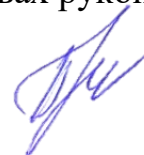


Федеральное государственное бюджетное образовательное
Учреждение высшего образования
«Владимирский государственный университет имени Александра
Григорьевича и Николая Григорьевича Столетовых»

На правах рукописи



Путилов Алексей Геннадьевич

**ОПТИМИЗАЦИЯ ФУНКЦИОНАЛЬНЫХ И КОНСТРУКТИВНЫХ
ХАРАКТЕРИСТИК ПЕРЕСТРАИВАЕМЫХ ЛАЗЕРОВ
НА ВИБРОННЫХ КРИСТАЛЛАХ БЛИЖНЕГО
ИК-ДИАПАЗОНА И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ**

2.5.5 - Технология и оборудование механической
и физико-технической обработки

диссертации на соискание ученой степени
кандидата технических наук

Научный руководитель:

д.ф.-м.н., проф.

Аракелян Сергей Мартиросович

Владимир-2024

Оглавление

ВВЕДЕНИЕ.....	4
ГЛАВА 1. ОБЗОР ПЕРЕСТРАИВАЕМЫХ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ЛАЗЕРОВ НА ВИБРОННЫХ КРИСТАЛЛАХ, ГЕНЕРИРУЮЩИХ В БЛИЖНЕМ ИК-ДИАПАЗОНЕ СПЕКТРА.....	20
Введение к главе 1.....	20
1.1 Перестраиваемые твердотельные лазеры на титан-сапфире и Cr:LiSAF.....	21
1.2 Лазеры на кристалле александрита.....	26
1.3 Лазеры на кристалле гексаалюмината бериллия.....	33
1.4 Выводы по главе 1.....	35
ГЛАВА 2. РАСЧЕТ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕРЕСТРАИВАЕМЫХ ЛАЗЕРОВ НА АЛЕКСАНДРИТЕ И ГЕКСААЛЮМИНАТЕ БЕРИЛЛИЯ	36
Введение к главе 2.....	36
2.1 Расчет и оптимизация лазера на александрите.....	37
2.1.1 Схема энергетических уровней, спектр поглощения и люминесценции кристалла александрита.....	37
2.1.2 Источник питания лазера на александрите.....	42
2.1.3 Расчет тепловой нагрузки на кристалл александрита (система термостабилизации).....	43
2.1.4 Расчет базы резонатора и определение коэффициента отражения зеркал лазера на александрите.....	44
2.2 Расчет и построение лазера на гексаалюминате бериллия в резонаторе Фабри-Перо.....	45
2.3 Схема измерения и методы определения характеристик лазерного излучения.....	52
2.4 Энергетические и пространственно-временные характеристики лазеров в неселективном резонаторе.....	53
2.4.1 Лазер на александрите.....	54
2.4.2 Лазер на гексаалюминате бериллия.....	58
2.3 Перестраиваемые лазеры на александрите и гексаалюминате бериллия в селективном резонаторе с фильтром Лио.....	61
2.3.1 Расчет фильтра Лио.....	61

2.3.2 Экспериментальное определение спектральных характеристик излучения лазера на александрите и гексаалюминате бериллия в резонаторе с фильтром Лио.....	64
2.4 Перестраиваемый лазер на александрите с дисперсионной призмой.....	67
2.4.1 Расчет дисперсионной призмы для селективного резонатора.....	67
2.4.2 Экспериментальное исследование диапазона перестройки лазера на александрите с дисперсионной призмой.....	69
Выводы по главе 2.....	71
ГЛАВА 3. ЛАЗЕРНЫЙ СИНТЕЗ И ИССЛЕДОВАНИЕ ГИБРИДНЫХ НАНОМАТЕРИАЛОВ.....	72
Введение к главе 3.....	72
3.1 Экспериментальная установка по лазерной абляции материала в жидкость.....	72
3.2 Формирование, осаждение и анализ однокомпонентных коллоидных растворов.....	79
3.3 Формирование проводящих покрытий и исследования электрофизических свойств осажденного слоя.....	89
Выводы по главе 3.....	94
ГЛАВА 4. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ УЗКОПОЛОСНОГО ПЕРЕСТРАИВАЕМОГО ЛАЗЕРА НА АЛЕКСАНДРИТЕ ДЛЯ ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКИ ПАРОВ РУБИДИЯ И ГИПЕРПОЛЯРИЗАЦИИ Хе.....	95
Введение к главе 4.....	95
4.1 Анализ методов гиперполяризации ^{129}Xe . Источники излучения для метода спин-обменной оптической накачки.....	95
4.2 Экспериментальное исследование гиперполяризации ^{129}Xe с использованием излучения перестраиваемого лазера на александрите....	105
Выводы к главе 4.....	113
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	114
БЛАГОДАРНОСТИ	115
СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ	116
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.....	120

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность работы

Для решения задач в областях лазерной спектроскопии и фотохимии, дистанционном обнаружении веществ, лазерной фотобиологии и медицине на качественно новом уровне, необходимы новые надежные широкоспектральные источники лазерного излучения [1-2], имеющие возможность плавной перестройки длины волны излучения. Одним из направлений в создании перестраиваемых лазерных систем является использование вибронных активных элементов, в том числе легированными ионами хрома.

Исследованиями генерационных характеристик и созданием лазеров на основе упомянутых выше кристаллов активно занимаются зарубежные ученые, которые делают выводы об уникальности и актуальности создаваемых лазерных систем [3-6].

Отдельным направлением является создание новых наноструктурированных вещества с улучшенными электрофизическими и оптическими свойствами. При создании материалов с уникальными свойствами используются упорядоченные и неупорядоченные ансамбли наночастиц, что определяет широкий круг практического применения таких веществ. Одним из перспективных материалов, который обладает хорошей электропроводностью и теплопроводностью является медь. Для управления данными свойствами проводятся исследования по синтезу наночастиц и управлению их дисперсностью [7]. В связи с тем, что наночастицы Си достаточно быстро окисляются [8-9] их необходимо заключить в непроницаемую оболочку. Данной оболочкой может служить углеродное покрытие. Так, синтез медных наночастиц в графеновой оболочке [10] позволил создать альтернативу наночастицам серебра и золота.

Перспективный метод гиперполяризации благородных газов [11] путем спин-обменной оптической накачки посредством облучения пара щелочного

металла лазерным излучением ближнего ИК-диапазона приводит к гиперполяризации спиновых систем.

Развитие лазерной техники позволяет создавать полупроводниковые лазеры, излучающие в ближнем ИК-диапазоне и имеющие внешние схемы сужения спектра излучения и компенсации пространственной неоднородности. В таких лазерах настройка на заданную длину волны приводит к существенному снижению мощности излучения, что в свою очередь ограничивает их применение в области создания гиперполяризационной МРТ-диагностики.

Для решения фундаментальных задач на качественно новом уровне в области гиперполяризационной МРТ необходимы надежные, компактные и multifunctionальные твердотельные лазерные излучатели, работающие как в импульсно-периодическом, так и в непрерывном режиме, обладающие возможностью дискретной и плавной перестройкой спектра генерируемого излучения ближнего ИК-диапазона.

Одним из направлений в создании надежного лазерного источника является использование в качестве активных элементов вибронных кристаллов александрита и гексаалюмината бериллия. Подобные лазерные системы являются источниками мощного излучения оптического диапазона. с использованием, как ламповой, так и диодной накачки [12-14] , а применение дисперсионных оптических элементов в резонаторах позволяет разработать методы дискретной и плавной перестройки спектра излучения.

Таким образом, комплексный подход к созданию мощных перестраиваемых лазеров на кристаллах александрита и гексаалюмината бериллия, включающий анализ современного состояния, расчеты и экспериментальные исследования, способен обеспечить значительный прогресс в перечисленных выше направлениях науки и медицины.

Объект и предмет исследования

Объектом исследования диссертационной работы является разработка твердотельных перестраиваемых лазеров ближнего ИК-диапазона на кристаллах александрита и гексаалюмината бериллия, легированных ионами трехвалентного хрома, с заданными характеристиками излучения, не имеющих аналогов. При этом изучение энергетических характеристик, спектральных и пространственно-временных параметров лазерного излучения, проведенные в диссертации, дает возможность применять их в синтезе высокоотражающих наноматериалов и в методе спин-обменной оптической накачки для гиперполяризации ^{129}Xe , что также является объектом исследования в прикладном аспекте.

Предметом исследования являлись различные типы дисперсионных резонаторов перестраиваемых лазеров, а также влияние параметров лазерного излучения на синтез высокоотражающих наноматериалов и оптическую накачку паров рубидия для различных приложений.

Цели и задачи работы

Разработка и создание твердотельных лазеров на основе вибронных кристаллов легированных ионами хрома с возможностью перестройки в спектральном диапазоне от 700 до 900 нм и определение возможности их использования в спектроскопии для разных сфер применения – от физико-химических до биолого-медицинских направлений. Акцент сделан на формировании и исследовании наночастиц меди и гибридных металлоуглеродных соединений на их основе с контролируемым получением физических свойств синтезируемых материалов. Проведенные исследования регулируемого поглощения излучения перестраиваемого импульсно-периодического лазера в парах рубидия имеют перспективу использования в различных областях, включая гиперполяризации ^{129}Xe методом спин-обменной оптической накачки, что позволит увеличить контраст изображений в МРТ-диагностике.

Поставленная цель диссертационной работы достигается путём решения следующих задач:

1. Расчет дисперсионных резонаторов для создания перестраиваемых твердотельных лазеров на основе кристаллов александрита ($\text{Cr}^{3+}:\text{BeAl}_2\text{O}_4$) и гексаалюмината бериллия ($\text{Cr}^{3+}:\text{BeAl}_6\text{O}_{10}$).
2. Создание прототипов опытных образцов - перестраиваемых лазеров и исследование их энергетических, спектральных и пространственно-временных характеристик в зависимости от типа и параметров дисперсионного резонатора.
3. Определение влияния режимов работы созданных лазерных источников на процесс формирования наночастиц меди и гибридных металлоуглеродных соединений в жидкости с требуемыми характеристиками.
4. Управление морфологией полученных наночастиц и кластерных гибридных структур в однокомпонентных коллоидных растворах, для реализации специфики электрофизики тонкопленочных образцов наноструктур, осажденных на поверхности диэлектриков.
5. Регулирование процессом оптической накачки паров рубидия на линиях D1 и D2 импульсно-периодическим излучением для возбуждения гиперполяризации ^{129}Xe методом спин-обменной оптической накачки с возможностью достижения требуемых характеристик для различных приложений.

Научная новизна

1. Предложена и теоретически обоснована схема построения мощного лазера на александрите в неселективном резонаторе. Продемонстрирована генерация излучения на длине волны 750 нм с энергией более 4,2 Дж, длительностью импульса 250 мкс и средней мощностью 78 Вт при комнатной температуре.
2. Впервые выполнена оптимизация параметров накачки и

продемонстрирован перестраиваемый твердотельный лазер на гексаалюминате бериллия в резонаторе с фильтром Лио. Средняя выходная мощностью излучения превысила 10 Вт. Теоретически обосновано применение селективного резонатора с трехступенчатым фильтром Лио. Получена перестраиваемая генерация излучения от 795 до 891 нм со спектральной шириной 1,5 нм и длительностью импульса лазерного излучения 40 мкс.

3. Впервые предложено использовать излучение лазера на александрите в режиме свободной генерации для синтеза наночастиц меди в методе лазерной абляции материала в жидкость. Установлено, что в режиме свободной генерации временная форма импульса излучения лазера представляет собой цуг импульсов длительностью ~ 400 нс и частотой следования 200 кГц не затухающий в пределах импульса накачки. Этот факт позволяет использовать излучение лазера без модуляции добротности для управляемого синтеза высокоотражающих наноматериалов.

4. Впервые экспериментально продемонстрирована гиперполяризация ^{129}Xe импульсно-периодическим излучением перестраиваемых лазеров на александрите и гексаалюминате бериллия. Реализован метод непрямой оптической накачки ^{129}Xe путем воздействия излучением перестраиваемого лазера на александрите на линии поглощения изотопов рубидия 85 и 87 на длинах волн 780 и 794,7 нм. Степень проработанности

В настоящее время широко распространены различные типы перестраиваемых лазеров, в частности на красителях. В таких лазерах получена перестройка излучения в широком спектральном диапазоне в непрерывном [15] и в импульсно-периодическом режимах [16, 17]. В качестве источника накачки красителя используют оптические гармоники, генерируемые твердотельными лазерами [18, 19], излучение лазерных диодов [20]. Однако, в таких системах крайне сложно создать импульсно-периодические лазеры с уровнем выходной энергии в несколько джоулей и длительностью импульса оптического излучения в сотни микросекунд.

Стандартная выходная мощность разработанных перестраиваемых лазеров на красителях не превышает единиц Ватт [21], а в импульсном режиме энергия, как правило, не превышает Джоуля [22-24]. Основными недостатками при разработке лазеров на красителях, с выходной энергией в единицы и десятки джоулей [25], является нестабильность его выходных параметров в течение длительного времени из-за быстрого фотохимического распада активной среды [26].

Что касается перестраиваемых лазеров на основе твердотельных активных сред, то они обладают рядом важных преимуществ [27]:

- высокая концентрация активных центров генерации ($\sim 10^{23} \text{ см}^{-3}$);
- управляемая упорядоченная структура твердотельных сред;
- возможность использования большого разнообразия кристаллов, стекол с активными примесями для получения регулируемых режимов генерации.

Спектральный диапазон генерации твердотельных лазеров достаточно широк и адаптируется под конкретные задачи. Однако, при этом остается ряд актуальных проблем, требующих для своего решения использования лазеров с конкретно выбираемыми длинами волн генерируемого излучения. К таким задачам относится гиперполяризация благородных газов через спин-обменное взаимодействие паров рубидия и цезия, которые очень перспективны и востребованы для различных приложений физики [28] и различных областях медицины [29].

Проблема создания источников лазерного излучения с требуемыми спектральными характеристиками в основном решается путем перестройки излучения в селективном резонаторе или при непосредственном нелинейном преобразовании лазерного излучения.

В первом случае используются среды с широкой полосой усиления и внутрирезонаторные дисперсионные элементы (дифракционные решетки, призмы и т.д.), а во втором случае – применяются кристаллы, обладающие нелинейно-оптическими свойствами (генерация гармоник, параметрическая генерация, ВКР, например, [30, 31]).

Излучатели, использующие нелинейное преобразование спектра генерации выходного излучения, такие как оптические параметрические генераторы [32, 33], имеют недостаточную среднюю мощность, поскольку нелинейное параметрическое взаимодействие в нелинейном материале требует выполнения ряда непростых условий [34].

С другой стороны, перестройка длины волны генерируемого излучения возможна в лазерах с большой шириной линии усиления. При этом диапазон перестройки соответствует ширине линии, и для современных лазеров она может составлять в среднем порядка 100 нм. Основными перестраиваемыми твердотельными лазерами сегодня являются лазеры на основе титан-сапфира $\text{Ti}:\text{Al}_2\text{O}_3$ [35], $\text{Co}:\text{MgF}_2$ [36], $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSrAlF}_6$ [37], $\text{Cr}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$, александрита $\text{Cr}^{3+}:\text{BeAl}_2\text{O}_4$ [38] и гексаалюмината бериллия $\text{Cr}^{3+}:\text{BeAl}_6\text{O}_{10}$ [39].

Одним из способов требуемой перестройки лазерного излучения является применение соответствующих дисперсионных элементов для построения спектрально селективных резонаторов. При этом внесение дисперсионных элементов приводит к управляемым частотно-селективным потерям в резонаторе, т.е. условия для генерации разных мод становятся управляемыми. Таким образом, оказывается возможным эффективное ограничение спектральной полосы генерируемого излучения под требуемые условия. Сужение спектра излучения в определенной области происходит за счет ухудшения добротности резонатора для нее, но с увеличением мощностных параметров в выбранном диапазоне оптического спектра [40].

Эффективность работы резонатора по мощности на выделенной частоте зависит от его параметров и определяется произведением коэффициентов пропускания внутрирезонаторных элементов и коэффициентов отражения зеркал. Спектральный диапазон пропускания подбираемого селективного резонатора зависит от дисперсионного элемента, т.к. потери, вносимые остальными оптическими элементами, носят неселективный характер и влияют на общую потерю мощности.

По типу применяемых дисперсионных элементов резонаторы лазеров

можно разделить на различные группы.

1. Призмённые дисперсионные резонаторы. В данном типе резонатора роль дисперсионного элемента выполняет призма, установленная под определенным углом к оптической оси излучения. Настройка на требуемую длину волны излучения выполняется поворотом отражающего зеркала. В этом случае добротность резонатора селективна. К основным видам неселективных потерь можно отнести как поглощение в самой призме, так и отражение от ее граней. [40].

2. Резонаторы с дифракционными решетками. Помещенная в резонатор дифракционная решетка под углом скользющего падения сужает полосу пропускания резонатора. Перестройка спектра излучения осуществляется поворотом вокруг оси дифракционной решетки. [41]

Применение дифракционных решеток в резонаторе приводит к его высокой избирательности, большой области дисперсии и возможности плавной, линейной по спектру перестройки излучения. Главным недостатком дифракционных решеток является низкая лучевая стойкость по сравнению с интерференционно-поляризационными фильтрами (см. следующий п.3) и призмами, что ограничивает применение дифракционных решеток в импульсно-периодических лазерах с высокой пиковой энергией при субнаносекундной длительности оптических импульсов генерируемого излучения.

3. Резонаторы с интерференционно-поляризационными фильтрами. В резонаторе с фильтром перестройка длины волны излучения производится вращением оптического элемента фильтра вокруг оси [42]. В области свободной дисперсии перемещение основных максимумов пропускания излучения происходит линейно.

К основным достоинствам подобных фильтров можно отнести высокую лучевую стойкость и малый уровень неселективных потерь.

В этом последнем аспекте большие перспективы имеет применение кристаллов александрита и гексаалюмината бериллия в соответствующих

типах селективных резонаторов для создания мощного узкополосного перестраиваемого лазера, работающего в спектральном диапазоне излучения 700 - 950 нм для использования как при синтезе требуемых наноматериалов [43], так и в схемах для оптической накачки паров рубидия [44].

Теоретическая и практическая значимость работы

Применение вибронных кристаллов легированных ионами хрома (александрит и гексаалюминат бериллия) в качестве активных элементов позволяет создать мощные твердотельные лазеры. Для каждой из рассматриваемых задач возможно использование различных типов дисперсионных элементов.

Так, дисперсионные призмы обеспечивают широкий диапазон перестройки излучения.

Другой тип дисперсионного элемента – многоступенчатые интерференционно-поляризационные фильтры, типа фильтра Лио, при использовании их в совокупности с тонким эталоном позволяют получать узкую линию генерации в заданном спектральном диапазоне.

Использование предложенных типов резонаторов и активных элементов позволяют утверждать, что они откроют новые возможности для изготовления компактных и мощных источников лазерного излучения для разных применений. Речь может идти о компонентах дистанционного зондирования атмосферы, о направленном синтезе материалов и гибридных наноструктур, аддитивных технологиях объектов со сложной топологией, а также о ряде медицинских приложений, в частности – МРТ диагностика.

Данные позиции связаны со способностью, в предложенных исследованиях, плавно изменять спектр перестройки выходного излучения, что позволяет контролировать в заданном направлении размер и форму синтезируемых наноструктур с помощью метода лазерной абляции материала помещенного в жидкость. При таком создании материалов с прогнозируемыми уникальными функциональными свойствами, в частности,

электропроводимостью, будут использоваться упорядоченные и неупорядоченные контролируемые ансамбли наночастиц, кластеров. Это и определяет широкий круг практического применения таких объектов разной топологии.

В аспекте решения фундаментальных задач на новых физических принципах, в частности, когда речь идет о гиперполяризационной МРТ диагностике, необходимы надежные, компактные и multifunctionальные твердотельные лазерные излучатели, работающие как в импульсно-периодическом, так и в непрерывном режиме с возможностью как дискретной, так и плавной перестройкой спектра генерируемого излучения ближнего ИК-диапазона. Разработанные в диссертации схемы дисперсионных оптических элементов в селективных резонаторах и позволяют это делать.

Методология и методы исследования

В ходе выполнения диссертационной работы применялось современное аналитическое и измерительное оборудование с использованием достижений цифровых технологий. Их перечень приводится ниже.

Измерения энергии импульса были выполнены по температурным параметрам с помощью пироэлектрического преобразователя Ophir PE-25 с интерфейсом Juno.

Длительность и частота следования импульсов лазерного излучения определялась фотоэлектрическим методом с использованием фотоприемника OD-08A (Avesta Project) и цифрового осциллографа MSO5354 (Rigol).

Относительное распределение плотности энергии лазерного импульса регистрировалось матричным методом с помощью камеры профилометра Pyrocam III (Ophir).

Измерение расходимости лазерного излучения выполнялось методом фокального пятна.

Длина волны лазерного излучения и ширины огибающей спектра измерялись методом дифракционной спектроскопии с использованием спектрометра HR4000 (Ocean Optics) и монохроматора MS3504i (SOL Instruments).

При синтезе наноматериалов методом лазерной абляции материала в жидкости исследование их конфигурации и структуры проводилось с использованием оборудования атомно-силовой, растровой электронной микроскопии.

Также были проведены спектрофотометрические и электрофизические измерения.

Таким образом, в рамках выполнения диссертационной работы использовались актуальные и современные методы измерения характеристик лазерного излучения, процессов формирования и диагностики полученных наночастиц и наноструктур кластерного типа, что позволяет решать задачи цифрового кластерного гибридного материаловедения.

Личный вклад автора

Результаты, представленные в диссертационной работе, получены **автором лично**, либо при его решающем участии. Написание и обсуждение научных статей, тезисов конференций и патентов выполнено в соавторстве при непосредственном участии автора.

Положения, выносимые на публичное представление

1. Создание мощного твердотельного импульсно-периодического лазера на александрите с выходной энергией более 4,2 Дж и средней мощностью излучения 78 Вт, с оригинальным селективным резонатором перестройка спектра излучения получена в диапазоне от 715 до 805 нм.
2. Разработка импульсно-периодического перестраиваемого твердотельного лазера на гексаалюминате бериллия со средней мощностью излучения более 10 Вт. Регулируемый спектр перестройки лазерного

излучения в оригинальном селективном резонаторе получен в диапазоне от 795 до 891 нм.

3. Управляемый лазерный синтез и осаждение наночастиц меди для требуемых конфигураций на твердой поверхности с заданными функциональными характеристиками в электрофизике.

4. Реализация спин-обменной оптической накачки щелочного металла рубидия на его линиях поглощения 780 и 794,7 нм с помощью излучения лазеров на александрите и гексаалюминате бериллия, при их работе в выбираемых режимах для различных приложений с демонстрацией возможности применения в экспресс МРТ-диагностике

Апробация результатов работы

Результаты диссертационной работы представлены в 28 печатных трудах. Из которых 8 статей индексируемых в системе Web of Science и SCOPUS, 4 статьи из перечня ВАК. Список публикаций приведен в конце диссертационной работы.

Материалы работы докладывались на следующих конференциях: международная конференция «Современные нанотехнологии и нанофотоника для науки и производства» (Владимир-Суздаль 2018, 2020), Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых учёных «Ломоносов» (Москва 2020, 2021, 2022), 20th International Conference on Physics of Light-Matter Coupling in Nanostructures (Moscow-Suzdal 2019), XIII международные чтения по квантовой оптике (Владимир 2019), International Conference on Laser Optics (Saint-Petersburg 2020), VII Троицкая конференция с международным участием «Медицинская физика» (Москва 2020), International Symposium «Topical problems of nonlinear wave physics» (Nizhny Novgorod 2021), Международная конференция «Лазерные, плазменные исследования и технологии» (Москва 2021, 2022), Lasers, International Conference «Semiconductor Emitters and Systems» (Minsk 2022), 29th International Conference on Advanced Laser Technologies (Moscow 2022),

Международная научная конференция "Инновационные технологии ядерной медицины и лучевой диагностики и терапии" (Москва 2023), IX Международный симпозиум по когерентному оптическому излучению полупроводниковых соединений и структур (Москва 2023).

Получен патент на изобретение «Устройство отражения излучения для твердотельных лазеров» № RU 2735133 C1, 2020.

Диссертационная выполнялась в образовательном учреждении «Владимирский государственный университет имени Александра Григорьевича и Николая Григорьевича Столетовых» (ВлГУ).

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка цитируемой литературы. Материал диссертации изложен на 131 странице, содержит 63 иллюстрации и 8 таблиц. Список цитируемой литературы содержит 133 ссылки.

Краткое содержание работы

Введение

Введение содержит актуальность темы исследования. Описаны лазеры по способам перестройки выходного спектра излучения и типам активных сред. Приведена формулировка цели и задач для ее достижения. Показана теоретическая и практическая значимости проделанной исследовательской работы по созданию мощных, порядка нескольких десятков ватт, твердотельных перестраиваемых лазеров и их применение в медицине и синтезе наноматериалов и т.д.

В первой главе представлен обзор научно-технической литературы по перестраиваемым твердотельным лазерам ближнего ИК-диапазона. Описаны твердотельные лазеры на кристаллах $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$, $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSrAlF}_6$, $\text{Cr}^{3+}:\text{BeAl}_2\text{O}_4$, $\text{Cr}^{3+}:\text{BeAl}_6\text{O}_{10}$ их основные достоинства и недостатки. Представлены и проанализированы способы перестройки твердотельных лазеров в зависимости от типа применяемого дисперсионного элемента. На основе проведенного анализа научной литературы определен подход к созданию твердотельных лазеров на $\text{Cr}^{3+}:\text{BeAl}_2\text{O}_4$ и $\text{Cr}^{3+}:\text{BeAl}_6\text{O}_{10}$, способам перестройки спектра излучения в диапазоне 700 – 950 нм для создания лазеров со средней выходной мощностью более 50 Вт.

Вторая глава диссертационной работы посвящена созданию оригинальных перестраиваемых твердотельных лазеров на кристаллах александрита и гексаалюмината бериллия (ГАБ). Изучены их основные генерационные характеристики в зависимости от температуры охлаждающей жидкости, коэффициента отражения зеркал и базы резонатора, энергии и частоты повторения импульсов накачки. Рассчитаны дисперсионные элементы для реализации перестройки длины волны генерации.

В параграфе 2.1 приводятся основные характеристики кристалла александрита. Выполнен расчет параметров источника питания лазера. Выполнен тепловой расчет для термостабилизации квантрона лазера.

Проведено исследованию генерационных характеристик кристалла в резонаторе Фабри-Перо. Определена оптимальная база резонатора и коэффициенты отражения выходных зеркал. Для кристалла александрита максимальная энергия излучения составила > 4 Дж с длительностью импульса 250 мкс на длине волны ~ 750 нм.

В параграфе 2.2 приводятся основные характеристики кристалла ГАБ. Выполнен расчет параметров источника питания лазера. Выполнен тепловой расчет для термостабилизации квантрона лазера. Проведено исследованию генерационных характеристик кристалла в резонаторе Фабри-Перо. Определена оптимальная база резонатора и коэффициенты отражения выходных зеркал. Для кристалла александрита максимальная энергия излучения составила $> 0,7$ Дж с длительностью импульса 65 мкс на длине волны ~ 833 нм.

В параграфе 2.3 приведен расчет интерференционно-поляризационного фильтра, типа фильтра Лио для применения в качестве дисперсионного элемента селективных резонаторов. Определен диапазон перестройки для лазеров при применении трехступенчатого фильтра Лио. Проведены исследования по перестройки спектра излучения лазера на александрите и ГАБ. Для лазера на александрите диапазон перестройки составил от 720 до 792 нм, а ГАБ лазера – от 790 до 890 нм. Установкой в резонатор тонкого эталона (толщина 200 мкм) удалось добиться сужения ширины линии генерации более чем в 2 раза.

В параграфе 2.4 приведен расчет дисперсионной призмы для перестройки спектра излучения лазера на александрите и ГАБ лазера. Проведены исследования по перестройки спектра излучения. Так использование дисперсионной призмы позволило увеличить диапазон длин волн генерации. В лазере на александрите от 712 до 804 нм, а ГАБ лазере от 780 до 930 нм. При этом ширина спектра генерации стала шире, чем в резонаторе с фильтром Лио.

В главе 3 представлена оригинальная экспериментальная установка с использованием лазера на александрите работающего на длине волны 750 нм. Временная форма излучения лазера представляет собой цуг импульсов наносекундной длительности не затухающий в пределах 250 мкс, что соответствует световому импульсу накачки. Методом лазерной абляции в жидкость получены однокомпонентные коллоидные растворы с наночастицами меди и стеклоуглерода. Проведен анализ однокомпонентных коллоидных растворов и осаждение из них наночастиц. С помощью лазера со сканатором сформированы проводящие структуры на твердой диэлектрической подложке и исследованы их электрические характеристики.

В главе 4 проведен анализ в области источников излучения для оптической накачки паров рубидия, применяемого в методе спино-бменной оптической накачке ^{129}Xe для создания гиперполяризованного состояния благородного газа.

С помощью излучения лазера на александрите, настраиваемого по длине волны для воздействия на линии поглощения рубидия, продемонстрирована оптическая накачка паров рубидия. Методом спин-обменной оптической накачки получена прецессия ядер ^{129}Xe , указывающая на гиперполяризацию благородного газа. Проведенные исследования показывают перспективность разрабатываемого перестраиваемого твердотельного лазера для оптической накачки паров рубидия. Перестройка спектра излучения лазера на александрите позволяет эффективно воздействовать на 87 и 85 изотопы рубидия, линии поглощения которых соответствуют D2 – 780 нм, а D1 – 795 нм.

ГЛАВА 1. ОБЗОР ПЕРЕСТРАИВАЕМЫХ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ЛАЗЕРОВ НА ВИБРОННЫХ КРИСТАЛЛАХ, ГЕНЕРИРУЮЩИХ В БЛИЖНЕМ ИК-ДИАПАЗОНЕ СПЕКТРА

Введение к главе 1

Существует множество типов перестраиваемых лазеров. К ним относятся лазеры на различных активных средах, в том числе работающие в непрерывном, импульсно-периодическом и импульсном режимах работы с длительностями импульсов генерируемого излучения от фемто- до миллисекунд [45]. Особое внимание уделяется перестраиваемым лазерам на основе кристаллических активных сред. [46]

Перестраиваемая и двухчастотная генерация получена на кристаллах $YVO_4: Nd$ и $GdVO_4: Nd$ [47], $YAG:Nd$ [48], $Tm:YLF$ [49], $NLGM-3,6Tm$ и $NLGM-4,8Tm$ [50], $Ho:YAG$ [51], $Cr^{2+}:ZnSe$ [52] и т.д.

Перестройка длины волны излучения, как правило, осуществляется двумя основными способами [46,47,53]:

- с помощью кристаллов, обладающих нелинейно-оптическими свойствами (преобразование гармоник за счет фазового синхронизма, параметрическая генерация, вынужденное комбинационное рассеяние);

- с использованием дисперсионных оптических элементов в составе резонатора (дифракционные решетки, призмы, фильтры).

Одним из видов активных элементов, на которых получена перестраиваемая по длине волны генерация, являются вибронные кристаллы.

Вибронные лазерные кристаллы особый вид активных элементов, в которых оптические свойства активаторов сильно связаны с колебаниями кристаллической решетки основной матрицы. Данные колебания способствуют расширению полосы генерации.

Особый интерес представляет перестройка длины волны генерации в спектральном диапазоне от 700 до 1000 нм, соответствующем, как правило,

использованию вибронных кристаллов в качестве активных элементов [53, 54].

Анализ литературы показывает, что применительно к лазерам на основе вибронных кристаллов (александрит, титан-сапфир и др.) для перестройки длины волны используются внутрирезонаторные дисперсионные элементы.

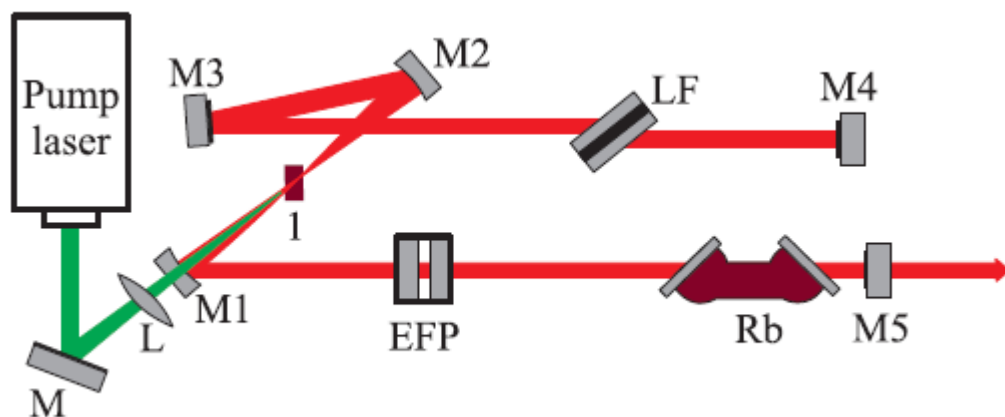
В данной главе представлен обзор существующих исследований в области создания мощных перестраиваемых лазеров на вибронных кристаллах.

1.1 Перестраиваемые твердотельные лазеры на титан-сапфире и Cr:LISAF.

Непрерывный перестраиваемый титан-сапфировый лазер компании Spectra-Physics представлен в работе [45]. Перестройка длины волны в представленном лазере осуществлялась двулучепреломляющим многоэлементным фильтром Лио. За счет вращения фильтра осуществляется генерация лазерного излучения с определенной длиной волны. Показано, что использование такого фильтра в составе резонатора позволяет уменьшить ширину линии излучения с 40 ГГц до 1 ГГц.

В работе [55] экспериментально продемонстрирован режим пассивной синхронизации мод в лазере на титан-сапфире с когерентным поглотителем, в качестве которого использовалась ячейка с парами рубидия, установленная внутри резонатора. Синхронизация мод возникала при осуществлении генерации излучения с длиной волны, соответствующей области резонансных переходов рубидия.

Принципиальная схема лазера на титан-сапфире с ячейкой в резонаторе, содержащей пары рубидия представлена на рисунке 1.

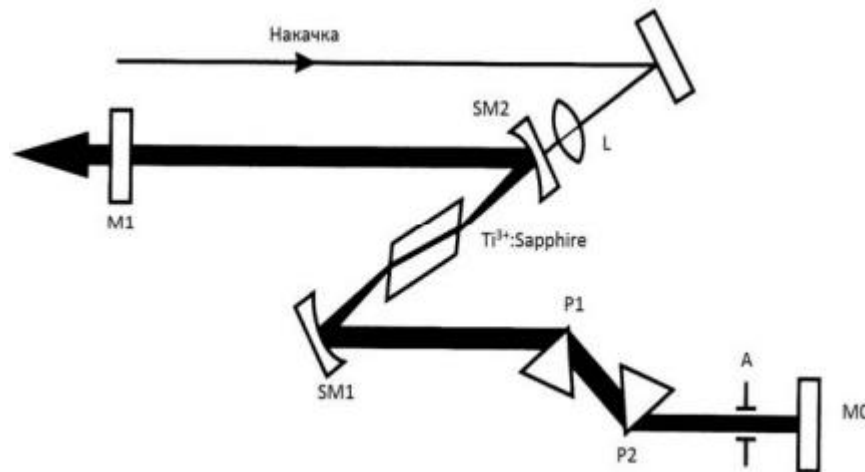


1 – кристалл титан-сапфира; M1, M2 – сферические зеркала; M3 – плоское поворотное зеркало; M4, M5 – глухое и выходное зеркала; M – зеркало в канале накачки; L – фокусирующая линза; LF – фильтр Лио; EFP – эталон Фабри-Перо

Рисунок 1 – Принципиальная схема Ti:Sa лазера с ячейкой в резонаторе, содержащей пары рубидия [55]

Перестройка длины волны генерации осуществлялась фильтром Лио. Дополнительно в резонатор лазера для большего сужения линии генерации была предусмотрена возможность введения интерферометра Фабри-Перо. Длина волны генерации поочередно настраивалась на линии 780 нм и 795 нм [55].

