

Институт физики микроструктур РАН – филиал Федерального государственного
бюджетного научного учреждения «Федеральный исследовательский центр
Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова Российской академии
наук»

На правах рукописи

Перекалов Александр Алексеевич

**«ЭМИССИОННЫЕ СПЕКТРЫ ГАЗОВЫХ И ЖИДКОСТНЫХ МИШЕНЕЙ
ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ЛАЗЕРНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ»**

Специальность: 1.3.2 – приборы и методы экспериментальной физики

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
кандидат физико-математических наук
Нечай Андрей Николаевич

Нижний Новгород - 2024

Оглавление

Введение	3
Глава 1. Лазерно-плазменные источники МР и ЭУФ излучения (литературный обзор)	16
1.1. Лазерно-плазменные источники в диапазоне длин волн 5-20 нм с газоструйными мишенями	16
1.2. Лазерно-плазменные источники в спектральном диапазоне 2-5 нм с газоструйными мишенями	28
1.3. Лазерно-плазменные источники с жидкостными мишенями	33
Глава 2. Описание экспериментального оборудования и методик проведения исследований	40
2.1. Экспериментальная установка	40
2.2. Методики проведения измерений	67
2.3. Проведение дополнительных измерений	74
Основные результаты главы 2	75
Глава 3. Исследование эмиссионных спектров ЛПИ с газоструйными мишенями	76
3.1. ЛПИ с газоструйными мишенями в диапазоне 5-18 нм	76
3.2. ЛПИ с газоструйными мишенями в спектральном диапазоне 2,5-5 нм	109
3.3. Измерение размеров лазерной искры в газоструйных мишенях	130
Основные результаты главы 3	135
Глава 4. Исследование эмиссионных спектров ЛПИ с жидкостными мишенями	138
4.1. Исследование эмиссионных спектров жидкостных мишеней в спектральном диапазоне 5 - 18 нм	138
4.2. Исследование эмиссионных спектров жидкостных мишеней в спектральном диапазоне 2,5 - 5 нм	145
Основные результаты главы 4	153
Глава 5. Численное моделирование параметров плазмы в зоне разряда для ЛПИ с газоструйными мишенями	155
5.1. Основные физические процессы, происходящие в зоне формирования лазерной искры	155
5.2. Расчетная модель	166
Основные результаты главы 5	176
Основные результаты диссертационной работы	177
Литература	179
Список публикаций автора	190
Приложение	195

Введение

Актуальность темы исследования

Рентгеновское излучение было открыто В. К. Рентгеном в конце XIX века. В начале XX века начались активные исследования в области рентгеновского излучения. Наиболее известные среди таких работ – работа М. Лауэ по дифракции рентгеновского излучения на кристаллах [1] и работа Г. Мозли [2], в которой были обнаружены закономерности в характеристических спектрах рентгеновского излучения. Затем в 1914 г. У. Г. и У. Л. Брэгги впервые предложили использовать кристаллическую решетку для выделения монохроматического излучения определенной длины волны из широкого спектра рентгеновского излучения. Эти эксперименты положили начало исследованиям в областях рентгеноспектрального и рентгеноструктурного анализа. В современной литературе спектральный диапазон $\lambda < 0.3$ нм принято называть жестким рентгеновским диапазоном.

Несколько позднее начались активные исследования в области мягкого рентгеновского (МР), от 0,3 нм до 10 нм, и экстремального ультрафиолетового (ЭУФ) излучения, от 10 нм до 100 нм. Проведение исследований излучения в указанных спектральных диапазонах более сложное в сравнении с жестким рентгеновским диапазоном. МР и ЭУФ излучение активно поглощаются газами земной атмосферы, поэтому при проведении исследований необходимо наличие вакуумной камеры с достаточно низким уровнем остаточного давления. Широкой цикл работ по разработке техники и методики эксперимента в области спектроскопии в ЭУФ диапазоне проводили советские физики П. И. Лукирский и М. А. Румш. Несколько позднее большой вклад в создание аппаратуры для проведения спектроскопических исследований в ЭУФ области спектра внес А. П. Лукирский. В его работах [3, 4] подробно описано экспериментальное применение дифракционных решеток при исследованиях в МР диапазоне. Результаты работ показали, что можно существенно увеличить коэффициент отражения от дифракционной решетки, изготовленной на стекле, путём выбора соответствующих покрытий. На основе данных работ был разработан

рентгеновский спектрометр-монокроматор РСМ-500 [5], позволяющий проводить спектроскопические исследования в МР и ЭУФ областях спектра. Также описаны методики проведения исследований с использованием данного прибора. Кроме того, Лукирским А. П. и сотрудниками были проведены работы по улучшению конструкции счетчика Гейгера, были изучены различные наполнители счетчика и определена его эффективность в широком диапазоне длин волн. Также была показана перспективность использования пропорциональных счетчиков для регистрации излучения во всем МР и ЭУФ диапазоне.

Открытие Комптоном в 1932 году [6] эффекта полного внешнего отражения рентгеновского излучения от поверхности твердых тел положило начало разработке и исследованию рентгеновской оптики, работающей на полном внешнем отражении. Одной из важнейших теоретических работ в области рентгеновской оптики является монография А. В. Виноградова [7]. В данной монографии проводится подробное теоретическое описание основных физических процессов, происходящих при взаимодействии МР и ЭУФ излучения с веществом и, в частности, с периодическими структурами. В книге показано, что несмотря на большое поглощение МР излучения во всех веществах и, как следствие, достаточно малые длины пробега квантов, с помощью специально синтезированных периодических структур можно получить высокие коэффициенты отражения МР излучения от таких структур, порядка нескольких десятков процентов. А. В. Виноградовым сформулированы основные принципы выбора материалов для многослойных рентгеновских зеркал (МРЗ), описаны основные методы расчета характеристик таких зеркал, как для скользящего, так и для нормального падения лучей.

В настоящее время в связи с развитием технологий изготовления многослойной оптики МР и ЭУФ диапазона, в частности с появлением высокоотражающих многослойных зеркал, для различных длин волн активно развиваются исследования в области проекционной ЭУФ нанолитографии [8, 9] и МР микроскопии [10]. Также значительный интерес представляют лабораторные

приложения с использованием техники МР и ЭУФ диапазонов. Данные исследования в основном направлены на изучение структуры нанообъектов различного происхождения.

Принципиально важным элементом для проведения подобных исследований является высокоинтенсивный точечный источник МР и ЭУФ излучения. Основные требования, предъявляемые к подобным лабораторным источникам коротковолнового излучения: высокая интенсивность излучения, подходящий для решения конкретной задачи спектр, высокая стабильность характеристик в процессе работы, возможность изменения рабочей длины волны, высокий КПД источника. Было предложено множество конструкций источников, различающихся как по физическому принципу получения излучения в нужном диапазоне длин волн, так и по средней мощности источника. Например, рентгеновская трубка, синхротрон, лазер на свободных электронах (ЛСЭ), рентгеновский лазер, газоразрядные источники, лазерно-плазменные источники излучения. Рентгеновская трубка при своей конструкционной простоте и удобстве в эксплуатации обладает достаточно низким КПД в области МР излучения. Синхротрон и лазер на свободных электронах позволяют получить высокоинтенсивное излучение в достаточно узкой спектральной полосе (близкой к монохроматической). Однако данные источники представляют собой дорогостоящие установки больших габаритов, и применение их в лабораторных условиях на настоящем этапе развития техники невозможно. Сравнительно неплохим источником излучения является газоразрядная плазма, формирующаяся при прохождении короткого сильноточного импульса через газовую мишень. Источники подобного типа имеют сравнительно компактные габариты и невысокую стоимость, но при этом компоненты такого источника имеют сравнительно невысокий срок службы. Также отмечается, что при сравнимой мощности накачки газоразрядные источники имеют меньшую интенсивность эмиссионного излучения в ЭУФ и, в особенности, в МР спектральных диапазонах, по сравнению с лазерно-плазменными источниками (ЛПИ) [11]. Поэтому

наибольшее распространение в лабораторной практике получили источники на основе лазерной плазмы, получаемой при воздействии мощного лазерного импульса на мишень.

Степень разработанности проблемы

Исследования в области лазерно-плазменных источников МР и ЭУФ излучения начали активно развиваться после разработки лазеров с модулированной добротностью, работающих в импульсном режиме. Такие лазеры способны создать достаточную напряженность электрического поля для многофотонной ионизации атомов вещества-мишени и образования «лазерной искры». МР и ЭУФ излучение активно поглощается атмосферными газами, поэтому исследования излучения данного диапазона требуется проводить в вакуумной камере с низким уровнем остаточного давления, порядка 10^{-2} Па. Также необходимо наличие оптической системы с оптикой высокого качества для фокусировки лазерного излучения большой мощности. Для проведения спектрометрических исследований необходим высокочувствительный спектрометр с хорошим спектральным разрешением, а также комплект пленочных фильтров, позволяющих снизить уровень фоновых шумов и выделить исследуемый диапазон из общего спектра.

В качестве мишеней в ЛПИ могут использоваться мишени различных типов: мишени из твердотельных материалов, газовые мишени, кластерные пучки, жидкостные струи. Все указанные типы мишеней имеют как определенные преимущества, так и недостатки.

Твердотельные мишени обладают высокой плотностью, эффективно поглощают лазерное излучение, при их возбуждении импульсами сфокусированного лазерного излучения возможно получить высокоинтенсивное МР и ЭУФ излучение [12-14]. Также при использовании твердотельных мишеней существенно снижены требования к производительности откачной системы установки. Основной недостаток данного типа мишеней состоит в сильном

загрязнении оптических элементов продуктами эрозии мишени. А для получения стабильных эмиссионных характеристик ЛПИ с твердотельной мишенью необходимо использование точной системы позиционирования и перемещения мишени.

Один из наиболее перспективных типов мишеней в лабораторных ЛПИ – газовые струи различных газов, в первую очередь инертных. Использование газоструйных мишеней позволяет избежать технических проблем, связанных с сильным загрязнением оптических элементов продуктами эрозии мишени в процессе работы источника. Газоструйные мишени не требуют для своей работы точной системы позиционирования мишени. Кроме того, подобные мишени самообновляемы, поэтому позволяют получать эмиссионное излучение со стабильными характеристиками в течение длительного периода времени. Сложность работы с газоструйными мишенями состоит в том, что для получения высокой интенсивности эмиссионного излучения в МР и ЭУФ спектральных областях необходимо добиться высокой плотности газовой мишени в области вблизи фокуса лазерного излучения. Для этого необходимо использовать газовые струи высокого давления, что приводит к увеличению количества газа, подаваемого в объём вакуумной камеры за единицу времени и, как следствие, увеличению нагрузки на откачную систему установки. Эмиссионные спектры газоструйных мишеней, возбуждаемых сфокусированными лазерными импульсами, в МР и ЭУФ спектральных диапазонах достаточно широко исследовались ранее [15-18].

