night Vision and Electronic Sensors Directorate (NVESD) Ft. Belvoir, VA 22060.
- 99. B. Cole, A.H., C. McIntosh, and L. Goldberg, *Compact VCSEL pumped Q-switched Nd:YAG laser.* Proc. of SPIE, 2012. **8235**(823500).
- S. Maurice, R.C.W., · P. Bernardi, et. ·, *The SuperCam Instrument Suite on the Mars 2020 Rover: Science Objectives and Mast-Unit Description*. Springer 2021. 217(47): p. 1-108.
- 101. https://fr.slideserve.com/bat/3330074.
- 102. Lee, S., Design and fabrication of a diode side-pumped Nd:YAG laser with a diffusive optical cavity for 500-W output power. Applied Optics, 2002. **41**(6): p. 1089-1094.
- 103. Ajer, H., *Efficient diode-laser side-pumped TEM00-mode Nd:YAG laser*. Optics Letters, 1992. **17**(24): p. 1785-1787.
- 104. Bonnefois, A.M., *Thermal lensing and spherical aberration in high-power transversally pumped laser rods*. Optics Communications, 2006. **259**(1): p. 223–235.
- 105. Sovizi M., M.R., Study of thermal effects, considering birefringence, on phase distortion of beam in a side pumped Nd:YAG rod using BEM. Optics Communications, 2007. 275(1): p. 206-212.

- 106. С.Н. Липницкая, А.Е.Р., Д.А. Бауман, В.Е. Бугров, Моделирование оптических систем оптоэлектронных приборов, учебное пособие. Университет ИТМО, 2019.
- 107. Fan, T.Y., *Heat Generation in Nd:YAG and Yb:YAG*. IEEE J. Quantum Electro, 1993. **29**: p. 1457.
- 108. Пихтин, А.Н., Оптическая и квантовая электроника. 2001, Высшая школа: Москва. р. 573.
- 109. Тарасов, Л.В., Физика процессов в генераторах когерентного оптического излучения. 1981, Москва: Радио и связь. 440.
- 110. Kalisky, Y.,  $Cr^{4+}$ -doped crystals: their use as lasers and passive Q-switches. Progress in Quantum Electronics, 2004. **28**(5): p. 249-303.
- 111. A.G. Okhrimchuk, A.V.S., *Absorption saturation mechanism for YAG:Cr*<sup>4+</sup> *crystals.* Physical review 2000. **61**: p. 988-995.
- 112. V.B.Tsvetkov, I.A.S., A.V.Shestakov, I.A. Ivanov, Influence of excited state absorption to the residual losses and Q-switch operation of Nd-lasers with saturable absorbes doped by  $Cr^{4+}$ -ions. OSA Trends in Optics and Photonics, 2001. **50**.
- 113. Dascalu, T., et al., *Investigation of a passive Q-switched, externally controlled, quasicontinuous or continuous pumped Nd:YAG laser.* Opt. Eng., 1996. **35**(5): p. 1247.
- 114. Patel, F.D. and R.J. Beach, New formalism for the analysis of passively *Q*-switched laser systems. IEEE Journal of Quantum Electronics, 2001. **37**(5): p. 707-715.
- 115. Yin, X., et al., Actively-controllable passively Q-switched laser. Proc. of SPIE 2005. 5627: p. 199.
- 116. Voitikov, S.V., et al., Sub-nanosecond pulse dynamics of Nd:LSB microchip laser passively Q-switched by Cr:YAG saturable absorber. Optics Communications, 2005. 251: p. 154.
- 117. Beach, R.J., *Optimization of quasi-three level end-pumped Q-switched lasers*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1995. **31**(9): p. 1606-1613.
- 118. Koechner, W., Solid-State Laser Engineering. 2006, Berlin: Springer.
- 119. Degnan, J.J., D.B. Coyle, and R.B. Kay, *Effects of thermalization on Q-switched laser properties*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1998. **34**(5): p. 887-899.
- 120. Schmitt, R.L., *Monolithic passively Q-switched Cr:Nd:GSGG microlaser*. Proc. of SPIE, 2005. **5871**: p. 587105.
- 121. Fan, T.Y. and A. Sanchez, *Pump source requirements for end-pumped lasers*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1990. **26**(2): p. 311-316.
- Laporta, P. and M. Brussard, *Design criteria for mode size optimization in diodepumped solid-state lasers*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1991. 27(10): p. 2319-2326.
- 123. Kränkel, C., et al., *Continuous-wave high power laser operation and tunability of Yb:LaSc<sub>3</sub>(BO<sub>3</sub>)<sub>4</sub> in thin disk configuration*. Applied Physics B: Lasers and Optics, 2007. 87(2): p. 217-220.

- 124. Buryy, O.A., et al., *The Q-switched Nd:YAG and Yb:YAG microchip lasers optimization and comparative analysis.* Applied Physics B: Lasers and Optics, 2004. **78**(3): p. 291-297.
- 125. Degnan, J.J., *Optimization of passively Q-switched lasers*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1995. **31**(11): p. 1890-1901.
- 126. Degnan, J.J. and J.J. Zayhowski. SLR2000 microlaser performance: theory vs experiment. in 11th International Workshop on Laser Ranging. 1998. Deggendorf, Germany.
- 127. Degnan, J.J., *Theory of the optimally coupled Q-switched laser*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1989. **25**(2): p. 214-220.
- 128. M.B. Panish and H.C. Casey, *Temperature dependence of the Energy Gap in GaAs and GaP*. Journal of applied physics, 1968. **40**: p. 163-167.
- 129. Саввин А.Д., М.В.П., Дормидонов А.Е., Степанов В.М., Формирователь киловольтных наносекундных импульсов на полевых транзисторах и трансформаторе на отрезках длинных линий для управления излучением пикосекундного лазера. Технологии электромагнитной совместимости, 2019. № 4 (71).
- Savvin, A., Sirotkin, A., Mitrokhin, V. & Dormidonov A., Picosecond Diode Pumped Nd:YAG Laser for Initiation of Localized Energetic Processes in Nonlaboratory Applications. in Proceedings –. 2020 7th International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects, 2020: p. 1048-1052.
- 131. Шестаков, А., Активные элементы твердотельных лазеров. Фотоника, 2007. 5: р. 30.