В работе [56] представлен перестраиваемый по длинам волн фемтосекундный лазер на титан-сапфире. Принципиальная оптическая схема перестраиваемого лазера на титан-сапфире представлена на рисунке 2.



M0, M1 – глухое и выходное зеркала резонатора; SM1, SM2 – сферические зеркала резонатора; L – фокусирующая линза; P1, P2 – призмы; А – щель
 Рисунок 2 – Принципиальная оптическая схема перестраиваемого лазера на титан-сапфире [56]

Излучение накачки при помощи короткофокусной линзы L и сферического дихроичного зеркала SM2 фокусировалось в активный элемент. Для уменьшения потерь торцы активного элемента выставлены под углом Брюстера, что приводит к астигматизму резонатора, который компенсируется наклоном пучков на зеркалах SM1, SM2. Призмы из плавного кварца P1 и P2, установленные под углом наименьшего отклонения, представляют собой компенсатор дисперсии групповой скорости. Перемещением призмы P2 обеспечивается режим синхронизации мод и варьируется длительность импульса. Щель А, установленная перед глухим зеркалом M0 резонатора предназначена для перестройки длины волны генерации и может выступать в качестве жесткой диафрагмы для синхронизации мод [56].

В работе [57] представлен кольцевой титан-сапфировый лазер с модуляцией усиления и перестройкой частоты с помощью призмного селектора. Призмный селектор состоял из пяти 60-градусных призм, изготовленных из стекла ТФ5. Для большего сужения линии генерации

использовался эталон Фабри-Перо толщиной 0,7 мм, изготовленный из плавленого кварца и имеющий коэффициент отражения граней 0,3.

Использование призмного селектора позволило получить ширину полосы генерации 110 ГГц, дополнительное помещение в резонатор «тонкого» эталона Фабри-Перо сузило полосу генерации до 12 ГГц. Отмечается, что дальнейшее сужение линии может быть осуществлено дополнительно введением «толстого» эталона Фабри-Перо. Ширина перестроечной характеристики определяется внутрирезонаторными потерями и спектральным диапазоном зеркал. При этом, диапазон перестройки длины волны составил 30 нм.

В работе [58] сообщается о разработке перестраиваемого лазера на базе кристаллического волокна из $Ti:Sa$ с диодной накачкой с мощностью излучения 25 мВт и диапазоном перестройки длины волны от 700 нм до 880 нм. В качестве источника накачки использовался лазерный диод с мощностью излучения 1 Вт и длиной волны 520 нм. В работе упоминается о нескольких вариантах перестройки длины волны генерации лазерного излучения, при этом было выполнено экспериментальное исследование перестройки длины волны двумя способами – с помощью трехступенчатого фильтра Лио, и с помощью дифракционной решетки.

Установлено, что при использовании фильтра Лио осуществлена перестройка длины волны в диапазоне от 690 нм до 860 нм, при этом значение ширины спектра составляло 0,067 нм. Однако при некоторых углах настройки наблюдались многопиковые выбросы и скачкообразный режим, вызванные большой шириной линии фильтра. Данный эффект не проявлялся при использовании дифракционной решетки, при этом ширина диапазона перестройки длины волны составила также ~ 180 нм (от 700 нм до 880 нм), значение ширины спектра было 0,052 нм. Достигнут параметр качества излучения $M^2 \approx 1,5$. [58]

Одним из перспективных вибронных кристаллов для генерации перестраиваемого излучения является LISAF легированный ионами Cr^{3+} [59]

Благодаря времени жизни верхнего лазерного уровня ~ 67 мкс, широкому спектру поглощения накачки и возможности выращивания кристаллов относительно больших размеров, в отличие от тиан-сапфира, LISAF обладает рядом преимуществ для создания перестраиваемых лазеров и усилителей. [60]

Самый мощный LISAF лазер представлен в работе [61]. В качестве источника накачки использовались импульсные лампы с ксеноновым наполнением. При суммарной энергии накачки 100 Дж в режиме свободной генерации энергия излучения составила $\sim 2,5$ Дж при частоте повторения 15 Гц, что соответствует 30 Вт средней мощности.

В работе [62] в качестве активного элемента лазера использовался кристалл LISAF диаметром 6,35 мм и длиной 101,6 мм с концентрацией Cr^{3+} 1,5 мол.%. Торцы кристалла просветлены на рабочей длине волны и расположены под углом Брюстера к оптической оси резонатора. На рисунке 3 представлен двухламповый квантрон с алюминиевым отражателем и фильтрами отсечки коротковолнового излучения накачки. При суммарной энергии накачки 100 Дж и частоте повторения 30 Гц удалось достичь средней мощности излучения 20 Вт на длине волны 830 нм.

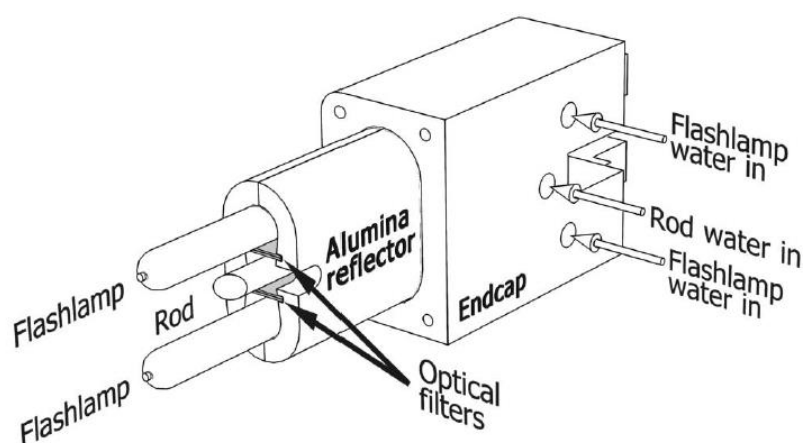


Рисунок 3 – Двухламповый квантрон LISAF лазера [62]

Перестраиваемый LISAF лазер с диодной накачкой представлен в [63]. Использовался кристалл LISAF длиной 20 мм. Температура на уровне 20°C

поддерживалась с помощью термоэлектрических охладителей. В качестве накачки применялись 19 лазерных диодов с волоконным выводом излучающих на длине волны 665 нм с суммарной выходной мощностью 4 Вт. В непрерывном режиме работы удалось достичь излучения с мощностью 310 мВт на длине волны 870 нм. Для перестройки спектра излучения в резонатор лазера устанавливался одноэлементный фильтр Лио толщиной 0,8 мм. Диапазон перестройки лазерного излучения получен в пределах от 816 до 930 нм.

Мощный LISAF лазер с диодной накачкой приведен в работе [64]. Для накачки использовались лазерные диоды с суммарной мощностью 7,2 Вт на длине волны излучения 660 нм. В непрерывном режиме генерации достигнута мощность излучения 2,4 Вт. С помощью одноэлементного фильтра Лио удалось добиться перестройки излучения в непрерывном режиме. В зависимости от коэффициента отражения зеркал резонатора была получена перестройка в разных спектральных диапазонах: 725 – 850 нм и 850 – 1100 нм.

Крайне низкая теплопроводность кристаллов LISAF, на порядок ниже титан-сапфира, не позволила получить мощность излучения в непрерывном режиме более 3 Вт, более высокая средняя мощность достижима в импульсно-периодическом режиме с ламповой накачкой при низкой частоте повторения [65]

1.2 Лазеры на кристалле александрита

Впервые генерацию на кристалле александрита продемонстрировали американские ученые Дженсен, Валлинг, Моррис, Оделл и Петерсен [66,67]. Независимо от американских исследователей советские ученые Г. В. Букин, С. Ю. Волкова, В. Н. Матросов, Б. К. Севастьянов, М. И. Тимошечкин также получили лазерную генерацию на кристалле синтетического александрита на R_1 линии с длиной волны генерации в диапазоне от 679,86 до 680,33 [68]. Кристаллы александрита были выращены из расплава смеси BeO и Al_2O_3 ,

оксиды взяты в стехиометрическом соотношении. Были определены спектры поглощения и люминесценции кристалла александрита. Генерация на R_1 линии была получена при азотной температуре на кристалле прямоугольной формы с размерами 6,4x0,3x0,46 см. Резонатор образовывался двумя плоскопараллельными торцами кристалла, на один из которых было нанесено глухое диэлектрическое зеркало. Боковая поверхность матировалась.

Параллельно с работой отечественных ученых в США также интенсивно велась работа по изучению генерационных характеристик кристаллов александрита. Была получена перестройка спектра излучения от 710 до 790 нм с выходной энергией лазерного излучения менее 1 Дж с частотой до 7 Гц. [69] Исследование порога генерации экспериментального кристалла александрита было выполнено в [70]. Определено, что порог генерации в кристалле александрита достигает минимума при температуре 70°C.

В работе [13] сообщается о генерации пикосекундных импульсов в лазере на александрите при пассивной синхронизации мод с помощью насыщающихся поглотителей ДС1 в этаноле и ДТТС в этиловом спирте. В свободной генерации максимальная выходная энергия составила 145 мДж на длине волны 750 нм со средней мощностью излучения 2,5 Вт. При пассивной синхронизации мод органическими насыщающимися красителями длительность импульса с ДС1 в диапазоне 725-745 нм составила 8 пс, а с ДТТС в диапазоне 0750 - 775 нм - 90 пс. Средняя выходная мощность лазера с ДС1 на длине волны 735 нм составляла 20 мВт.

Исследование спектрально-генерационных свойств лазера на александрите при модуляции добротности с применением щелочно-галоидных кристаллов приведено в работе [71]. При внесении в резонатор Фабри-Перо под углом Брюстера модулятора из NaF с начальным пропусканием 72% на длине волны 750 нм были получены импульсы длительностью 80 - 100 нс с энергией до 0,1 Дж в импульсно-периодическом

режиме. Частота следования импульсов составляла 12,5 Гц. Толщина образца NaF составляла 2 мм. Активный элемент из александрита с просветленными торцами имел размеры 5x60 мм с массовым содержанием Cr_2O_3 - 0,2 %. Использование дисперсионного элемента в резонаторе лазера позволило добиться плавной перестройки излучения в области 730-782 нм, при этом энергия в импульсе уменьшалась в 5 раз и составила 20 мДж.

Непрерывная генерация излучения лазера на александрите с ламповой накачкой описана в работе [72]. Для накачки александрита в импульсном и импульсно-периодическом режимах работы используются лампы с ксеноновым заполнением. Для накачки непрерывных лазеров на кристаллах Nd:YAG применяются криптоновые лампы, спектр излучения которых не согласуется со спектром поглощения александрита. [73] Поэтому в данной работе предложено использовать ртутную лампу, излучающую преимущественно в видимом диапазоне. Использовались кристаллы александрита длиной 100 мм и диаметром 3 мм с концентрацией Cr^{3+} 0,3 ат.%. Порог генерации в непрерывном режиме излучения достигался при 2,3 кВт излучения накачки с использованием выходного зеркала с коэффициентом отражения 0,997, а при 2,8 кВт – с зеркалом 0,987. Выходная мощность в непрерывном режиме достигала 45 Вт при мощности накачки более 5 кВт.

Отдельно внимания заслуживают работы ученых из Allied Corp. (Allied Military Laser Products), США создавших лазеры на александрите для двойного назначения. В работе [74] представлен лазер, выполненный по тандемной схеме. Оптическая схема лазера представлена на рисунке 4.

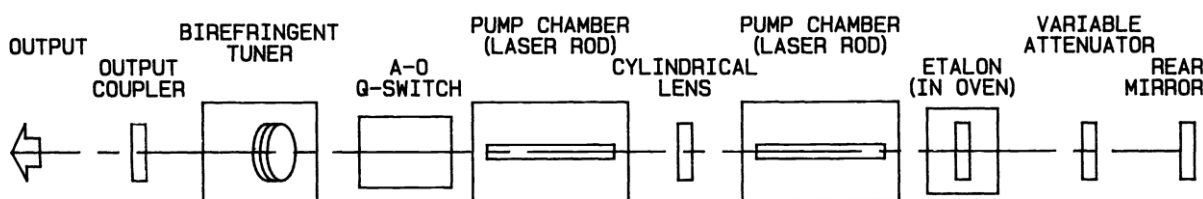


Рисунок 4 – Оптическая схема тандемного лазера на александрите [74]

В общем резонаторе устанавливались два стержня из александрита длиной 100 мм и диаметром 6,35 мм. Каждый стержень накачивался двумя лампами. Температура охлаждающей жидкости 90°C. Выходная энергия лазерного излучения составила 0,4 Дж с длительностью 1,6 мкс при частоте следования импульсов 120 Гц. Длина волны излучения находилась в пределах 790-793 нм.

Следующая работа ученых [75] посвящена созданию лазера на александрите для лазерного разделения изотопов в Национальной лаборатории Лос-Аламоса (LANL), США и являлась развитием лазера представленного в работе [74]. Удалось достигнуть частоты следования импульсов для лазерного модуля 125 Гц, поочередным включением двух лазерных модулей частота следования импульсов могла поддерживаться на уровне 250 Гц. Основной целью данной работы была демонстрация возможностей для создания мощного лазера на александрите работающего на частотах до 1 кГц.

В работе [76] исследовано влияние параметров резонатора и других факторов на характеристики излучения свободной генерации лазеров на александрите в резонаторе Фабри-Перо. Кристаллы александрита, используемые в качестве активных элементов, были представлены в [77]. Оптическая накачка осуществлялась лампами ИФП-800 и ИСП-250, длительность импульса составляла 250 мкс. Максимальная энергия лазерного излучения на длине волны 750 нм не превышала 2,2 Дж при энергии накачки 500 Дж. Определено, что в лазере на александрите при энергии накачки 500 Дж увеличение длины плоского резонатора с 40 до 150 см приводило к падению энергии генерации в 4 раза. Такое значительное уменьшение энергии генерации лазера на александрите связано с уходом от устойчивой конфигурации эквивалентного сферического резонатора при увеличении его длины, т.к. при высоких уровнях накачки из-за неоднородного нагревания стержня по сечению в нем возникает наведенная тепловая линза. В диапазоне температур 10 - 50 °С тепловой дрейф линии усиления очень слабо и линейно

зависел от температуры и скорость его составила $d\lambda/dT = 0.01$ нм/град. Нелинейный рост скорости теплового дрейфа линии усиления наблюдался при нагревании кристалла выше 50 °С, в диапазоне 50 — 90 °С его средняя скорость возрастала до $d\lambda/dT = 0.13$ нм/град.

Использование импульсного лазера на александрите для модификации металлических стекол $\text{Fe}_{78}\text{B}_{13}\text{Si}_9$, $\text{Fe}_{81}\text{B}_{13.5}\text{Si}_{3.5}\text{C}_2$ и синтеза наночастиц Fe_3O_4 обсуждается в работе [78]. Лазер на александрите излучал на длине волны 750 нм с длительностью импульса 60 мкс. Плотность энергии на мишени достигала более 5 Дж/см². Низкая плотность энергии излучения лазера вызывала изменение магнитной анизотропии и начало кристаллизации, тогда как высокие уровни энергии определяли дополнительные эффекты окисления и образование частиц Fe_3O_4 в облученных системах сплавов. Установлено что лазерный синтез наночастиц магнетита сильно зависел от плотности энергии воздействующего на мишень лазерного излучения. Импульсная лазерная обработка лазером на александрите является альтернативным методом контролируемого синтеза фаз оксида железа.

Использование перестраиваемого лазера на александрите для накачки паров изотопов рубидия представлено в работе [79]. Авторы утверждают, что они впервые использовали лазер на александрите для накачки паров рубидия на длине волны 780 нм. Активный элемент лазера – кристалл александрита с просветленными параллельными торцами, длиной 100 мм и диаметром 5 мм. Накачка активного элемента осуществлялась двумя импульсными ксеноновыми лампами с суммарной энергией разряда ~ 150 Дж. Резонатор лазера образован глухим зеркалом с радиусом 5 м и отражением на рабочей длине волны 98% , выходное зеркало – плоское с коэффициентом отражения $0,85$. Для сужения и перестройки спектра излучения лазера на длину волны 780 нм применялся дисперсионный элемент, состоящий из трех волновых пластин ориентированными под углом Брюстера к оптической оси. Пластины разнотолщинные с соотношением $1:2:9$. Для реализации режима модулированной добротности применялся акустооптический модулятор.

Установлено, что при увеличении энергии накачки меняется не только выходная энергия излучения, но и длительность импульса. Увеличение напряжения заряда накопителей от 800 до 1250 В приводило к увеличению длительности лазерного импульса от 300 нс до 1 мкс.

Создание лазерных диодов излучающих в красном спектральном диапазоне дало новый толчок к созданию перестраиваемых лазеров. При узкополосной полупроводниковой накачке в диапазоне 630 – 650 нм зарубежным ученым удалось создать ряд уникальных лазеров на александрите.

В работе [80] представлен перестраиваемый по длине волны излучения лазер с диодной накачкой на основе кристалла александрита. Линейно поляризованное излучение диодного лазера накачки (мощность 3,2 Вт, длина волны 637 нм) фокусировалось в активный элемент из кристалла александрита (длина 4 мм, диаметр 2 мм, концентрация Cr^{3+} 0,24 ат. %). Перестройка длины волны генерации осуществлялась путем установки в резонатор под углом Брюстера к оптической оси кварцевого двулучепреломляющего фильтра (толщина 0,5 мм) с шириной линии ~100 нм. При температуре кристалла 10°C максимальная мощность излучения ~650 мВт соответствовала длине волны генерации 765 нм. При установлении температуры кристалла 60°C оптимальное значение длины волны генерации составило 770 нм, что соответствовало мощности излучения ~750 мВт.

Дополнительно в работе описана теоретическая модель данного лазера. Отмечено хорошее согласование результатов расчета с результатами эксперимента.

Перестраиваемый лазер на александрите с торцевой диодной накачкой и с модуляцией добротности, потенциально предназначенный для космических приложений и систем дистанционного зондирования представлен в работе [81]. Авторы утверждают, что разработанный ими лазер является самым мощным лазером на александрите с диодной накачкой. Перестройка длины волны генерации излучения осуществлялась с помощью

голографической дифракционной решетки Литтрова (1800 штр/мм) расположенной вне лазерного резонатора. Перестройка длины волны в режиме свободной генерации получена в диапазоне от 730 нм до 792 нм. На длине волны 755 нм в резонаторе Фабри-Перо выходная мощность излучения превысила 26 Вт. Модуляцию лазерного излучения обеспечивала ячейка Поккельса с управляющим напряжением 2 кВ. Достигнута энергия модулированного импульса до 0,74 мДж с длительностью 92 нс и частотой повторения до 1 кГц на длине волны 755 нм.

Представляет интерес работа [82], в которой демонстрируется лазер на основе александрита, генерирующий непрерывное излучение одновременно на двух длинах волн - 745,2 нм и 756,2 нм путем использования в резонаторе двулучепреломляющего фильтра, представляющего собой одиночную пластину толщиной 6 мм. При этом мощность излучения достигла значения 850 мВт. Возможность перестройки длины волны была также продемонстрирована с использованием фильтра с толщиной 4 мм и 2 мм. Кристалл александрита длиной 7 мм и концентрацией Cr^{3+} 0,155 ат. накачивался непрерывным лазерным излучением с длиной волны 532 нм и мощностью 5 Вт.

Установлено, что в режиме свободной генерации без установки двулучепреломляющего фильтра в резонатор, значение длины волны излучения составило 755 нм с шириной спектра ~ 2 нм. Установка в резонатор фильтра толщиной 6 мм позволило сузить ширину линии до 0,3 нм. Дальнейшее плавное изменение угла поворота фильтра позволило осуществить перестройку длины волны излучения. Максимальное значение мощности излучения 850 мВт получено в режиме двухчастотной генерации (при угле поворота фильтра 5°), что соответствовало длинам волн 745,2 нм и 756,2 с шириной спектра 0,3 нм. При использовании фильтра толщиной 4 мм максимальное значение мощности излучения с длинами волн 744,2 нм и 757,2 нм и шириной спектра 0,4 нм составило 870 мВт. При толщине фильтра

2 мм была получена одновременная генерация на длинах волн 733,8 нм и 759 нм с шириной спектра 0,5 нм и мощностью излучения 765 мВт.

Применение светодиодов высокой яркости позволило создать первый лазер и усилитель на александрите с LED накачкой. [83] Устройство накачки состоит из светодиодов и люминесцентного концентратора. В качестве первичной накачки использовались светодиоды, излучающие на длине волны 450 нм. 1120 светодиодов устанавливались на пластины с теплоотводом. Пиковая мощность светодиода при токе 5 А с длительностью 260 мкс составляла 315 Вт/см². Излучающая поверхность светодиода составляла 1x1 мм. Люминесцентный концентратор из Се:YAG представляет собой пластину 14x1x100 мм с излучающей поверхностью 1x14 мм. Свет с длиной волны 450 нм поглощается ионами Се в кристалле YAG и переизлучается на длине волны 550 нм. В качестве активного элемента применялся кристалл александрита размерами 1x2,5x14 мм с концентрацией Cr³⁺ - 0,22 ат.%. Резонатор лазера образован парой зеркал. Глухое зеркало – плоское, выходное с радиусом 300 мм и коэффициентом отражения на длине волны генерации 0,98. Максимальная энергия импульса излучения такого лазера достигала 2,9 мДж на длине волны 748 нм с частотой следования 10 Гц. Длительность импульса лазерного излучения составила 108 мкс, при времени нарастания 152 мкс.

1.3 Лазеры на кристалле гексаалюмината бериллия

Активные исследования спектрально-люминесцентных характеристик различных кристаллических матриц легированных ионами элементов переходной группы, для создания новых перестраиваемых лазеров ИК диапазона, привели к синтезу активных элементов перестраиваемых твердотельных лазеров ближнего ИК диапазона на основе кристаллов гексаалюмината бериллия легированного ионами трехвалентного хрома: BeAl₆O₁₀:Cr³⁺.

Впервые оптически прозрачный кристалл гексаалюмината бериллия легированного ионами хрома (далее по тексту ГАБ) вырастили в Шанхайском институте машиностроения Китайской академии наук [84].

В Институте теплофизики СО АН СССР впервые была получена перестройка спектра излучения ГАБ лазера [85]. Для создания перестраиваемого лазера были выращены методом Чохральского кристаллы ГАБ. При весовой концентрации активатора Cr^{3+} 0,08% были получены кристаллы высокого оптического качества. Резонатор лазера был близок к концентрическому и образован глухими зеркалами с радиусом 64 мм. Активный элемент накачивался второй гармоникой Nd:YAG лазера со средней мощностью 3,2 Вт при частоте 6,3 кГц и длительности импульса 0,2 мкс. Центральная длина волны излучения ГАБ лазера составила 834 нм. Установка в резонатор однокомпонентного фильтра Лио позволила получить лазерную генерацию в диапазоне от 795 до 874 нм.

В последующие время вышел ряд работ посвященных совершенствованию технологии роста кристаллов ГАБ методом Чохральского и их исследованию [86-88], в том числе определению термооптических и нелинейных характеристик, дисперсии и анизотропии кристаллов [89,90].

В работе [91] получена генерация излучения ГАБ лазера при ламповой накачке. Максимальных энергетических характеристик удалось добиться при накачке импульсной лампой типа ИМП-2-4х45. Активный элемент представлял собой стержень с длиной 25 мм и диаметром 3 мм с параллельными торцами. Резонатор образован сферическим глухим зеркалом и плоским выходным. В режиме свободной генерации, при энергии накачки более 30 Дж с длительностью 120 мкс, выходная энергия излучения составила 6 мДж на длине волны 820 нм. В этой работе авторы делают замечание, что электрическая схема накачки не позволяла произвести согласование длительности импульса накачки и времени жизни верхнего лазерного уровня ГАБ. В селективном резонаторе с дисперсионной призмой

и плоскими зеркалами спектр перестройки излучения составил от 780 нм до 920 нм с максимумом на 830 нм.

Работа [92] посвящена исследованию физических и лазерных свойств кристаллов бериллийсодержащих оксидов, в том числе ГАБ.

Для ГАБ лазера в резонаторе с дисперсионной призмой из ТФ-8 спектр перестройки лазерного излучения лежал в диапазоне от 780 – 920 нм с максимумом 830 нм. Максимальная энергия лазерного излучения составила ~ 0,27 Дж при энергии накачки ~ 65 Дж и длительности импульса 100 мкс.

1.4 Выводы по главе 1

Приведенный обзор иллюстрирует актуальность создания и использования перестраиваемых лазеров. Применение селективных резонаторов с дисперсионными элементами позволяет получить генерацию твердотельных лазеров на вибронных кристаллах в широком спектральном диапазоне со строго заданными характеристиками излучения.

Термомеханические и генерационные характеристики хром содержащих кристаллов александрита и ГАБ позволяют с высокой эффективностью создать мощные перестраиваемые лазеры в диапазоне от 700 до 1000 нм с ламповой или полупроводниковой накачкой. Основным фактором развития и применения данных кристаллов является отсутствие высокоэнергетических перестраиваемых твердотельных лазеров для использования в методе спин-обменной оптической накачке, в условиях взаимодействия излучения с высокой плотностью паров щелочных металлов, а также в синтезе высокоотражающих наночастиц с управляемой морфологией, без применения устройств модуляции добротности резонатора.

Рассмотрению этих вопросов посвящены оригинальные главы представляемой диссертационной работы.

ГЛАВА 2. РАСЧЕТ И ЭКСПЕРЕМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕРЕСТРАИВАЕМЫХ ЛАЗЕРОВ НА АЛЕКСАНДРИТЕ И ГЕКСААЛЮМИНАТЕ БЕРИЛЛИЯ С НЕСЕЛЕКТИВНЫМИ И ДИСПЕРСИОННЫМИ РЕЗОНАТОРАМИ

Введение к главе 2

Проведенный анализ научно-технической литературы показывает, что в настоящее время отсутствуют перестраиваемые лазеры на александрите с высокими значениями импульсной энергии и средней мощности излучения. Проведенные экспериментальные исследования по созданию ГАБ лазеров не раскрывают полного потенциала данных кристаллов при использовании их в качестве активных элементов перестраиваемых лазеров.

Данная глава диссертационной работы посвящена расчету, созданию и экспериментальным исследованиям оригинальных твердотельных лазеров на александрите и ГАБ.

Первая и вторая части главы посвящены изучению спектральных характеристик кристаллов александрита и ГАБ, оптимизации параметров систем накачки и термостабилизации лазеров на основе данных кристаллов. Выполнен расчет неселективных резонаторов. Экспериментально для кристаллов александрита и ГАБ определены значения энергии и длительности импульса излучения, спектра генерации на центральных длинах волн.

Третья и четвертая части главы посвящены расчету и созданию оригинальных селективных резонаторов с дисперсионной призмой и фильтром Лио. Проведены экспериментальные исследования по перестройки спектра излучения лазеров на александрите и ГАБ.

2.1 Расчет и оптимизация лазера на alexandrite

2.1.1 Схема энергетических уровней, спектр поглощения и люминесценции кристалла alexandrita

Лазерная генерация alexandrita происходит на энергетических уровнях ${}^4T_2 \rightarrow {}^4A_2$ с длиной волны излучения в диапазоне от ~ 700 до 820 нм. Энергетическая структура alexandrita приведена на рисунке 5 [80]. Существует несколько широких полос, состоящих из непрерывных колебательных уровней энергии, которые являются термически заселенными. Это основное состояние 4A_2 , верхний уровень генерации 4T_2 и дополнительные вышележащие полосы. Накачка поглощается за счет вибронного перехода из основного состояния, где возбужденные ионы затем безызлучательно распадаются на верхний метастабильный лазерный уровень. Лазерное вибронное излучение инициируется с уровня 4T_2 на основные колебательные уровни, что приводит к возникновению широкой полосы излучения alexandrita.

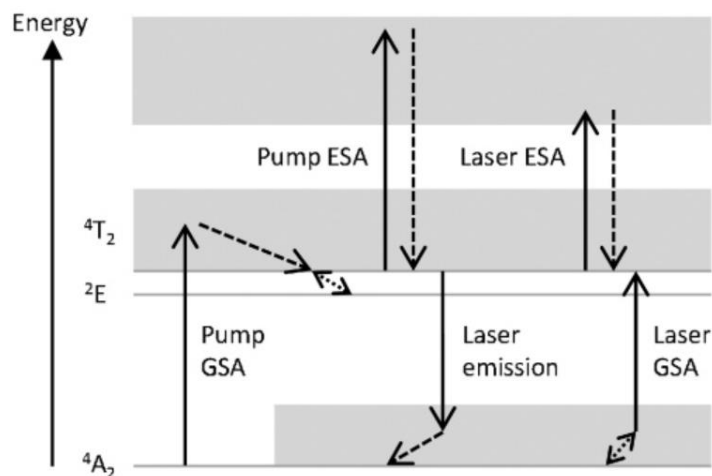


Рисунок 5 - Энергетическая структура alexandrita и оптические переходы для вибронной генерации [80]

В представленной на рисунке 1 структуре уровней - пунктирные стрелки обозначают безызлучательные распады, а двусторонние стрелки указывают на тепловое равновесие населенностей.

Особенностью alexandrita является долгоживущее энергетическое состояние 2E , которое расположено чуть ниже уровня 4T_2 за счет энергетического разделения всего $\Delta E = 800 \text{ см}^{-1}$ [93]. Уровни 2E и 4T_2 находятся в тепловом равновесии, так что при более высоких температурах большая часть возбужденного населения находится на уровне 4T_2 , что увеличивает эффективное сечение излучения σ_e всей популяции [94]. Уровни 2E и 4T_2 по отдельности имеют разное время жизни флуоресценции 1,54 мс и 6,6 мкс соответственно [80]. Общее время жизни флуоресценции τ_f примет вид [95]:

$$\tau_f = \tau_E \left[\frac{1 + e^{-\Delta E/k_b T}}{1 + (\tau_E/\tau_T) e^{-\Delta E/k_b T}} \right] \quad (1)$$

Расчет времени жизни верхнего лазерного уровня в кристалле alexandrita представлен на рисунке 6

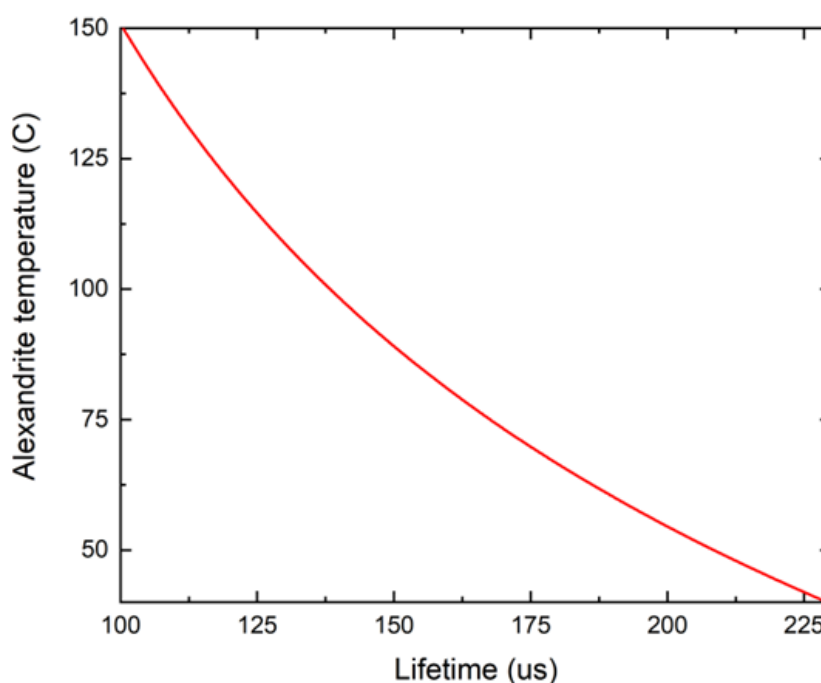


Рисунок 6 – Зависимость времени жизни верхнего лазерного уровня в кристалле alexandrita от температуры

Большое эффективное время жизни верхнего лазерного уровня (260 мкс) и малое сечение перехода $3,0 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$ при комнатной температуре (в

сравнении с титан-сапфиром или LISAF) делает более предпочтительным использование alexandrita в качестве активного элемента в импульсных и импульсно-периодических лазерах. Ионы Cr^{3+} в орторомбическом BeAl_2O_4 проявляют сильную анизотропию спектроскопических свойств (поляризация света с высоким усилением $E // b$) [96].

Излучение генерации в alexandrite практически линейно поляризовано. Alexandrite обладает высокой теплопроводностью 23 Вт/мК и почти изотропным расширением $6-7 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$. [97]

Спектр поглощения кристалла alexandrite по трем кристаллографическим осям (c; b; a) и узкие спектры излучения коммерчески доступных лазерных диодов соответствующих синему (445 нм), зеленому (520 нм) и красному цвету (638 нм) приведены на рисунке 7 [98].

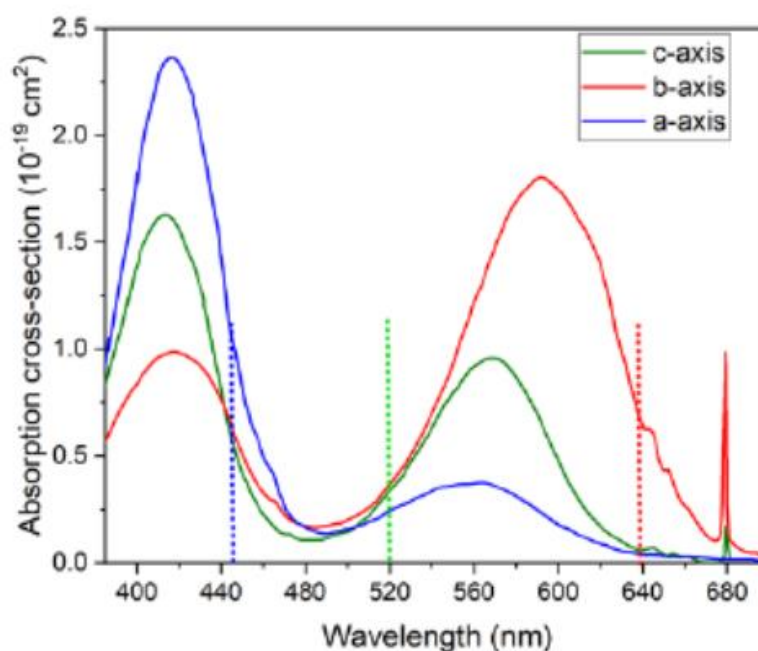


Рисунок 7 – Спектры поглощения alexandrite и длины волн излучения лазерных диодов [98]

Из спектров, представленных на рисунке 7 видно, что лазерный диод обладает узкой полосой генерации, которая существенно уже полос поглощения кристалла alexandrite. Накачка синими лазерными диодами

обеспечит Стоксову эффективность преобразования излучения накачки в излучение генерации на длине волны 750 нм, при условии поглощения всей энергии накачки, на уровне 0,59. Здесь эффективность преобразования зависит от длины волны накачки и генерации и определяется как их отношение. В реальных лазерах на александрите с мощностью излучения на уровне единиц Ватт в квазинепрерывном или непрерывном режимах работы КПД преобразования не превышает 30%. При этом энергия излучения таких лазеров на несколько порядков ниже энергии излучения разрабатываемого лазера. [98]

Для исследования спектральных и генерационных характеристик, а также последующего создания перестраиваемого лазера были использованы кристаллы, выращенные НПО «СОЛИКС» г. Минск, Беларусь. [99] Активный элемент имел диаметр 6,3 мм при длине 100 мм. Торцы параллельны и просветлены в диапазоне 700 – 900 нм. Концентрация активатора Cr^{3+} составляла 0,15 атм.%. Оптические потери активного элемента на длине волны 750 нм не превышали $0,003 \text{ см}^{-1}$.

Накачка активного элемента осуществлялась импульсной лампой заполненной газовой смесью с высоким содержанием ксенона ИНП 6-90А производства ООО "Зенит Трейдинг". [100] Газ в лампе находится под давлением до 500 торр. Колба импульсной лампы выполнена из плавленного кварца марки КЛБ-4. Несмотря на фильтр отсечки УФ излучения лампы ИНП-6/90А наличие излучения коротковолнового области от 250 до 350 нм, которое совпадает с одной из линий накачки александрита, нежелательно и может привести к деградации кристалла.