Жидкостные мишени занимают промежуточное положение между газовыми и твердотельными. Жидкости обладают высокой плотностью, эффективно поглощают лазерное излучение и генерируют МР и ЭУФ излучение. Для работы с жидкостными мишенями удобно использовать откачку криогенными насосами, либо использовать азотные ловушки. Вместе с тем в настоящее время жидкостные мишени гораздо менее изучены ввиду худшей, по сравнению с газовыми и твердотельными мишенями, временной стабильности эмиссионных характеристик

ЛПИ, связанных с процессами, происходящими при истечении жидкой струи в вакуум.

Цели диссертационной работы

Основная цель настоящей диссертационной работы – разработка новых диагностических методов и приборов, и изучение спектральных характеристик и абсолютных значений интенсивности эмиссионного излучения лазерно-плазменных источников мягкого рентгеновского и экстремального ультрафиолетового излучения при использовании газоструйных и жидкостных мишеней при различных параметрах системы лазерного возбуждения.

Задачи диссертационной работы

Для достижения цели диссертационной работы решались следующие задачи:

1) Разработка, изготовление и ввод в эксплуатацию абсолютно калиброванного Брэгговского спектрометра на основе многослойных рентгеновских зеркал для проведения измерений интенсивности эмиссионного излучения ЛПИ в МР и ЭУФ спектральном диапазоне.

2) Разработка изображающей системы и ее применение для измерения размера источника на длине волны 11,25 нм с пространственным разрешением в несколько микрометров, регистрация изображений лазерной искры в газоструйных мишенях и определение её размеров.

3) Разработка методик исследования эмиссионных свойств ЛПИ с газоструйными и жидкостными мишенями, в том числе в абсолютных единицах.

4) Экспериментальное исследование эмиссионных спектров и измерение абсолютных интенсивностей эмиссионного излучения лазерно-плазменных источников с газоструйными мишенями инертных (Ne, Ar, Kr, Xe) и молекулярных газов (CO₂, CHF₃, N₂) в спектральном диапазоне 2,5-18нм.

5) Экспериментальное исследование эмиссионных спектров и измерение абсолютных интенсивностей эмиссионного излучения лазерно-плазменных источников с жидкостными мишенями (спирты, циклогексан, дихлорметан) в спектральном диапазоне 2,5-18 нм.

б) Проведение численного моделирования основных параметров плазмы, формируемой в зоне лазерной искры лазерно-плазменных источников МР и ЭУФ излучения с газоструйными мишенями.

Научная новизна

В работе были получены новые научно обоснованные результаты, являющиеся важными для развития теоретических основ формирования МР и ЭУФ и спектров лазерной плазмы для газоструйных и жидкостных мишеней. В частности, для газоструйных мишеней инертных (Ar, Kr, Xe) и молекулярных газов (CO₂, CHF₃, N₂), возбуждаемых сфокусированными лазерными импульсами с плотностью мощности в фокусном пятне порядка $5 \cdot 10^{12}$ Вт/см² для ряда спектральных линий впервые получены абсолютные интенсивности излучения. Найдены параметры газоструйных источников и системы лазерного возбуждения, обеспечивающие максимальную эффективность конверсии энергии лазерного излучения в МР и ЭУФ излучение. Также впервые получен ряд эмиссионных спектров и абсолютные интенсивности излучения для жидкостных мишеней спиртов, циклогексана и дихлорметана в спектральных диапазонах 2,5-5 нм и 5-18 нм.

Впервые получены изображения лазерной искры в газоструйной мишени криптона на длине волны 11,25 нм с пространственным разрешением в несколько микрометров и проведено исследование влияния параметров импульсной газоструйной мишени криптона и лазерного пучка на размер источника излучения.

Теоретическая и практическая значимость

Полученные в данной диссертационной работе изображения лазерной искры в газоструйных мишенях, размеры излучающей области и зарегистрированные интенсивности эмиссионного излучения в абсолютных единицах имеют большую ценность для построения теоретических моделей взаимодействия лазерного излучения с плотностью мощности порядка $5 \cdot 10^{12}$ Вт/см² с плотными газовыми средами. Практическая ценность полученных в работе результатов заключается в том, что разработанные системы формирования газоструйных и жидкостных мишеней, а также методы их характеристики и найденные оптимальные режимы работы уже нашли применения в лабораторных ЛПИ для МР и ЭУФ и рефлектометров, рентгеновского микроскопа и разрабатываемого в настоящее время экспериментального источника излучения для ЭУФ литографа на рабочую длину волны 11.2 нм.

Разработанные в ходе диссертационной работе Брэгговский абсолютно калиброванный спектрометр на основе многослойных рентгеновских зеркал и изображающая система, предназначенные для работы в МР и ЭУФ диапазонах могут быть использованы для диагностики плазмы, в том числе термоядерной.

Экспериментально полученные эмиссионные спектры и абсолютные значения интенсивностей наиболее ярких спектральных линий в диапазоне длин волн 2.5-18 нм используются для разработки рентгеновских микроскопов и ЭУФ литографов нового поколения.

Методология и методы исследования

Объектом исследования диссертационной работы является эмиссионное МР и ЭУФ излучение лазерной плазмы, образующейся при возбуждении газоструйных и жидкостных мишеней сфокусированными лазерными импульсами наносекундной длительности. Исследования спектров проводились при помощи рентгеновского спектрометра-монокроматора РСМ-500. Данный спектрометр позволяет получить эмиссионные спектры с высоким спектральным разрешением, а затем определить

излучающие ионы и переходы, которые формируют регистрируемые эмиссионные линии. Для измерения интенсивности эмиссионного излучения лазерной плазмы в абсолютных единицах проводилось сканирование эмиссионных спектров при помощи Брэгговского зеркального спектрометра. Все оптические элементы данного спектрометра прокалиброваны, что позволяет проводить измерения интенсивности излучения в абсолютных единицах. С помощью Брэгговского зеркального спектрометра проводились исследования абсолютных интенсивностей эмиссионного излучения в двух диапазонах длин волн 2,5-5 нм и 5-18 нм. При возбуждении газоструйных мишеней также проводились исследования зависимости абсолютных интенсивностей эмиссионного излучения от давления газа на входе в сопло и энергии возбуждающего лазерного импульса. Получение изображения лазерной искры в газоструйных мишенях на длине волны 11,25 нм с микрометровым разрешением проводилось с помощью оригинальной изображающей системы на основе двухзеркального объектива Шварцшильда с пятикратным увеличением.

Основные положения, выносимые на защиту

1. Разработанные системы формирования импульсных газовых и жидкостных мишеней, диагностическое оборудование и экспериментальные методики позволяют формировать струйные мишени с концентрацией частиц на оси потока до 10^{20} см⁻³ и проводить исследования эмиссионных спектров лазерно-плазменных источников в диапазоне длин волн 2.5-18 нм.

2. Разработанные Брэгговский спектрометр на основе многослойных рентгеновских зеркал, методики калибровки и проведения измерений позволяют проводить измерения интенсивности эмиссионного излучения лазерно-плазменных источников в диапазоне 2,5-30 нм в абсолютных единицах с точностью 20%.

3. Разработанные изображающая система на основе объектива Шварцшильда с пятикратным увеличением и полем зрения 2,6·2,6 мм, и методики проведения

исследований позволяют получать изображения и измерять линейные размеры источника рентгеновского излучения в окрестности 11,25 нм со спектральным разрешением $\pm 0,08$ нм и пространственным разрешением лучше 4 мкм.

4. При возбуждении газоструйных мишеней Ar, Kr, Xe, CO₂, CHF₃, N₂ импульсным излучением Nd:YAG лазера с плотностью мощности $\sim 5 \cdot 10^{12}$ Вт/см² формируется лазерная искра с температурой плазмы порядка 10^6 К, длина искры вдоль лазерного луча составляет около 1 мм, а диаметр около 0,3 мм.

5 Среди изученных газовых мишеней Ar, Kr, Xe, CO₂, CHF₃, N₂ в окрестности длины волны 11,2 нм, представляющей интерес для ЭУФ литографии следующего поколения наибольшей конверсионной эффективностью обладает ЛПИ с газоструйной мишенью Xe. Зарегистрированная интенсивность излучения в 2% полюсу в 2π стерадиан составляет 50 мВт, что соответствует коэффициенту конверсии $CE=0,8\%$. Среди изученных газовых мишеней Ar, Kr, Xe, CO₂, CHF₃, N₂ для ЭУФ микроскопии в окрестности 13 нм наибольшей интенсивностью излучения обладает ЛПИ с газоструйной мишенью Ar. На длине волны 13,8 нм источник излучает $2 \cdot 10^{13}$ фот/имп в 4π стерадиан. Для МР микроскопии в «водном окне прозрачности» наибольшей интенсивностью обладает ЛПИ с газоструйной мишенью CO₂. На длине волны 3,37 нм источник излучает $7 \cdot 10^{12}$ фот/имп 4π стерадиан.

Публикации по теме диссертационной работы

По представленным на защиту материалам автором опубликовано 26 работ, выполненных в соавторстве. Опубликовано 11 статей в научных журналах [А1 - А11] и 15 публикаций в сборниках конференций и тезисов докладов [Т1 - Т16].

Личный вклад автора

В исследованиях, описанных в диссертационной работе, автором выполнялись следующие работы: участие в постановке научных задач, участие при сборке и вводе в эксплуатацию научно-исследовательской установки, экспериментальное измерение эмиссионных спектров и абсолютных интенсивностей зарегистрированного излучения, анализ и обработка полученных результатов и проведение численных оценок основных параметров лазерной искры. Сборка и ввод в эксплуатацию научно-исследовательской установки, а также измерение эмиссионных спектров лазерной плазмы с помощью спектрометра-монохроматора РСМ-500 проводились совместно с А. Н. Нечай. Сборка, и ввод в эксплуатацию Брэгговского зеркального спектрометра, а также измерение абсолютных интенсивностей эмиссионного излучения лазерной плазмы проведено при определяющем вкладе автора. Разработка и аттестация изображающей системы на основе двухзеркального объектива Шварцшильда, а также получение изображений лазерной искры в газоструйной мишени криптона проведены при определяющем вкладе автора. Анализ и обработка полученных экспериментальных данных проводились совместно с А. Н. Нечай. Проведение численных оценок основных параметров лазерной искры выполнено совместно с В. Е. Гусевой.

Апробация результатов

Апробация результатов, полученных в данной диссертационной работе, была проведена на ряде международных и отечественных конференций. Результаты, изложенные в данной диссертационной работе, докладывались на следующих научных конференциях:

Международные симпозиумы «Наноп физика и наноэлектроника» г. Нижний Новгород в 2020 - 2024 годах; объединенная конференция «Электронно-лучевые технологии и рентгеновская оптика в микроэлектронике», г. Черноголовка, 2021 г.; научная школа «Современная рентгеновская оптика» в 2022-2023 годах.

Структура и объем диссертационной работы

Диссертационная работа состоит из введения, обзора литературы, четырех глав, заключения и списка литературы, изложена на 194 страницах, содержит 89 рисунков и 18 таблиц.

Содержание работы по главам

Во введении приводится краткое описание исследований в области разработки источников ЭУФ и МР излучения, обосновывается актуальность темы диссертации, содержится постановка задачи исследования. Формулируются цель работы, ее практическая значимость, основные положения, выносимые на защиту, а также научная новизна и личное участие автора диссертации. Указывается структура и объем диссертации и публикации по теме в журналах и сборниках.

В первой главе приводится обзор литературы, посвященной исследованиям лазерно-плазменных источников МР и ЭУФ излучения с жидкостными и газоструйными мишенями. Описывается современное состояние исследований в данной области. Приводятся наиболее значимые полученные абсолютные интенсивности эмиссионного излучения и коэффициенты конверсии энергии лазерного излучения в энергию ЭУФ и МР излучения.

Во второй главе приводится описание используемых при проведении исследований научно-исследовательской установки и измерительных приборов. Приводятся основные характеристики приборов, а также методики проведения исследований.

В третьей главе описаны проведенные исследования эмиссионных спектров лазерно-плазменных источников излучения с газоструйными мишенями различных инертных и молекулярных газов. Исследования проводились в двух спектральных диапазонах: 10 - 20 нм и 3 - 7 нм. Приводятся экспериментально полученные зависимости абсолютных интенсивностей эмиссионного излучения в различные спектральные полосы от параметров лазерно-плазменного источника.

В четвертой главе описаны проведенные исследования эмиссионных спектров лазерно-плазменных источников излучения с жидкостными мишенями.

Исследования проводились в двух спектральных диапазонах: 10 - 20 нм и 3 - 7 нм. Приводятся экспериментально полученные спектры и абсолютные интенсивности эмиссионного излучения в различные спектральные полосы.

В пятой главе описаны физические процессы, происходящие при формировании лазерной искры в газоструйных мишенях. На основе модели «световой детонации» получены численные оценки основных параметров лазерной искры.

В заключении сформулированы основные выводы, сделанные по результатам диссертационной работы.

Глава 1. Лазерно-плазменные источники МР и ЭУФ излучения (литературный обзор)

1.1. Лазерно-плазменные источники в диапазоне длин волн 5-20 нм с газоструйными мишенями

Излучение в МР и ЭУФ диапазонах имеет ряд особенностей, которые необходимо учитывать при работе в данных диапазонах, а также при проектировании оптических схем и приборов. Во-первых, излучение в МР и ЭУФ спектральных диапазонах сильно поглощается в воздухе, поэтому для работы необходимо наличие вакуумной камеры с хорошей откачной системой. Во-вторых, излучение в данном диапазоне проникает в различные материалы на малую глубину, порядка единиц микрон. Поэтому в МР и ЭУФ спектральных диапазонах для управления пучками может использоваться только отражающая (зеркальная, дифракционная) оптика. В-третьих, для большинства веществ в данном спектральном диапазоне показатель преломления отличается от единицы в меньшую сторону на достаточно малую величину. Поэтому при углах падения излучения $\theta > \theta_{\text{крит}}$ коэффициент отражения излучения от границы раздела двух сред очень мал. Таким образом, для получения высокого коэффициента отражения (несколько десятков процентов) вне диапазона углов, в котором наблюдается полное внешнее отражение, т. е. при $\theta > \theta_{\text{крит}}$, необходимо использовать интерференционные зеркала, состоящие из большого числа чередующихся слоев разных материалов.

Источники излучения в данном диапазоне длин волн представляют интерес в первую очередь для ЭУФ нанолитографии, лабораторной рефлектометрии и других приложений. На данный момент для получения МР и ЭУФ излучения широко используются ЛПИ. В ЛПИ, испускание квантов ЭУФ излучения происходит при переходе электронов в ионах, образующих плазменное облако, из более высокоэнергетических состояний в состояния с меньшей энергией. При таком переходе может излучаться квант излучения с энергией, равной разности энергий начального и конечного состояний. В интересующий нас спектральный диапазон обычно попадают фотоны, излучающиеся при переходах электронов с верхних энергетических уровней на внутренние электронные оболочки атомов. Таким

образом, наблюдая плазменное облако при помощи детектора ЭУФ излучения можно зарегистрировать линейчатый характеристический спектр излучения.

Для целей ЭУФ литографии наиболее широко исследовались ЛПИ с мишенью на основе олова, в которых генерация плазмы осуществлялась при помощи фокусировки импульсного лазерного излучения на капельную жидкостную мишень. Такие источники обладают высокой яркостью и конверсионной эффективностью (до 6% в телесный угол 2π в спектральную полосу 2%) на длине волны 13,5 нм [12 - 14], однако оловянная мишень обладает существенным недостатком – загрязнением оптических элементов установки продуктами эрозии мишени. Для длительной работы таких ЛПИ требуется использование сложных систем, снижающих загрязнение оптических элементов. В связи со сложностями, возникающими при работе с твердотельными мишенями, было предложено провести работы по изучению ЛПИ с газоструйными мишенями. При работе с мишенями данного типа с использованием инертных газов загрязнение поверхностей оптических элементов существенно снижается.

Для снижения эффекта загрязнения поверхностей оптических элементов продуктами эрозии мишени было предложено использовать в качестве мишеней для ЛПИ газовые струи [15 - 22].

Так, например, эмиссионное излучение широкого ряда газоструйных мишеней при их возбуждении лазером Nd:YAG с длительностью импульса 10 нс и энергией 0,7 Дж, соответствующее плотности мощности лазерного излучения в области фокуса $W \approx 10^{12}$ Вт/см², было исследовано в работе [18]. В работе получены эмиссионные спектры газоструйных мишеней азота, кислорода, аргона, криптона и ксенона в диапазоне длин волн 5 - 22 нм и определены заряды излучающих ионов. Полученные авторами эмиссионные спектры показаны на рис. 1.

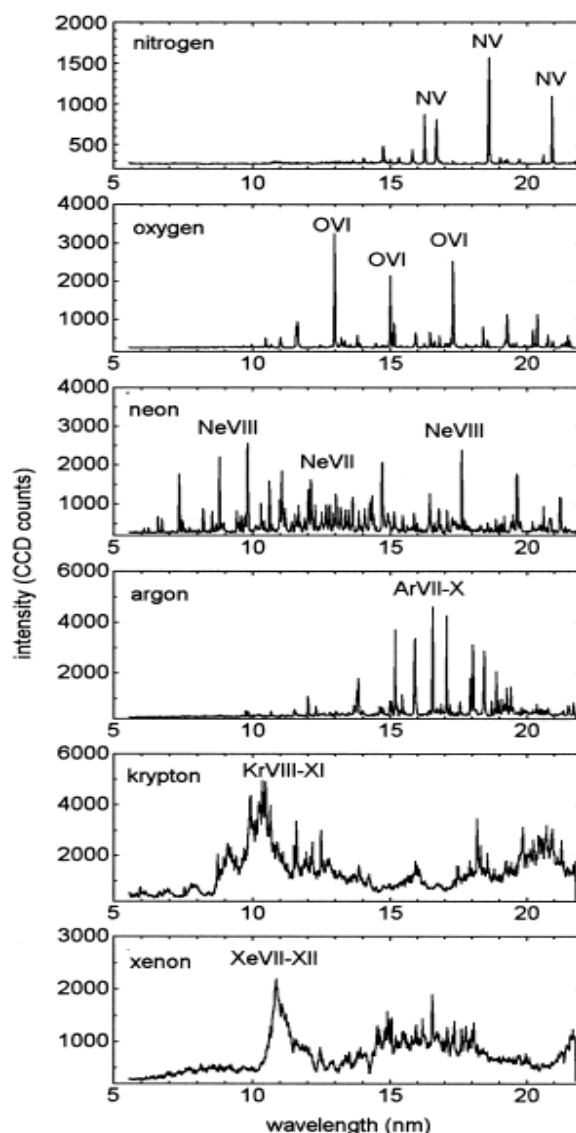


Рис. 1. Эмиссионные спектры различных газоструйных мишеней в спектральном диапазоне 5-22 нм. Изображение взято из работы [18].

На представленных на рис. 1 эмиссионных спектрах видно, что газоструйные мишени легких газов – азота и кислорода характеризуются сравнительно небольшим числом узких и ярких эмиссионных линий. При этом наиболее интенсивные линии ионов азота N V расположены в области длин волн 15 - 21 нм. Наиболее яркие линии ионов кислорода O VI расположены в несколько более коротковолновой части спектра 12 - 18 нм. Спектры газоструйных мишеней газов с более высокой атомной массой – неон и аргон – характеризуются большим числом высокоинтенсивных эмиссионных линий. У неона в изученном спектральном диапазоне излучают в основном ионы Ne VII и Ne VIII. У аргона идентифицированы эмиссионные линии ионов Ar VII - Ar X. Некоторые из

зарегистрированных линий находятся близко к друг другу и не разрешаются использованным в работе [18] спектрометром. В эмиссионных спектрах газоструйных мишеней тяжелых инертных газов – криптона и ксенона наблюдаются широкие и высокоинтенсивные эмиссионные полосы. У мишени криптона излучение формируется переходами в ионах Kr VIII - Kr XI. Максимальная интенсивность излучения наблюдается в окрестности длины волны 10,5 нм, несколько менее интенсивные эмиссионные полосы зарегистрированы на длинах волн ≈ 9 нм, 12 нм, 16 нм и 21 нм. Зарегистрированные в спектральном диапазоне 5 - 22 нм эмиссионные линии ионов ксенона соответствуют ионам Xe VII - Xe XII. Наиболее яркая эмиссионная полоса имеет максимум в районе длины волны 10,8 нм, также наблюдаются менее яркие полосы с максимумами в районе 12,5 нм; 13,5 нм; 14 нм. Большое количество близкорасположенных эмиссионных линий зарегистрированы в области длин волн 15 - 18 нм.

Также авторы работы [18] провели моделирование эмиссионного спектра и параметров плазмы, образующейся при возбуждении газоструйной мишени азота лазерными импульсами длительностью 10 нс с плотностью мощности в области фокуса $W \approx 10^{12}$ Вт/см², что соответствует экспериментально исследованным условиям. Было получено хорошее соответствие экспериментально полученного спектра со спектром, рассчитанным для плазмы азота с плотностью ионов $\approx 10^{19}$ см⁻³ и температурой электронов порядка 20 эВ.

Кроме того, в спектральном диапазоне 10 - 20 нм исследования эмиссионных спектров кислорода проводились в [15, 20], неона в [23], аргона в [22], криптона в [17, 19].

В работе [21] авторы изучали эмиссионное излучение газоструйных мишеней при возбуждении Nd:YAG лазером с длительностью импульса 10 нс и энергией импульса 10 Дж. Был исследован спектральный диапазон 2 - 12 нм. Для изучения эмиссионных спектров в ЭУФ и МР диапазонах использовался спектрометр со свободновисящей пропускающей дифракционной решеткой. Авторами работы получены эмиссионные спектры лазерной плазмы, получаемой при возбуждении лазерным излучением газоструйных мишеней неона, криптона и ксенона. Кроме того, в качестве достаточно интересного результата стоит отметить полученный

авторами эмиссионный спектр мишени на основе шестифтористой серы SF_6 . Эмиссионные свойства данной мишени при возбуждении лазерным излучением практически не описаны в литературе, поэтому её спектр представляет большой интерес. Полученные авторами работы эмиссионные спектры показаны на рис. 2.