Для определения спектра люминесценции александрита предварительно был снят спектр излучения лампы ИНП 6-90А. Лампа находилась в непрозрачной емкости заполненной дистиллированной водой, направление излучения лампы задавалось щелью в емкости. Нежелательное коротковолновое излучение поглощалось светофильтром из КЛЖ-3 толщиной 1 мм. На рисунке 8 представлен спектр излучения лампы и спектр

поглощения alexandrita.

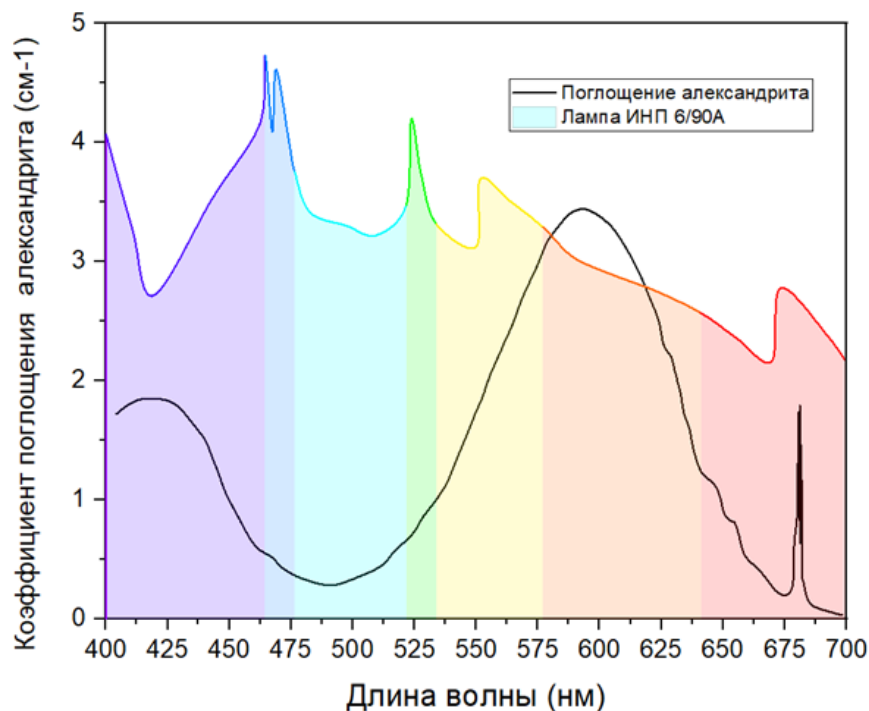


Рисунок 8 – Спектры поглощения alexandrita (b-срез) и излучения импульсной лампы ИНП 6/90А

Снятие спектра люминесценции кристалла alexandrita проводилось в схеме описанной выше. Активный элемент, для монтажа в емкость с дистиллированной водой, клеивался в латунные втулки. Для защиты alexandrita от коротковолновой области спектра накачки перпендикулярно пути излучения лампы дополнительно устанавливался светофильтр из КЛЖ-3. Для увеличения эффективности оптической накачки был установлен зеркальный отражатель, из анодированного алюминия Miro Silver, обеспечивающий отражение для обратного прохождения излучения накачки в видимой части спектра на уровне 98%. [101] Полученный спектр люминесценции хорошо согласовывался с результатами работы [98]

2.1.2 Источник питания лазера на alexandrite

Для обеспечения импульса тока накачки, которому соответствует световой импульс лампы, с длительностью 200 – 250 мкс при предельно

допустимой средней мощности на лампе 5 кВт по разработанному техническому заданию ООО «Оптосистемы», г. Москва, г. Троицк изготовило источник питания. [102] Характеристики источника питания приведены в таблице 1.

Таблица 1. Технические характеристики источника питания

Параметр	Значение
Диапазон регулировки выходного напряжения, В	от 300 В до 1700 В
Емкость накопительных конденсаторов	200 мкФ $\pm 10\%$
Индуктивность дросселя в разрядной цепи	40 мкГн $\pm 10\%$
Поджиг импульсных ламп	последовательный
Ток дежурной дуги	0,9 А $\pm 10\%$
Максимальная скорость заряда	не менее 8 кДж/сек
Диапазон регулировки частоты повторения импульсов разряда	от 0,1 Гц до 30 Гц
Питание источника	220/380 В 50-60 Гц
Максимальная потребляемая мощность (в конце заряда)	не более 10,0 кВт

Конструктивно источник питания выполнен в виде отдельного блока. В источнике питания размещены: модуль инвертора, трансформатор, накопительные конденсаторы, система поджига лампы и поддержания в ней режима «дежурной дуги», плата управления работой источника питания и другие элементы разрядной цепи. Сетевой выпрямитель и фильтр расположены на корпусе инвертора.

Принцип работы источника питания основан на использовании биполярных транзисторов с изолированным затвором в инверторе источника, для высокочастотного преобразования сетевого напряжения 380 В.

2.1.3 Расчет тепловой нагрузки на кристалл александрита (система термостабилизации)

В момент работы, при максимальной энергии накачки, импульсная лампа ИНП 6/90А выделяет мощность эквивалентную 5 кВт. Максимальная энергия накачки составляет 289 Дж, при напряжении заряда 1700 В. Максимальная частота повторения импульсов при этом не должна превышать 17 Гц.

С учетом КПД преобразования «свет в свет» для лазеров с ламповой накачкой от 1 до 5 %, за одну секунду в квантроне выделится средняя тепловая мощность:

$$P_T = (1 - \eta_{\Gamma})P_H = (1 - \eta_{\Gamma}) \cdot W_H \cdot f, \quad (2)$$

где η_{Γ} – КПД равный 1%, P_H – импульсная мощность накачки, W_H – энергия накачки, f – частота следования W_H .

Средняя тепловая мощность составит 4,9 кВт, которая должна быть отведена охлаждающей жидкостью (дистиллированной водой) от квантрона.

Для определения массового расхода охлаждающей жидкости (G) необходимо учитывать теплоемкость воды $C_B = 4,2 \frac{\text{Дж}}{\text{кг}\cdot\text{К}}$ и перепад температуры на активном элементе ΔT до 10°C, тогда:

$$G = \frac{P_T}{C_B \cdot \Delta T}, \quad (3)$$

Исходя из выражения (15) необходим расход охлаждающей жидкости не менее 10 литров в минуту. При этих условиях квантрон будет находиться в тепловом балансе.

Для обеспечения работы лазера при комнатной температуре использовался чиллер марки CW-6200AN производства S&A Company. Технические характеристики чиллера CW-6200AN приведены в таблице 2.

Таблица 2. Технические характеристики чиллера CW-6200AN

Параметр	Значение
Питание, В	220, 50Гц
Емкость бака, л	14
Холодопроизводительность, кВт	5,1
Высота подъема, м	≤ 27
Производительность, л/мин	≤ 75
Хладагент	R-410a

2.1.4 Расчет базы резонатора и определение коэффициента отражения зеркал лазера на александрите

Генерационных характеристики кристалла александрита проводились в плоско-параллельном резонаторе Фабри-Перо. Для определения длины резонатора необходимо учитывать набег фазы электромагнитной волны, которая обходит расстояние между зеркалами резонатора. Необходимо обеспечить фазовое условие генерации, при котором электромагнитная волна последовательно отражалась от двух зеркал и складывалась в фазе. Данное условие обеспечивает максимальный выход, не позволяя последовательно усиливающемуся сигналу попасть в противофазу. Оптимальная длина определяется целым числом полуволн, укладываемым между зеркалами резонатора.

Для определения длины резонатора необходимо учитывать набег фазы электромагнитной волны, которая обходит расстояние между зеркалами резонатора. Необходимо обеспечить фазовое условие генерации, при котором электромагнитная волна последовательно отражалась от двух зеркал и складывалась в фазе. Данное условие обеспечивает максимальный выход, не позволяя последовательно усиливающемуся сигналу попасть в противофазу.

Оптимальная длина определяется целым числом полуволн, укладывающимся между зеркалами резонатора.

$$L_{\text{опт}} = n \cdot \frac{\lambda}{2}, \quad (4)$$

где n – целое число; λ – длина волны излучения.

При центральной длине волны генерации лазера на александрите ~ 750 нм оптимальная длина резонатора находится в диапазоне от 573 до 611 мм с шагом в 1 мм.

Передача мощности резонатора на каждой частоте определяется произведением коэффициентов пропускания внутрирезонаторных элементов и коэффициентов отражения зеркал. Спектральный профиль пропускания селективного резонатора зависит от дисперсионного элемента, т.к. потери, вносимые другими оптическими элементами, неселективные и влияют только на потерю мощности.

Для удобства расчетов примем оптимальную длину резонатора 600 мм и определим резонансные частоты генерируемого излучения:

$$\nu = n \cdot \left(\frac{c}{2 \cdot L_{\text{опт}}} \right) \quad (5)$$

С учетом оптимальной длины резонатора был определен коэффициент отражения выходного зеркала:

$$R_{\text{опт}} = \exp[-2 \cdot L_{\text{опт}} \cdot (\sqrt{x \cdot \eta} - \eta)] \quad (6)$$

Для определения добротности резонатора вычислим время жизни фотона:

$$\tau_c = \frac{-2 \cdot L_{\text{опт}}}{c \cdot \ln(R1 \cdot R2)}, \quad (7)$$

где $R1$ и $R2$ – коэффициенты отражения глухого и проходного зеркал соответственно; c – скорость света.

Коэффициент отражения глухого зеркала равен 1, а проходного $\sim 0,75$. Согласно (8) расчетное время жизни фотона в резонаторе составит 28 нс.

Добротность резонатора определяется как произведение резонансной частоты с учетом изменения фазы и времени жизни фотона в резонаторе:

$$Q = 2\pi \cdot \nu \cdot \tau_c \quad (8)$$

Полученное значение добротности резонатора $26 \cdot 10^6$ позволяет сделать вывод, что потеря энергии электромагнитной волны за один проход резонатора минимальна.

Зеркала резонатора излучателя лазера должны обеспечивать работу лазера в спектральном диапазоне от 700 до 850 нм. Диаметр рабочей поверхности зеркал должен превышать диаметр пучка излучения, который соответствует диаметру кристалла александрита. Согласно расчетам коэффициент отражения выходного зеркала должен составлять $\sim 0,8$ во всем рабочем диапазоне от 700 до 850 нм, а глухого – 1.

Согласно чертежам, приведенным на рисунке 9, изготовлены подложки из SiO_2 .

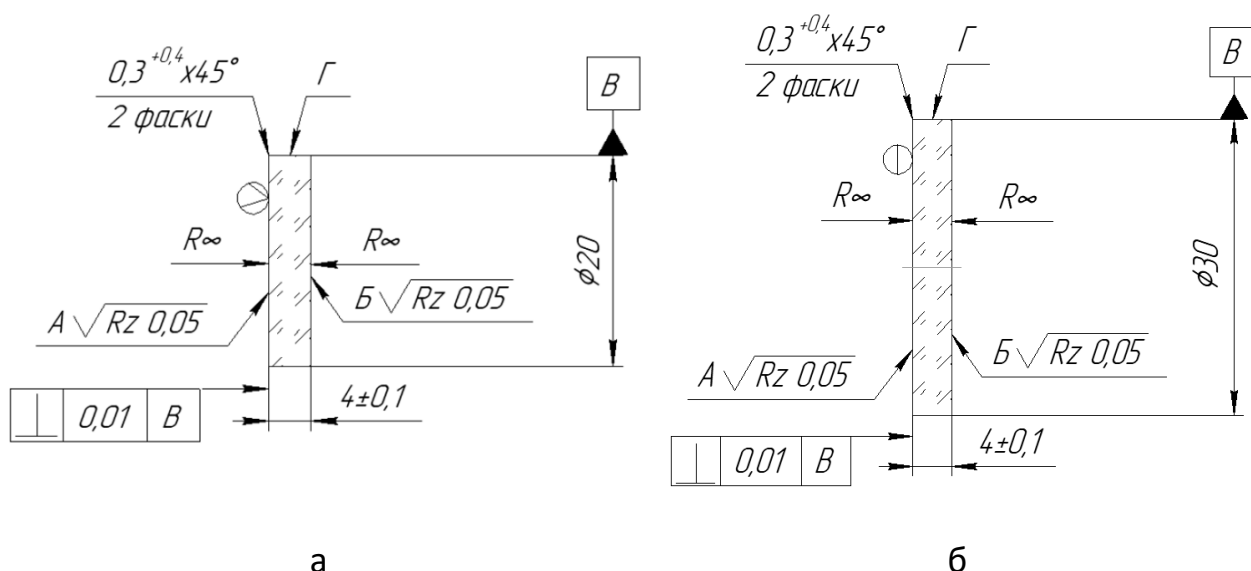


Рисунок 9 – Чертежи глухого (а) и проходного (б) зеркал

Напыление светоделительного и отражающего покрытия на подложки выполнялось методом ионно-плазменного испарения в ИПЛИТ РАН – филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН. г. Шатура. Спектры

пропускания диэлектрических покрытий выходных зеркал резонатора, изготовленные в различных технологических процессах, приведены на рисунке 10.

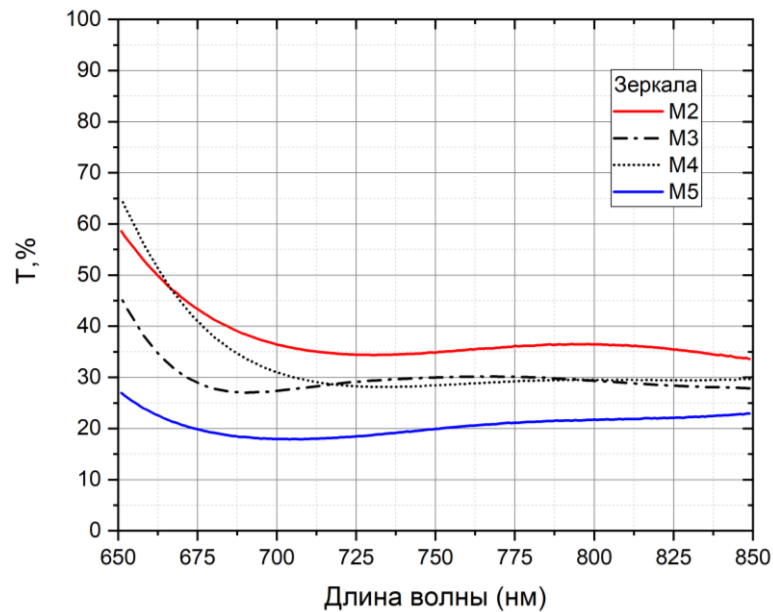


Рисунок 10 – Спектр пропускания выходных зеркал

Коэффициент отражения глухого зеркала составлял $> 0,99$ в диапазоне длин волн от 700 до 850 нм.

2.2 Расчет и построение лазера на гексаалюминате бериллия в резонаторе Фабри-Перо

В качестве активного элемента твердотельного лазера используется кристалл ГАБ легированный ионами трехвалентного хрома ($\text{Cr}^{3+}:\text{BeAl}_6\text{O}_{10}$). Как и кристалл александрита, ГАБ - орторомбический, анизотропный, обладает различными показателями преломления для кристаллографических осей. Основные свойства кристалла приведены в таблице 3.

Таблица 3. Характеристики кристалла ГАБ

Параметр	Значение
Плотность (г/см ³)	3,74
Твердость по Моосу	7,5
Теплоемкость (Дж/кг×К)	0,8
Теплопроводность (Вт/м×К)	12,5
Параметр	Значение

Модуль Юнга (н/м ²)	381×10 ⁹
Модуль Пуассона	0,24
Концентрация Cr ³⁺ (ат.%)	0,05 – 0,3
Область флюоресценции (мкм)	0,7 – 1,1
Максимум длины волны излучения (мкм)	0,83
Время жизни (мкс)	13,5
Поперечное сечение пропускания (см ²)	6,0×10 ⁻²⁰
Диапазон перестройки (мкм)	0,73 – 0,95

Теплопроводность ГАБ вдвое меньше чем у александрита: 12,5 Вт/м·К и 23 Вт/м·К соответственно, а время жизни верхнего лазерного уровня составляет всего 13,5 мкс. Однако широкий диапазон люминесценции от 700 до 1100 нм позволяют создать твердотельный лазер с возможностью перестройки длины волны излучения в полосы поглощения рубидия (780 нм и 794,7 нм).

Структура энергетических уровней, включая генерацию ионов Cr³⁺ в электронно-колебательном переходе 4T₂-4A₂ для кристалла ГАБ, представлены в работах [91, 92], а термо-оптические характеристики описаны подробно в [88, 89]

С учетом всех особенностей ООО «СОЛИКС», г. Минск, Белоруссия, были изготовлены экспериментальные активные элементы ГАБ. Активный элемент выполнен в виде стержня диаметром 6 мм и длиной 60 мм. Торцы активного элемента параллельные и просветлены на рабочих длинах волн 700-1100 нм.

Для активного элемента с длиной 60 мм была выбрана импульсная лампа накачки с ксеноновым заполнением ИНП 4-5/75А с длиной разрядного промежутка 75 мм и с фильтром отсечки УФ излучения. В качестве отражателя использовался моноблочный зеркальный отражатель

цилиндрической формы, выполненный из цветного кварца КЛЖ-3 с отражающим серебряным покрытием.

Оптимальная длина квантрона лазера определялась длиной лампы накачки. Общая длина лампы ИМП 4-5/75А составляет 180 мм.

На рисунке 11 представлен квантрон излучателя с активным элементом ГАБ, лампой накачки и отражателем.

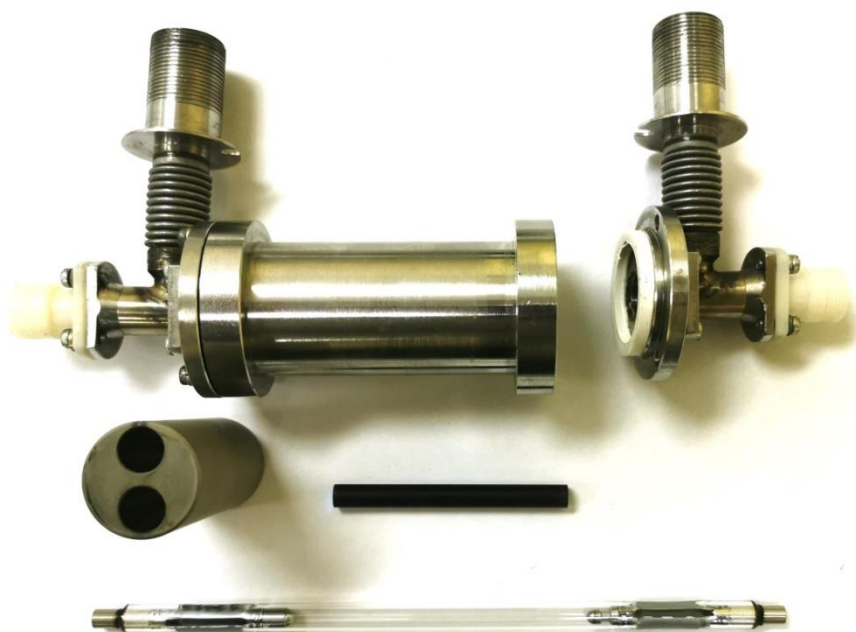


Рисунок 11 – Квантрон ГАБ лазера

Оптимальная длина резонатора Фабри-Перо и коэффициенты отражения зеркал для ГАБ лазера определялась согласно расчетам, указанным в п.п. 21.4. При центральной длине волны генерации ГАБ лазера ~ 833 нм оптимальная длина резонатора составляет 332 мм.

На рисунке 12 представлен спектр пропускания выходного и глухого зеркала напыленные на подложки из SiO_2 в ИПЛИТ РАН – филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, г. Шатура.

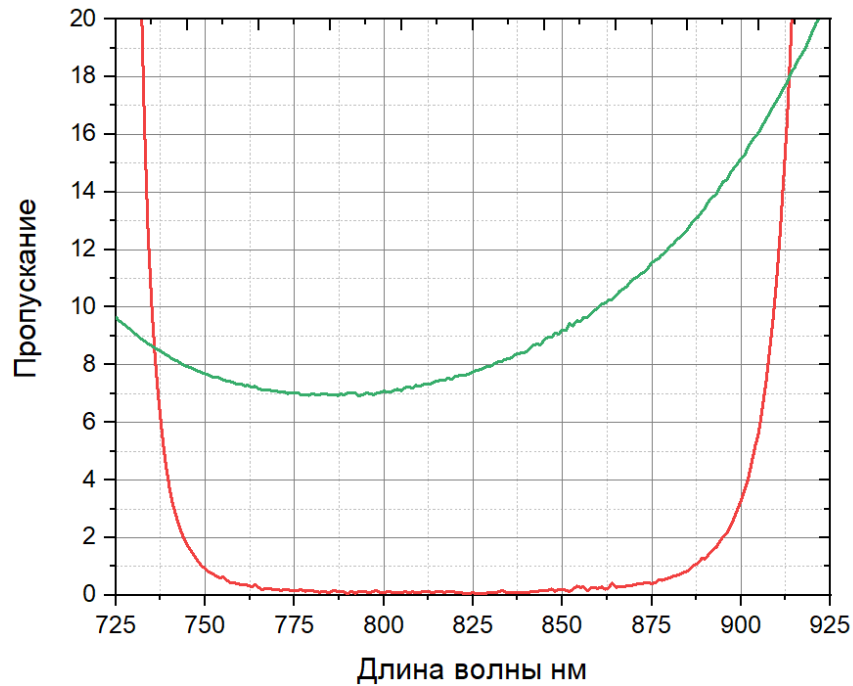


Рисунок 12 – Спектры пропускания глухого и проходного зеркал резонатора ГАБ лазера

Коэффициент отражения глухого зеркала составляет $> 0,995$ в спектральном диапазоне 757 – 850 нм, а проходного зеркала от 0,92 до 0,91 в том же спектральном диапазоне. Дополнительно к описанному выше глухому зеркалу было напылено отражающее серебряное покрытие, обеспечивающее отражение оптического излучения в диапазоне 700 – 1000 нм близкое к 100%.

Для питания импульсной лампы ИНП 4-5/75А ГАБ лазера ООО «Оптосистемы», г. Москва, г. Троицк изготовило источник питания согласно техническим характеристикам, указанным в таблице 4.

Таблица 4. Технические характеристики источника питания

Параметр	Значение
Диапазон регулировки выходного напряжения	от 0,3 до 2 кВ
Емкость накопительных конденсаторов	72 $\mu\text{Ф}$ $\pm 10\%$
Индуктивность дросселя в разрядной цепи	отсутствует
Ток дежурной дуги	0,9 А $\pm 10\%$

Параметр	Значение
Максимальная скорость заряда	не менее 4 кДж/сек
Диапазон регулировки частоты повторения импульсов разряда	от 0,1 Гц до 50 Гц
Питание источника	220/380 В 50-60 Гц
Максимальная потребляемая мощность	не более 10,0 кВт
Время установления рабочего режима после включения источника питания	не более 2 мин

Особенностью данного источника является отсутствие дросселя разрядной цепи, что позволит оптимально согласовать длительность импульса тока накачки со временем жизни верхнего лазерного уровня кристалла ГАБ и тем самым, обеспечить эффективную генерацию лазера.

Снятие спектральных характеристик кристалла ГАБ, а именно регистрация спектра люминесценции, проводилось согласно методике описанной в п.п.2.1.1. Зарегистрированный спектр люминесценции в зависимости от энергии накачки импульсной лампы приведен на рисунке 14

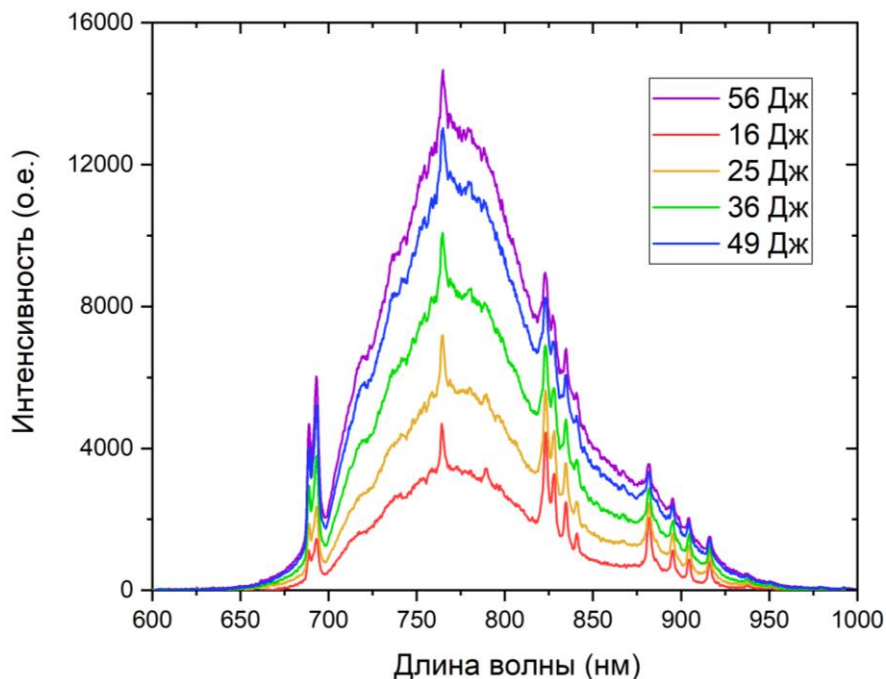


Рисунок 14 - Спектр люминесценции кристалла ГАБ в зависимости от энергии накачки

Расчет тепловой нагрузки на кристалл ГАБ, при средней мощности на лампе ИНП 4-5/75А не более 2 кВт, выполнялся согласно п.п.2.1.3. Согласно результатам расчета, для обеспечения работы ГАБ лазера, был выбран чиллер CW-5200 производства S&A Company. Чиллер CW-5200 обеспечивает холодопроизводительность 2,14 кВт при максимальном протоке охлаждающей жидкости 13 л/мин.

2.3 Схема измерения и методы определения характеристик лазерного излучения

Оптическая схема измерения энергетических, пространственно-временных и спектральных характеристик лазера на александрите и ГАБ приведена на рисунке 15.

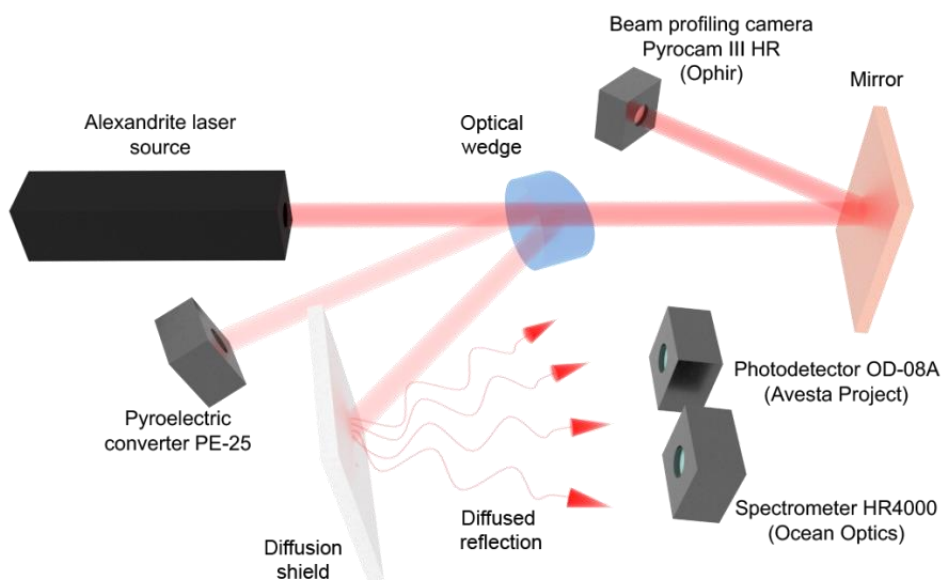


Рисунок 15. Оптическая схема измерений характеристик лазера

Измерение длины волны и диапазона перестройки излучения выполняется методом дифракционной спектрометрии, при котором для разложения излучения в спектр используется спектрометр HR4000 (Ocean Optics). При этом измерения выполняют путем регистрации излучения, отраженного от диффузного экрана.

Измерение длительности и частоты следования импульсов выполняется фотоэлектрическим методом, при котором излучение регистрировалось при помощи фотоприемника OD-08A (Авеста проект) и осциллографа MS05204 (Rigol).

Измерение энергии импульса выполняется тепловым методом, основанным на использовании тепловой энергии, выделяющейся при поглощении излучения пироэлектрическим измерителем PE-25 с интерфейсом Juno (Ophir). Для ослабления и отведения части излучения из оптического тракта на пироэлектрический измеритель использовался оптический клин. Энергия импульса излучения определяется по отношению значения зарегистрированной энергии к коэффициенту отражения грани клина.

Измерение средней мощности излучения выполняется косвенным методом, основанным на результатах измерений энергии импульса и частоты следования импульсов. При этом значение средней мощности определяется как произведение энергии излучения на частоту следования импульсов.

Распределения энергии по сечению пучка определяется с помощью камеры профилометра Pyrocam III HR (Ophir).

2.4 Энергетические и пространственно-временные характеристики лазеров в неселективном резонаторе

2.4.1 Лазер на александрите

В качестве квантрона лазера использовался стандартный корпус К301В. Охлаждение элементов квантрона осуществлялось прокачкой дистиллированной воды. Внешний вид квантрона с кристаллом александрита и лампой накачки ИНП 6/90А приведен на рисунке 16

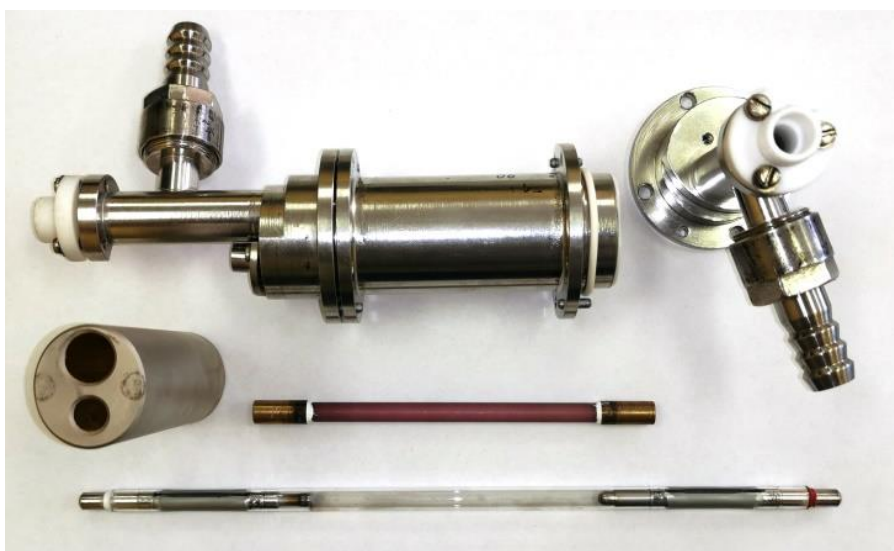


Рисунок 16 - Квантрон лазера на александрите

Определение энергетических и пространственно-временные характеристик лазера на александрите выполнялось по методике описанной выше (см. п.2.3).

На рисунке 17 приведены энергетические характеристики лазера на александрите в зависимости от коэффициента отражения выходного зеркала резонатора.

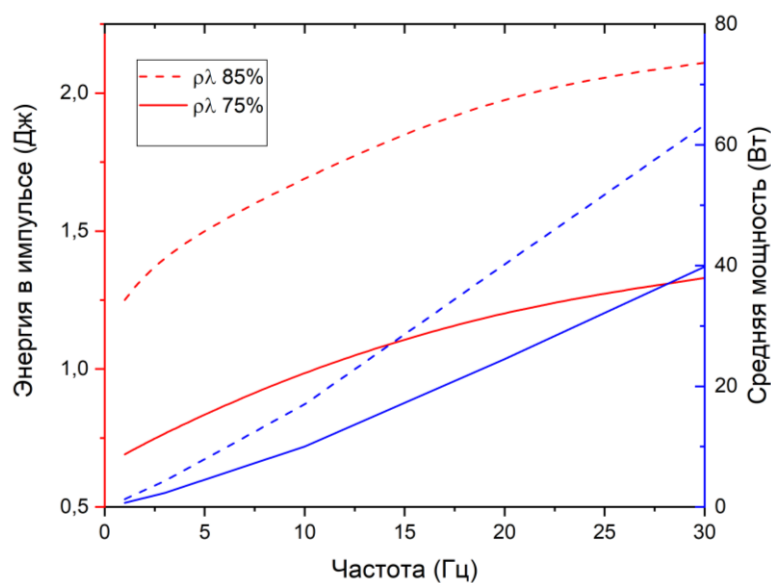


Рисунок 17 – Зависимость выходной энергии при коэффициенте отражения выходного зеркала 0,75 и 0,85

При использовании выходного зеркала с коэффициентом отражения 0,85 удалось добиться лучших энергетических характеристик, чем при использовании выходного зеркала с расчетным значением коэффициента отражения 0,75 (смотри п.п.2.1.4).

Максимально достигнутые энергетические характеристики при средней мощности лампы накачки не более 5 кВт с использованием выходного зеркала с коэффициентом отражения 0,85 на длине волны излучения 750-755 нм приведены на рисунке 18.

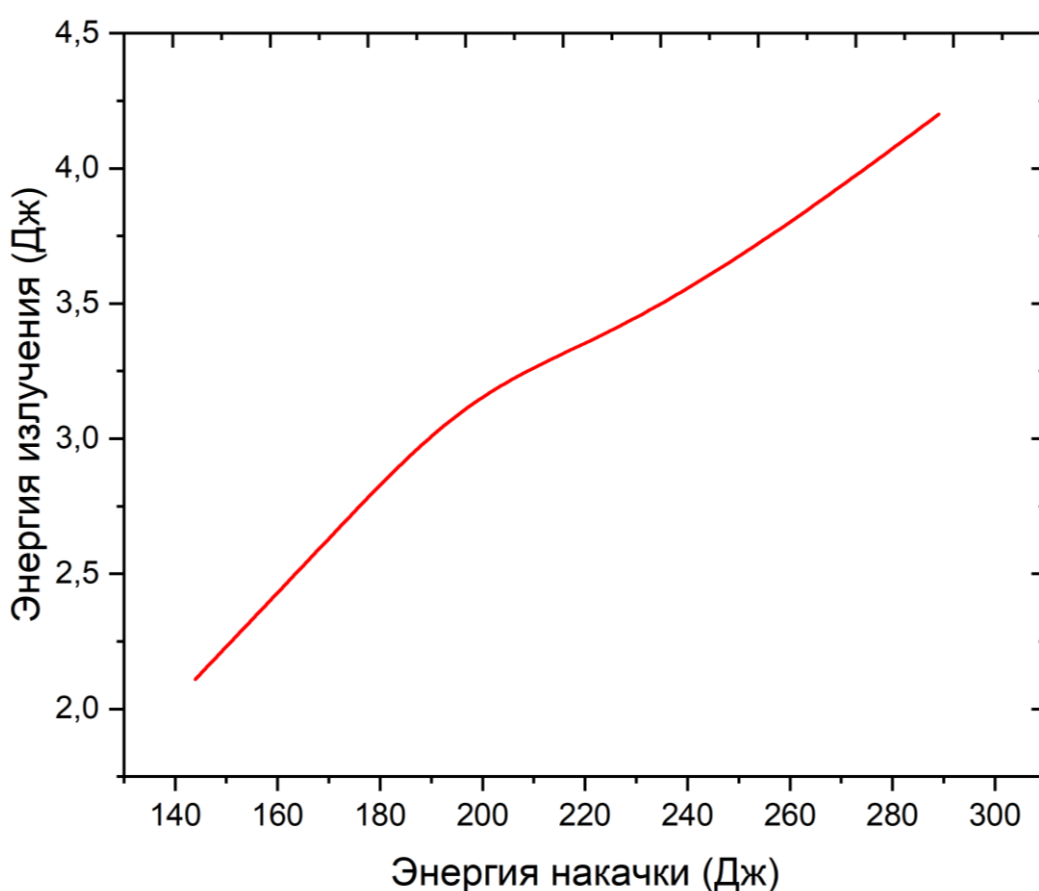


Рисунок 18 – Зависимость энергии излучения от энергии накачки

Данные максимально достигнутой энергии и средней мощности излучения на центральной длине волны 750 нм в зависимости от частоты следования и энергии импульсов накачки занесены в таблицу 5.