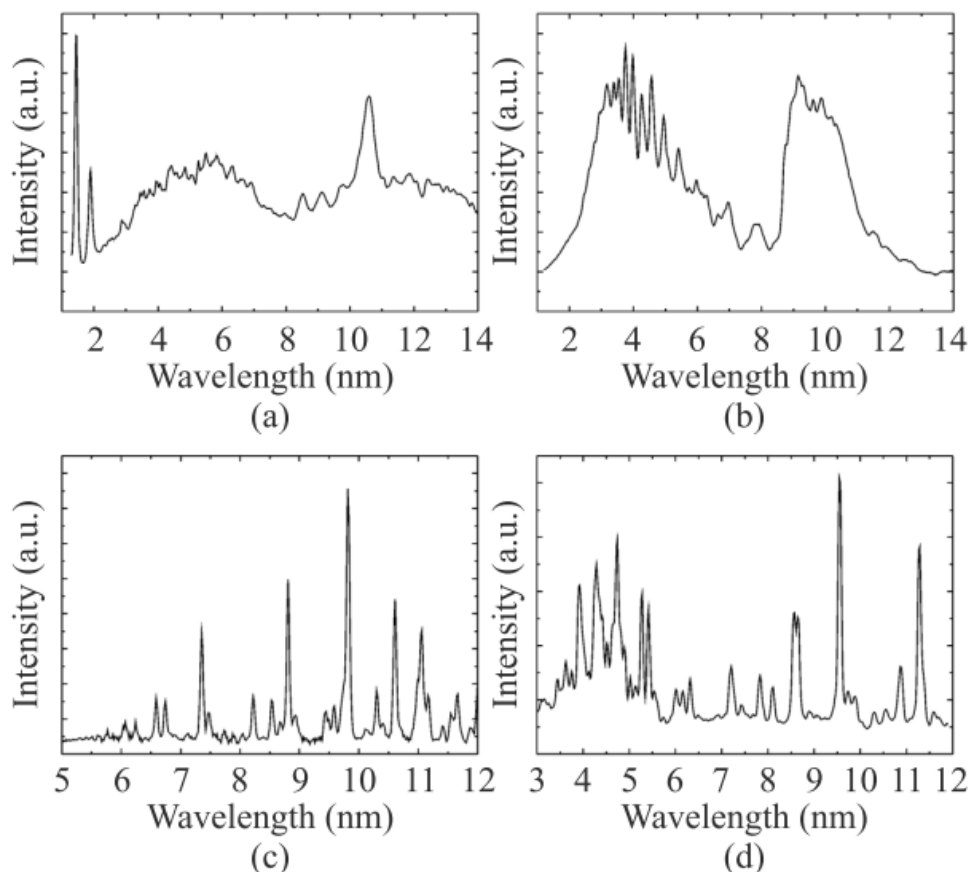


Рис. 2. Эмиссионные спектры лазерной плазмы, полученной при возбуждении импульсным лазерным излучением 10 Дж/10 нс. а) – спектр мишени Хе, б) – спектр мишени Кр, в) – спектр мишени неона, д) – спектр мишени SF_6 .

Изображение взято из работы [21].

Эмиссионные спектры ксенона и криптона, изображенные на рис. 2а и рис. 2б характеризуются ярким широкополосным излучением, при этом полосы с максимальной интенсивностью излучения располагаются в более коротковолновой области по сравнению со спектрами, показанными на рис. 1. Таким образом, видно, что при увеличении энергии лазерного импульса на порядок и, соответственно, плотности мощности лазерного излучения в фокусном пятне, в области лазерной искры образуется более горячее плазменное облако, которое излучает в более

коротких длинах волн. Отдельно стоит отметить полученный авторами работы эмиссионный спектр газоструйной мишени SF₆ в диапазоне длин волн 3 - 12 нм. Данный эмиссионный спектр изображен на рис. 2 d. В эмиссионном спектре SF₆ зарегистрировано большое количество узких, достаточно высокоинтенсивных эмиссионных линий. Наиболее высокоинтенсивные линии расположены на длинах волн $\approx 9,5$ нм и $\approx 11,5$ нм. В спектральном диапазоне длин волн 3-5 нм наблюдается большое количество достаточно близко расположенных друг к другу эмиссионных линий, некоторые из которых не разрешаются друг от друга спектрометром, использованным в работе [21]. Для шестифтористой серы подробную расшифровку с указанием ионов, переходам в которых соответствуют регистрируемые эмиссионные линии авторы работ не приводят.

Также авторы сравнивают эмиссионные спектры мишеней Kr и Xe при возбуждении лазерными импульсами 10 Дж/10 нс (соответствующая плотность мощности $\approx 5 \cdot 10^{12}$ Вт/см²) со спектрами, полученными при возбуждении тех же мишеней лазерными импульсами 0,8 Дж/4 нс (соответствующая плотность мощности в фокусе $\approx 10^{12}$ Вт/см²). Спектры, полученные при возбуждении мишеней импульсами 0,8 Дж/4 нс, изображены на рис. 3.

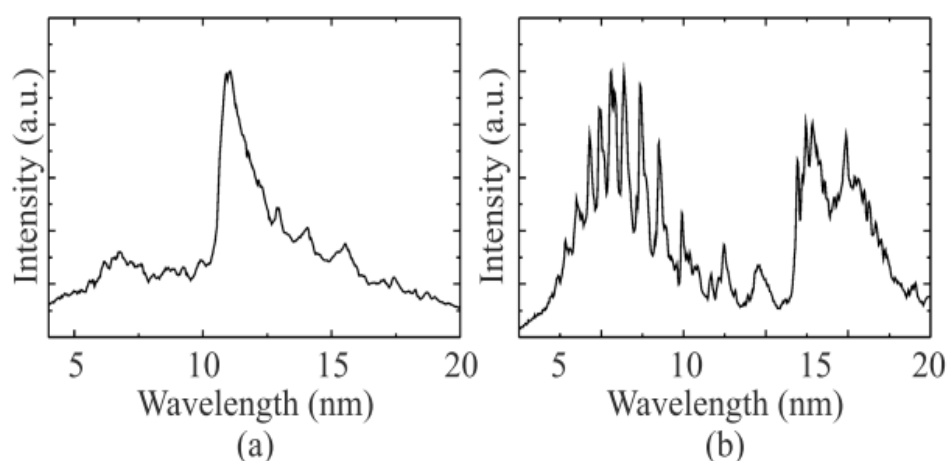


Рис. 3. Эмиссионные спектры лазерной плазмы, полученной при возбуждении импульсным лазерным излучением 0,8 Дж/4 нс. а) – спектр мишени Xe, б) – спектр мишени Kr. Изображение взято из работы [21].

При сравнении полученных спектров авторы отмечают качественное совпадение вида эмиссионных спектров, при этом интенсивность излучения в более коротковолновой области $\lambda < 8$ нм значительно увеличилась при переходе к возбуждению мишени лазерным излучением с большей плотностью мощности в фокусном пятне.

Газоструйные мишени ксенона

Одним из наиболее перспективных газов, который может быть использован в качестве мишени в ЛПИ, предназначенных для ЭУФ литографии, является ксенон. В спектральном диапазоне 10 - 20 нм в эмиссионных спектрах ксенона наблюдаются несколько высокоинтенсивных широких эмиссионных полос. Таким образом, используя газовую струю Xe как мишень для ЛПИ, можно сконструировать источник ЭУФ излучения с достаточно высокой конверсионной эффективностью, не сильно уступающий по своим характеристикам источнику с твердотельной оловянной мишенью. При этом ксенон – тяжелый инертный газ с малой реакционной способностью, что позволяет кардинально уменьшить загрязнение оптики в установке по сравнению с твердотельными мишенями. Эмиссионные спектры газоструйных мишеней ксенона в спектральном диапазоне 5 - 18 нм были исследованы в большом числе работ различными научными группами [24 – 35].

Работа [24] посвящена исследованию эмиссионных спектров газоструйной мишени ксенона. Формирование мишени в данной работе осуществлялось при помощи истечения газа в вакуумный объём через сверхзвуковое сопло с диаметром критического сечения 400 мкм. Возбуждение мишени осуществлялось с помощью KrF лазера с длительностью импульса 27 нс и энергией импульса 0,85 Дж. Соответствующая плотность мощности лазерного излучения в фокусном пятне составляла $\approx 4 \cdot 10^{12}$ Вт/см². Для регистрации эмиссионных спектров авторы работы использовали спектрограф со свободновисящей дифракционной решеткой, в качестве детектора использовалась ПЗС матрица.

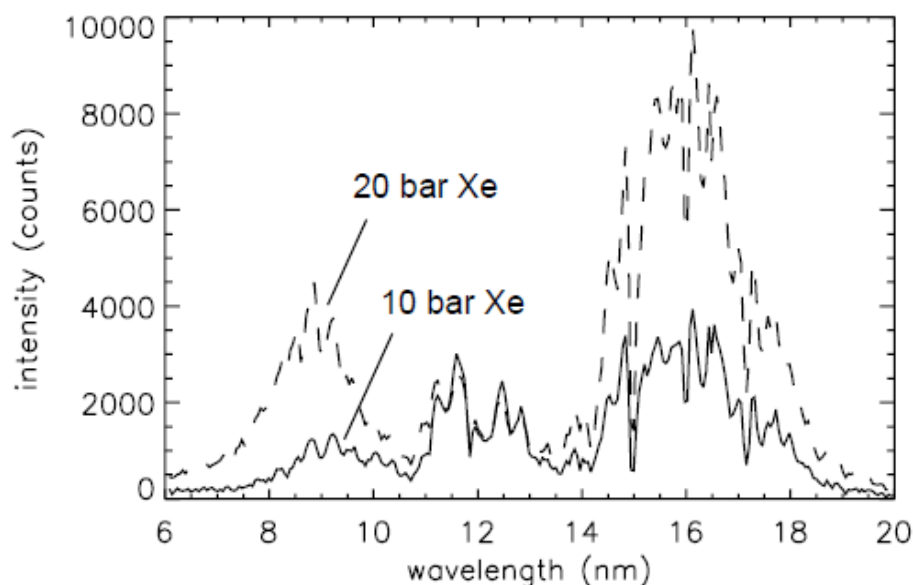


Рис. 4а

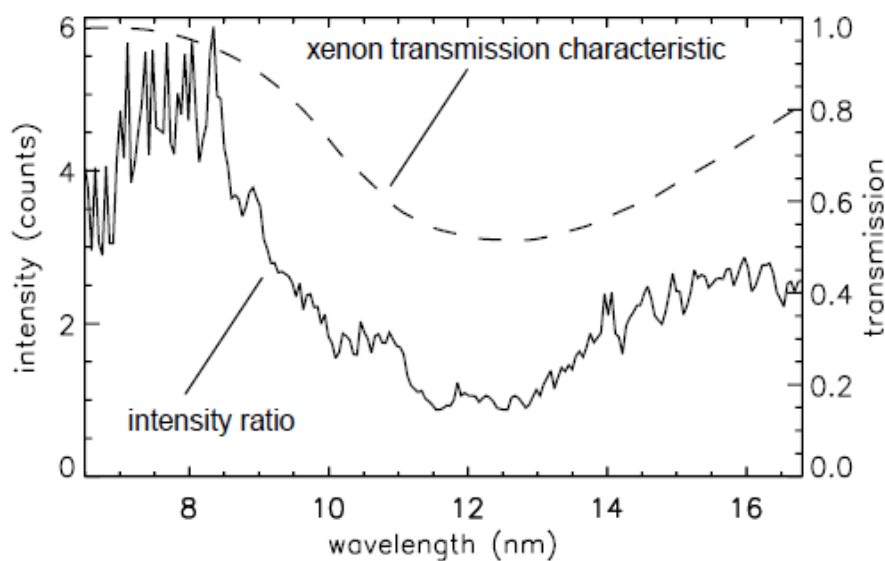


Рис. 4б

Рис. 4. а) Эмиссионные спектры газоструйной мишени ксенона при давлениях газа на входе в сопло 10 и 20 бар. б) Результат деления зарегистрированного спектра при давлении 20 бар на спектр, зарегистрированный при давлении 10 бар и спектральная зависимость коэффициента пропускания ксенона. Изображение взято из работы [24].