Таблица 5. Энергетические характеристики лазера на александрите

Параметр	Значение					
	144	169	196	225	256	289
Энергия накачки, Дж	144	169	196	225	256	289
Частота следования импульсов, Гц	30	30	25	20	17	17
Энергия излучения, Дж	2,11	2,61	3,12	3,40	3,75	4,22
Средняя мощность излучения, Вт	63	78	78	68	64	72

Частота следования импульсов ограничивалась максимальной нагрузкой на импульсной лампе ИНП 6/90-А. Для лазера на александрите в режиме свободной генерации достижима средняя мощность более 80 Вт при использовании квантрона с несколькими лампами накачки.

Временная форма импульса излучения лазера на александрите представлена на рисунке 19. При энергии излучения 4,22 Дж длительность импульса лазерного излучения составила 250 мкс.

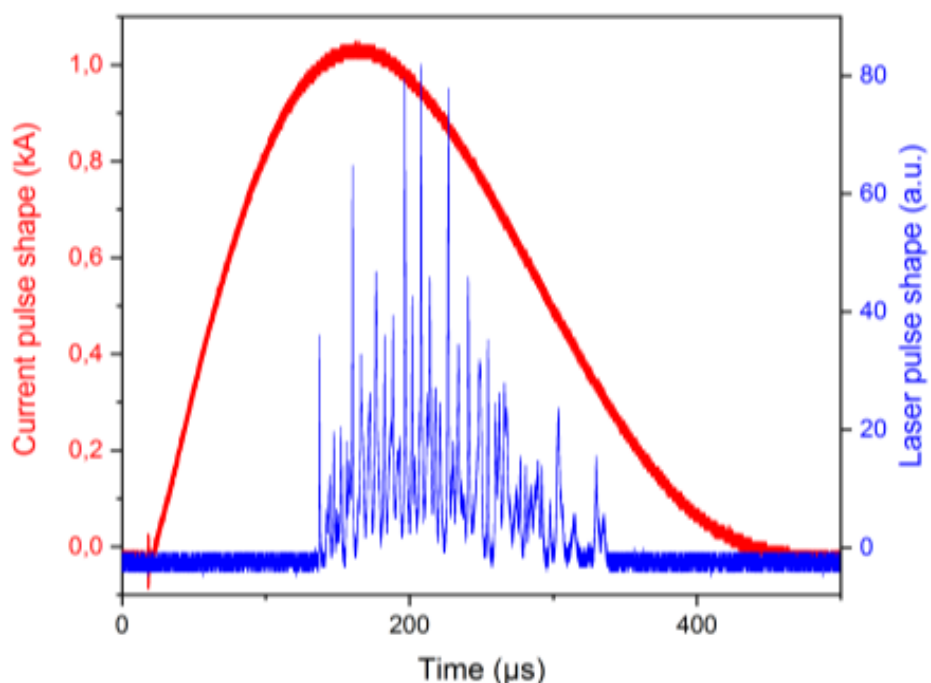


Рисунок 19 - Временная форма импульса лазерного излучения и импульс тока накачки

Энергетическое распределение профиля пучка в дальней зоне представлено на рисунке 20. Расходимость излучения по уровню $1/e$ составила 3 мрад.

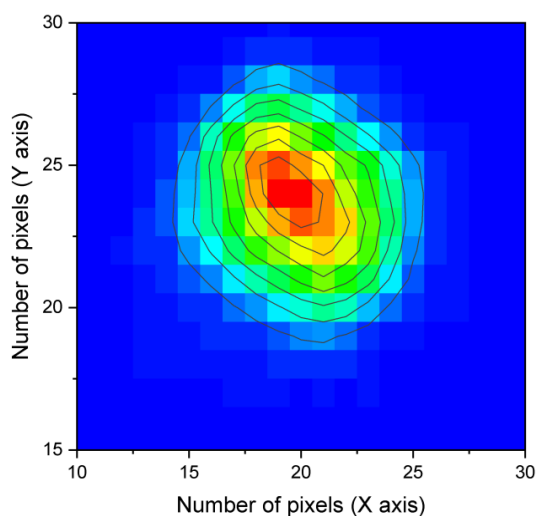


Рисунок 20 – Распределение энергии по сечению пучка в дальней зоне

При увеличении частоты следования импульсов накачки и температуры охлаждающей жидкости зарегистрирован тепловой дрейф линии генерации в кристалле александрита, а также увеличение выходной энергии более 10% (см. рисунок 21).

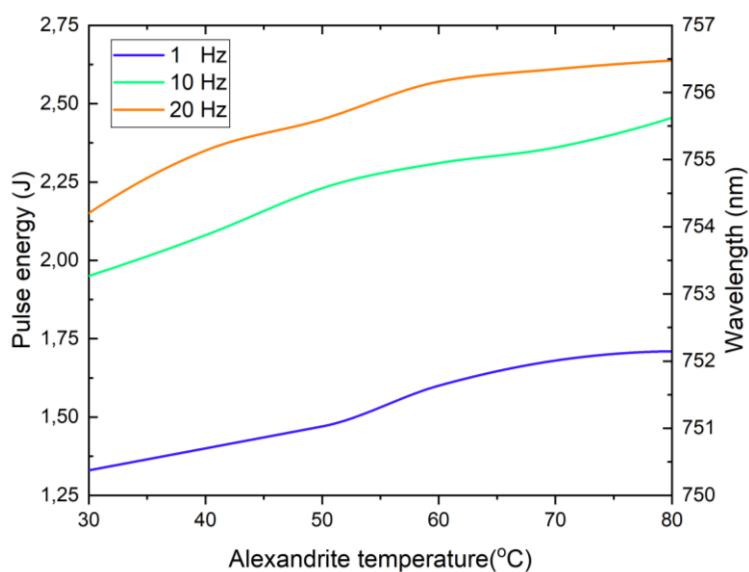


Рисунок 21. Температурный дрейф длины волны генерации.

Полученные результаты свидетельствуют, что перестройка спектра излучения с 750 нм на центральной длине волны до ~ 757 нм может производиться в неселективном резонаторе за счет термостабилизации (охлаждения или нагревания) активного элемента и не требует применения внутрирезонаторных дисперсионных элементов.

2.4.2 Лазер на гексаалюминате бериллия

Для исследования генерационных характеристик ГАБ сконструирован неселективный резонатор образованный парой плоских зеркал.

Определение энергетических и пространственно-временные характеристик ГАБ лазера выполнялось по методике из п.2.3.

Во время генерации ГАБ лазера температура кристалла поддерживалась на уровне 22 – 24 °С.

Источник питания лазера обеспечивал длительность импульса тока накачки, по уровню $\frac{1}{2}$ от максимальной амплитуды ~ 65 мкс. При этом ГАБ лазер генерировал излучение в режиме свободной генерации с длительностью ~ 40 мкс. Формы импульса тока накачки и лазерного излучения ГАБ лазера приведены на рисунке 22.

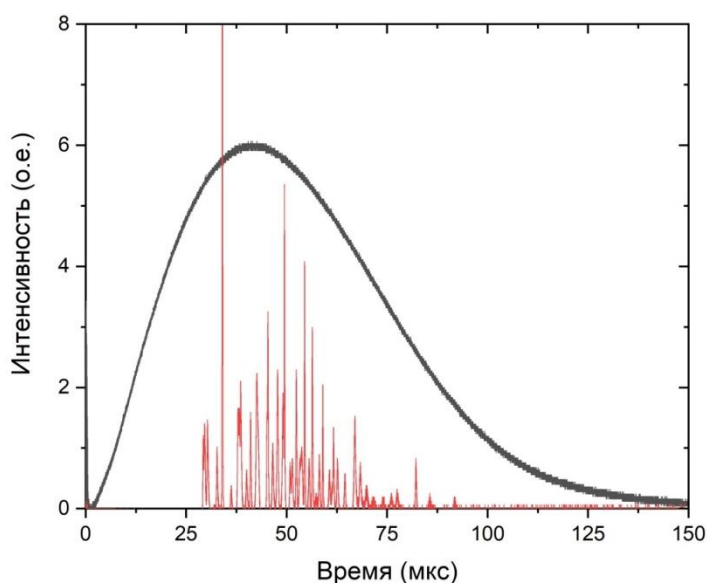


Рисунок 22 - Формы импульса тока накачки и лазерного излучения

При накачке на уровне 56 Дж выходная энергия излучения на длине волны 833 нм составляла 750 мДж. Энергия импульса на уровне 0,75 Дж получена при частотах до 15 Гц.

Измерена расходимость излучения ГАБ лазера, так по уровню $1/e^2$ она составила 6 мрад. На рисунке 23 представлено распределение энергии излучения ГАБ лазера по сечению пучка в дальней зоне.

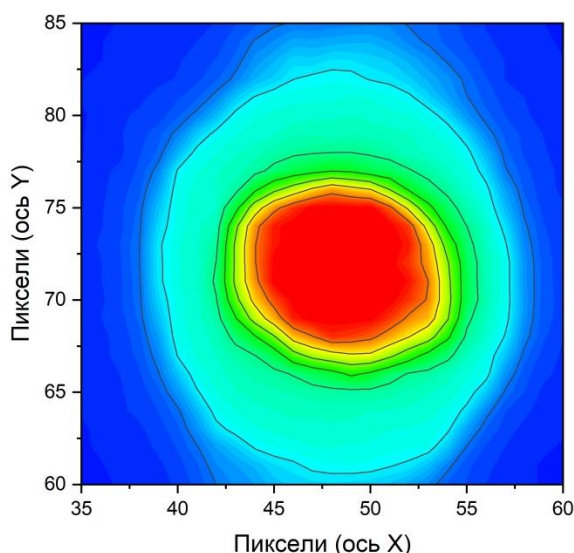
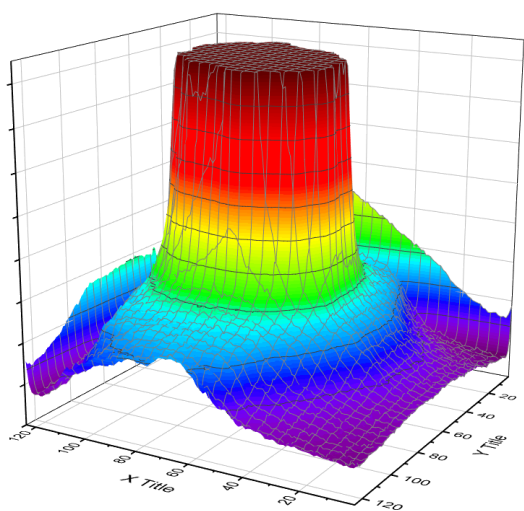
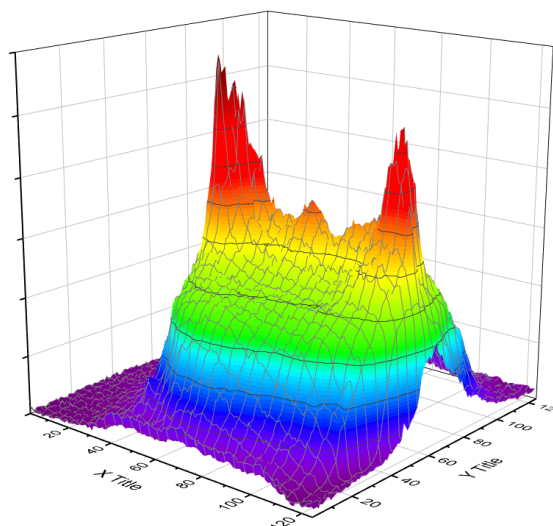


Рисунок 23 - Распределение энергии по сечению пучка в дальней зоне

Увеличение частоты следования импульсов тока накачки до 50 Гц дает возможность увеличить среднюю мощность излучения. Однако, в плоском резонаторе эффект тепловой линзы, возникающий в активном элементе, не позволяет максимально эффективно «снять» генерируемое излучение. Так при увеличении частоты следования импульсов накачки тепловая линза меняет свой фокус, что приводит к преобразованию плоского резонатора в сферический. При этом параметры эквивалентного сферического резонатора будут меняться от частоты следования и энергии импульсов накачки. Таким образом, с уходом от устойчивой конфигурации эквивалентного сферического резонатора, при увеличении его длины, падает выходная энергия излучения и его качество. На рисунке 24 представлены графики распределения энергии по сечению пучка при различных частотах следования импульсов накачки.



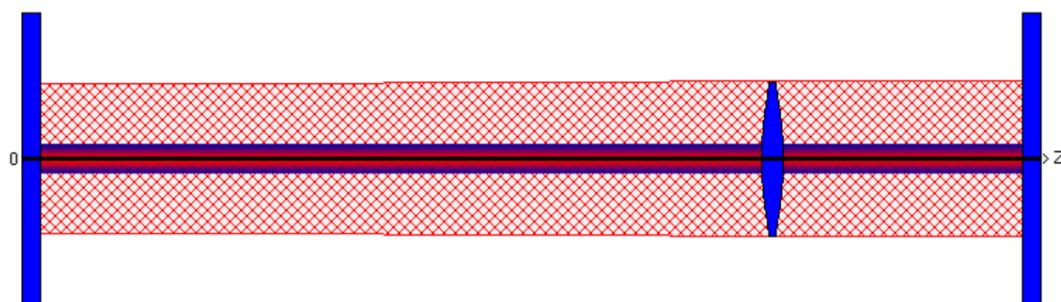
10 Гц



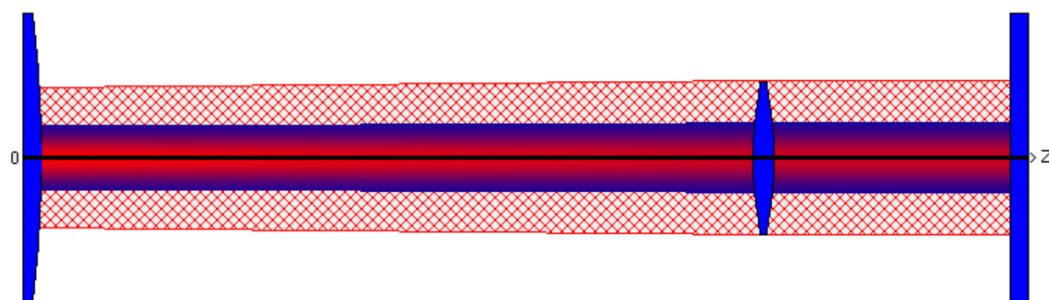
30 Гц

Рисунок 24 – Распределение энергии по сечению пучка для ГАБ лазера

Применение вместо плоского глухого зеркала положительной сферы, как в лазере на александрите, так и ГАБ лазере, позволит повысить среднюю мощность излучения. На рисунке 25 представлен эквивалентный резонатор с тепловой линзой, выпуклым глухим зеркалом и плоским выходным. Моделирование каустики проведено в программе LineRes.



а



б

Рисунок 25 – Каустика в плоском резонаторе (а) и плоско-выпуклом (б).

При фокусе тепловой линзы 3 метра и использовании выпуклого глухого зеркала с радиусом 2,8 метра удастся увеличить диаметр основной моды TEM₀₀ с 1,07 мм в плоском резонаторе, до 2,69 мм, уменьшить расходимость с 6 мрад до 4 мрад соответственно. Это повлечет за собой увеличение диапазона перестройки лазера ГАБ и средней мощности лазерного излучения, а также улучшение качества пучка.

2.3 Перестраиваемые лазеры на александрите и гексаалюминате бериллия в селективном резонаторе с фильтром Лио

2.3.1 Расчет фильтра Лио

Принцип работы интерференционно-поляризационного фильтра, типа фильтра Лио, поясняется с учетом того, что при определенном направлении установки (см. рисунок 26) двулучепреломляющая пластинка фильтра будет пропускать такое излучение, у которого вектор напряженности электрического поля будет лежать в плоскости падения излучения на пластину [103].

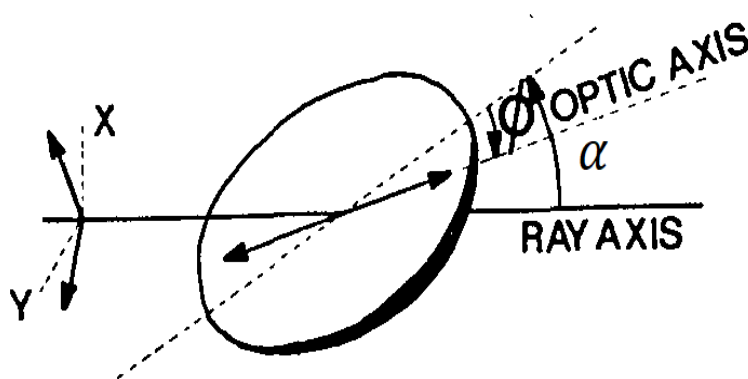


Рисунок 26. Принципиальная схема работы фильтра Лио [103]

Если оптическая ось составляет с плоскостью падения угол отличный от 0, π и $\pi/2$, то излучение будет состоять из обыкновенной и необыкновенной волн. При этом после прохождения через пластинку, за счет возникновения разности фаз между обыкновенной и необыкновенной

волной $\Delta\varphi$ излучение будет приобретать эллиптическую поляризацию. При условии равенства разности фаз $2\pi l$ (l – целое число) поляризация излучения останется неизменной после прохождения через пластинку. В первом приближении, коэффициент пропускания системы, представленной на рисунке 26, можно определить по формуле:

$$T = \cos^2\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right) \quad (9)$$

При этом значения последовательных максимумов функции пропускания будут кратны 1. Перестройка длины волны генерации реализуется путем поворота пластинки вокруг нормали к поверхности. Диапазон перестройки прямо пропорционален обратной величине толщины пластинки [104].

Наряду с одноэлементными фильтрами могут быть использованы многоэлементные двулучепреломляющие фильтры, состоящие из ряда пластин. Принцип действия этого элемента основан на достижении высокого коэффициента передачи в определенном диапазоне длин волн в пределах ширины линии люминесценции [105].

Фильтр Лио относится к интерференционно-поляризующим фильтрам. По вносимым в резонатор неселективным потерям фильтр Лио относится к числу наиболее совершенных дисперсионных элементов. Фильтр Лио не критичен к расходимости лазерного излучения. Отсутствие просветляющих покрытий на гранях пластин фильтра позволяет создавать лазеры с высокой пиковой мощностью. Однако, фильтры Лио чувствительны к наведенной анизотропии резонатора.

Такие фильтры используются в качестве селекторов лазерного излучения и предселекторов узкополосных и одночастотных лазеров.[106] Значительное сужение пропускания пиков при одновременном расширении области свободной дисперсии достигается в составных многоэлементных фильтрах Лио. Фильтр представляет собой набор двулучепреломляющих пластин. Используются пластинки, изготовленные из кристаллического

кварца разной толщины. Ориентированы пластинки под углом 45° . Результирующее пропускание фильтра Лио определяется как произведение пропускания всех элементов.

Для изготовления фильтра Лио использовались пластины из кристаллического кварца с соотношением толщина 1:2:6. Пропускание поверхности для s поляризованного излучение определяется соотношением (10) и зависит от показателя преломления n :

$$\tau_s = \frac{2n}{n^2+1} \quad (10)$$

Пропускание фильтра без учета неселективных потерь описывается выражением:

$$T = \cos^2 \left(\frac{\pi (n_e - n_o) \cdot l}{\lambda} \right), \quad (11)$$

где λ – длина волны излучения, l – толщина пластины, n_e и n_o – показатель преломления обыкновенной и необыкновенной длин волн соответственно.

В многоэлементных фильтрах область свободной дисперсии задается самой толстой пластиной, а ширина общего пика пропускания – тонкой. Функция пропускания многоэлементного фильтра определяется как произведение пропускания его отдельных звеньев. Рассчитанный фильтр Лио позволяет перестроить спектр излучения от 700 до 1000 нм, а спектр перестройки лазера с применением данного фильтра ограничен полосой усиления активного элемента.

Результаты расчета пропускания резонатора с многоэлементными фильтрами Лио приведены на рисунке 27.

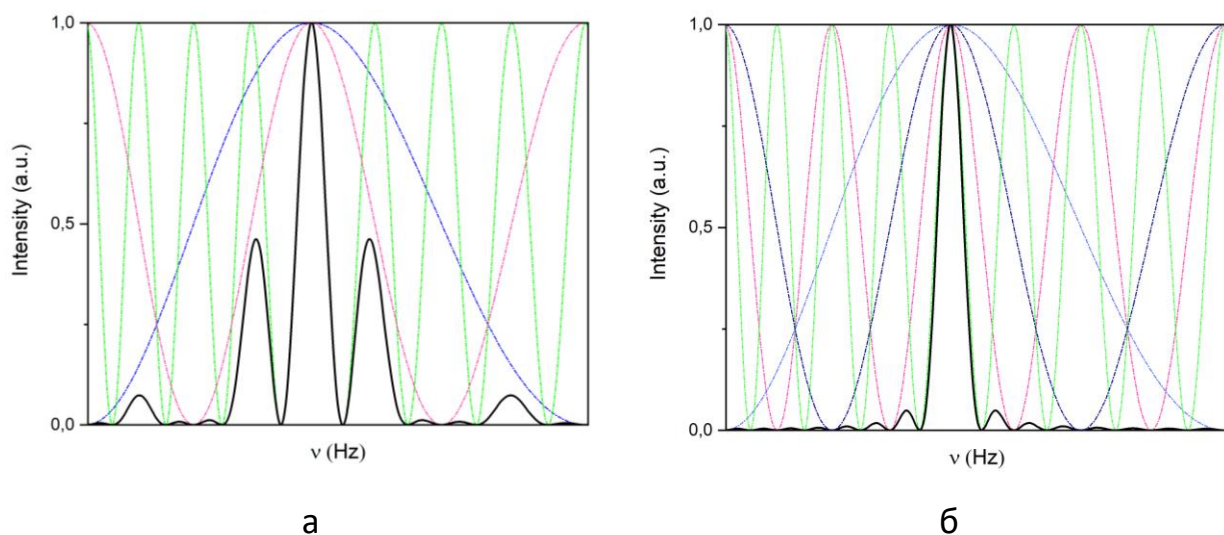


Рисунок 27 - Пропускание трехкомпонентного (а) и четырехкомпонентного (б) фильтров Лио.

2.3.2 Экспериментальное определение спектральных характеристик излучения лазера на александрите и гексаалюминате бериллия в резонаторе с фильтром Лио

Внешний вид фильтра Лио и резонатора лазера показан на рисунке 28. Фильтр Лио помещался в резонатор лазера, как у выходного, так и у глухого зеркал. Существенного различия в динамике генерации лазера в обоих случаях не наблюдалось. Угол установки фильтра Лио к оптической оси излучения был близок к углу Брюстера. Определение максимального пика пропускания фильтра Лио производилось вращением стопы пластин и одновременной регистрацией энергии и спектра излучения. При настройке на центральную длину волны ~ 750 нм с максимальной энергией излучения кассета со стопой пластин зажималась в оправе фильтра Лио. Расчетные потери по мощности, вносимые фильтром Лио, составляют 20% от энергии лазерного излучения, полученной в неселективном резонаторе, образованным парой плоско-параллельных зеркал (см. п.2.4.). Плавная и точная перестройка спектра излучения лазера на александрите осуществлялась вращением кассеты микрометрическим винтом.

Аналогичным методом происходила юстировка селективного резонатора ГАБ лазера на длину волны 833 нм.

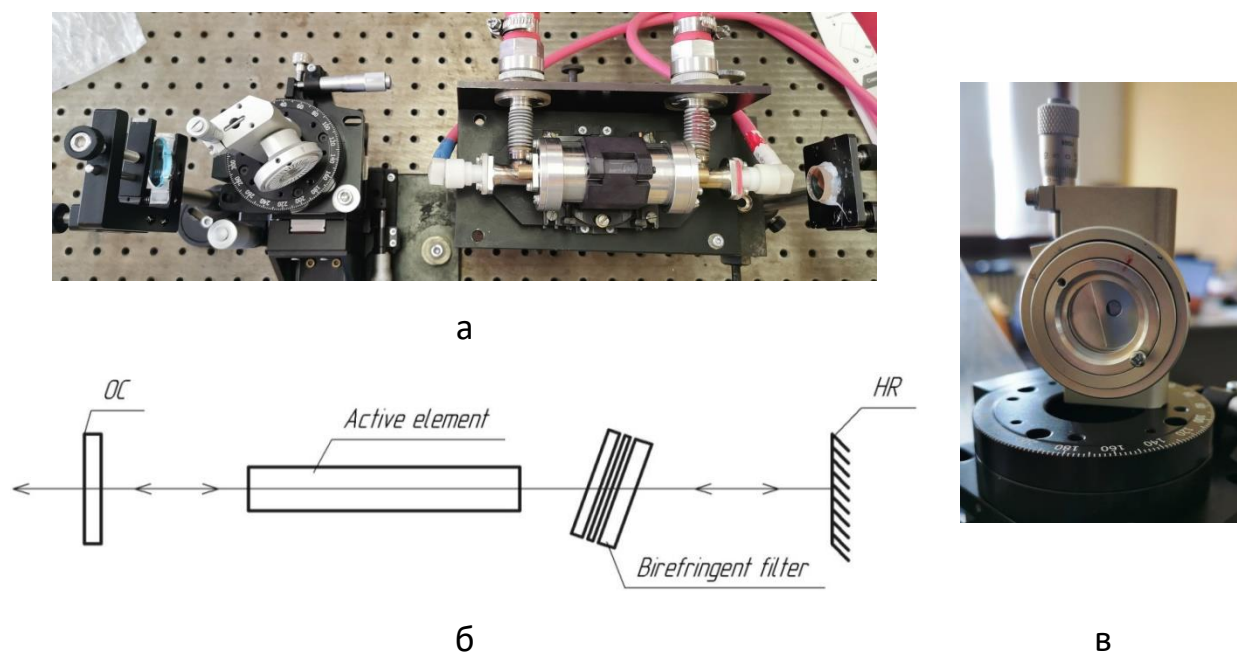
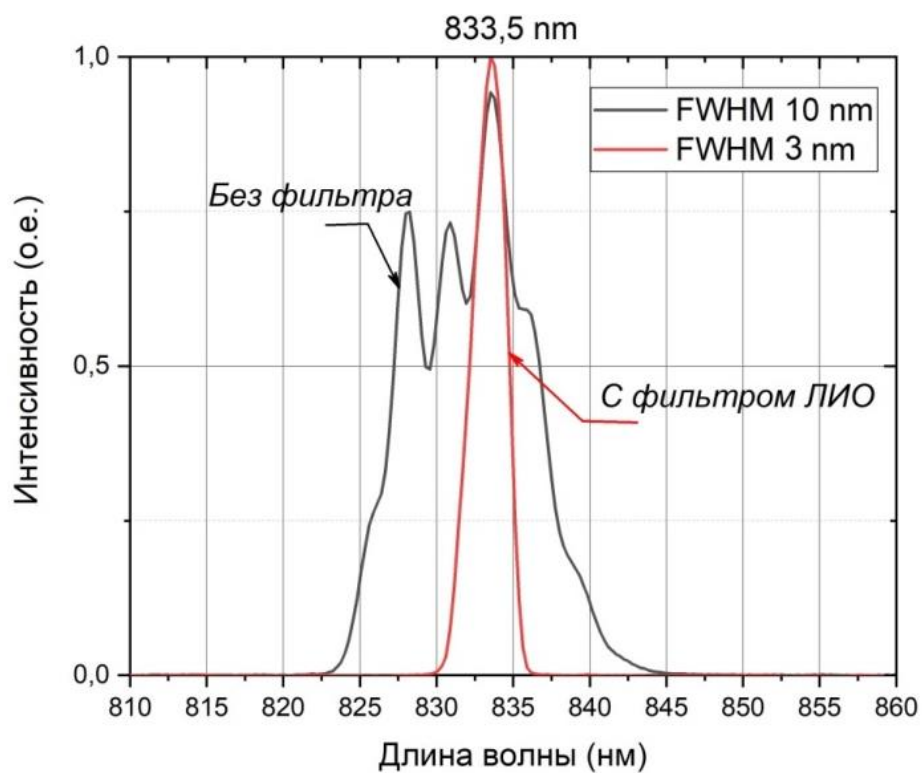
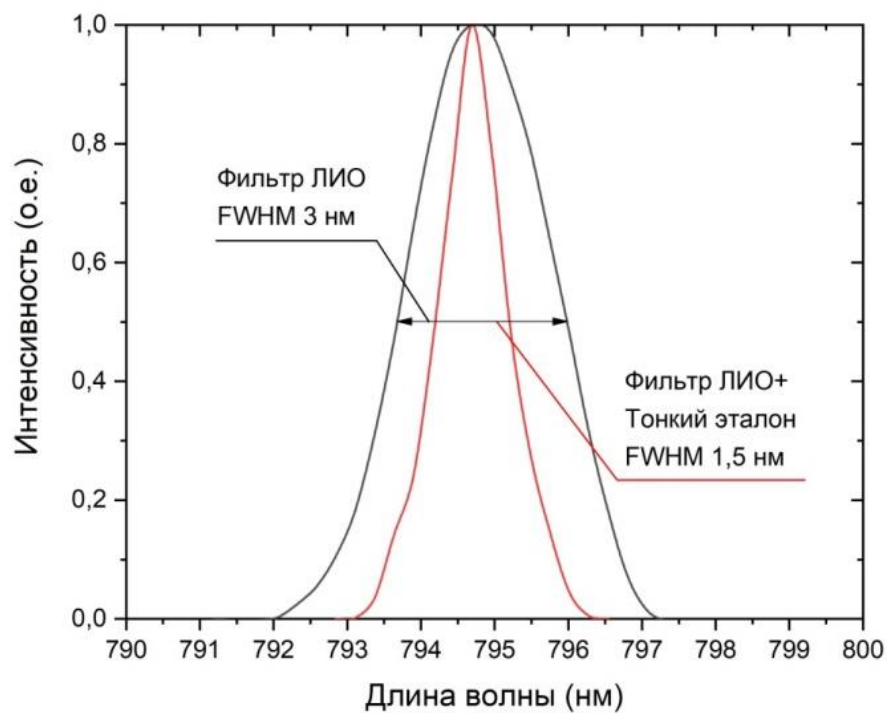


Рисунок 28. Внешний вид (а) со схемой резонатора (б) ГАБ лазера и внешний вид трехкомпонентного фильтра Лио (в).

При установке фильтра Лио в резонатор лазера на александрите и ГАБ происходило сужение спектра выходного излучения. Потеря по мощности в каждом случае не превышала 25%. Диапазон перестройки длины волны представлен на рисунке 16. А при добавлении к селективному резонатору эталона из кристаллического кварца с толщиной 200 мкм позволило сузить ширину спектра излучения для ГАБ лазера с 10 нм (см. рисунок 29а) до 1,5 нм (см. рисунок 29б), а для александрита с 1 нм до 0,2 нм.



а



б

Рисунок 29. Сужение ширины спектра излучения ГАБ лазера с помощью фильтра Лио (а) и тонкого эталона (б)

Спектр плавной перестройки длины волны в селективном резонаторе с фильтром Лио и тонким эталоном для лазера на александрите составил 715 - 792 нм, а для ГАБ лазера 795 - 891 нм (см. рисунок 30).

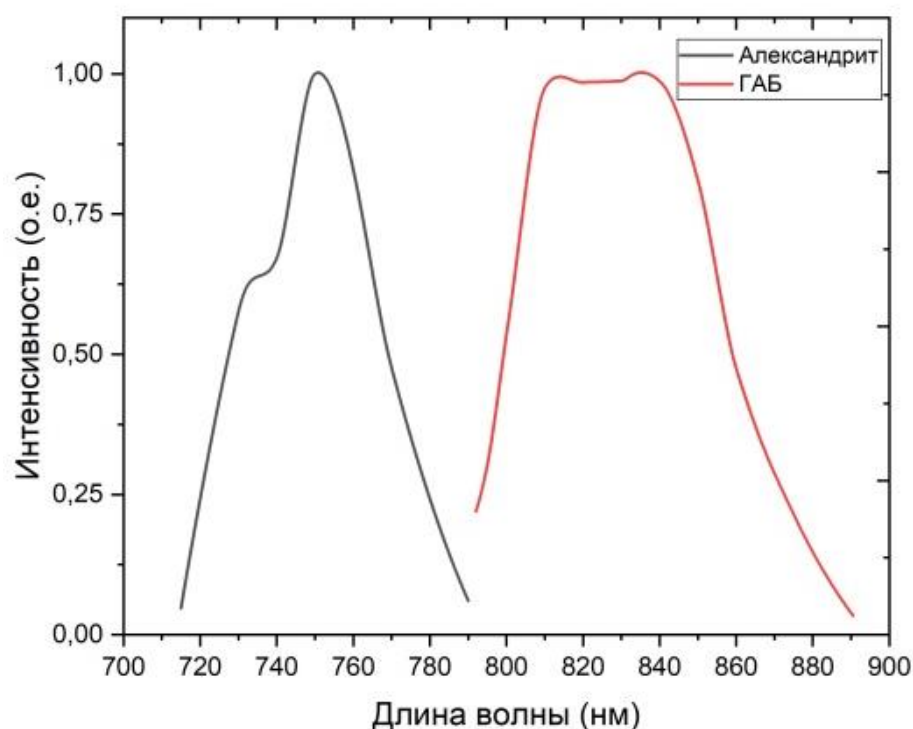


Рисунок 30 - Спектр перестройки лазера на александрите и ГАБ в селективном резонаторе с фильтром Лио

2.4 Перестраиваемый лазер на александрите с дисперсионной призмой

2.4.1 Расчет дисперсионной призмы для селективного резонатора

Для перестройки длины волны излучения лазера можно использовать оптическую призму с высоким показателем преломления, установленную одной гранью под углом Брюстера по отношению к оптической оси резонатора. При заданном угле установки призмы только определенная длина волны отражается от зеркала в резонатор. Перестройка длины волны осуществляется путем вращения призмы или резонаторного зеркала. В ряде случаев может быть использована система из двух призм или призмный селектор [107].

Отдельного описания требуют резонаторы с призмой, селективные характеристики которых в первую очередь определяются ее угловой дисперсией [108]. Угловая дисперсия призмы определяется ходом луча в ней и дисперсией материала:

$$\frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{d\theta}{dn} \cdot \frac{dn}{d\lambda} \quad (12)$$

Призмы, изготовленные из материала с большей дисперсией должны обеспечивать большую спектральную селективность. К оптическим материалам, работающим в видимом и ближнем ИК диапазоне спектра и имеющим высокие значения дисперсии и пропускания, относятся стекла серии ТФ.