На рис. 4 представлены полученные авторами работы эмиссионные спектры ксенона в диапазоне длин волн 6 - 20 нм. При указанных экспериментальных

условиях зарегистрировано широкополосное излучение ионов ксенона с максимумами интенсивности при длинах волн ≈ 9 нм; 11 нм; 12,5 нм; 16 нм. При повышении давления газа на входе в сопло с 10 до 20 бар спектр претерпевает значительные изменения. Интенсивность излучения эмиссионных полос с максимумами в районе 9 и 16 нм увеличивается существенно, при этом интенсивность излучения в спектральной области 10 - 14 нм изменяется слабо, на некоторых длинах волн наблюдается снижение интенсивности излучения.

Для лучшего описания наблюдаемого эффекта авторы поделили спектр, зарегистрированный при давлении 20 бар, на спектр, зарегистрированный при давлении 10 бар. Результат деления изображен на рис. 4б сплошной линией. Дополнительно на рис. 4б пунктирной линией показана спектральная зависимость пропускания ЭУФ излучения ксеноном. Данные получены авторами статьи из базы данных центра рентгеновской оптики [25]. Анализируя две кривые, представленные на рис. 4б авторы делают вывод о том, что на регистрируемую интенсивность эмиссионного излучения ксенона в диапазоне длин волн 10-14 нм существенно влияет поглощение излучения атомами ксенона в периферийной части газовой струи и остаточном газе в вакуумной камере.

В работе [26] исследовались эмиссионные спектры газоструйной мишени ксенона в диапазоне длин волн 8 - 15 нм. Возбуждение мишени осуществлялось Nd:YAG лазером на основной гармонике 1064 нм. Энергия лазерного импульса составляла 0,6 Дж, длительность импульса 6 нс. Размер фокусного пятна лазерного излучения составлял 245 мкм. Формирование мишени осуществлялось при помощи сверхзвукового конусного сопла и клапана, обеспечивавшего импульсную подачу газа. Давление газа на входе в сопло составляло 10 бар. Полученный авторами эмиссионный спектр ксенона показан на рис. 5.

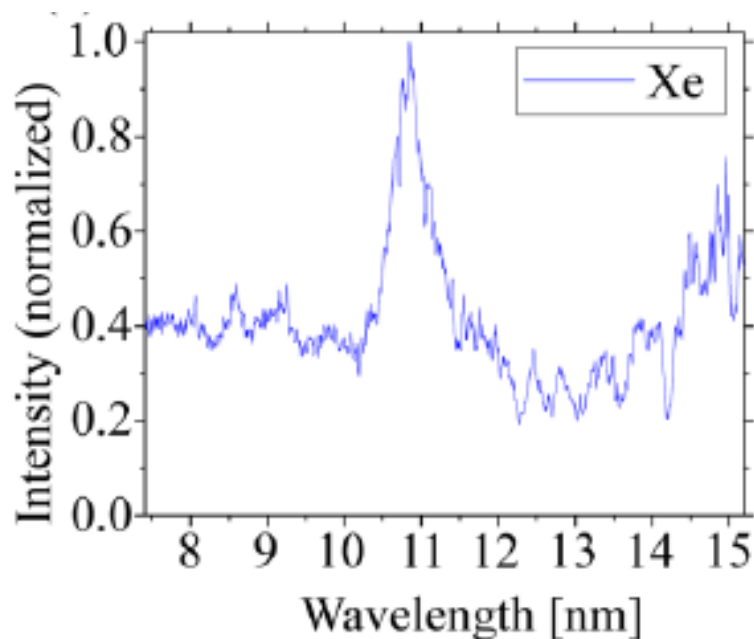


Рис. 5. Эмиссионный спектр газоструйной мишени ксенона в спектральном диапазоне 8 - 15 нм. Изображение взято из работы [26].

На спектре наблюдается высокоинтенсивная эмиссионная полоса УТА (unresolved transition array) на длине волны 10,8 нм. Также видны несколько менее интенсивных эмиссионных полос в диапазонах длин волн 8 - 10 и 12 - 14 нм. Также авторами было проведено измерение размеров плазменного облака, образующегося в зоне лазерной искры, и пиковой яркости излучения на длине волны 13,5 нм. Размер плазменного облака составил 350×280 мкм, пиковая яркость источника $I = 1.2 \cdot 10^{17}$ фот/(с·мм²·мрад²).

Также эмиссионные спектры ксенона исследовались в статье [27]. Авторы проводили сравнение двух способов возбуждения газоструйной мишени: возбуждение одним мощным лазерным импульсом (лазер Nd:YAG на второй гармонике 532 нм, длительность импульса 6,7 нс) и возбуждение лазерным импульсом той же энергии, разделенным на два импульса: предварительный и основной. Предварительный и основной импульсы имели одинаковую пиковую мощность и следовали друг за другом с задержкой 7 нс. Такая схема позволяет более эффективно нагревать плазму в зоне лазерной искры и получать значительно более интенсивное эмиссионное излучение плазмы в ЭУФ диапазоне. Для

формирования газоструйной мишени использовалось конусное сверхзвуковое сопло с импульсным клапаном. Полученные авторами эмиссионные спектры газоструйной мишени ксенона при двух различных способах возбуждения мишени изображены на рис. 6.

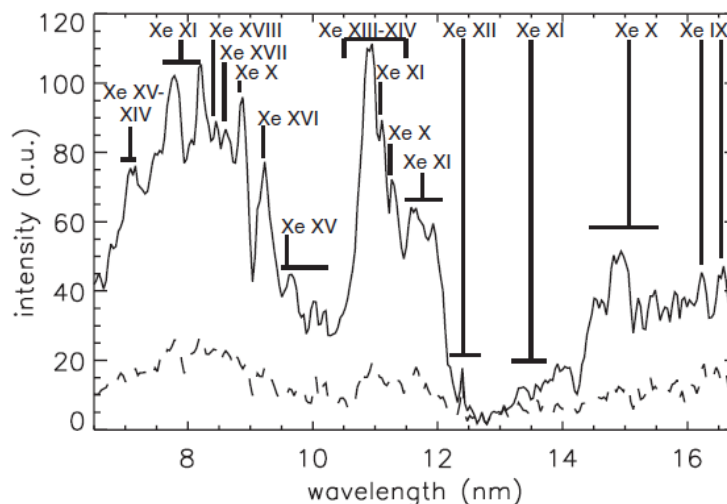


Рис. 6. Сравнение эмиссионных спектров ксенона при возбуждении мишени одиночным (штриховая линия) и двойным (сплошная линия) лазерными импульсами. Изображение взято из работы [27].

На полученных спектрах авторы зарегистрировали большое количество эмиссионных линий различных ионов ксенона, от Xe IX до Xe XVIII. Так же зарегистрирована эмиссионная полоса на длине волны 10,8 нм, соответствующая 4d-εf резонансу. Авторы отмечают, что возбуждение мишени с использованием предварительного лазерного импульса позволило получить интенсивность на длине волны 13,5 нм в 4 раза больше, по сравнению с возбуждением мишени одним лазерным импульсом. На длине волны 10,8 нм получено увеличение интенсивности эмиссионного излучения практически в 5 раз.

Важный вопрос, требующий отдельного исследования, измерение абсолютных интенсивностей наблюдаемых эмиссионных линий. Данный параметр имеет ключевое значение при разработке источников ЭУФ излучения для литографии. Несмотря на большое количество работ, посвященных исследованию эмиссионных спектров газовых мишеней в ЭУФ диапазоне, абсолютные значения

интенсивности измерены лишь для небольшого числа мишеней. В частности, достаточно подробно изучена конверсионная эффективность газоструйных мишеней ксенона на различных длинах волн, другие газы значительно меньше исследованы. Среди работ, посвященных изучению ксенона, стоит отметить [28]. В данной работе изучалась абсолютная интенсивность эмиссионного излучения двухпоточковой мишени ксенона и гелия на длине волны 13,5 нм. Мишень возбуждалась излучением Nd:YAG лазера с длительностью импульса 4 нс и энергией 0,5 Дж. Для формирования газовой струи использовались соосные цилиндрические капилляры, вложенные друг в друга. Внешний поток гелия в данном источнике используется для того, чтобы сформировать более плотное ксеноновое ядро газовой струи, в котором будет происходить поглощение лазерного излучения и образование искры. В работе была получена абсолютная интенсивность эмиссионного излучения на длине волны 13,5 нм у исследованного источника $\sim 8,7 \cdot 10^{13}$ фот/Стер. Конверсионная эффективность $\sim 1,5$ %.

Конверсионная эффективность подобной двухпоточковой Хе/Не газоструйной мишени на длине волны 11 нм изучалась в работе [29]. Было получено значение эффективности конверсии $\sim 4,25$ %. Кроме того, авторы экспериментально показали сильную зависимость яркости эмиссионного излучения Хе на данной длине волны от давления газа на входе в сопло. Также конверсионная эффективность ЛПИ с газоструйными мишенями ксенона изучалась в работах [30, 31, 32].

Среди работ, в которых исследуются мишени других газов стоит отметить работу [19], в которой измерена конверсионная эффективность мишени Кг на длине волны 10,3 нм. Формирование мишени осуществлялось с помощью истечения газа, подаваемого под давлением 5 бар, через капилляр диаметром 400 мкм. Возбуждение мишени осуществлялось с помощью излучения Nd:YAG лазера с длительностью импульса 5,2 нс и энергией 0,85 Дж.