Расчет селективности призмы определяется отношением:

$$\frac{\partial\theta}{\partial n} = \frac{\sin A}{\cos \alpha_1 \cdot \cos \alpha_2} \quad (13)$$

где: α_1 и α_2 – угол преломления для двух граней призмы, A – угол преломления призмы, с гранями близкими к углу Брюстера α_{Br} по направлению распространения излучения, можно определить по формуле [107]:

$$A = 2 \cdot \arcsin \left[\frac{1}{\sqrt{n^2 + 1}} \right] \quad (14)$$

Показатель преломления стекла ТФ5 для основной длины волны излучения лазера на александрите (~ 750 нм) согласно значениям коэффициентов формулы дисперсии равен 1,74. Подставив данное значение в (4), получим, что преломляющий угол призмы составит 59,7 градусов. Ширину полосы пропускания при круговом обходе резонатора можно определить по формуле:

$$\delta\lambda_{pr} = \frac{\lambda}{2 \cdot r} \cdot \left(\frac{dn}{d\lambda} \right)^{-1} \cdot \frac{\cos \alpha_{Br} \cdot \cos\left(\frac{A}{2}\right)}{2 \cdot \sin A} \quad (15)$$

где: $r = 3$ мм – радиус пучка излучения, $\lambda = 750$ нм – основная длина волны лазерного излучения. Расчет показывает, что ширина полосы пропускания будет равна 0,27 нм. При этом разрешение призмы составит ~ 2800 . Учитывая, что разрешение определяется:

$$R = L \frac{dn}{d\lambda} \quad (16)$$

получим, что размер основания призмы должен быть не меньше 24 мм

Коэффициент угловой перестройки призмного резонатора обратно пропорционален дисперсии материала призмы, и при установке ее под углом Брюстера к оптической оси будет определяться выражением:

$$K = \left(2 \frac{dn}{d\lambda}\right)^{-1} \quad (17)$$

Перестройка длины волны излучения в диапазоне 700 – 850 нм происходит либо за счет отклонения угла глухого зеркала, либо за счет нарушения угла установки дисперсионной призмы

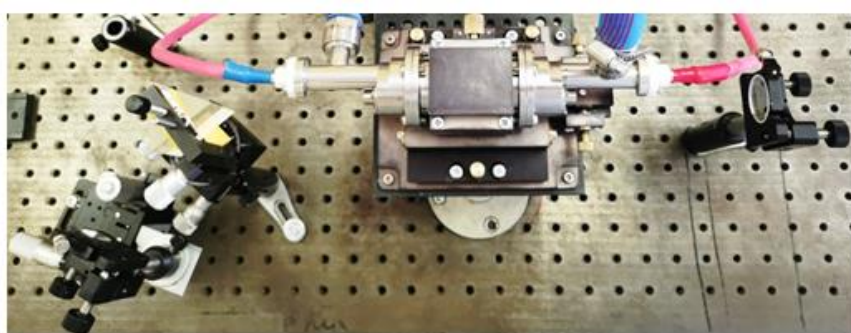
Таким образом, для осуществления перестройки длины волны лазерного излучения в диапазоне 700-850 нм используется призма, изготовленная из тяжелого флинта с преломляющим углом ~ 60 градусов и размером основания не менее 24 мм. Допускается использование призмы с аналогичными или лучшими дисперсионными свойствами материала. В частности, для экспериментальной проверки применялась призма из материала N-SF11 (Scott).

2.4.2 Экспериментальное исследование диапазона перестройки лазера на александрите с дисперсионной призмой

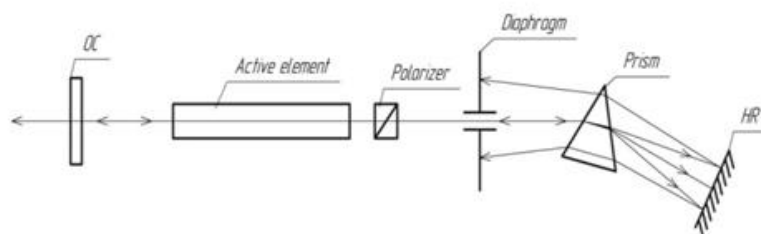
Внешний вид дисперсионной призмы и схема селективного резонатора с ней представлены на рисунке 31.

С призмным селективным резонатором удалось расширить диапазон длин волн генерации лазера на александрите. Так, при температуре охлаждающей жидкости 60°C и применении выходного зеркала с

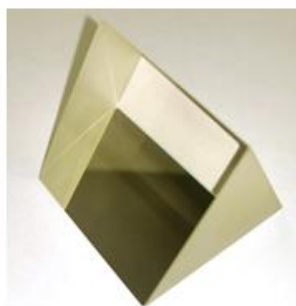
коэффициентом отражения 0,85 перестройка спектра излучения лазера на александрите составила 715-805 нм (см. рисунок 32). Применение призмы вместе с эталоном не позволило достичь ширины спектра излучения как для резонатора с фильтром Лио (0,2 нм), а ширина спектральной линии генерации на полувысоте (FWHM), в призмном резонаторе, составила 0,7 нм. Это обусловлено деполяризацией излучения при прохождении излучения генерации в объеме призмы и отражением от ее граней, стоящих под углом близким к углу Брюстера к оптической оси резонатора лазера.



а



б



в

Рисунок 31- Внешний вид (а) и схема селективного резонатора (б) лазера на александрите. Внешний вид дисперсионной призмы (в)

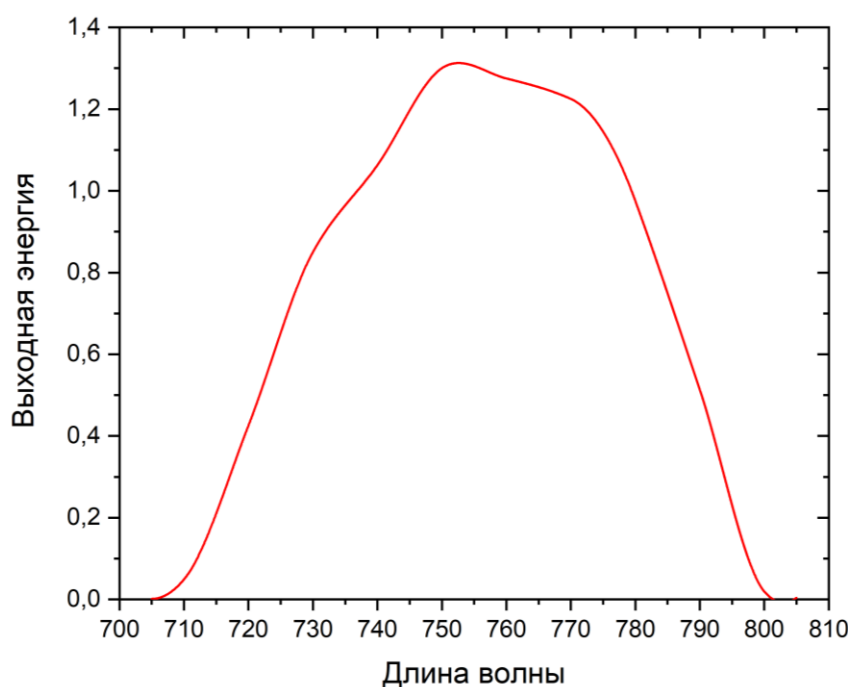


Рисунок 32 - Диапазон перестройки лазера на александрите в селективном резонаторе с дисперсионной призмой

Выводы по главе 2

Выполнен расчет неселективных резонаторов для лазеров на кристаллах александрита и ГАБ. Определены параметры систем термостабилизации и питания для обеспечения работы лазеров. Проведены экспериментальные исследования по определению энергетических, спектральных и пространственно-временных характеристик излучения, генерируемого лазерами на кристаллах александрита и ГАБ.

Проведены расчеты дисперсионных элементов селективных резонаторов перестраиваемых лазеров на александрите и ГАБ. Экспериментально определены спектры перестройки генерируемого излучения для каждого из кристаллов, как с дисперсионной призмой, так и с фильтром Лио.

ГЛАВА 3. ЛАЗЕРНЫЙ СИНТЕЗ И ИССЛЕДОВАНИЕ ГИБРИДНЫХ НАНОМАТЕРИАЛОВ

Введение к главе 3

В данной главе описана экспериментальная установка с использованием лазера на александрите работающего в режиме свободной генерации на длине волны 750 нм. Временная форма излучения лазера представляет собой цуг импульсов наносекундной длительности не затухающий в пределах 250 мкс.

Методом лазерной абляции материала в жидкость получены однокомпонентные коллоидные растворы с наночастицами меди и стеклоуглерода. Выбор перечисленных материалов обусловлен их физико-химическими свойствами и использованию наночастиц на их основе в различных приложениях. Коллоидные растворы состоят из наночастиц, которые получены при воздействии лазерного излучения на границу раздела двух сред. Проведен анализ однокомпонентных коллоидных растворов и демонстрируется формирование наноструктурированного осажденного слоя. С помощью лазера со сканатором сформированы проводящие структуры на твердой диэлектрической подложке и исследованы их электрические характеристики.

Основные результаты по данной главе представлены в работе [П1]

3.1 Экспериментальная установка по лазерной абляции материала в жидкость

Медь обладает высоким коэффициентом отражения в ИК-диапазоне спектра, в частности на длине волны 1064 нм $R \sim 0,9$. Переход в коротковолновую область спектра воздействующего излучения способствует большему поглощению меди. Так на длине волны 750 нм коэффициент отражения меди составляет $\sim 0,8$. [109] Для проведения экспериментов по взаимодействию лазерного излучения с медной мишенью

был использован лазер на александрите работающий в режиме свободной генерации на длине волны 750 нм, который подробно описан в Главе 2.

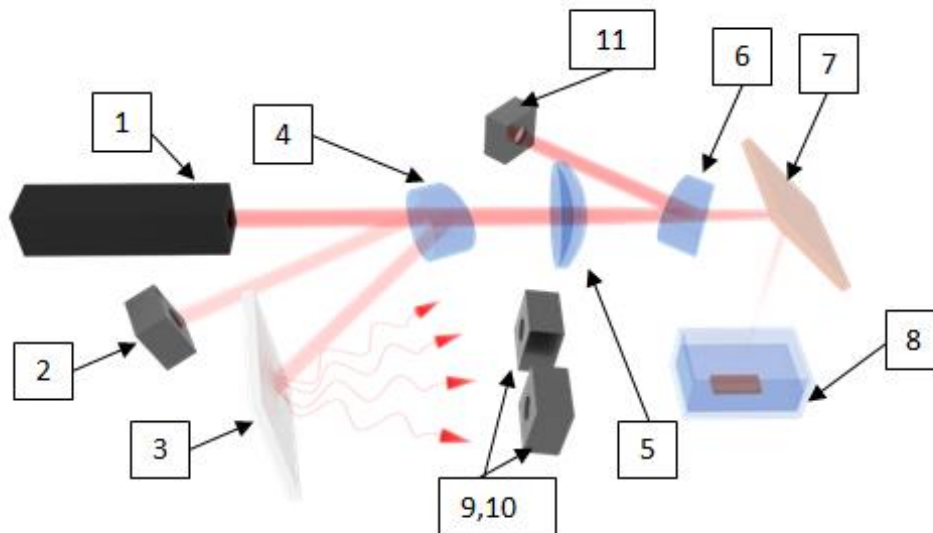
Основные характеристики излучения лазера на александрите при формировании коллоидных растворов приведены в таблице 6.

Таблица 6. Основные характеристики лазера на александрите

Параметр	Значение
Длина волны излучения, нм	750
Ширина спектра излучения, нм	0,8
Длительность импульсов в цуге, нс	400
Длительность цуга, мкс	100 – 220
Частота следования импульсов в цуге, кГц	170 – 250
Энергия цуга импульсов, Дж	0,5 – 2,5
Частота следования цугов, Гц	3 – 30

Схема эксперимента для получения коллоидного раствора приведена на рисунке 33. Изменение импульсной энергии излучения осуществлялось за счет изменения энергии накачки импульсных ламп. Для формирования лазерного пучка на мишени использовалась фокусирующая асферическая линза ($f \approx 1$ м). Для измерения энергии микросекундного цуга использовался пироэлектрический преобразователь PE-25 и интерфейс Juno. Энергетические параметры воздействующего излучения рассчитывались с учетом коэффициентов отражения и пропускания оптических клиньев и асферической линзы.

Распределение плотности энергии по сечению пучка на мишени, зарегистрированы с помощью анализатора профиля лазерного пучка Pyrocam III HR (Ophir), представлены на рисунке 34.



1 – Лазер на александрите, 2 – пирозлектрический преобразователь PE-25 (Ophir); 3 – диффузный экран, 4, 6 – клин оптический, 5 – асферическая линза, 7 – поворотное зеркало, 8 – кювета с мишенью; 9 – фотоприемник OD-08A (Avesta Project); 10 - спектрометр HR4000 (Ocean Optics); 11 – анализатор профиля лазерного пучка Ругосам III HR (Ophir).

Рисунок 33 - Оптическая схема эксперимента

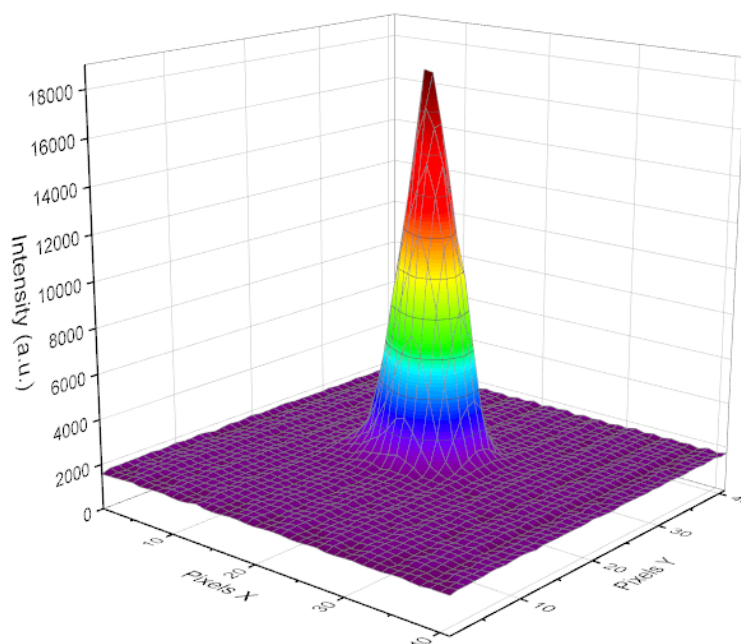


Рисунок 34 - Распределение плотности энергии по сечению пучка на мишени, 3D - изображение

Диаметр пятна по уровню $1/e$ от максимальной интенсивности составил $d_{ху} \sim 400$ мкм. Площадь пучка лазерного излучения воздействующего на мишень составляла $\sim 0,00125$ см². Импульсная плотность мощности и энергии на мишени определяется отношением импульсной мощности и энергии к площади пятна лазерного излучения на мишени.

$$W_{ps} = \frac{W}{S_{п}}; P_{ps} = \frac{W_{ps}}{\tau_{и}} \quad (18)$$

Данные расчетов параметров воздействия на мишень представлены в таблице 7. На рисунке 35 показана зависимость импульсной плотности мощности и энергии на мишени в зависимости от частоты повторения импульсов и энергии разряда накопителей.

Таблица 7. Плотность мощности и энергии на мишени

Параметры	Номер эксперимента					
	1	2	3	4	5	6
Импульсная плотность мощности на мишени (P_{ps}), МВт/см ²	10,13	7,96	8,98	7,96	12,49	3,18
Импульсная плотность энергии на мишени W_{ps} , кДж/см ²	2,23	1,59	1,98	0,99	2,75	0,32

Длительность импульса лазерного излучения в режиме свободной генерации представляет собой цуг импульсов короткой длительности с высокой частотой повторения. В [110] обсуждается природа пиковой генерации лазеров легированных ионами Cr^{3+} при импульсной накачке. Так авторами утверждается, что пространственная неоднородность инверсии в объеме активного элемента приводит к пиковой генерации на время всего импульса накачки, а в течение всей генерации заметного изменения характера режима не происходит.

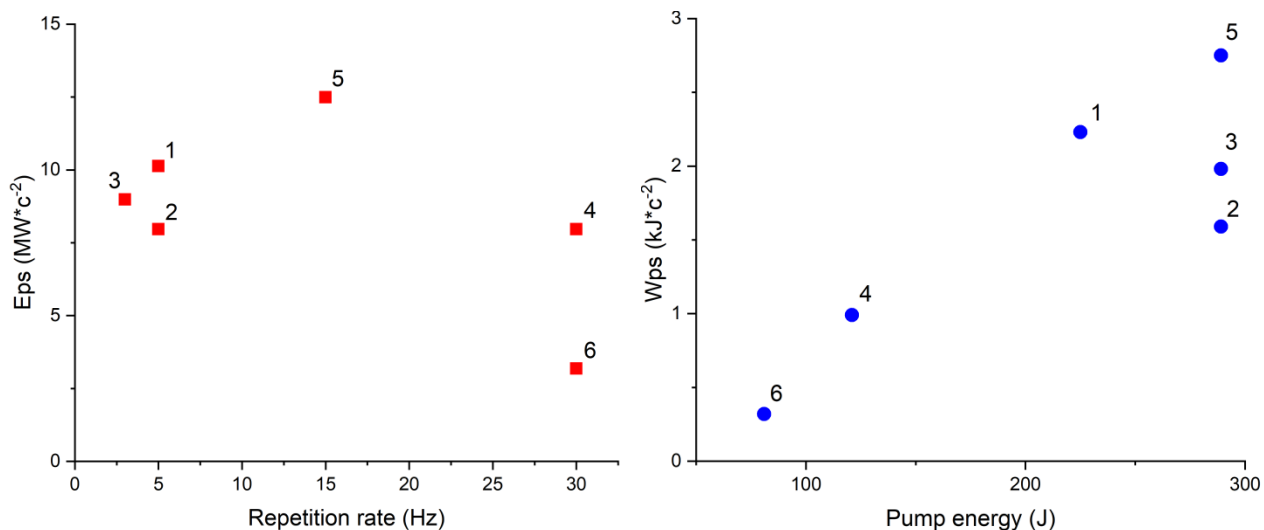


Рисунок 35 - Зависимость импульсной плотности мощности и энергии на мишени в зависимости от частоты повторения импульсов и энергии разряда накопителей

Таким образом, возможно, утверждать что на мишень воздействует не одиночный импульс длительностью несколько сот микросекунд, а цуг состоящий из импульсов наносекундной длительности. Это дает возможность применять лазер на александрите без модуляции добротности, в отличии Nd:YAG лазера, генерирующий аналогичные параметры излучения. Тем самым многократно упрощается и удешевляется сам источник лазерного излучения. Длительность цуга зависит от параметров резонатора, энергии и длительности накачки. Временная форма импульсов использованных в экспериментах представлена на рисунке 36.

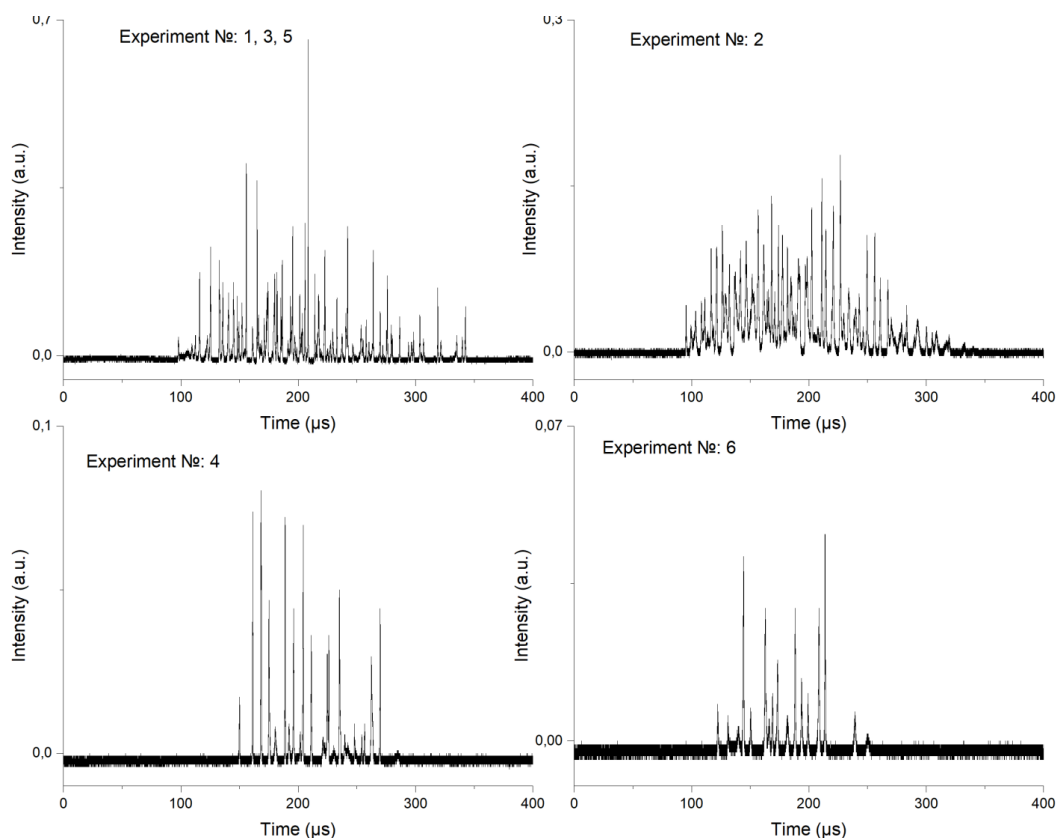


Рисунок 36 – Временная форма импульса лазерного излучения в экспериментах.

Воздействие на мишень такого цуга можно рассматривать как набор отдельных пичков наносекундной длительности с периодом следования 4 – 6 нс. Если усреднить количество импульсов в цуге по амплитуде и длительности, то получается единичный импульс из цуга длительность по уровню $\frac{1}{2}$ от максимальной амплитуды ~ 400 нс, частота следования составляет ~ 200 кГц. В каждом из экспериментов (с 1 по 6) воздействие на мишень происходило с различной энергией накачки и частотой следования, что влияло на длительность цуга и количества импульсов в нем. Для каждого эксперимента статистически высчитывалось количество импульсов в цуге, их интенсивность и длительность. Данные расчетов представлены в таблице 8.

В этом случае импульсная плотность мощности и энергия пересчитывалась под параметр каждого отдельного пичка, принимая, что площадь воздействия на мишень для каждого отдельного пичка остается такая же, как и для цуга в целом. Усредненный по длительности импульс и

зависимость импульсной плотности мощности и энергии на мишени показаны на рисунке 37.

Таблица 8. Параметры лазерного излучения

Параметры	Номер эксперимента					
	1	2	3	4	5	6
Длительность цуга, мкс	220	200	220	125	220	100
Длительность импульса в цуге, нс	400					
Частота следования импульсов, кГц	200					
Количество импульсов цуге, шт	57	49	54	19	60	16
Усредненная энергия импульса в цуге, мДж	49	41	46	66	58	25
Импульсная плотность мощности на мишени (P_{ps}), кВт/см ²	195,6	162,5	182,8	261,9	228,9	99,5
Импульсная плотность энергии на мишени W_{ps} , Дж/см ²	39,1	32,5	36,6	52,4	45,8	19,9

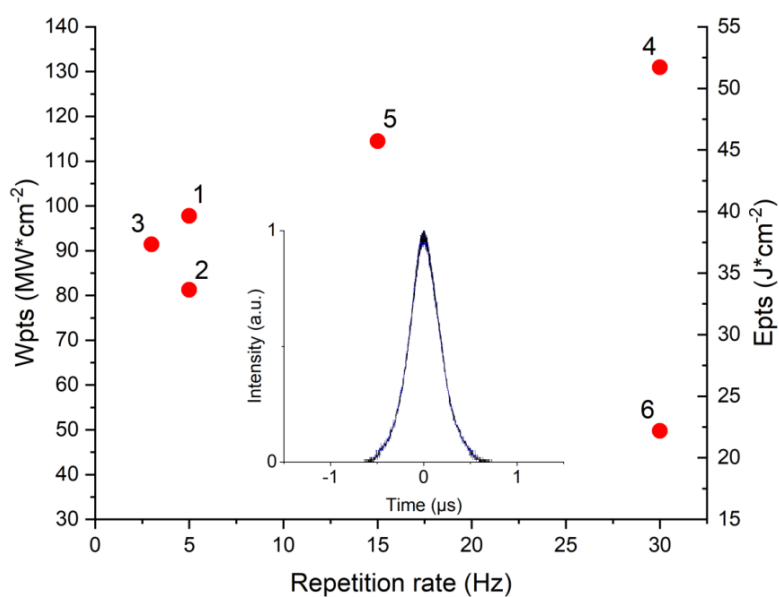


Рисунок 37 - Усредненный по длительности импульс и зависимость импульсной плотности мощности и энергии на мишени

3.2 Формирование, осаждение и анализ однокомпонентных коллоидных растворов

Однокомпонентные коллоидные растворы формировались методом лазерной абляции материала в жидкость. Для различных материалов мишеней нами экспериментально определены параметры воздействующего излучения, способствующие образованию на границе раздела мишень-жидкость плазменного факела. В качестве жидкой среды использовались дистиллированная вода и глицерин. Выбор данных жидкостей обусловлен кардинально разными их физическими свойствами:

- дистиллированная вода (H_2O) - плотность $998,203 \text{ кг/м}^3$ при 20 C , вязкость $8,942 \cdot 10^{-4} \text{ кг/(м}\cdot\text{с)}$ при 18 C .

- глицерин ($C_3H_5(OH)_3$) - плотность 1261 кг/м^3 при 20 C , вязкость $1490 \cdot 10^{-3} \text{ кг/(м}\cdot\text{с)}$ при 18 C .

Плотность энергии лазерного импульса из цуга на медной мишени достигала 52 Дж/см^2 . Плазменный факел формировался в воздушном пузыре, так как локальный лазерный нагрев мишени приводит к повышению ее температуры превышающей температуру кипения жидкости. При локальном воздействии происходило поверхностное плавление мишени и быстрое ее остывание, в зависимости от коэффициента теплопроводности материала. Варьируя частотой лазерного излучения, образование плазменного факела с различной интенсивностью происходило за разное время облучения от 10 до 20 секунд. После образования оптического пробоя начинался процесс сканирования мишени со скоростью, не превышающей 2 мм/с . Увеличение скорости приводило к тому, что мишень не успевала нагреться, плазменный факел не возникал и формирование коллоидного раствора не происходило. На рисунке 38 представлены однокомпонентные растворы меди с различной концентрацией наночастиц.

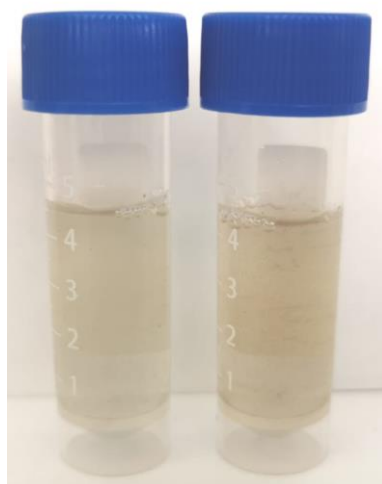


Рисунок 38 - Однокомпонентные растворы меди

Методом абсорбционной спектрофотометрии определен спектр поглощения коллоидных растворов для этого использовался спектрофотометр СФ-2000. Для однокомпонентных коллоидных растворов с наночастицами меди характерный пик поглощения находится в области ~ 520 нм (см. рисунок 39). Подобные спектры наблюдались в работах [111 - 114], где также методом абляции синтезировали наночастицы меди.

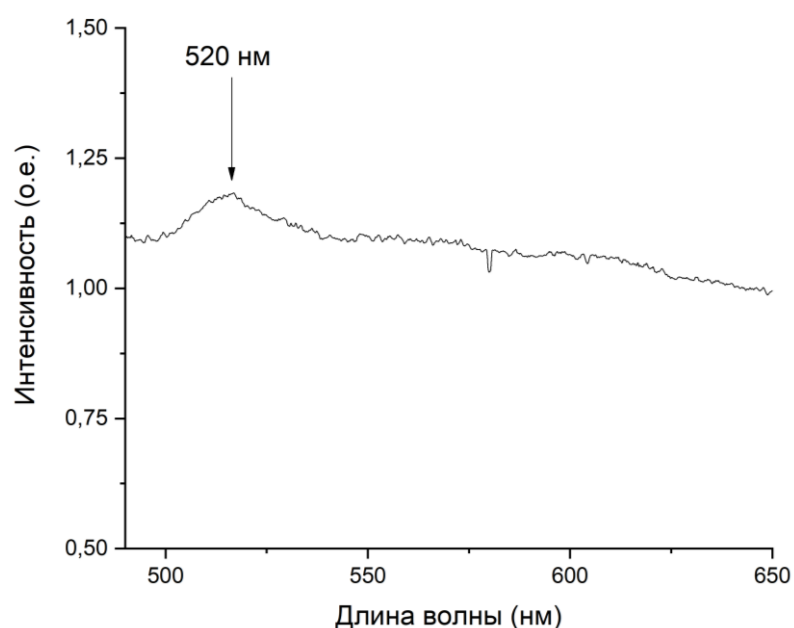
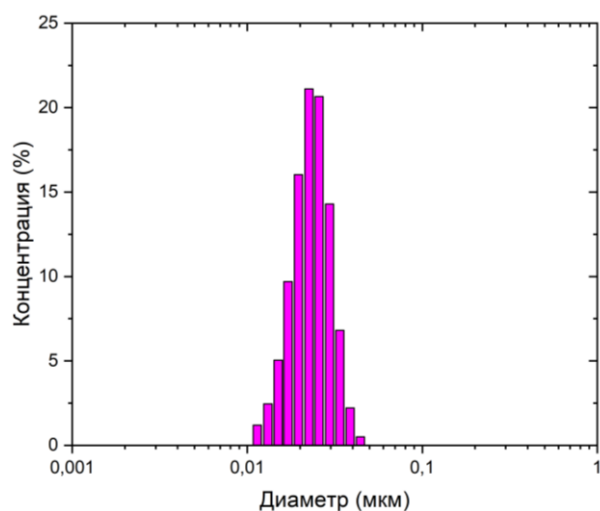


Рисунок 39 – Пик поглощения медного однокомпонентного коллоидного раствора

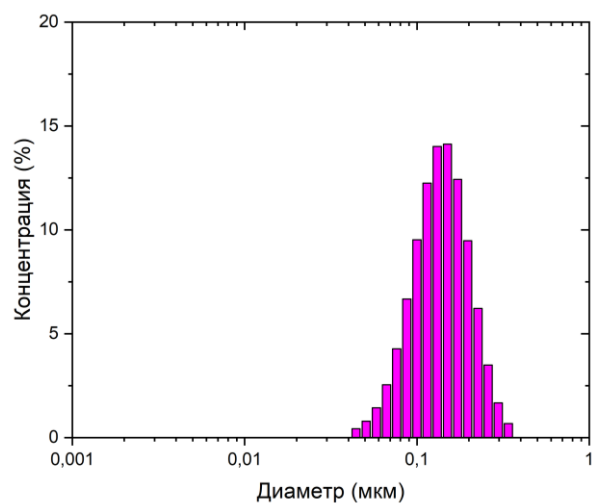
Для определения дисперсности полученные растворы исследовались на лазерном анализаторе размера частиц по динамическому рассеянию света на приборе Horiba LB-550. Данный анализатор предназначен для измерения частиц в диапазоне от 1 нм до 6 микрон. Исследование показало, что в процессе лазерного воздействия на мишень в жидкости формируются наночастицы различных размеров. Гистограмма размеров частиц меди в дистиллированной воде при сканировании со скоростью 2 мм/с представлены на рисунке 24. Различные размеры частиц в растворах связаны с изменением профиля пучка излучения лазера. Так при воздействии на частоте 5 Гц средний размер частиц составил 20 – 30 нм (рисунок 40а), а при частоте 15 Гц 150 нм (рисунок 40б). Это связано с тепловой линзой, возникающей в активном элементе. Так при увеличении частоты следования происходит увеличение силы тепловой линзы и увеличение пучка излучения.

Дальнейшее усовершенствование данного подхода может быть направлено на компенсацию тепловой линзы и улучшению расходимости лазерного излучения. Это позволит настроить лазер на оптимальные параметры, выйти на стабильную работу и четко контролировать параметры лазерного излучения. Уменьшение скорости сканирования до 1 мм/с при сохранении той же плотности энергии приводит к увеличению размеров частиц. На рисунке 40 изображены гистограммы распределения наночастиц меди при частоте воздействия 5 Гц – 150 нм (см. рисунок 41а) и 15 Гц – 450 нм (см. рисунок 41б).

Увеличение размеров частиц связано с тем, что частицы повторно попадают в область лазерного воздействия и могут фрагментироваться. Так же на поверхности частиц образуется оксидная пленка.

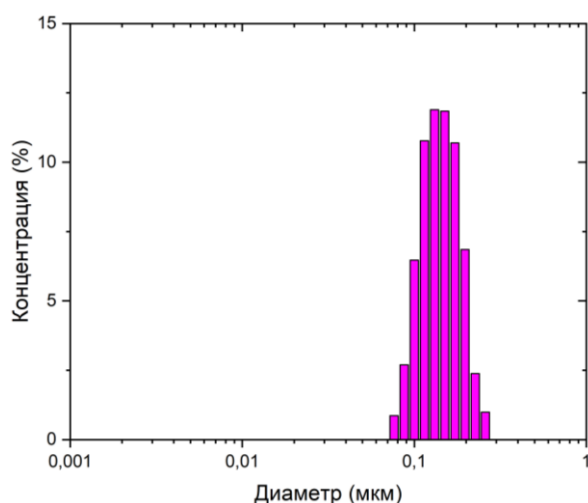


а

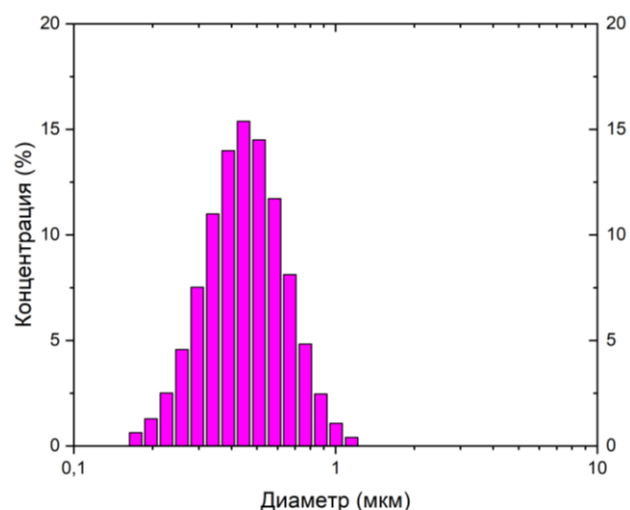


б

Рисунок 40 – Гистограмма распределения наночастиц меди при скорости сканирования 2 мм/с



а



б

Рисунок 41 – Гистограмма распределения наночастиц меди при скорости сканирования 1 мм/с

При сохранении скорости сканирования 2мм/с и уменьшении энергии воздействия на мишень в два раза происходит формирование раствора с крайне малой концентрацией частиц.

При меньшей скорости формируются наночастицы самых больших размеров (см. рисунок 42а). Самые малые частицы образуются в результате так называемого «легкого» лазерного облучения, т.к. получаемой энергии

достаточно воздействовать только на скин-слой порядка нескольких нанометров (см. рисунок 42б).

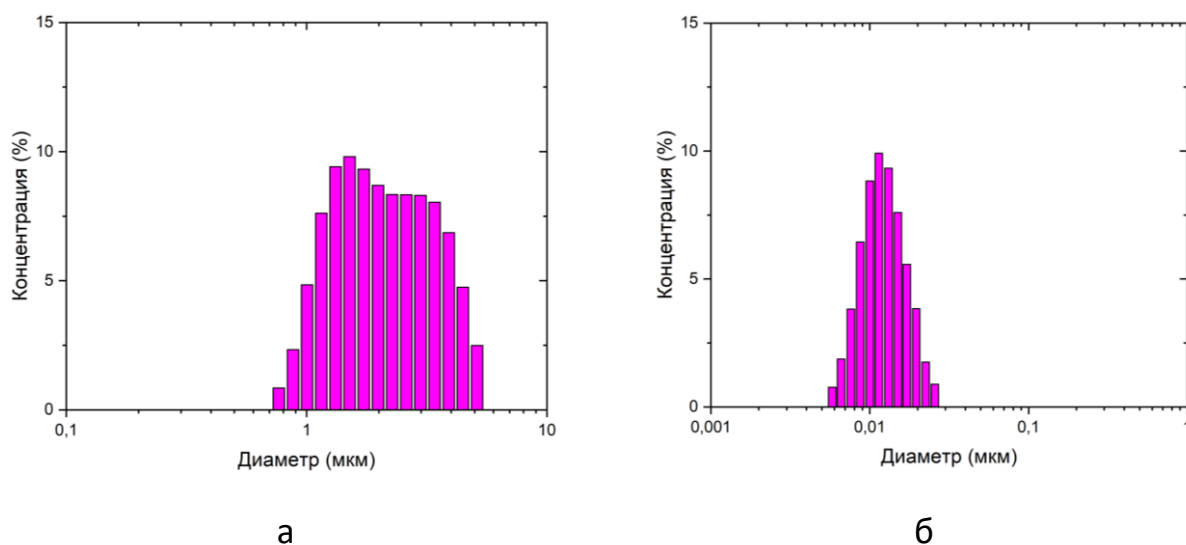
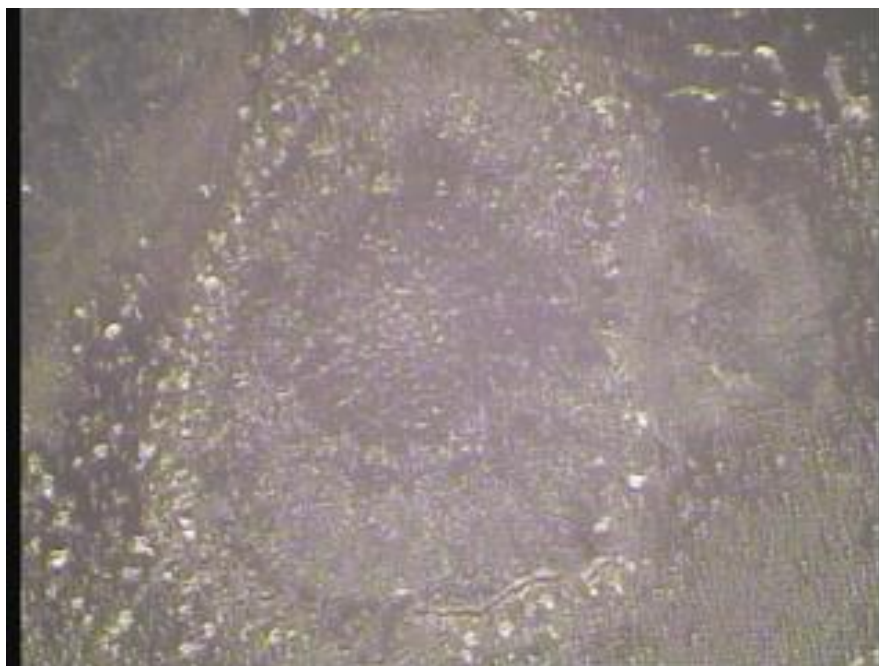


Рисунок 42 – Наночастицы меди при увеличенной скорости сканирования

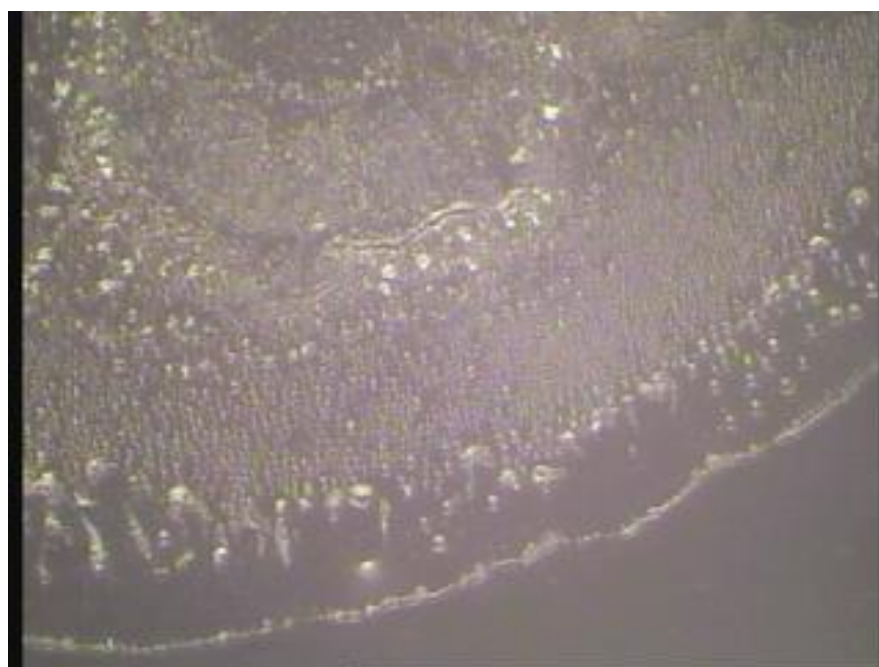
При замене жидкой среды на глицерин наблюдаются кардинально другие эффекты. Так при облучении с энергией цуга 1,5 Дж при скорости сканирования 1 мм/с и 2 мм/с на поверхности глицерина наблюдается процесс кипения с незначительным выплеском жидкой фазы. Исследования коллоидных систем на анализаторе размера частиц ничего не показали. Это может быть связано с тем, что глицерин полностью поглощает лазерное излучение или ослабляет его до такой степени, что процесс абляции не возможен.

Формирование тонких наноструктурированных пленок на твердую подложку выполнялось методом капельного осаждения. В качестве твердой подложки использовалось предметное стекло. Эксперименты проводились в естественных условиях, температура подложки составляла 25 °С. Процесс высыхания контролировался с помощью оптического микроскопа. На рисунке 43 изображены центр и край высохшей естественным путем капли коллоидного раствора с наночастицами меди. В ходе высыхания

сформировался слой осажденных структур с четко выраженной границей и равномерно осажденными частицами.



а



б

а – центр пленки, б – край пленки

Рисунок 43 – Оптическое изображение при естественном высыхании

Исследование этого осажденного слоя наночастиц меди проводилось с использованием растрового электронного микроскопа (РЭМ). Изображения РЭМ представлены на рисунке 44.

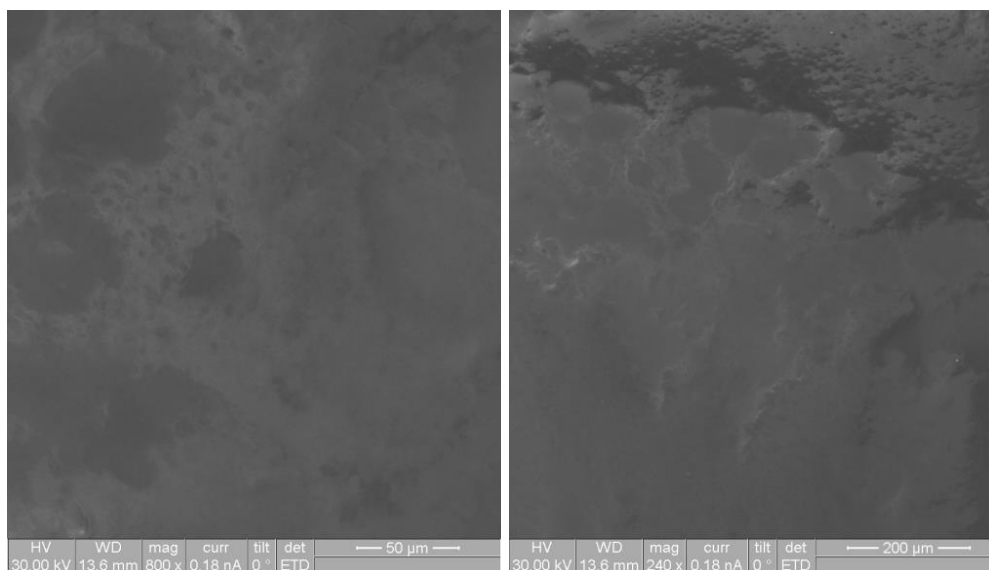


Рисунок 44 – РЭМ изображения пленки при естественном высыхании

Помимо естественного высыхания капли проводились работы по вынужденному высыханию с использованием лазера. Схема эксперимента представлена на рисунке 45.

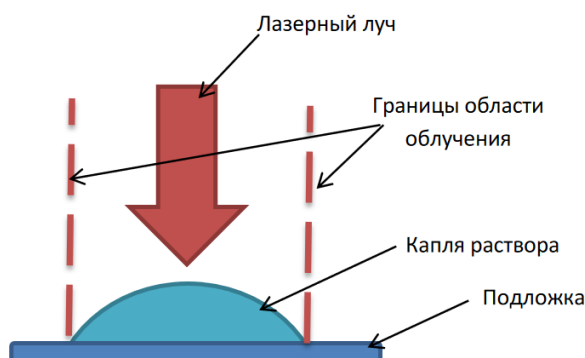


Рисунок 45 – Экспериментальная схема высыхания капли при ее лазерном облучении

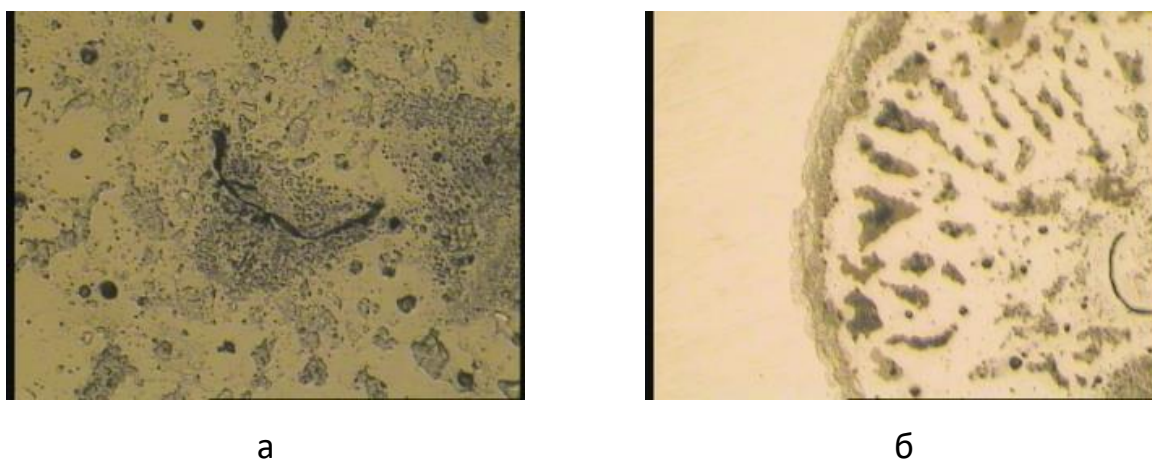
Расфокусированное излучение лазера воздействовало на каплю коллоидного раствора, осажденного на предметном стекле.

Исследование морфологических свойств осажденного слоя на поверхность подложки показало, что при локальном лазерном воздействии на коллоидные системы процесс осаждения происходит в две стадии.

На первой стадии происходит локальный лазерный нагрев коллоидного раствора, вследствие чего изменяются его термодинамические параметры. Это приводит к конкуренции двух процессов: во-первых, диффузии наночастиц меди из области нагрева наружу, во-вторых, гидродинамического течения в область нагрева.

На второй стадии, при достижении некоторого критического веса скопившихся в области наночастиц (и образовавшихся нанокластеров), происходит преодоление действия сил поверхностного натяжения, – частицы осаждаются на поверхность подложки. В дальнейшем локальный лазерный нагрев приводит к частичному спеканию наночастиц. Вид осажденного слоя в общем случае отвечает структурам, формирующимся при высокотемпературном отжиге в результате коагуляции частиц.

На рисунке 46 изображены центр и край высохшей вынужденным путем капли коллоидного раствора с наночастицами меди полученные с помощью оптического микроскопа. На рисунке 46 приведено АСМ изображение.



а – центр пленки, б – край пленки

Рисунок 46 – Оптическое изображение при вынужденном высыхании

Изображение структуры осажденной на подложку наночастиц меди, полученное на атомно-силовом микроскопе, представлено на рисунке 46.

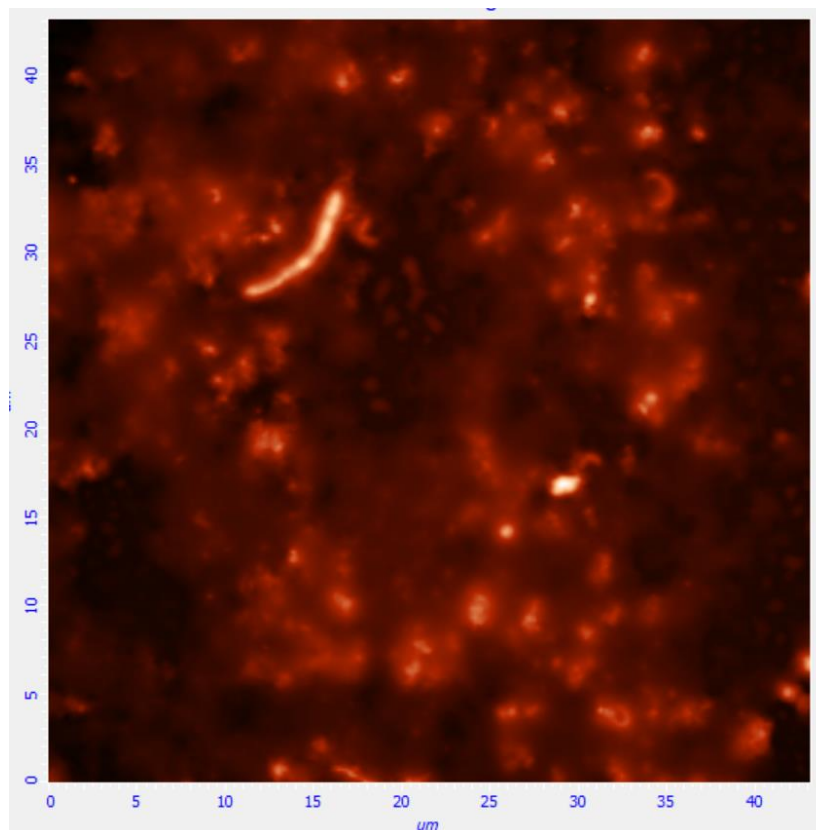


Рисунок 47 - АСМ изображение

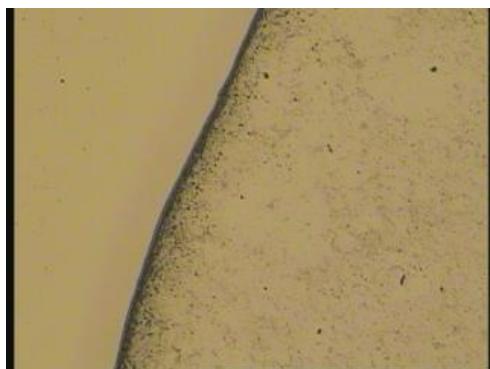
Формирование наночастиц углерода происходило согласно схеме изображенной на рисунке 32. Мишень помещалась в дистиллированную воду. Изображения, полученные с оптического микроскопа, тонких пленок при естественном и вынужденном высыхании представлены на рисунке 48.

Средний размер частиц углерода полученных при лазерной абляции в жидкость составил 2,5 мкм. Гистограмма распределения представлена на рисунке 49.

Большой размер частиц связан с высоким коэффициентом поглощения лазерного излучения мишени из углерода.

Установлено, что изменение длительности воздействующего лазерного импульса и повышение плотности его энергии приводят как к увеличению

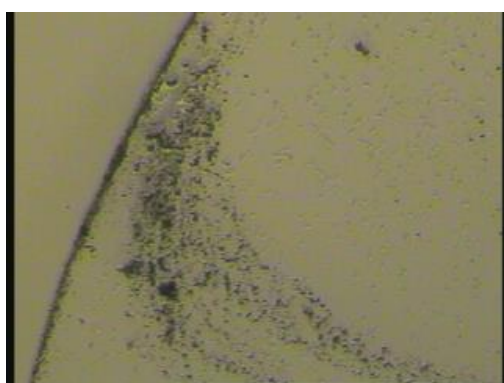
среднего размера, так и к дисперсии распределения и возможной фрагментации частиц.



а



б



в



г

а – край, б – центр при лазерном высыхании;
в – край, г – центр при вынужденном высыхании

Рисунок 48 - Оптическое изображение пленок с наночастицами углерода

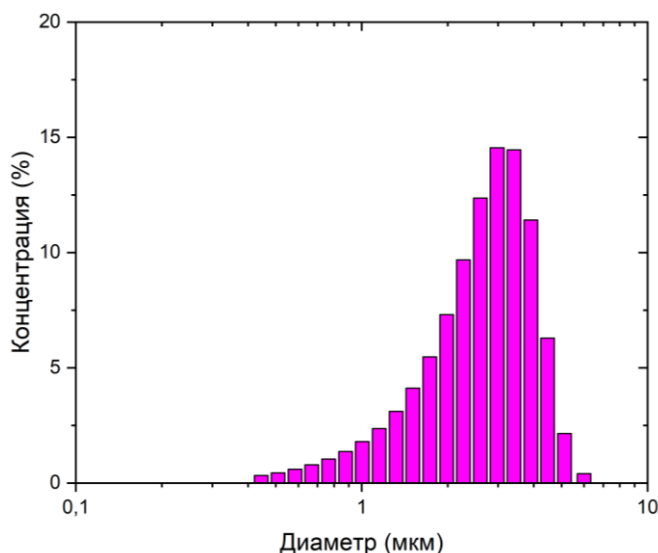


Рисунок 49 - Гистограмма распределения наночастиц углерода

Получены первые экспериментальные результаты по формированию наночастиц меди и стеклоуглерода методом лазерной абляции материала в жидкость облучением цугами импульсов наносекундной длительности с длиной волны 0,75 мкм.

3.3 Формирование проводящих покрытий и исследования электрофизических свойств осажденного слоя

Формирование проводящих покрытий осуществлялось воздействием сфокусированного лазерного излучения твердотельного волоконного лазера со сканатором (длина волны 1064мкм, мощность 10Вт, скорость сканирования от 1 до 15мм/с, длительность импульса 200нс, частота 20кГц) на однокомпонентные и двухкомпонентные растворы коллоидные растворы.

Коллоидный раствор представлял собой смесь жидкой фазы – глицерина и наночастиц – Cu, Ni.

Полученный коллоидный раствор перемешивался и подвергался воздействию направленного ультразвука для раздробления коагулированных или слипшихся частиц. Раствор наносился на диэлектрическую подложку – предметное стекло в виде капли. Фокус лазерного излучения находился на поверхности раздела подложка-коллоидный раствор и происходило

осаждение. Схема осаждения представлена на рисунке 45, единственное отличие – это замена лазера на александрите, на лазер со сканатором.

Результатом такого воздействия является формирование осажденного слоя по траектории движения лазерного луча (см. рисунок 50).



Медь



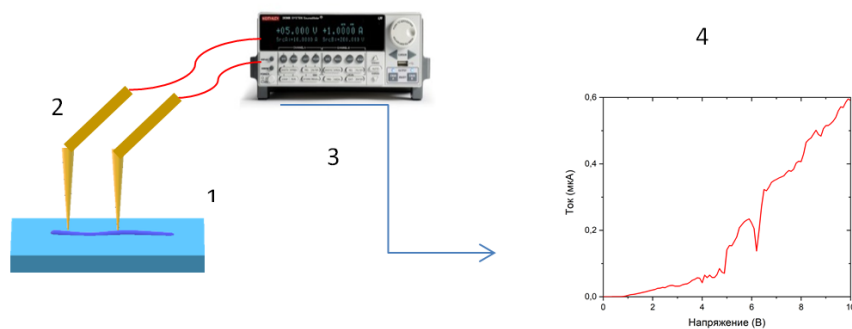
Никель



Медь-никель

Рисунок 50 - Осажденный слой по траектории движения лазерного луча

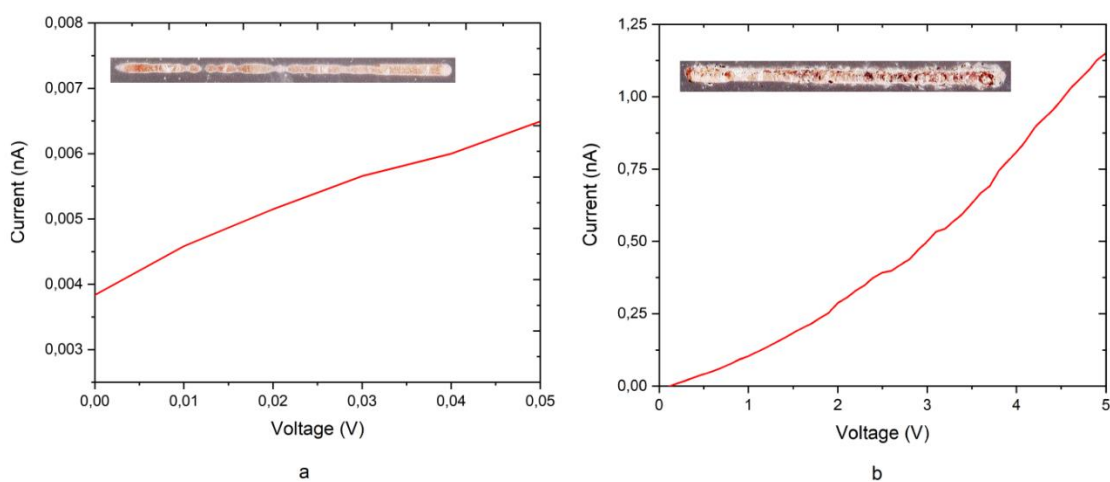
Далее необходимо проверить электропроводимость осажденного слоя. Для измерения электропроводимости использовался источник-измеритель напряжения и силы тока – Keithley 2636В. Принцип действия данного измерителя заключается в подведении контактов в виде тонких игл к поверхности исследования. Далее на иглы подается напряжение 100 нВ до 200 В и снимается вольт-амперная характеристика осажденного слоя. Расстоянием между иглами можно менять, тем самым можно проверить не только отдельные участки, но и всю линию осажденного слоя. Принципиальная схема измерения представлена на рисунке 51.



1 – диэлектрическая подложка с осажденными структурами, 2 – игольные контакты, 3 - источник-измеритель напряжения и силы тока – Keithley 2636В, 4 – вольт-амперная характеристика проводящей осажденной структуры.

Рисунок 51 - Экспериментальная схема измерения электропроводимости осажденных структур

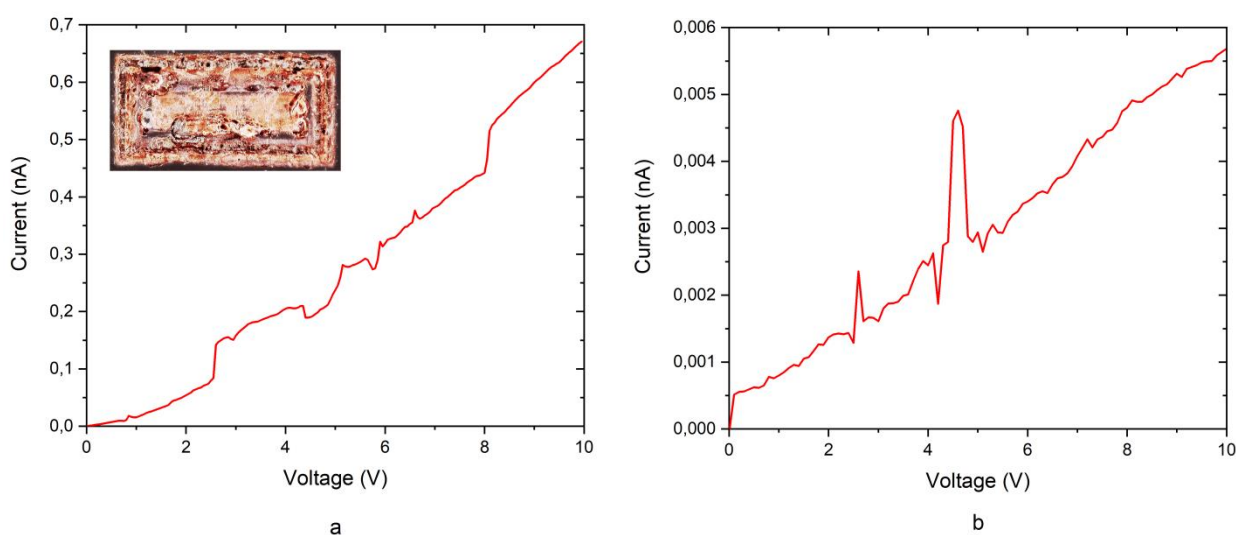
В первой части экспериментов по измерению электропроводимости исследовались осажденные структуры, полученные из коллоидного раствора с медными частицами. В зависимости от количества проходов и скорости сканирования формировались различные по плотности упаковки осажденные структуры. Вследствие этого осажденные структуры обладали различными вольт-амперными характеристиками (см. рисунок 52), а рассчитанное удельное сопротивление составляло порядка $40,8\text{кОм}\cdot\text{м}$ и $55,4\text{кОм}\cdot\text{м}$.



а – 3 прохода, б – 4 прохода

Рисунок 52 - ВАХ осажденных медных структур при скорости сканирования 5мм/с в зависимости от количества проходов

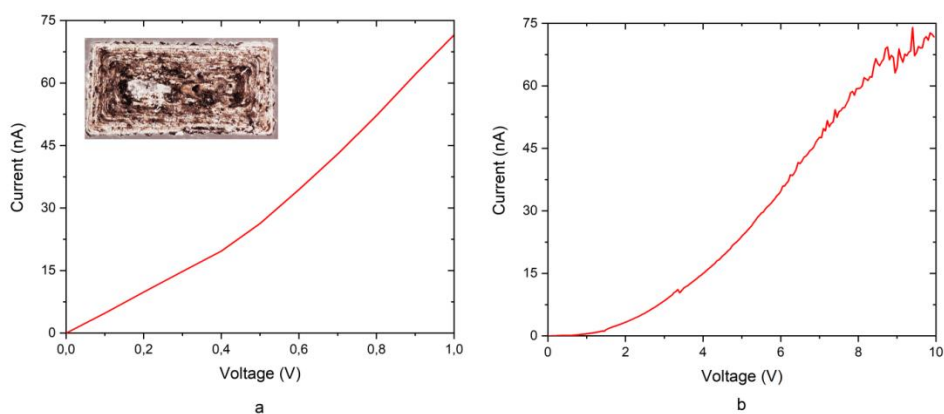
Также проводились эксперименты по формированию осажденного слоя большой площади. Для этого траектория движения лазерного луча представляла собой прямоугольник со сторонами 4мм и 2мм соответственно. Заливка данной геометрической фигуры делалась таким образом, чтобы предыдущий осажденный слой перекрывался на 10%. Результатом проведенных экспериментов является осаждение наночастиц меди по траектории движения лазерного луча с образованием зоны осаждения (см. рисунок 53). Измерение электропроводимости показало, что в зависимости от постановки контактных игл ВАХ - разная (см. рисунок 53). Это говорит о том, что осаждение - островкового типа.



a – 2мм, b – 3мм

Рисунок 53 - ВАХ и зона осаждения наночастиц меди из коллоидного раствора полученная при разном расстоянии электродов

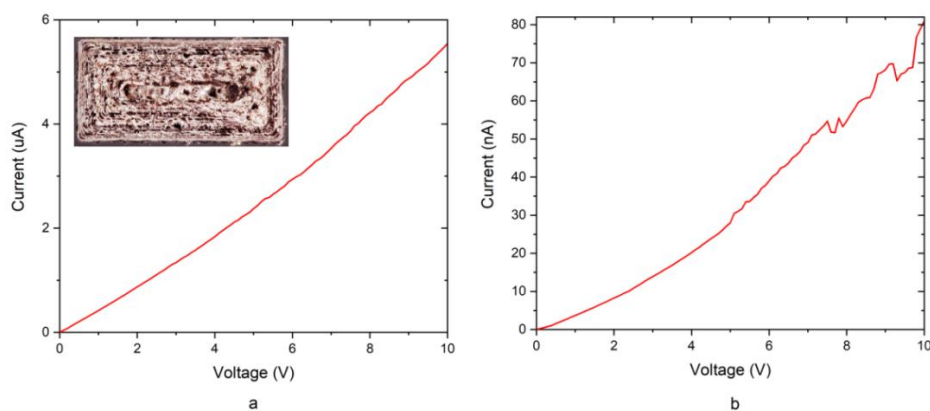
Подобные исследования были проведены по осаждению из коллоидных растворов наночастиц никеля. Вольт-амперные характеристики и вид осажденной структуры представлен на рисунке 54.



a – 2мм, b – 3мм

Рисунок 54 - ВАХ и вид осаждённой никелевой структуры из коллоидного раствора полученная при разном расстоянии электродов

Интерес представляет медно-никелевый сплав и его электропроводимость т.к. смешивание никеля и меди приводит не только к улучшению коррозионных свойств, но и изменению электросопротивления. Для проведения первичных экспериментов на диэлектрическую подложку наносились 2 капли разного коллоидного раствора. Они перемешивались до однородной массы, на которую производилось лазерное воздействие. В результате сканирования на поверхности диэлектрической подложки, формировался осажденный слой. Структура осажденного слоя и вольт-амперная характеристика представлены на рисунке 55. Рассчитанное удельное сопротивление составило порядка 291,6кОм·м.



a – 2мм, b – 3мм

Рисунок 55 - ВАХ и вид осаждённой медно-никелевой структуры из коллоидного раствора полученная при разном расстоянии электродов

Выводы по главе 3

В настоящей главе показано, что разработанный лазер на александрите можно использовать в научно-исследовательских целях при формировании коллоидных растворов состоящих из наночастиц меди. Изменяя форму лазерного импульса и число пиков в нем можно контролировать дисперсию полученных наночастиц. Проведены эксперименты по формированию островковых пленок на поверхности диэлектрических подложек. Показано что поверхностный лазерный нагрев приводит к равномерному формированию островковых пленок по всему объему капли. Из полученных наночастиц в коллоидных растворах можно формировать проводящие слои. Вид проводящих слоёв зависит от программы сканирования и концентрации наночастиц в растворе. Показана, что проводимость сформированных слоев зависит от количества проходов, сформированной области и материала наночастиц.

Дальнейшее усовершенствование данного подхода и использование лазера на александрите будет направлено на компенсацию тепловой линзы и улучшению расходимости лазерного излучения. Это позволит настроить лазер на оптимальные параметры, выйти на стабильную работу и четко контролировать параметры лазерного излучения и дисперсию формируемых наночастиц.

ГЛАВА 4. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ УЗКОПОЛОСНОГО ПЕРЕСТРАИВАЕМОГО ЛАЗЕРА НА АЛЕКСАНДРИТЕ ДЛЯ ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКИ ПАРОВ РУБИДИЯ И ГИПЕРПОЛЯРИЗАЦИИ ^{129}Xe .

Введение к главе 4

В данной главе проведен анализ научной литературы в области источников излучения для оптической накачки паров рубидия, применяемого в методе спино-бменной оптической накачке ^{129}Xe для создания гиперполяризованного состояния благородного газа.

Продемонстрирована возможность использования импульсно-периодического излучения с круговой поляризацией и временем воздействием (~ 250 мкс) многократно превышающим время жизни возбужденного состояния паров рубидия (~ 30 нс).

Экспериментально проведена гиперполяризация ^{129}Xe методом спин-обменной оптической накачки. Получена прецессия ядер ^{129}Xe подтверждающая высокую степень поляризации благородного газа.

Основные результаты по данной главе представлены в работах [П1, П4].

4.1 Анализ методов гиперполяризации ^{129}Xe . Источники излучения для метода спин-обменной оптической накачки

Поляризация благородных газов наиболее эффективно реализуется по механизму не прямой спин-обменной оптической накачки (далее по тексту СООН) [115]. Высокополяризованный благородный газ используется в качестве контрастного вещества для диагностики патологий органов дыхания в методе МРТ.

Метод СООН подразумевает спин-поляризацию электронов атомов щелочного металла, например рубидия, с последующей передачей крутящего момента ядрам благородного газа, например ксенона. Оптическая накачка

атомов щелочных металлов происходит за счет воздействия лазерного излучения круговой поляризации на их пары [116]. Используемые лазеры должны точно попадать в резонансную полосу и обладать узкой линией генерации. Пары рубидия состоят из ^{85}Rb и ^{87}Rb изотопов.

Альтернативным источником излучения с соответствующими пространственно-энергетическими и спектральными характеристиками, необходимыми для реализации СООН является твердотельный лазер на александрите.

Процессы гиперполяризации непосредственно относятся к ядерному магнитному резонансу (ЯМР) под которым понимается высокоинформативный спектроскопический метод, использующийся в таких областях науки как физика, химия, биология и медицина. В частности, диагностический метод магнитной резонансной томографии основан на тех же принципах, что и ЯМР спектроскопия [117].

Низкая чувствительность метода – основная проблема спектроскопии ЯМР, которая обусловлена малой разностью между энергиями ядерных спиновых уровней, переходы между которыми детектируются в спектроскопии ЯМР. Это приводит к малой разности населенностей ядерных спиновых уровней. В частности, в технологии МРТ низкая чувствительность не позволяет увеличить пространственное разрешение, что в значительной степени ограничивает возможности данного метода для диагностики патологий внутренних органов, а также для исследований ряда спектроскопических эффектов [118].

Несмотря на многообразие различных методов гиперполяризации [119] наиболее перспективными, в частности для использования в биомедицинских приложениях, являются динамическая поляризация при растворении, усиление сигнала с помощью реверсивного обмена, индуцированная параводородом поляризация ядер и СООН [120].

Использование последней возможно для генерации больших количеств гиперполяризованных благородных газов, таких как ^3He , ^{129}Xe , ^{83}Kr и других,

с высокой спиновой поляризацией ядра для медицинских применений. Создание гиперполяризованных благородных газов методом СООН предполагает использование мощного лазерного излучения с круговой поляризацией и оптической ячейки (см. рисунок 56а), содержащей благородный газ, буферный газ (например, N_2) и небольшое количество щелочного металла (в основном Rb или Cs) [121], который частично испаряется при нагревании. Так, пары щелочного металла рубидия могут стать электронно-спин-поляризованными при помещении их в магнитное поле и облучении резонансным излучением с круговой поляризацией (см. рисунок 56б). В свою очередь электронная спиновая поляризация паров щелочных металлов может быть перенесена на ядерные спины атомов благородных газов в процессе газофазных столкновений. Данный этап, называемый спин-обменом (см. рисунок 56с) позволяет ядерной поляризации спина благородного газа приблизиться к поляризации электронов щелочного металла, при условии, что скорость спинового обмена значительно превышает скорость деструкции спинового благородного газа.

Столкновения с N_2 нетрадиционно гасят возбужденные состояния Rb, эффективно подавляя его вредную флуоресценцию, которая может деполаризовать другие спины Rb. Первым шагом СООН является поглощение фотонов с одинаковой круговой поляризацией, которая сохраняет момент импульса за счет избирательного истощения населенности из одного из двух основных электронных состояний Rb. Столкновения с другими разновидностями газовой фазы имеют тенденцию выравнивать популяцию возбужденных состояний, и основные состояния вновь заселяются с практически равными скоростями. Так как лазерное излучение истощает только одно основное состояние, Rb остается электронно-спин-поляризованным. В свою очередь магнитное поле, направленное вдоль направления распространения лазерного излучения способствует поддержанию спиновой поляризации электронов.

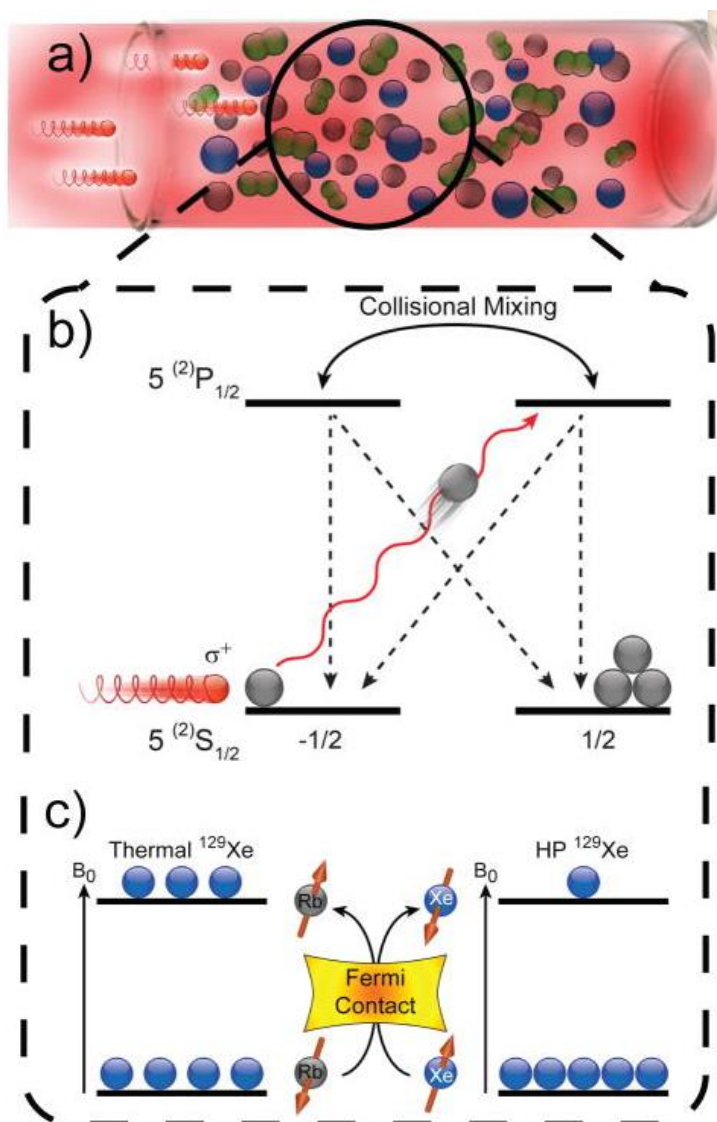


Рисунок 56 - Схема СООН [121]

Газофазные столкновения также допускают спиновый обмен между поляризованными спинами электронов Rb и ядерными спинами благородных газов. Таким образом, постоянное лазерное облучение паров Rb позволяет накапливать ядерную спиновую поляризацию с течением времени, тем самым генерируя гиперполяризованный благородный газ [120].