Абсолютные интенсивности эмиссионного излучения газоструйных мишеней в спектральном диапазоне 10-20 нм, опубликованные в различных работах, приведены в таблице 1. В данной таблице аббревиатура BW обозначает ширину спектральной полосы, в которой проводились измерения абсолютной

интенсивности эмиссионного излучения, в процентах от центральной длины волны.

Таблица 1. Абсолютные интенсивности эмиссионного излучения газоструйных мишеней в спектральном диапазоне 10 - 20 нм.

Мишень	Длина волны, нм	Интенсивность
Хе	13,5 (4% BW)	1,6% (2π стер) [28]
Хе	13,5 (2,5% BW)	1% (2π стер) [31]
Хе	13,5 (2,2% BW)	0,25% (2π стер) [32]
Хе	10-12	$C_E \approx 4,25\%$ (2π стер) [29]
Хе	11,2 (2% BW)	3,9% (2π стер) [30]
Хе	11,2 (2,5% BW)	3,8% (2π стер) [31]

1.2. Лазерно-плазменные источники в спектральном диапазоне 2-5 нм с газоструйными мишенями

Отдельно стоит рассмотреть исследования ЛПИ, излучающих в «окне прозрачности воды» 2,34 - 4,4 нм. ЛПИ в данном диапазоне длин волн представляют большой интерес для МР микроскопии, так как излучение активно поглощается белковыми молекулами, содержащимися в исследуемых образцах, но слабо поглощается водой, что позволяет получить высокий контраст изображения.

Многочисленные исследования эмиссионных спектров газоструйных мишеней различных газов в спектральном диапазоне «окна прозрачности воды» 2,3 - 4,4 нм проводились в работах [18, 36-40].

В работе [36] проводилось сравнение эмиссионного излучения в диапазоне 1,5 - 6 нм газоструйных мишеней различных газов при возбуждении лазерами с длительностью импульса 7 нс и 170 пс. Плотность мощности лазерного излучения в фокусе составляла $\sim 2 \cdot 10^{12}$ Вт/см² и $\sim 1,5 \cdot 10^{14}$ Вт/см² соответственно. В работе экспериментально продемонстрирована существенно более высокая интенсивность эмиссионного излучения в «окне прозрачности воды» при

возбуждении мишени лазером с пикосекундной длительностью импульса. Полученные авторами эмиссионные спектры показаны на рис. 7.

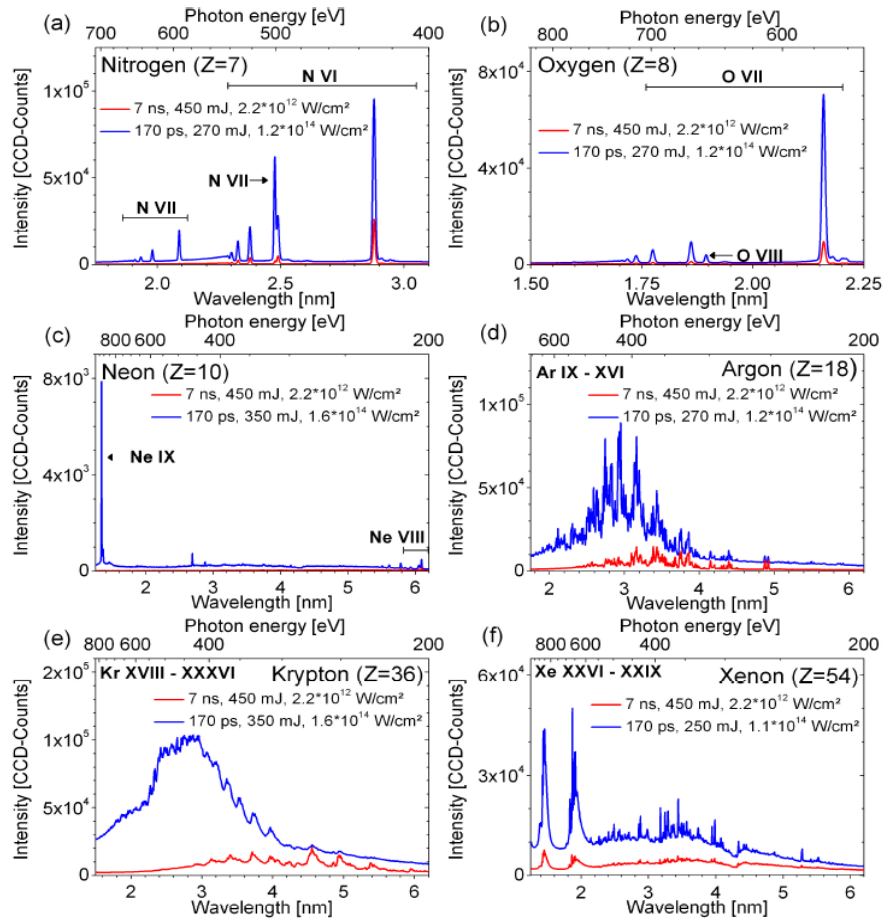


Рис. 7. Эмиссионные спектры различных газоструйных мишеней в диапазоне длин волн 1,5-6 нм. Изображение взято из работы [36].

На эмиссионных спектрах, показанных на рис. 7 видно, что авторам работы удалось зарегистрировать большое количество эмиссионных линий ионов различных газов в диапазоне длин волн 1,5 - 6 нм. Более легкие газы, такие как азот и кислород, характеризуются сравнительно небольшим числом узких и ярких линий. Линии достаточно далеко отстоят друг от друга и хорошо разрешаются. Неон в указанном спектральном диапазоне практически не излучает. Более тяжелый аргон характеризуется большим количеством близко расположенных ярких линий, которые не разрешаются спектрометром. Криптон характеризуется очень яркой эмиссионной полосой с максимумом интенсивности в районе длины

волны 3 нм. У ксенона также наблюдается ряд широких эмиссионных полос, но интенсивность излучения существенно ниже по сравнению с криптоном. Для всех исследованных авторами газоструйных мишеней видно, что при переходе к возбуждению мишени лазерами с короткой длительностью импульса (170 пс) и большей плотностью мощности интенсивность эмиссионного излучения в диапазоне длин волн 1,5 - 6 нм существенно увеличивается.

В работе [37] исследовались эмиссионные спектры криптона, ксенона, азота и кислорода в «водном окне прозрачности». Формирование мишеней осуществлялось достаточно оригинальным способом. Как известно, при истечении сверхзвукового газового потока в среду с противодавлением на некотором расстоянии от среза сопла образуются скачки уплотнения, которые формируют т. н. «бочку Маха». Таким образом, в данном режиме истечения плотность частиц не убывает монотонно при удалении от среза сопла, а сначала убывает, а затем возрастает и достигает локального максимума на некотором удалении от среза сопла. Плотность частиц газа в данном максимуме может быть сравнима с плотностью частиц вблизи среза сопла. Авторами производилось сравнение абсолютной интенсивности эмиссионного излучения и размеров источника для мишени азота на длине волны 2,88 нм. При формировании лазерной искры вблизи среза сопла было получено $1,66 \cdot 10^{12}$ фот/(имп·стер), размер излучающей области составил $0,088 \text{ мм}^2$. При формировании искры на скачке уплотнения абсолютная интенсивность составила $1,18 \cdot 10^{13}$ фот/(имп·стер), размер излучающей области $\sim 0,063 \text{ мм}^2$. Таким образом, за счет формирования лазерной искры на скачке уплотнения авторам удалось добиться уменьшения размеров источника примерно в 1,5 раза и увеличения абсолютной интенсивности приблизительно в 7 раз. Это позволило существенно увеличить пиковую яркость источника излучения.

В работе [38] проводилось исследование эмиссионного излучения двухпоточковых газоструйных мишеней Ar/He и N₂/He. В данном случае в спектральном диапазоне «окна прозрачности воды» излучают ионы аргона и азота соответственно. Подача газов в вакуумную камеру осуществлялась через вложенные друг в друга капилляры диаметром 0,7 мм и 1,5 мм. Через внутренний капилляр под давлением 10 бар подавался аргон либо азот, через внешний капилляр

под давлением 5 бар подавался гелий. Подобный способ формирования газоструйной мишени позволяет уменьшить разлёт газа, подаваемого через внутренний капилляр и таким образом сформировать более плотную мишень на выходе из капилляра. Для возбуждения мишеней авторы использовали излучение Nd:YAG лазера на основной гармонике. Энергия лазерного импульса составляла 0,74 Дж, длительность импульса 4 нс. Полученные авторами эмиссионные спектры изображены на рис. 8.

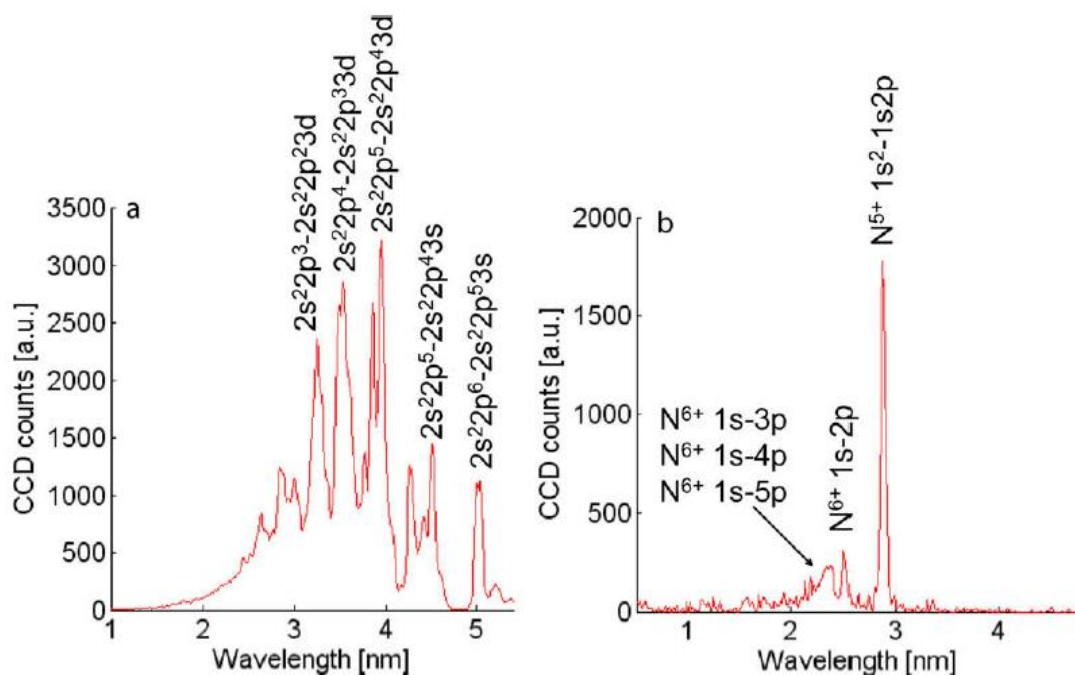


Рис. 8. Эмиссионные спектры Ar/He и N₂/He двухпотоковых газоструйных мишеней. Изображение взято из работы [38].

В эмиссионном спектре аргона зарегистрирован ряд эмиссионных линий ионов Ar X - Ar XII в диапазоне длин волн 2 - 4 нм. В эмиссионном спектре азота зарегистрированы эмиссионные линии ионов N VI и N VII.

Также авторы работы провели измерение абсолютной интенсивности зарегистрированного эмиссионного излучения. Так, для эмиссионной линии ионов N VI на длине волны 2,88 нм получена абсолютная интенсивность эмиссионного излучения в полный телесный угол $\sim 5,6 \cdot 10^{13}$ фот/имп. При исследовании мишени Ar/He общая абсолютная интенсивность эмиссионного излучения в полный

телесный угол в диапазоне длин волн 2,5 - 4 нм составила $\sim 3,5 \cdot 10^{14}$ фот/имп. Эффективность конверсии энергии лазерного излучения в энергию мягкого рентгеновского излучения в данном случае составила 3,8 %. Также в работе были измерены характерные размеры излучающей области источника, которые составили $\sim 150 \times 150 \times 220$ мкм.

В работе [39] получена высокая интенсивность эмиссионного излучения на длине волны 2,478 нм при возбуждении газоструйной мишени азота лазером с энергией импульса 5 Дж и длительностью 1 нс. Исследованная авторами линия соответствует ионам N VII, абсолютная интенсивность излучения составила $\sim 3 \cdot 10^{12}$ фот/(имп·стер). Также вопросу исследования абсолютных интенсивностей эмиссионного излучения газовых мишеней в «окне прозрачности воды» уделяется внимание в работе [40].

Все обсуждаемые в данном разделе диссертационной работы абсолютные интенсивности эмиссионного излучения в диапазоне длин волн 1,5 - 6 нм приведены в таблице 2.

Таблица 2. Абсолютные интенсивности эмиссионного излучения газоструйных мишеней в спектральном диапазоне 1,5 - 6 нм.

Мишень	Ион	Длина волны, нм	Интенсивность, фот/имп
Ar	*	2,5 - 4	$3,5 \cdot 10^{14}$ [38]
N ₂	N VI	2,88	$2,1 \cdot 10^{13}$ [37]
	N VII	2,478	$3,8 \cdot 10^{13}$ [39]
N ₂ (диск Маха)	N VI	2,88	$1,5 \cdot 10^{14}$ [37]

*Символ * означает, что в указанном случае авторами статьи были проведены измерения абсолютной интенсивности эмиссионного излучения в широкой спектральной полосе. Излучающие при этом ионы однозначно не идентифицированы.*

Таким образом, эмиссионные спектры газоструйных мишеней, возбуждаемых импульсным лазерным излучением, в спектральном диапазоне 2,3 - 4,4 нм достаточно хорошо изучены. Однако в целом данный диапазон менее исследован

по сравнению со спектральным диапазоном 10 - 20 нм. В диапазоне длин волн 1 - 10 нм стоит отметить достаточно интенсивное широкополосное излучение ионов аргона, криптона и ксенона. Также в данном спектральном диапазоне наблюдаются узкие и яркие эмиссионные линии ионов кислорода и азота. Эмиссионная линия ионов азота N VI на длине волны 2,88 нм попадает в т. н. «окно прозрачности воды». Поэтому ЛПИ источник с газоструйной мишенью азота считается одним из наиболее перспективных для МР микроскопии биологических образцов.

1.3. Лазерно-плазменные источники с жидкостными мишенями

Важным параметром мишени, существенно влияющим на интенсивность эмиссионного излучения и конверсионную эффективность источника, является плотность мишени. С увеличением плотности мишени увеличивается эффективность поглощения ею возбуждающего лазерного излучения. В связи с этим, очень перспективными мишенями для ЛПИ являются жидкостные мишени. Данный тип мишени позволяет существенно снизить загрязнение оптических элементов в сравнении с твердотельными мишенями. В то же время жидкости обладают гораздо большей плотностью, чем газы, а значит более эффективно поглощают лазерное излучение, что позволит достичь более высокой температуры плазмы в зоне лазерной искры и увеличить интенсивность эмиссионного МР и ЭУФ излучения. Также при использовании жидкостных мишеней возможно исследовать эмиссионные спектры довольно большого количества химических элементов, труднодоступных в газовой фазе.

В целом исследованию эмиссионных спектров жидкостных мишеней, полученных перечисленными способами формирования посвящено большое количество работ [41 - 49].

В настоящее время исследуется несколько видов жидкостных мишеней: жидкие капли; жидкие струи постоянного действия; криогенные жидкие струи. При использовании жидких капель в качестве мишени необходима сравнительно сложная система синхронизации между лазером и системой подачи капель. Жидкие струи постоянного истечения удобно облучать лазерами с высокой частотой

повторения импульсов, что позволяет существенно увеличить среднюю во времени интенсивность эмиссионного излучения. Однако жидкие струи постоянного действия создают высокую нагрузку на откачную систему, что может привести к ухудшению вакуума в процессе экспериментов. Криогенные жидкостные струи требуют достаточно сложной экспериментальной техники для обеспечения стабильной подачи жидкости в вакуумную камеру. Также данный тип мишеней характеризуются высокой нагрузкой на откачные системы установки.

Достаточно перспективным решением является использование импульсных клапанов для подачи жидкости, что существенно снижает нагрузку на откачную систему, однако такие клапаны сложны в изготовлении и обычно имеют невысокую частоту срабатывания, порядка нескольких десятков герц. Таким образом, данное решение подходит лишь для случая возбуждения мишени лазером с невысокой частотой следования импульсов, что может заметно снизить среднюю по времени интенсивность излучения лазерной искры. Также в данном случае необходима система синхронизации запуска лазера и открытия импульсного клапана, но при этом возможно изменение времени открытия импульсного клапана, что существенно ослабляет требования к системе синхронизации в целом. Исследования эмиссионных спектров жидкостных мишеней, сформированных с использованием клапанов, работающих в импульсном режиме описаны в [41, 42].

В работе [43] исследовались эмиссионные спектры капель этанола, метанола и гидрооксида аммония в диапазоне 2 - 22 нм. Авторы подавали жидкость в вакуумную камеру через капилляр, за счет пьезоэлемента обеспечивались вибрации капилляра с определенной частотой. При этом из-за вибраций струя жидкости, истекающая из капилляра, разбивалась на капли на некотором расстоянии от торца капилляра. Излучение лазера Nd:YAG на длине волны 532 нм фокусировалось на капли жидкости, летящие через вакуумную камеру. В рамках работы использовались два лазера с длительностью импульса 100 - 120 пс, энергией импульса 70 мДж и длительностью импульса 8 нс, энергией импульса 700 мДж. Плотность мощности в зоне фокуса составляла $5 \cdot 10^{14}$ Вт/см² и $7 \cdot 10^{13}$ Вт/см² соответственно. Полученный авторами эмиссионный спектр капель этанола приведен на рис. 9.

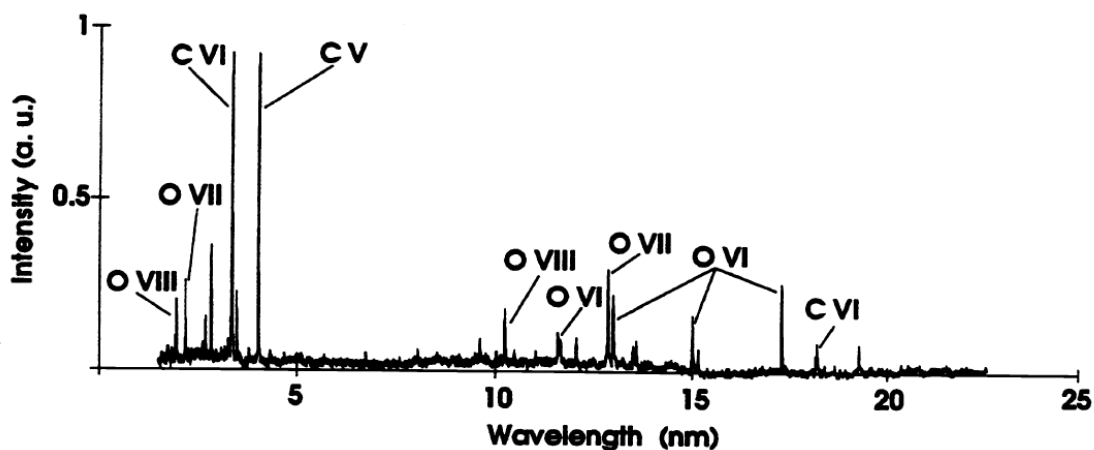


Рис. 9. Эмиссионный спектр каплевой мишени этанола. Изображение взято из работы [43].

В данном случае возбуждение мишени производилось лазером с пикосекундной длительностью импульса. На спектре виден ряд высокоинтенсивных узких эмиссионных линий ионов углерода (C V и C VI) и кислорода (O VII и O VIII) в диапазоне длин волн 2 - 5 нм. Более длинноволновая часть эмиссионного спектра (10 - 20 нм) также содержит большое количество узких эмиссионных линий, но их интенсивность существенно меньше. Для эмиссионной линии ионов углерода на длине волны 3,37 нм получена абсолютная интенсивность на уровне $\sim 10^{12}$ фот/стер·имп.

Также авторами был получен эмиссионный спектр каплей гидроксида аммония и измерена абсолютная интенсивность эмиссионной линии ионов N VI на длине волны 2,88 нм. Получено значение $\sim 0,3 \cdot 10^{12}$ фот/стер·имп. Кроме описанной выше статьи данные об исследовании эмиссионных спектров жидких капель можно найти в работах [44 - 46].

В работе [47] исследованы эмиссионные спектры струй воды в диапазоне длин волн 11 - 15 нм. Формирование струй осуществлялось путем истечения воды через капилляр диаметром 10 мкм под давлением 35 бар. В данном случае исследовалась жидкостная струя постоянного истечения. Для возбуждения струи-мишени использовалось излучение Nd:YLF лазера на длине волны 1047 нм. Длительность лазерного импульса изменялась в диапазоне от 30 пс до 3 нс, частота следования

лазерных импульсов 250 кГц. Плотность мощности лазерного излучения в фокусе от 10^{11} до 10^{15} Вт/см². Полученные авторами работы спектры показаны на рис. 10.