Теоретически процесс гиперполяризации на примере благородного газа ксенона ^{129}Xe за счет газофазных столкновений с возбужденными оптическим излучением атомами щелочного металла рубидия Rb описан в работе [122]. Там же рассматриваются практические аспекты использования лазерной технологии для СООН. Отмечается, что использование пара

щелочного металла наиболее перспективно для реализации первого этапа СООН, что объясняется наличием одного свободного валентного электрона у атомов данной группы металлов. При этом эти электроны могут быть легко поляризованы по спину при поглощении фотонов (лазерного излучения) с круговой поляризацией. Кроме того, линии поглощения щелочных металлов соответствуют длинам волн генерации многих современных лазеров. Оптическая накачка возможна с любым из щелочных металлов, однако, наиболее эффективными считаются рубидий Rb и цезий Cs.

Использование рубидия в системах СООН обусловлено с одной стороны относительно высоким сечением спин-обмена с ^{129}Xe , что увеличивает вероятность столкновения с благородным газом, с другой – возможностью осуществления накачки при относительно умеренных рабочих температурах из-за высокого давления пара Rb, что снижает риск химического разрушения покрытия ячейки.

Эффективность СООН также определяется непосредственно используемым благородным газом. Несмотря на то, что все благородные газы обладают способностью увеличения степени поляризации при помощи СООН, каждый из них имеет свои преимущества и недостатки, связанные с такими факторами как непосредственно возможная степень поляризации, время жизни в поляризованном состоянии, а также актуальность применения в конкретных приложениях. В частности газ неон способен к гиперполяризации, но имеет низкие значения содержания естественных изотопов, а также сечения спин-обменного взаимодействия. Наиболее используемыми благородными газами в приложениях СООН являются гелий ^3He и ^{129}Xe , в меньшей степени используются ^{83}Kr и ^{131}Xe , что обусловлено их коротким временем релаксации.

С момента зарождения СООН до настоящего времени были достигнуты значительные успех в технологиях проектирования и изготовления источников света, используемых для оптической накачки щелочных металлов (например, Rb). В одних из первых исследовательских работ

использовались газоразрядные лампы в совокупности с простыми оптическими системами для спиновой поляризации электронов Rb. По мере развития лазерной физики и технологий в качестве источников накачки стали использоваться лазеры на красителях, а затем и твердотельные титан-сапфировые лазеры. Применение указанных лазерных источников в системах СООН объясняется в первую очередь относительно узкой шириной спектра ($\sim 0,1$ нм) генерируемого излучения. Однако их широкое внедрение в данную технологию ограничено относительно высокой стоимостью и сложностями в эксплуатации, связанными с массогабаритными и техническими параметрами и характеристиками [122].

Об использовании в качестве источников накачки для СООН массива лазерных диодов говорится в работах [123, 124]. При этом сообщается о достижении высокой степени ($\sim 75\%$) поляризации ^3He в ячейки объемом 100 см^3 . Была проведена сравнительная оценка эффективности поляризации при облучении ячейки широкополосным и узкополосным лазерным излучением. Установлено, что при использовании излучения с узкой шириной спектра для поляризации газа необходима меньшая в несколько раз мощность [123].

Одним из недостатков применения лазерных диодов в системах СООН благородных газов является относительно высокая ширина линии (2-3 нм) генерируемого излучения. Это приводит к низкой степени поляризации газа. Увеличение эффективности поляризации достигается двумя основными способами – расширение спектральных линий поглощения Rb под давлением, а также сужение спектральной линии излучения. Первый вариант, как правило, сильно усложняет систему СООН. Для сужения спектра излучения матрицы лазерных диодов могут применяться объемные голографические решетки (VHG), которые выступают в качестве альтернативы классическим дифракционным решеткам и могут достигать сужения спектра с эффективностью $\sim 90\%$. Такие решетки представляют собой объемные пластины из светочувствительного стекла, содержащие плоскости Брэгга переменного показателя преломления. Принципиальная

схема сужения спектра излучения (длина волны 794,76 нм) лазерных диодов до значения 0,24 нм с использованием коллимирующей линзы и объемной голографической решетки [124].

О перспективном способе повышения эффективности СООН, основанном на использовании «гибридной» смеси паров К-Rb, говорится в работе [125]. Атомы рубидия Rb поглощают лазерное излучение с длиной волны 795 нм, а затем в процессе газофазных столкновений поляризуют атомы калия К. В процессе последующих спин-обменных столкновений между атомами К и ^3He происходит поляризация последнего с большей эффективностью, чем при прямом взаимодействии Rb и ^3He . Отмечается, что для паров с высоким содержанием К эффективность гибридного спин-обмена по числу столкновений приближается к 1/4, что на порядок больше, чем достигается накачкой чистым Rb. Дополнительно в работе представлены первые измерения эффективности фотона, под которой понимается количество поляризованных ядер, приходящихся на один поглощенный фотон. Установлено, что процесс паразитной абсорбции ограничивает эффективность как гибридной, так и чистой накачки Rb. Дополнительным критерием эффективности является эффективность спин-обменного взаимодействия, под которой понимается отношение скорости, с которой угловой момент импульса передается ядрам ^3He к скорости, с которой он теряется атомами щелочных металлов [125].

Отдельно в настоящее время представляет интерес у исследователей процесс спиновой поляризации атомов Rb оптической накачкой [126]. В работе [127] представлен эксперимент по наблюдению не прямой оптической поляризации атомов ^{85}Rb в результате их взаимодействия с 2^3S_1 -атомами ^4He , подвергающихся прямой оптической накачке с излучением гелиевой лампы.

Оптическая ориентация метастабильных атомов гелия осуществлялась в условиях импульсного газового разряда в камере поглощения, содержащей смесь паров щелочного металла ^{85}Rb и газа ^4He при давлении (при давлении 1 Торр). Камера поглощения (при температуре стенок 44 °С) размещалась в

магнитном экране, который позволял уменьшить вариации лабораторного магнитного поля при величине постоянного магнитного поля, создаваемого с помощью соленоида 4,9 мкТл.

В эксперименте регистрировались сигнал магнитного резонанса атомов ^4He , а также искомый сигнал магнитного резонанса (МР) атомов ^{85}Rb . Регистрация сигналов МР атомов ^4He и атомов ^{85}Rb осуществлялась по изменению поглощения излучения накачки рабочей кюветой при воздействии на атомы резонансным переменным магнитным полем, создаваемым с помощью пары радиочастотных катушек. В качестве источника излучения накачки использовалась гелиевая капиллярная лампа, в которой возбуждался ВЧ-разряд. Перед поступлением в ячейку излучение проходило через линзовый конденсор и поляризатор (для выделения круговой поляризации).

Сигналы МР атомов ^{85}Rb и ^4He в зависимости от частоты, зарегистрированы по изменению поглощения излучения с круговой поляризацией гелиевой лампы.

Из результатов эксперимента видно, что соотношение амплитуд резонансных сигналов для ^4He и ^{85}Rb составило $\sim 10^{-2}$ [127].

Ряд работ посвящен исследованию зависимости процесса СООН от различных факторов, в том числе, таких как плотность и температура благородного газа [128, 129]. В них отмечается, что эффективность СООН зависит как от характеристик благородного газа, задействованных видов щелочных металлов, так и от условий в ячейке с газом. При этом для достижения высокой степени поляризации ($>10\%$) благородного газа, например ^{129}Xe , обычно требуется низкая плотность ксенона в ячейке. Данное обстоятельство ограничивает возможность производства больших объемов ^{129}Xe с высокой степенью поляризации. Экспериментальные исследования демонстрируют возможность варьировать эффективностью поляризации ядерных спинов благородного газа ^{129}Xe за счет изменения температуры ячейки и (или) давления газа.

В полном объеме взаимозависимость давления газа и температуры в системах СООН еще не изучена. Результаты предварительного математического моделирования показали, что данный эффект частично объясняется высокой мощностью и в то же время узкой шириной линии воздействующего лазерного излучения [128].

В [129] отмечается, что, несмотря на имеющиеся сегодня технические возможности создавать благородные газы с высокой степенью поляризации, проблема увеличения производительности (в том числе скорости производства) таких газов остается актуальной. В связи с этим, авторами предлагается подход к автоматизированному пакетному режиму подготовки поляризованных газов, основанный на линейном изменении температуры ячейки. Такой подход обеспечивает производство благородных газов с высокой степенью поляризации в относительно больших объемах, с низким содержанием Rb в конечной фазе.

Предлагаемый подход значительно сокращает время цикла поляризации по сравнению с традиционной СООН с постоянной температурой, оптимизированной только для получения максимальной степени поляризации. Дополнительным преимуществом подхода является упрощенная конструкция гиперполяризатора с большей степенью автоматизации.

Для облучения ячейки с газом использовалось лазерное излучение с круговой поляризацией, диаметром пучка ~ 5 см, мощностью 170 Вт. Излучение поступало в ячейку объемом 500 мл, заполненную ^{129}Xe (26,44%) под давлением 500 Торр, через оптическое окно диаметром ~ 5 см. Степень поляризации газа была измерена при различных его температурах (42°C, 55°C, 72°C и 74°C).

Представляет интерес теоретическая работа [130], описывающая исследования по направлению оптической накачки щелочных металлов. В частности рассматривается динамика проекций спина электронной оболочки атома щелочного металла на оси координат в схеме продольного

электронного парамагнитного резонанса при непрерывной накачке бигармоническим лазерным излучением круговой поляризации.

В этом случае лазерное излучение представляет собой поле с двумя скоррелированными частотными компонентами, близкими к резонансу с двумя переходами, соответствующими D1-линии щелочного металла, между двумя нижними сверхтонкими подуровнями и средней линией между двумя верхними сверхтонкими подуровнями. В статье рассматривается два случая бихроматического лазерного излучения: с одинаковыми и ортогональными круговыми поляризациями частотных компонент.

В работе построена полуклассическая теория продольного магнитного резонанса в условиях бигармонической лазерной накачки, записана система уравнений, учитывающая сложные процессы неравномерной релаксации состояния ядра и электронной оболочки атома щелочного металла.

По результатам моделирования установлено, что при ортогональных поляризациях частотных компонент бигармонического лазерного излучения вектор электронной спиновой поляризации описывает окружность. При этом проекция вектора на ось z положительна, несмотря на то, что амплитуды обеих частотных компонент лазерного излучения с ортогональными поляризациями одинаковые.

В случае одинаковых поляризаций и амплитуд двух частотных компонент бигармонического поля накачки динамика электронного спина имеет сложный вид.

Во-первых, наблюдаются резкие пульсации проекции вектора спиновой поляризации на ось z , а во-вторых, при амплитуде поля накачки выше 50 В/м на траектории появляются «петли», которые становятся отчетливо видны при амплитуде 90 В/м. При этом пульсации могут быть объяснены переменной двухфотонной отстройкой от радиочастотного перехода между двумя нижними сверхтонкими уровнями бигармонического поля из-за периодического характера магнитного поля то природа «петлей» до конца не ясна.

Авторами делается вывод, что при использовании сложных схем накачки спиновой поляризации щелочных металлов в ячейке необходимо учитывать сверхтонкую структуру энергетических уровней.

Необычная динамика электронного спина в условиях бигармонической накачки может позволить управления прецессией электронного спина в магнитном поле и, тем самым, открыть дополнительные ресурсы для атомной магнитометрии и гиперполяризации благородных газов методом СОН [130].

4.2. Экспериментальное исследование гиперполяризации ^{129}Xe с использованием излучения перестраиваемого лазера на александрите

В первых экспериментах для не прямой оптической накачки использовались лазеры на титан-сапфире. Мощность таких лазеров достигала нескольких ватт. Ширина излучения лазеров была много меньше ширины доплеровского поглощения атома рубидия, что позволяло эффективно поляризовать ^{129}Xe . [131] Высокая стоимость и большие габариты таких лазеров в совокупности с малой мощностью излучения позволяют использовать их только в лабораторных условиях для проведения экспериментов.

Развитие современных технологий привело к созданию мощных наборных решеток лазерных диодов. Внешние схемы сужения спектра излучения лазерных диодов позволяют получить излучение с относительно узкой линией для накачки паров щелочного металла рубидия. Выходная мощность полупроводниковых диодныхборок достигает 200 Вт и выше. На рисунке 57 приведена оптическая схема излучателя с внешней схемой сужения спектра.[132]

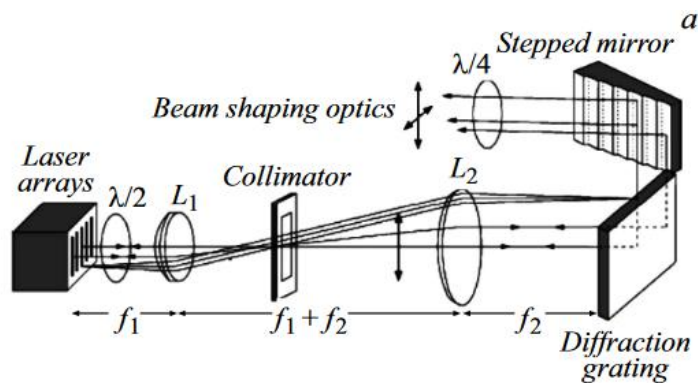


Рисунок 57 - Оптическая схема лазерной сборки [132]

Каждая из пяти диодных матриц состоит из 49 оптически независимых излучателей с внрезонаторной дифракционной решеткой (1800 grooves/mm): L1 и L2 — плосковыпуклая линза и ахроматический объектив с фокусными расстояниями $f_1 = 250 \text{ mm}$ и $f_2 = 500 \text{ mm}$ соответственно, $\lambda/2$ и $\lambda/4$ — полу- и четвертьволновые пластины. [133]

Применение твердотельных лазеров с внутррезонаторным изменением спектра излучения позволит отказаться от внешней схемы сужения и формирования излучения. Это существенно увеличит надежность излучателя.

С помощью селективного резонатора с дисперсионной призмой в лазере на александрите излучение поворотом глухого зеркала настраивалось на длину волны 794,7 и 780 нм, что соответствовало линиям поглощения D1 и D2 изотопов рубидия 85 и 87. Максимальная энергия излучения на длине волны 794,7 нм составила 0,32 Дж, а на 780 нм – 1,7 Дж. При частоте следования импульсов 15 Гц средняя мощность на линии поглощения D1 составила 25 Вт, а на D2 – 4,8 Вт.

Полоса усиления кристалла ГАБ позволила настроить резонатор на длину волны 794,7 нм. Средняя мощность излучения на частоте 10 Гц составила 2,5 Вт.

Для дальнейших экспериментов по накачке паров щелочного металла рубидия использовался лазер на александрите с дисперсионной призмой, т.к. средняя мощность излучения и длительность лазерного импульса выше более

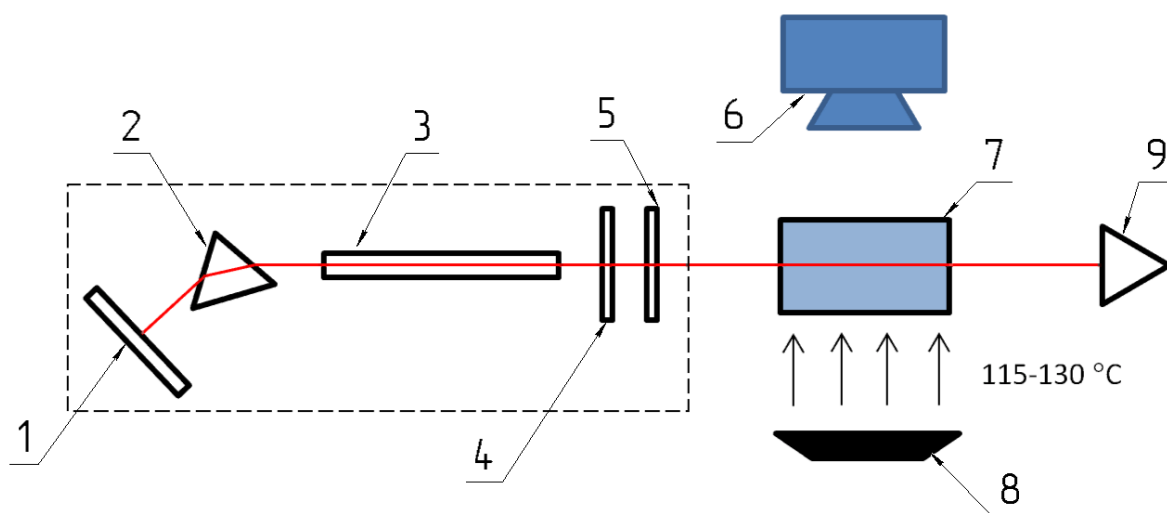
чем в два раза по сравнению с лазером на гексаалюминате бериллия. Для создания круговой поляризации излучения за резонатором устанавливалась четвертьволновая ахроматическая пластина нулевого порядка. [18]

Длина реакционной колбы составляла 25 мм, диаметр окон – 20 мм. Внешний вид реакционной колбы представлен на рисунке 58.



Рисунок 58 – Внешний вид реакционной колбы

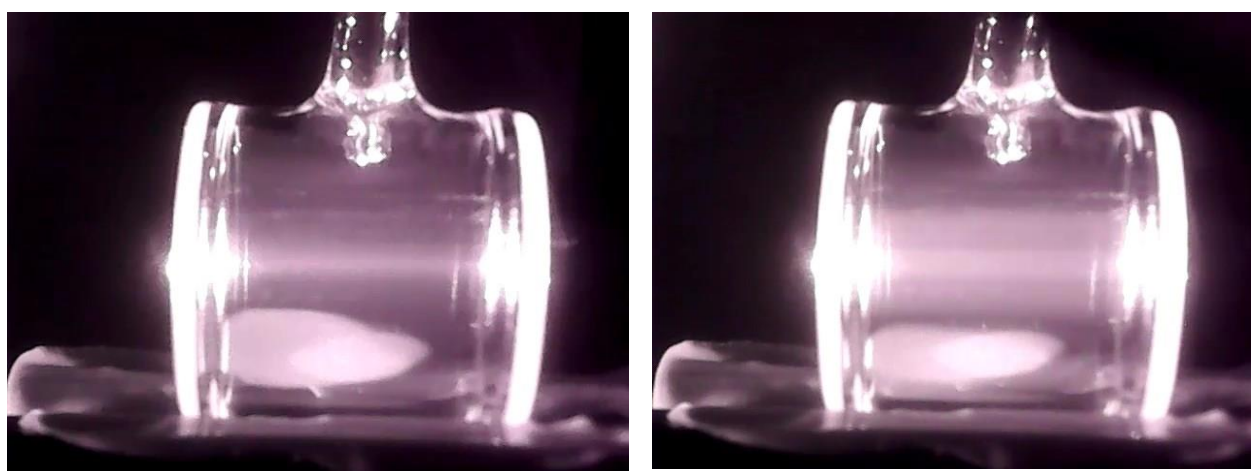
Схема эксперимента по оптической накачке паров рубидия представлена на рисунке 59.



1- глухое зеркало, 2 – дисперсионная призма, 3 – кристалл александрита, 4 – выходное зеркало, 5 – пластина $\lambda/4$, 6 – видеокамера, 7 – реакционная колба, 8 – керамический нагреватель, 9 – ловушка лазерного излучения

Рисунок 59 – Оптическая схема эксперимента по оптической накачке паров рубидия излучением лазера на александрите

Рубидий помещался внутрь колбы в естественной атмосфере. Колба с помощью керамического нагревателя разогревалась до температуры 115 – 130 °С для образования плотного пара рубидия. Лазер настраивался на длину волны 780 нм и 794,7 нм. Накачка паров рубидия фиксировалась по наличию флуоресценции, область которой соответствовала направлению распространению и диаметру пучка (7 ± 1 мм) излучения. Изображения флуоресценции паров рубидия на линиях накачки D1 и D2 представлены на рисунке 60.



а

б

Рисунок 60 – Флуоресценция рубидия при накачке на длине волны 794,7 нм (а) и 780 нм (б)

Установлено, что облучение рубидия излучением с длиной волны не соответствующей линии поглощения не приводит к его возбуждению. Результаты экспериментов демонстрируют возможность оптической накачки паров щелочного металла рубидия импульсно-периодическим лазерным излучением с частотой следования импульсов 15 Гц. Уменьшение частоты следования воздействующих импульсов сопровождалось уменьшением мощности излучения лазера на александрите, что приводило к уменьшению интенсивности флуоресценции паров рубидия, что в свою очередь свидетельствовало о снижении эффективности накачки. Увеличение частоты

следования импульсов излучения приводило к увеличению диаметра пучка и ухудшению распределения мощности. Что, по-видимому, связано с генерацией большего количества поперечных мод высокого порядка и, также сопровождается уменьшением плотности мощности воздействующего излучения для накачки паров рубидия.

Реакционная колба и стендовая база для проведения регистрации прецессии ^{129}Xe с помощью накачки излучением лазера на александрите была предоставлена Группой «Высококогерентные полупроводниковые лазеры и их применения в метрологии» под руководством Величанского В.Л. входящей в состав лаборатории стандартов частоты ТОП ФИАН.

Поляризации ядер ксенона и ее регистрация происходит следующим образом. Излучение циркулярной поляризации источника накачки с длиной волны, настроенной на линию поглощения атомов щелочного металла, ориентирует их магнитные моменты в направлении постоянного магнитного поля. В результате спин-обменных столкновений происходит передача поляризации от атомов щелочного металла ядрам ксенона. Регистрации ядерного магнитного резонанса происходит по изменению поглощения или повороту плоскости поляризации зондирующего излучения, резонансного атомным переходам. Таким образом щелочной металл используются и для передачи момента, т.е. поляризации Xe , и для ее регистрации. В нашем эксперименте для оценки возможности накачки ядер ксенона излучением лазера на александрите регистрировался сигнал свободной прецессии. Схема эксперимента представлена на рисунке 61.

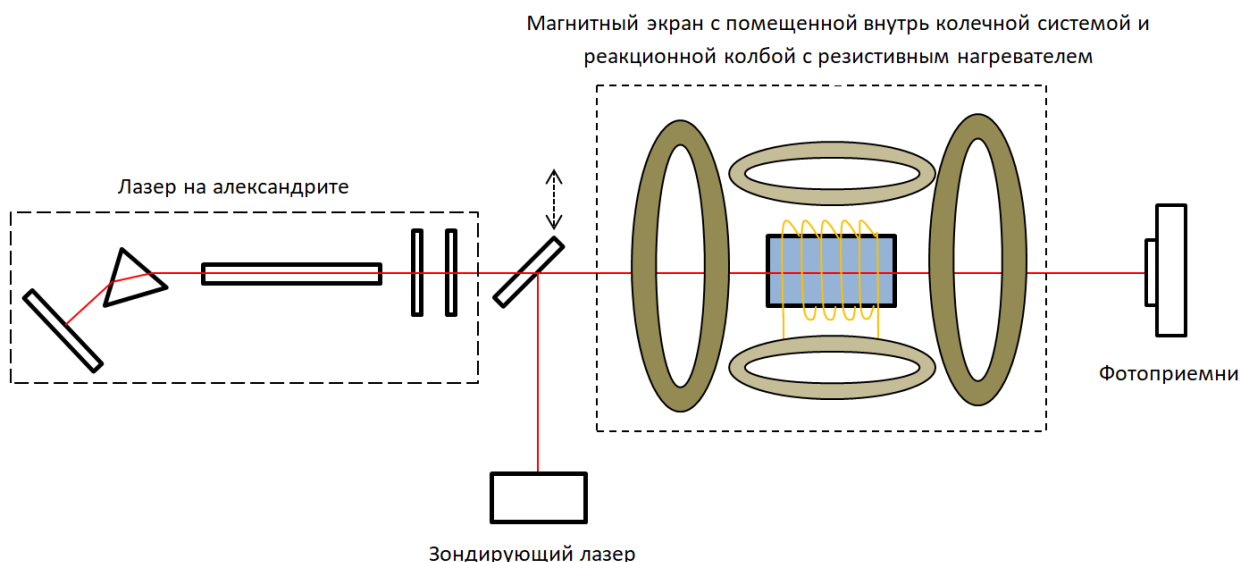


Рисунок 61 - Схема эксперимента по гиперполяризации ^{129}Xe

Реакционная колба с парами рубидия (естественная смесь) и газами 26.6 Торр - N_2 , 13.3 Торр - Xe размещалась внутри трехслойного магнитного экрана (степень подавления внешних полей ~ 600). Необходимая конфигурация магнитных полей создавалась колечной системой. Внешний вид магнитного экрана с колечной системой представлен на рисунке 62. Температура ячейки поддерживалась на уровне $60\text{ }^\circ\text{C}$ при помощи резистивного нагревателя из тонкой проволоки. Для снижения величины неоднородности магнитного поля вблизи ячейки, вызванного протекающим через нагреватель постоянным током, использовалась бифилярная катушка.



Рисунок 62 - Внешний вид магнитного экрана с колечной системой

В качестве зондирующего лазера использовался полупроводниковый перестраиваемый лазер с внешним резонатором и шириной линии генерации ~ 1 МГц. Частота генерации зондирующего лазера настраивалась на D1 линии атомов рубидия $794,7$ нм с помощью дополнительной опорной ячейки без буферных газов. Мощность лазера на входе в исследуемую ячейку с ксеноном составляла 100 мкВт при диаметре пучка 3 мм.

При регистрации прецессии в период накачки в кювету поступает излучение лазера накачки, излучение зондирующего лазера перекрыто. К ячейке приложено постоянное продольное (сонаправленное с излучением) магнитное поле $B_1 \sim 10^4$ нТл, постоянное поперечное магнитное поле $B_2 \sim 350$ нТл, а также переменное магнитное поле $B_3 * \sin(\omega t)$ амплитудой $5 \cdot 10^3$ нТл и частотой 10 кГц, ортогональное полям B_1 и B_2 . Время накачки зависит от мощностных и спектральных характеристик излучения и концентрации насыщенных паров щелочного металла. В нашем эксперименте характерное время накачки составляло от 30 секунд до 1 мин.

При детектировании в кювету поступает излучение зондирующего

лазера, излучение лазера накачки перекрыто. Запуск свободной прецессии ансамбля ядер ксенона осуществляется резким выключением продольного поля В1. При этом магнитные моменты отдельных ядер Хе начинают сфазированно прецессировать вокруг направления поля В2, формируя прецессию макроскопического магнитного момента. Величина поля В2 определяет частоту прецессии, а от степени его однородности зависит ширина ЯМР или время затухания. Запуск нового цикла накачки начинается после полного затухания сигнала.

Излучение зондирующего лазера, прошедшее через исследуемую кювету попадает на фотоприемник. Сигнал с фотоприемника регистрируется на осциллографе. В режиме детектирования на осциллографе наблюдается периодическое изменение уровня сигнала, вызванное прецессией ядер ксенона. Для увеличения чувствительности регистрации сигнал с фотоприемника подается на вход синхронного детектора Stanford Research SR 830. В качестве опорного сигнала для синхронного детектирования используется сигнал генератора, задающего переменное магнитное поле В3. Прецессия ядер ^{129}Xe полученная в ходе эксперимента представлена на рисунке 63.

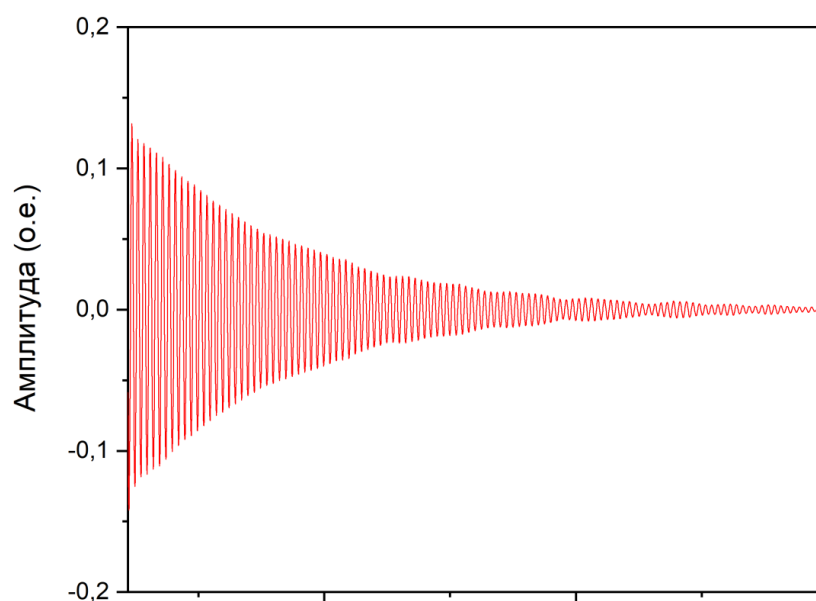


Рисунок 63 – Прецессия ядер ^{129}Xe

Выводы к главе 4

Проведенные исследования показывают перспективность разрабатываемого перестраиваемого твердотельного лазера для оптической накачки паров рубидия. Перестройка спектра излучения лазера на александрите позволяет эффективно воздействовать на 87 и 85 изотопы рубидия с линиями поглощения D2 – 780 нм, а D1 – 795 нм. Высокая плотность мощности излучения, недостижимая для лазерных диодов, позволит накачивать плотные пары рубидия, тем самым, открывая возможности к получению больших объемов гиперполяризованного ксенона при использовании многопроходных реакционных ячеек.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты работы сводятся к следующему.

1. Проведен анализ научно-технической литературы по перестраиваемым твердотельным лазерам ближнего ИК-диапазона, а также применяемым активным средам и способам перестройки спектра излучения. Определены подходы к созданию перестраиваемых лазеров на кристалле хризоберилла и гексаалюмината бериллия легированных ионами хрома. Показана перспективность построения перестраиваемых лазеров ближнего ИК-диапазона с высокой энергией излучения.
2. Разработаны и построены перестраиваемые твердотельные лазеры на александрите и гексаалюминате бериллия с энергией излучения более 4,2 Дж и 0,75 Дж соответственно. Применение селективных резонаторов с дисперсионной призмой и фильтром Лио позволило получить плавную перестройку спектра излучения в совокупности для двух активных сред с 715 до 891 нм.
3. С помощью лазера на александрите получены и осаждены наночастицы меди, никеля и стеклоуглерода. Проведены исследования однокомпонентных коллоидных растворов и синтезированных наночастиц. Изменение параметров воздействующего лазерного излучения существенно влияет на форму синтезируемых наночастиц.
4. Экспериментально продемонстрированы возможности и преимущества использования перестраиваемого твердотельного лазера на александрите для накачки паров рубидия и дальнейшей гиперполяризации ^{129}Xe методом спин-обменной оптической накачки.

БЛАГОДАРНОСТИ

В заключение я хотел бы выразить благодарность моему научному руководителю Аракеляну Сергею Мартиросовичу за обсуждение и неоценимую помощь на протяжении всей работы.

Искренне благодарю научного консультанта Антипова Александра Анатольевича за проявленный интерес к работе и неоценимую помощь в проведении экспериментов и ценные рекомендации по материалам диссертации.

Выражаю благодарность Шепелеву Александру Евгеньевичу за всестороннее обсуждение всех этапов работы.

Также выражаю благодарность сотрудникам научной группы «Высококогерентные полупроводниковые лазеры и их применения в метрологии» под руководством Величанского В.Л. лаборатории стандартов частоты ТОП ФИАН за предоставленную экспериментальную базу и организацию исследований по накачке и детектированию ксенона.

Отдельно хочу упомянуть Матросова Владимира Николаевича, который, до последних дней жизни, искренне интересовался затронутой в диссертации проблематикой, а именно созданием перестраиваемых лазеров. В проведенных экспериментальных работах использовались выращенные им лазерные кристаллы.

СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

Статьи, включенные в перечень рецензируемых научных изданий ВАК:

П1. А. А. Антипов, **А. Г. Путилов**, А. Е. Шепелев. *Оптическая накачка изотопов рубидия излучением $Cr^{3+}:BeAl_2O_4$ лазера* // Известия Российской академии наук. Серия физическая. – 2023. – Т. 87, № 11. – С. 1614-1618.

П2. А. Е. Шепелев, **А. Г. Путилов**, А. В. Осипов, А. А. Антипов. *Использование цифровой регистрирующей видеосистемы для контроля параметров лазерного излучения* // Известия вузов. Физика. – 2022. – Т. 65, № 2(771). – С. 165-170.

П3. А. А. Антипов, **А. Г. Путилов**, А. В. Осипов, А. Е. Шепелев. *Лазерная абляция металлических мишеней в жидкости цугами наносекундных импульсов* // Известия Российской академии наук. Серия физическая. – 2022. – Т. 86, № 6. – С. 853-858.

П4. А. А. Антипов, **А. Г. Путилов**, А. В. Осипов, А. Е. Шепелев. *Твердотельный лазер ближнего ИК диапазона для спин-обменной оптической накачки* // Известия Российской академии наук. Серия физическая. – 2020. – Т. 84, № 11. – С. 1593-1596.

П5. Антипов А.А., Путилов А.Г., Патент на изобретение «Устройство отражения излучения для твердотельных лазеров» № RU 2735133 С1, 2020

В других изданиях:

П6. Ulyanov Y., Shepelev A., Antipov A., **Putilov A.**, Solokhin S., Lezova T., Tarakanov E. *Formation of copper nanoparticles during target ablation by $Cr^{3+}:BeAl_2O_4$ laser radiation* // IX Международный симпозиум по когерентному оптическому излучению полупроводниковых соединений и структур. Сборник тезисов докладов. Москва, 2023. С. 53.

П7. Ulyanov Y., Tarakanov E., Shepelev A., Antipov A., **Putilov A.**, Solokhin S., Lezova T. *Production of copper nanoparticles in the process of target ablation* // Сборник тезисов Международной научной конференции «Инновационные технологии ядерной медицины и лучевой диагностики и терапии», Москва, 2023. С. 98-99.

- П8. **Путилов А.Г.**, Шепелев А.Е., Станкевич К.М., Приводнов И.И., Антипов А.А. В. *Получение медных наночастиц в жидкости высокоэнергетическими лазерными импульсами // ЛАПЛАЗ-2022. Сборник научных трудов VIII Международной конференции, Москва, 2022. С. 258.*
- П9. **Путилов А.Г.**, Антипов А.А., Шепелев А.Е., Станкевич К.М., Приводнов И.И. *Применение селективных резонаторов для перестройки спектра генерации вибронных кристаллов легированных ионами хрома // ЛАПЛАЗ-2022. Сборник научных трудов VIII Международной конференции, Москва, 2022. С. 73.*
- П10. Bukharov D., Khudaiberganov T., **Putilov A.**, Antipov A., Arakelian S. *Laser-induced topological quantum states in thin films on solid surface: the functional characteristics controlling for cluster systems // ALT`22. Abstracts the 29th International Conference on Advanced Laser Technologies. Moscow, 2022. P. 27.*
- П11. **Putilov A.G.**, Shepelev A.E., Antipov A.A. *Synthesis of copper nanoparticles by high-energy laser pulses in liquid // ALT`22. Abstracts the 29th International Conference on Advanced Laser Technologies. Moscow, 2022. P. 30.*
- П12. A. Shepelev, A. Antipov, **A. Putilov**, S. Solokhin, T. Lezova. *Production of copper nanoparticles in the process of target ablation by radiation $Cr^{3+}:BeAl_2O_4$ laser // E3S Web of Conf., 458 (2023) 02032.*
- П13. **A.G. Putilov**, A.A. Antipov, A.E. Shepelev, A.V. Osipov, S.M. Arakelian. *Birefringent tuner for narrowband alexandrite laser // Journal of Physics: Conference Series, 2022, 2316(1), P. 012008.*
- П14. A.A. Antipov, **A.G. Putilov**, A.V. Osipov, A.E. Shepelev, V.N. Glebov, A.M. Maliutin. *Synthesis of copper nanoparticles by laser ablation // Journal of Physics: Conference Series., 2022, 2316(1), P. 012004.*
- П15. **A.G. Putilov**, A.A. Antipov, A.E. Shepelev, S.M. Arakelian. *Tunable near infrared laser // Journal of Physics: Conference Series. «Modern Nanotechnologies and Nanophotonics for Science and Industry, MNNSI 2020», 2021. P. 012016.*

- П16. A.E. Shepelev, N.M. Krasnov, A.A. Antipov, **A.G. Putilov**, A.V. Osipov. *The control of the energy and geometric laser beam centers position* // Proceedings - International Conference Laser Optics 2020, ICLO 2020, P. 9285511.
- П17. Shepelev A., Antipov A., **Putilov A.**, Osipov A., Arakelian S. *The laser radiation parameters control method based on the digital video system registration* // Journal of Physics: Conference Series. «Intelligent Information Technology and Mathematical Modeling 2021, ИТММ 2021», 2021. P. 052091.
- П18. Антипов А.А., **Путилов А.Г.**, Осипов А.В., Шепелев А.Е. *Формирование ансамблей высокоотражающих наночастиц с применением микросекундных лазерных импульсов* // Лазерные, плазменные исследования и технологии - ЛАПЛАЗ-2021. Сборник научных трудов VII Международной конференции. Москва, 2021. С. 171-172.
- П19. Осипов А.В., Антипов А.А., **Путилов А.Г.**, Шепелев А.Е. *Воздействие лазерного излучения различных длин волн при синтезе наночастиц благородных металлов* // Лазерные, плазменные исследования и технологии - ЛАПЛАЗ-2021. Сборник научных трудов VII Международной конференции. Москва, 2021. С. 277-278.
- П20. Шепелев А.Е., **Путилов А.Г.**, Осипов А.В., Антипов А.А. *Оценка пространственных параметров и характеристик лазерного излучения* // Лазерные, плазменные исследования и технологии - ЛАПЛАЗ-2021. Сборник научных трудов VII Международной конференции. Москва, 2021. С. 67-68.
- П21. **Путилов А.Г.**, Антипов А.А., Шепелев А.Е., Осипов А.В. *Исследование пространственно-временных, спектральных и энергетических характеристик мощного лазера на александрите* // Лазерные, плазменные исследования и технологии - ЛАПЛАЗ-2021. Сборник научных трудов VII Международной конференции. Москва, 2021. С. 114-116.
- П22. Антипов А.А., **Путилов А.Г.**, Осипов А.В., Шепелев А.Е. *Узкополосный перестраиваемый лазер для применения в методе спин-обменной оптической накачки* // Медицинская физика (ТКМФ-7). Сборник тезисов VII Троицкой конференции с международным участием. Москва, 2020. С. 105-106.

- П23. А. А. Antipov, **A. G. Putilov**, A. V. Osipov, et al. *Synthesis of copper nanoparticles by laser ablation* // Современные нанотехнологии и нанофотоника для науки и производства: Материалы 9-й Международной конференции, Владимир, 2020, С. 19.
- П24. **A. G. Putilov**, А. А. Antipov, А. Е. Shepelev, et al. *Birefringent tuner for narrowband alexandrite laser* // Современные нанотехнологии и нанофотоника для науки и производства: Материалы 9-й Международной конференции, Владимир, 2020, С. 20.
- П25. **А. Г. Путилов**, А. А. Антипов, А. Е. Шепелев. *Лазер на александрите для спин-обменной оптической накачки благородных газов* // XIII международные чтения по квантовой оптике (IWQO - 2019), Сборник тезисов, Владимир, 2019, С. 363-366.
- П26. **A. G. Putilov**, А. А. Antipov, А. Е. Shepelev, А.А. Lotin, S.M. Arakelyan. *Control of the alexandrite lasing spectrum* // Journal of Physics: Conference Series, «20th International Conference on Physics of Light-Matter Coupling in Nanostructures», Moscow-Suzdal, 2019, P. 012016.
- П27. **A. G. Putilov**, А. А. Antipov, А. Е. Shepelev. *The xenon hyperpolarization by alexandrite laser spin-exchange optical pumping* // EPJ Web of Conf. 220, XIII International Workshop on Quantum Optics (IWQO-2019), P. 03026.
- П28. А. А. Antipov, **A. G. Putilov**. *Tunable alexandrite laser* // Современные нанотехнологии и нанофотоника для науки и производства. Материалы 7-й Международной конференции, Владимир-Суздаль, 2018, С. 64-65.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Michael I. Mishchenko, "Electromagnetic scattering by nonspherical particles: A tutorial review" // *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, Vol. 110, 11, 2009, P. 808-832.
2. Летохов В С "Лазерно-индуцированные процессы в спектроскопии, разделении изотопов и фотохимии" // *УФН* 148 123–141 (1986).
3. Umit Demirbas and Franz X. Kärtner, "Alexandrite: an attractive thin-disk laser material alternative to Yb:YAG?" // *J. Opt. Soc. Am. B* **37**, 459-472 (2020).
4. Chunhua Wang, Jacob B. Khurgin, and Huakang Yu, "589 nm yellow laser pumped Kerr-lens mode-locked Alexandrite laser producing sub-50 fs pulses" // *Opt. Lett.* **48**, 6248-6250 (2023).
5. Alexander T. Coney and Michael J. Damzen, "High-energy diode-pumped alexandrite amplifier development with applications in satellite-based lidar" // *J. Opt. Soc. Am. B* **38**, 209-219 (2021).
6. D. Kopf, A. Prasad, G. Zhang, M. Moser, and U. Keller, "Broadly tunable femtosecond Cr:LiSAF laser" // *Opt. Lett.* **22**, 621-623 (1997).
7. M.Bicer, I.Sisman. Controlled synthesis of copper nano/microstructures using ascorbic acid in aqueous CTAB solution // *Powder Technol.*, 2010, 198, 281.
8. .L. Huber. "Synthesis, properties, and applications of iron nanoparticles" // *Small*, 2005, 1, 482.
9. K.Park , D.Lee , A.Rai, D.Mukherjee, M.R.Zachariah. Size-resolved kinetic measurements of aluminum nanoparticle oxidation with single particle mass spectrometry // *J. Phys. Chem. B*, 2005, 109, 7290
10. N.A. Luechinger, E.K. Athanassiou, W.J.Stark. Graphene-stabilized copper nanoparticles as an air-stable substitute for silver and gold in low-cost ink-jet printable electronics // *Nanotechnology*, 2008, 5, 19, 445201
11. Thad G. Walker, William Happer. Spin-exchange optical pumping of noble-gas nuclei // *Reviews of Modern Physics*. 1997-04-01. Vol. 69, iss. 2. P. 629–642
12. Baohua Fan, Yundong Zhang, and Ping Yuan, "Slowdown the light speed in an alexandrite crystal" // *Chin. Opt. Lett.* **3**, S354-S355 (2005)
13. В. Н. Лисицын, В. Н. Матросов, В. П. Орехова, Е. В. Пестряков, Б. К. Севастьянов, В. И. Трунов, В. Н. Зенин, Ю. Л. Ремигайло. Генерация пикосекундных импульсов в лазере на александрите в диапазоне 0,7—

- 0,8 мкм при пассивной синхронизации мод // Квантовая электроника 9, № 3 (1982)
14. И.С. Тырышкин, Н.А. Иванов, В.М. Хулугуров Узкополосных перестраиваемый лазер на александрите с пассивной модуляцией добротности // Квантовая электроника, 25, № 6 (1998)
 15. С. М. Кобцев, В. И. Барауля, В. М. Лунин, Комбинированный непрерывный одночастотный кольцевой лазер на красителях/титан-сапфире // Квантовая электроника, 36:12 (2006)
 16. С.А. Кострица, В.А. Мишин, "Узкополосный перестраиваемый импульсный лазер на красителе для лазерного разделения изотопов" // Квантовая электроника, 1994, 21 (5), 502–508.
 17. G. Bollen, H.-J. Kluge, K. Wallmeroth, H. W. Schaaf, and R. B. Moore, "High-power pulsed dye laser with Fourier-limited bandwidth" // J. Opt. Soc. Am. B 4, 329-336 (1987)
 18. W. H. Knox, R. Bartolini, P. Liao, J. Bufton, and W. Krupke, eds. "820 nm Colliding-Pulse Modelocked Dye Laser Pumped by a CW Ti:Sapphire Laser," in *Conference on Lasers and Electro-Optics*, , Vol. 11, 1989
 19. U. Österberg and W. Margulis, "Dye laser pumped by Nd:YAG laser pulses frequency doubled in a glass optical fiber" // Opt. Lett. 11, 516-518 (1986)
 20. Burdukova, O., Petukhov, V. & Semenov, M. Highly efficient tunable pulsed dye laser longitudinally pumped by green diodes /// Appl. Phys. B 124, 188 (2018).
 21. R. Bornemann, E. Thiel, and P. Haring Bolívar, "High-power solid-state cw dye laser" // Opt. Express **19**, 26382-26393 (2011)
 22. М. И. Дзюбенко, В. В. Маслов, В. П. Пелипенко, В. В. Шевченко, Импульсно-периодические лазеры на красителях с ламповой накачкой // Квантовая электроника, 1995, том 22, номер 5, 436–438
 23. С. В. Николаев, В. В. Пожар, М. И. Дзюбенко, А. О. Дорошенко, "Твердотельный полиуретановый лазер на красителе, излучающий в дальней красной области Квантовая электроника" // **39**:9 (2009), 789–792
 24. С. В. Васильев, В. А. Мишин, Т. В. Шаврова, "Одночастотный лазер на красителе с оптоволоконной накачкой" // *Квантовая электроника*, **24**:2 (1997), 131–133

25. D. Klimek, H. Aldag, and J. Russell, "High-energy high-power flash-lamp-pumped dye laser" // *Conference on Lasers and Electro-Optics*, Vol. 12 of OSA, 1992, CWL5.
26. Б. А. Князев, С. В. Лебедев, Е. П. Фокин, "Мощный лазер на родамине 6Ж с повышенным ресурсом работы" // *Квантовая электроника*, 10:2 (1983).
27. P. F. Moulton, "Tunable solid-state lasers" // *Optical Society of America Annual Meeting*, Technical Digest Series, 1990
28. С. А. Зибров, В. Л. Величанский, А. С. Зибров, А. В. Тайченачев, В. И. Юдин, "Экспериментальное исследование темного псевдорезонанса на D1 линии 87Rb при возбуждении линейно поляризованным полем" // *Письма в ЖЭТФ*, **82**:8 (2005), 534–538
29. Ye Jin Yu, Seong Ho Min, and Han Seb Moon, "Comparative Measurement of Transverse Nuclear Magnetization of Polarized ¹²⁹Xe and ¹³¹Xe by Spin-exchange Optical Pumping" // *Curr. Opt. Photon.* **4**, 466-471 (2020)
30. Т. Н. Копылова, Г. В. Майер, Е. Н. Тельминов и др., Двухчастотный твердотельный лазер на основе органических соединений // *Известия вузов. Физика*. 2009. Т. 52, № 7. – С. 3-8.
31. Michal Vyvlečka, Ondřej Novák, Martin Smrž, and Tomáš Mocek, "High power picosecond parametric mid-IR source tunable between 1.7 and 2.6 μm" // *Appl. Opt.* **57**, 8412-8417 (2018)
32. Miao Wang, Jian Ma, Tingting Lu, Shanjiang Hu, Xiaolei Zhu, and Weibiao Chen, "Development of single-resonant optical parametric oscillator with tunable output from 410 nm to 630 nm" // *Chin. Opt. Lett.* **20**, 021403- (2022)
33. Simon Mieth et.al. "Tunable, continuous-wave optical parametric oscillator with more than 1W output power in the orange visible spectrum" // *Opt. Express* **22**, 11182-11191 (2014)
34. В.М. Гордиенко, П.М. Михеев, В.И. Прялкин, "Эффективная параметрическая генерация фемтосекундного ИК излучения в схеме с использованием свойств групповых синхронизмов" // *Квантовая электроника*, 1999, 28 (7), 37–42.
35. P. Moulton, "An investigation of the Co:MgF2 laser system" // *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 21, no. 10, pp. 1582-1595, October 1985

36. Payne, Stephen A. et al. "Properties of Cr:LiSrAlF(6) crystals for laser operation" // *Applied optics* 33 24 (1994): 5526-36 .
37. M. Strotkamp, U. Witte, A. Munk, A. Hartung, S. Gausmann, S. Hengesbach, M. Traub, H. -. Hoffmann, J. Hoeffner, and B. Jungbluth, "Broadly tunable, diode pumped Alexandrite laser" // *Advanced Solid-State Lasers Congress*, 2013.
38. A. G. Putilov, A. A. Antipov, A. E. Shepelev, "Control of the alexandrite lasing spectrum" // *Journal of Physics: Conference Series* : 20, Moscow 2019. P. 012016
39. P. Solntsev, E.V. Pestryakov, A.I. Alimpiev, E.G. Tsvetkov, V.N. Matrosov, V.I. Trunov, V.V. Petrov, "BeAl6O10:Cr3+ (Ti3+, Ni2+) laser crystals and their spectroscopic characteristics" // *Optical Materials*, Volume 24, Issue 3, 2003, Pages 519-525.
40. Ma, Yufei & Yu, Xin & Rongwei, Fan & Fan, Wei. "A tunable Ti:Sapphire laser using prism-dispersion cavity" // *Microwave and Optical Technology Letters* 53(4), 2011
41. I. S. Tyryshkin, N. A. Ivanov, V. M. Khulugurov, "Narrow-band tunable alexandrite laser with passive Q switching" // *Kvantovaya Elektronika*, 25:6 (1998), 505–506
42. S. M. Kobtsev, N. A. Svetsitskaya, «Application of birefringent filters in continuous-wave tunable lasers: a review» / // *Optics and Spectroscopy*. 1992. Vol. 73, No. 1. – P. 114-123
43. Antipov, A.A., Putilov, A.G., Osipov, A.V. *et al.* Laser Ablation of Metal Targets in a Liquid by Trains of Nanosecond Pulses // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **86**, 716–720 (2022)
44. Antipov, A.A., Putilov, A.G., Osipov, A.V. *et al.* A Solid-State Near-IR Laser for Spin-Exchange Optical Pumping // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **84**, 1359–1361 (2020)
45. Техника перестройки лазеров. Генерирование волн от ультрафиолета до инфракрасного света // *Фотоника*. – 2007. – № 3. – С. 34-40.
46. Осико В., Щербаков И. Твердотельные лазеры.// *Фотоника* №3/39/2013. С.14-33.
47. А. А. Сироткин, С. В. Гарнов, А. И. Загуменный, Ю. Д. Заварцев, С. А. Кутовой, В. И. Власов, И. А. Щербаков, "Двухчастотные лазеры с диодной накачкой на основе кристаллов ванадатов, вырезанных вдоль оси с" // *Квантовая электроника*, **39**:9 (2009), 802–806

48. С. М. Игнатович, Н. Л. Квашнин, М. В. Охапкин, М. Н. Скворцов, “Перестраиваемый одночастотный Nd : YAG-лазер бегущей волны ($\lambda = 1319$ нм) с диодной накачкой” // *Квантовая электроника*, **42**:6 (2012), 514–517
49. О. Н. Еремейкин, А. П. Савикин, К. Ю. Павленко, В. В. Шарков, “Перестраиваемый Tm:YLF -лазер с диодной накачкой для задач спектроскопии газов в среднем ИК диапазоне”// *Квантовая электроника*, **40**:6 (2010), 471–474
50. Ф. А. Большиков, Е. В. Жариков, Д. А. Лис, Н. Г. Захаров, П. А. Рябочкина, К. А. Субботин, О. Л. Антипов, “Перестраиваемая квазинепрерывная двухмикронная лазерная генерация с диодной накачкой на кристаллах смешанных натрий-лантан-гадолиниевых молибдатов и вольфраматов, активированных ионами Tm³⁺” // *Квантовая электроника*, **40**:10 (2010), 847–850
51. Н. Г. Захаров, О. Л. Антипов, В. В. Шарков, А. П. Савикин, “Эффективная генерация на длине волны 2,1 мкм в лазере на кристалле Ho:YAG с накачкой излучением Tm:YLF-лазера” // *Квантовая электроника*, **40**:2 (2010), 98–100
52. Alphan Sennaroglu, Umit Demirbas, Nathalie Vermeulen, Heidi Ottevaere, Hugo Thienpont, Continuous-wave broadly tunable Cr²⁺:ZnSe laser pumped by a thulium fiber laser // *Optics Communications*, V. 268, I. 1, 2006, P. 115-120,
53. W. Koechner, *Solid State Laser Engineering* (third ed.), Springer, Berlin, Heidelberg. (1992)
54. Svelto, Orazio. Principles of Lasers. New York :Springer, 2010
55. Архипов М.В., Архипов Р.М., Шимко А.А., Бабушкин И., Розанов Н.Н. Синхронизация мод в титан-сапфировом лазере за счет когерентного поглотителя // Письма в ЖЭТФ, том 109, вып. 10, 2019. С. 657-661.
56. Беспалов В.Г., Козлов С.А., Крылов В.Н., Путилин С.Э. // Фемтосекундная оптика и фемтотехнологии. – СПб: СПбГУ ИТМО, 2010. с. 234.
57. В. И. Донин, Д. В. Яковин, А. В. Грибанов, “Титан-сапфировый лазер с импульсной накачкой второй гармоникой излучения диодно-накачиваемого Nd:YAG-лазера для двухфотонной спектроскопии” // *Квантовая электроника*, **39**:3 (2009), 244–246

58. Kuo CY, Huang SL, Donati S. A “180-nm tunable Ti:Sapphire crystal fiber laser for OCT applications”. // 2019 IEEE International conference on biophotonics.
59. William F. Krupke , Stephen A. Payne, Lloyd L. Chase, «Cr:LiCAF and Cr:LiSAF: New Materials for Tunable Solid-State Lasers»,//New Laser Materials, E&TR Sept.-Oct. 1991. p 1-7
60. H. Takada, K. Miyazaki, and K. Torizuka, "Flash-lamp-pumped Cr: LiSAF amplifier for a terawatt laser system," in *The Pacific Rim Conference on Lasers and Electro-Optics*, 1995, P56.
61. Ricardo Elgul Samad, Sonia Licia Baldochi, Gesse Eduardo Calvo Nogueira, and Nilson Dias Vieira, Jr., "30 W Cr:LiSrAlF₆ flashlamp-pumped pulsed laser," *Opt. Lett.* **32**, 50-52 (2007)
62. Ricardo E. Samad, Gesse E. C. Nogueira, Sonia L. Baldochi, Nilson D. Vieira Jr., "Development of a lamp-pumped Cr:LiSAF laser operating at 20Hz for a terawatt CPA system," *Proc. SPIE 6101, Laser Beam Control and Applications*, 610112 (23 February 2006)
63. Pierre Laperle, Kevin J. Snell, Alain Chandonnet, Pierre Galarneau, and Réal Vallée, "Tunable diode-pumped and frequency-doubled Cr:LiSAF lasers," *Appl. Opt.* **36**, 5053-5057 (1997)
64. Umit Demirbas and Ilyes Baali, "Power and efficiency scaling of diode pumped Cr:LiSAF lasers: 770–1110 nm tuning range and frequency doubling to 387–463 nm," *Opt. Lett.* **40**, 4615-4618 (2015)
65. Serdar Okuyucu, Jelto Thesinga, Hiroki Tanaka, Yusuf Ozturk, Franz X. Kärtner, Mikhail Pergament, and Umit Demirbas, "Temperature dependence of the emission cross-section and fluorescence lifetime in Cr:LiCAF, Cr:LiSAF, and Cr:LiSGaF between 78 K and 618 K," *Opt. Mater. Express* **13**, 1211-1227 (2023)
66. J. C. Walling, H. P. Jenssen, R. C. Morris, E. W. O'Dell, and O. G. Peterson, “Broad band tuning of solid state alexandrite lasers”, presented at the Ann. Meet. OSA, San Francisco, CA, Oct. 30-Nov. 3, 1978.
67. H. P. Jenssen, J. C. Walling, O. G. Peterson, and R. C. Morris, “Broadly tunable laser performance in alexandrite at elevated temperature,” presented at the Laser ‘78 Conf., Orlando, FL, Dec. 1978
68. Г. В. Букин, С. Ю. Волков, В. Н. Матросов, Б. К. Севастьянов, М. И. Тимошечкин, “Оптическая генерация на александрите (BeAl₂O₄: Cr³⁺)”, *Квантовая электроника*, **5:5** (1978), 1168–1169

69. J. Walling, O. Peterson, H. Jenssen, R. Morris and E. O'Dell, "Tunable alexandrite lasers," // *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 16, no. 12, pp. 1302-1315, December 1980, doi: 10.1109/JQE.1980.1070430.
70. Б. К. Севастьянов, Ю. Л. Ремигайло, В. П. Орехова, В. П. Матросов, Е. Г. Цветков, Г. В. Букин, Спектроскопические и генерационные характеристики лазера на александрите ($\text{Be,Al}_2\text{O}_4 : \text{Cr}^{3+}$) // Докл. АН СССР, 1981, том 256, номер 2, 373–376
71. С. С. Коляго, В. Н. Матросов, Е. В. Пестряков, В. И. Трунов, Ю. Л. Гусев, А. П. Шкадаревич, “Модуляция добротности лазера на александрите (F^{2+}) А-центрами окраски в NaF” // Квантовая электроника, 12:12 (1985), 2496–2498
72. H. Samelson, J. C. Walling, T. Wernikowski and D. J. Harter, "CW arc-lamp-pumped alexandrite lasers," // *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 24, no. 6, pp. 1141-1150, June 1988, doi: 10.1109/3.237
73. Qiang Li, Zhimin Wang, Zhiyong Wang, Zhensheng Yu, Hong Lei, Jiang Guo, Gang Li, and Tiechuan Zuo, "600-W lamp pumped CW Nd:YAG laser" // *Chin. Opt. Lett.* **1**, 535-537 (2003)
74. R. C. Sam, R. W. Rapoport, M. L. Shand, "Design And Performance Of A 125 Hz, 50 W Alexandrite Laser" // *Proc. SPIE 0540, Southwest Conf on Optics '85*, (20 November 1985)
75. R. C. Sam, J.-J. Yeh, K. R. Leslie and W. R. Rapoport, "Design and performance of a 250 Hz alexandrite laser" // *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 24, no. 6, pp. 1151-1166, June 1988
76. В. В. Анциферов, А. И. Алимпиев, Е. В. Иванов, Г. В. Хабурзания, “Динамика свободной генерации перестраиваемого лазера на александрите” // ЖТФ, 62:3 (1992), 9–17
77. Анциферов В. В. Калягин В. Л., Хабурзания Г. В., Шарпов А. В. // Препринт СФТИ. № 89-1.М., 1989. 14 с.
78. Sorescu, M., Schafer, S.A. & Knobbe, E.T. Synthesis of Magnetite Particles by Pulsed Alexandrite Laser Processing of Metallic Glass Precursors // *MRS Online Proceedings Library* **397**, 393–398 (1995).
79. A. Nowak and B. Krohn, "Spectral characterization of a tunable alexandrite laser by rubidium absorption at 780 nm" // *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 21, no. 10, pp. 1607-1613, October 1985,
80. R. Kerridge-Johns, J. Damzen. Analytical model of tunable Alexandrite lasing under diode end-pumping with experimental comparison // *Journal of the Optical Society of America B*, vol 33, №12, 2016. p. 2525-2534

81. A. Teppitaksak, A. Minassian, M. Thomas, J. Damzen. High efficiency >26 W end-pumped Alexandrite laser // *Optics express*, vol 22, №13, 2014. p. 16386-16392.
82. S. Ghanbary, A. Major. High power continuous-wave dual-wavelength alexandrite laser // *Laser physics letters*, 14 (2017).
83. Pierre Pichon, Adrien Barbet, Jean-Philippe Blanchot, Frédéric Druon, François Balembois, and Patrick Georges, "LED-pumped alexandrite laser oscillator and amplifier" // *Opt. Lett.* **42**, 4191-4194 (2017).
84. X. MA, P. PAN, Z. HU, and G. WU, "New Cr³⁺ tunable laser crystal candidate: beryllium hexa-aluminate" // *Conference on Lasers and Electro-Optics*, Vol. 14, 1987
85. А. И. Алимпиев, Е. В. Пестряков, В. В. Петров, В. П. Солнцев, В. И. Трунов, В. Н. Матросов, "Перестраиваемая генерация на электронно-колебательном переходе 4Т₂–4А₂ ионов Cr³⁺ в BeAl₆O₁₀" // *Квантовая электроника*, 15:3 (1988), 509–511
86. Pan Peicong, Ma Xiaoshan, Hu Zhiwei, Formation and elimination of red inclusions in Cr³⁺-doped beryllium hexa-aluminate (BHA) crystals, // *Materials Letters*, Volume 12, Issue 3, 1991, Pages 195-198
87. Peicong, P., Xiaoshan, M. and Zhiwei, H. (1992), Growth and Properties of BeO · 3 Al₂O₃ (BHA) Single Crystals // *Cryst. Res. Technol.*, 27: 321-328.
88. E. V. Pestryakov, V. V. Petrov, I. I. Zubrinov, V. I. Semenov, V. I. Trunov, A. V. Kirpichnikov, A. I. Alimpiev; Physical properties of BeAl₆O₁₀ single crystals // *J. Appl. Phys.* 15 October 1997; 82 (8): 3661–3666.
89. E. V. Pestryakov, V. V. Petrov, V. I. Trunov, A. V. Kirpichnikov, A. V. Laptev, V. N. Matrosov, "Thermo-optical properties of beryllium containing oxide crystals as materials for high power laser systems" // *Proc. SPIE 6731, International Conference on Lasers, Applications, and Technologies 2007*
90. Pavel Loiko and Arkady Major, "Dispersive properties of alexandrite and beryllium hexaaluminate crystals" // *Opt.Mater.Express* 6,2177-2183 (2016)
91. Е. В. Пестряков, В. В. Петров, В. И. Трунов, А. И. Алимпиев, "Генерация перестраиваемого излучения на ионах Cr³⁺ в кристалле BeAl₆O₁₀ при ламповой накачке" // *Квантовая электроника*, 20:7 (1993), 665–668
92. Е. В. Пестряков, А. И. Алимпиев, В. Н. Матросов, "Перспективы развития фемтосекундных лазерных систем на кристаллах

- бериллиевых алюминатов, активированных ионами хрома и титана” // Квантовая электроника, 31:8 (2001), 689–696
93. W. Gadomski, B. Ratajska-Gadomska, R. Meucci, "Homoclinic dynamics of the vibronic laser" // *Chaos, Solitons & Fractals*, V. 17, I. 2–3, 2003, P. 387-396
 94. M. Shand and H. Jenssen, "Temperature dependence of the excited state absorption of Alexandrite" // *IEEE J. Quant. Electron.* 19, 480–484 (1983)
 95. Z. Zhang, K. Grattan, and A. Palmer, "Thermal characteristics of Alexandrite fluorescence decay at high temperatures, induced by a visible laser diode emission" // *J. Appl. Phys.* 73, 3493–3498 (1993).
 96. R. C. Powell, L. Xi, X. Gang, G. J. Quarles, and J. C. Walling, "Spectroscopic properties of alexandrite crystals" // *Phys. Rev. B Condens. Matter* 32(5), 2788–2797 (1985)
 97. D. A. Vinnik, P. A. Popov, S. A. Archugov, and G. G. Mikhailov, "Heat conductivity of chromium-doped alexandrite single crystals" // *Dokl. Phys.* 54(10), 449–450 (2009)
 98. Huaifeng Xiao, et. all, Alexandrite lasers with blue-diode-pumping // *Optics Express* Vol. 31, No. 4, 2023
 99. <http://www.solix-crystal.com/production.php>
 100. <https://www.znt.ru/index.php/catalog/flash-lamps-inp>
 101. Патент на изобретение «Устройство отражения излучения для твердотельных лазеров» № RU 2735133 C1, 2020
 102. <https://optosystems.ru/products/power-supplies/>
 103. D. R. Preuss and J. L. Gole, "Three-stage birefringent filter tuning smoothly over the visible region: theoretical treatment and experimental design" // *Appl. Opt.* **19**, 702-710 (1980)
 104. Arnold L. Bloom, "Modes of a laser resonator containing tilted birefringent plates*" // *J. Opt. Soc. Am.* **64**, 447-452 (1974)
 105. Carl F. Buhner, "Four waveplate dual tuner for birefringent filters and multiplexers" // *Appl. Opt.* **26**, 3628-3632 (1987)
 106. Wei, J.; Su, J.; Lu, H.; Peng, K. A Review of Progress about Birefringent Filter Design and Application in Ti:sapphire Laser // *Photonics* **2023**, *10*, 1217.
 107. А. С. Егоров, О. Н. Еремейкин, К. Ю. Павленко, А. П. Савикин, В. В. Шарков, "Перестраиваемый Cr²⁺: ZnSe-лазер, работающий в импульсно-периодическом режиме генерации" // *Квантовая электроника*, **42**:12 (2012), 1106–1110

108. Пейсахсон И.В. Оптика спектральных приборов. Изд. 2-е, доп. и перераб., Л.: «Машиностроение», 1975. 312 с.
109. http://www.elektrosteklo.ru/Cu_rus.htm
110. В. В. Анциферов, В. С. Пивцов, В. Д. Угожаев, К. Г. Фолин, “О пичковой структуре излучения твердотельных лазеров” // Квантовая электроника, 3 (1973), 57–65
111. Nag, A et al. Synthesis of Air-Stable Cu Nanoparticles Using Femtosecond Laser Reduction in Liquid // *Nanomaterials* 2021, 11, 814
112. Mohsin T. Mohammed et al. Fabrication of copper nanoparticles by pulse laser ablation // *Kufa Journal of Engineering*, Vol. 10, No. 1, 2019
113. M. Fernández-Arias et al. Copper nanoparticles obtained by laser ablation in liquids as bactericidal agent for dental applications // *Applied Surface Science* 507 (2020) 145032
114. Htain Lin Aye et al. Preparation of Nanoparticles by Laser Ablation on Copper Target in Distilled Water // *Advanced Materials Research Vols. 93-94* (2010) pp 83-86
115. Daba Radnatarov and Sergey Kobtsev, "Effect of absorption oscillation of resonant radiation observed in a compact installation for hyper-polarization of ^{129}Xe ," // *J. Opt. Soc. Am. B* 40, 151-155 (2023)
116. Ражев А. М., Чуркин Д. С., Каргапольцев Е. С., Ткаченко Р. А., Трунов И. А., «ИК индукционный Хе-лазер с накачкой импульсным продольным индукционным разрядом» // *Известия Российской академии наук. Серия физическая*. 2020. Т. 84. № 7. С. 944
117. Правдивцев А.Н., Роль антипересечений уровней энергии при переносе ядерной спиновой гиперполяризации в системах скалярно связанных спинов // Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. – Новосибирск, 2015. 150 с.
118. Сальников О.Г., Применение метода индуцированной параводородом поляризации ядер для исследований механизмов гетерогенных каталитических реакций гидрирования // Диссертация на соискание ученой степени кандидата химических наук. – Новосибирск, 2018. 165 с.
119. Пирогов Ю.А. Магнитная гиперполяризация ядер и альтернативные способы усиления сигналов в МРТ // *Труды школы-семинара «Волны-2017» Спектроскопия, диагностика и томография*. С. 41-42.

120. Nikolaou, P., Goodson, B. M., Chekmenev, E. Y. NMR Hyperpolarization Techniques for Biomedicine // Chem. Eur. J. – 2015. – V. 21. – P. 3156–3166.
121. Keele, Julie A. and Hanni, M. E. and Woods, Shannon L. and Lundeen, S. R. and Fehrenbach, C. W., "Properties of Fr-like Th³⁺ from spectroscopy of high-*L* Rydberg levels of Th²⁺" // Phys. Rev. A, V.83, I.6, 2011, P. 062501.
122. Using high-powered, frequency-narrowed lasers for Rb/129Xe and Cs/129Xe spin-exchange optical pumping to achieve improved production of highly spin-polarized xenon for use in magnetic resonance application. Dissertation approval by Nicholas Whiting for the Degree of Doctor of Philosophy in the field of Physical Chemistry. Graduate School Southern Illinois University Carbondale. 2010. 245 p.
123. B. Chann, E. Babcock, L.W. Anderson, T.G. Walker, W.C. Chen, T.B. Smith, A.K. Thompson, T.R. Gentile. "Production of highly polarized ³He using spectrally narrowed diode laser array bars" // Journal of Applied Physics. Vol. 94. №10. 2003. pp. 6908-6914.
124. P. Nikolaou, N. Whiting, N. Eschmann, K. Chaffee, B. Goodson, M. Barlow. "Generation of laser-polarized xenon using fiber-coupled laser-diode arrays narrowed with integrated volume holographic gratings" // Journal of Magnetic Resonance. 197. 2009. pp. 249–254.
125. Earl Babcock, Ian Nelson, Steve Kadlecsek, Bastiaan Driehuys, L.W. Anderson, F.W. Hersman and Thad G.Walker. "Hybrid Spin-Exchange Optical Pumping of ³He" // Physical review letters. Vol. 91. №12. 2003
126. Ермак С.В., Петренко М.В., Семенов В.В. "Эффект когерентного пленения населенностей на атомах ⁸⁷Rb в малогабаритных камерах поглощения с буферным газом" // Письма в ЖТФ. Т. 42., Вып. 3. 2016. С. 29-37.
127. Дмитриев С.П., Доватор Н.А., Картошкин В.А. "Спиновая поляризация атомов ⁸⁵Rb при столкновениях с оптически ориентированными метастабильными атомами ⁴He в щелочно-гелиевой плазме" // Письма в ЖТФ. Т. 42., Вып. 2. 2016. С. 57-62.
128. Nicholas Whiting, Panayiotis Nikolaou, Neil A. Eschmann, Boyd M. Goodson, Michael J. Barlow. "Interdependence of in-cell xenon density and temperature during Rb/129Xe spin-exchange optical pumping using VHG-narrowed laser diode arrays" // Journal of Magnetic Resonance 208 (2011) 298–304.

129. Panayiotis Nikolaou, Aaron M. Coffey, Michael J. Barlow, Matthew S. Rosen, Boyd M. Goodson, and Eduard Y. Chekmenev. "Temperature-Ramped ^{129}Xe Spin-Exchange Optical Pumping" // American Chemical Society. *Anal. Chem.* 2014, 86, 8206–8212.
130. Попов Е. Н., Воскобойников С. П., Устинов С. М., Баранцев К. А., Литвинов А. Н. "Особенности магнитного резонанса атомов щелочного металла в условиях бигармонической накачки" // ЖЭТФ, Т. 152. Вып. 6 (12). 2017. С. 1179–1191.
131. Ruth, U., Hof, T., Schmidt, J. *et al.* "Production of nitrogen-free, hyperpolarized ^{129}Xe gas" // *Appl Phys B* **68**, 93–97 (1999)
132. H. Zhu, I. C. Ruset, and F. W. Hersman, "Spectrally narrowed external-cavity high-power stack of laser diode arrays" // *Opt. Lett.* **30**, 1342-1344 (2005)
133. Г. Ю. Григорьев, А. С. Лагутин, "Методы получения поляризованного ксенона для магнитно-резонансной томографии (обзор)" // Журнал технической физики. – 2022. – Т. 92, № 9. – С. 1277-1299. – DOI 10.21883/JTF.2022.09.52919.65-22.