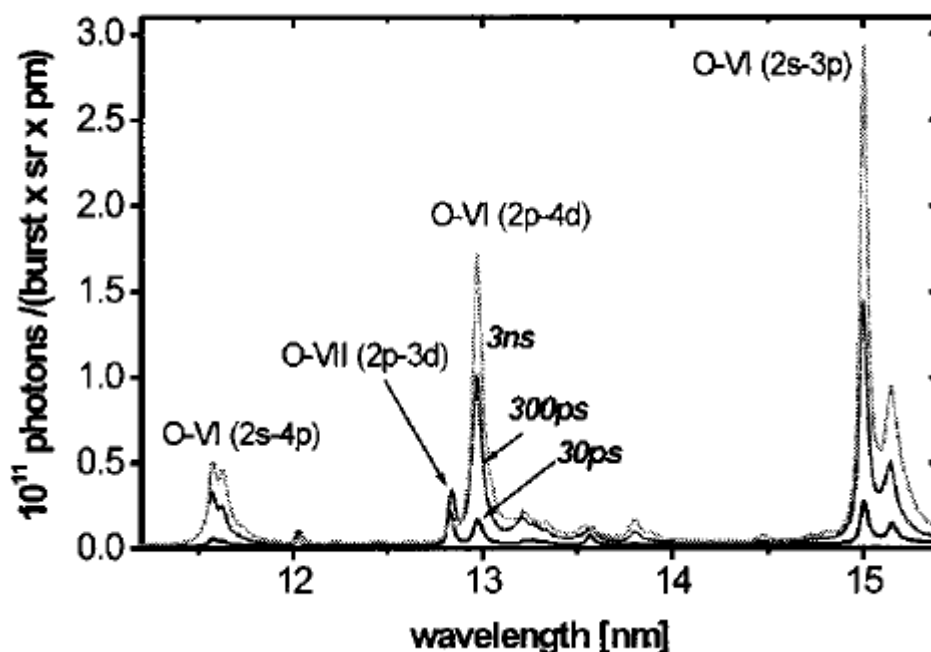


Рис. 10. Эмиссионный спектр жидкоструйной мишени воды. Изображение взято из работы [47].

На представленных эмиссионных спектрах видно, что в исследованном спектральном диапазоне 11 - 15,5 нм более высокоинтенсивное эмиссионное излучение регистрируется при возбуждении струи-мишени лазером с наносекундной длительностью импульса. Также авторы провели измерения абсолютной интенсивности эмиссионного излучения в данном диапазоне и расчеты конверсионной эффективности источника. Авторы отмечают, что наибольшая конверсионная эффективность для их геометрии мишени достигается при возбуждении лазерными импульсами 3 нс и энергией порядка 4 мДж, и составляет порядка 0,1 %.

В работе [48] авторы проводили исследование эмиссионных спектров жидких струй аргона и азота. Жидкие струи получали за счет охлаждения вещества в криостате. В криостате находилась исследуемая жидкость в равновесии с паром, за счёт изменения температуры жидкости в криостате изменялось равновесное давление паров. Таким образом авторы подбирали наиболее оптимальные условия

для работы. Так, работа с жидким азотом проводилась при температуре ~ 64 К, при этом равновесное давление составляло ~ 200 мБар. Данные условия близки к тройной точке азота при температуре 63,15 К. Для работы с аргоном наиболее оптимальной оказалась температура ~ 84 К, равновесное давление пара составляло ~ 2200 мБар. Истечение жидкой струи в вакуумную камеру осуществлялось через капилляр круглого сечения диаметром 20 мкм. Перед попаданием в капилляр жидкость проходила через пористый фильтр из нержавеющей стали с диаметром пор 0,5 мкм. Данный фильтр необходим для удаления загрязнений и замороженных частиц из жидкости. Для возбуждения жидкоструйных мишеней использовались два лазера. Лазер LUSA, длина волны генерации 800 нм, длительность импульса от 70 фс до 250 пс, энергия импульса от 30 до 50 мДж. Второй лазер Nd:YAG, работающий на второй гармонике 532 нм, длительность импульса 3 нс, энергия импульса 230 мДж. Лазерное излучение фокусировалось линзой в пятно диаметром ~ 40 мкм. Таким образом, мощность излучения в фокусе изменялась в пределах $\sim 10^{13}$ - 10^{16} Вт/см². Полученные авторами работы эмиссионные спектры аргона показаны на рис. 11.

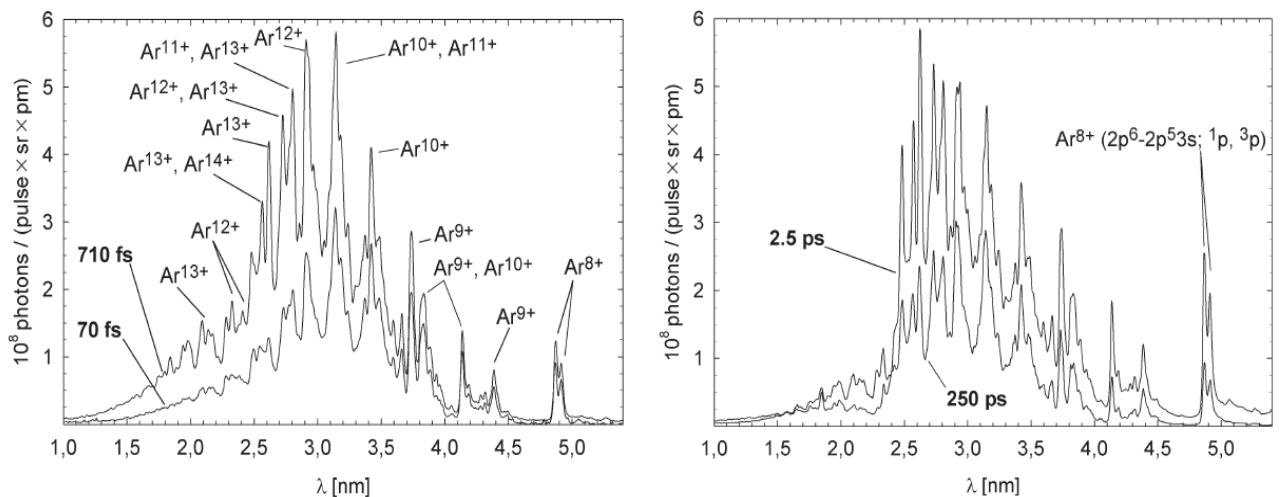


Рис. 11. Эмиссионные спектры жидкоструйной мишени аргона в «водном окне прозрачности» при возбуждении лазерными импульсами различной длительности.

Изображение взято из работы [48].

Зарегистрированы высокоинтенсивные эмиссионные линии, соответствующие переходам в ионах Ar IX - Ar XV. Авторы измеряли абсолютную интенсивность эмиссионного излучения в диапазоне длин волн 2 - 4 нм. Наибольшая зарегистрированная интенсивность составила $\sim 6,2 \cdot 10^{11}$ фот/(имп·стер) при длительности лазерного импульса 710 фс и энергии 30 мДж. Также была зарегистрирована абсолютная интенсивность эмиссионного излучения жидкоструйной мишени аргона в более длинноволновой области 14 - 18 нм. Максимальный зарегистрированный поток фотонов составил $\sim 4 \cdot 10^{11}$ фот/(имп·стер) при длительности лазерного импульса 250 пс.

Также стоит отметить исследования эмиссионных спектров жидкоструйной мишени Xe, проделанные в работе [49]. Для формирования жидкой струи Xe авторы использовали истечение Xe в вакуумную камеру через капилляр диаметром 10 мкм. Xe истекал из резервуара, где он находился под давлением 10 - 50 бар и предварительно охлаждался до температуры 170-200 К для перехода в жидкую фазу. Для возбуждения жидкоструйной мишени авторы использовали вторую гармонику Nd:YAG лазера. Длительность импульса составляла 3 нс, энергия в импульсе 0,1 Дж. Полученные эмиссионные спектры проиллюстрированы на рис. 12.

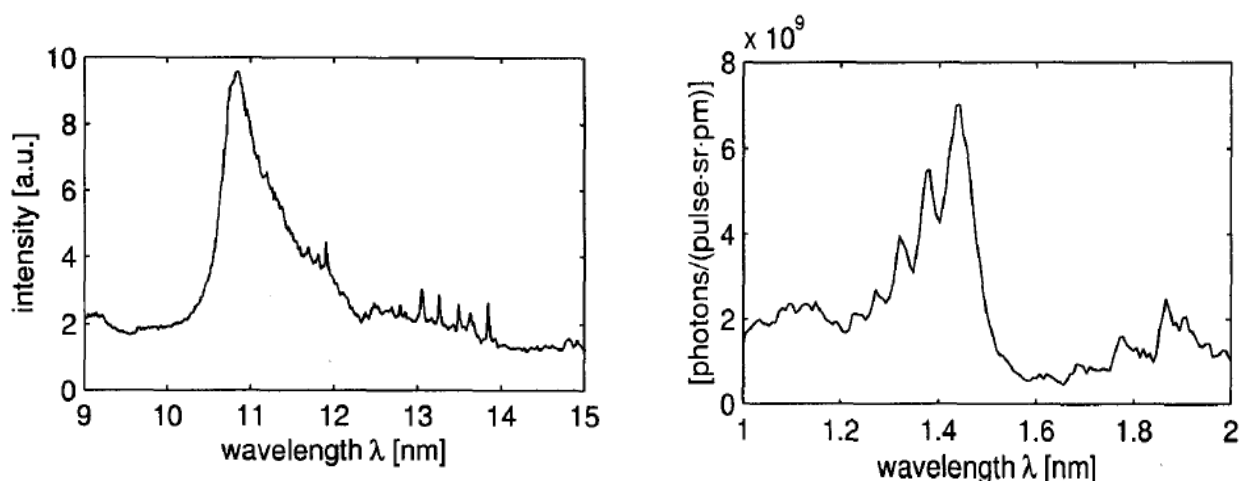


Рис. 12. Эмиссионные спектры жидкоструйной мишени ксенона в спектральных диапазонах 9 - 15 нм и 1 - 2 нм. Изображение взято из работы [49].

По результатам проведенных измерений авторы работы рассчитали коэффициент конверсии энергии лазерного излучения в энергию МР излучения в спектральном диапазоне 1 - 2 нм при излучении в полный телесный угол. Рассчитанный коэффициент конверсии составил $C_E=2,2\%$.

Обобщенная информация об абсолютных интенсивностях эмиссионного излучения ЛПИ, зарегистрированных при использовании различных жидкостных мишеней представлена в таблице 3.

Таблица 3. Абсолютные интенсивности эмиссионного излучения жидкостных мишеней.

Мишень	Ион	Длина волны, нм	Интенсивность, фот/имп
Этанол	C VI	3,37	$1,26 \cdot 10^{13}$ [43]
NH ₄ OH	N VI	2,88	$3,8 \cdot 10^{12}$ [43]
Криогенная мишень Ar	Ar IX - Ar XV	2 - 4	$7,8 \cdot 10^{12}$ [48]
	Ar VII - Ar X	14 - 18	$5 \cdot 10^{12}$ [48]
Криогенная мишень N ₂	N VII	2,48	$4,6 \cdot 10^{12}$ [48]
	N VI	2,88	$3,3 \cdot 10^{12}$ [48]

Таким образом, жидкостные мишени являются очень перспективными и вместе с тем недостаточно широко исследованными мишенями для ЛПИ. За счёт высокой плотности и эффективности поглощения лазерного излучения жидкости позволяют получить существенно более высокую интенсивность эмиссионного излучения и яркость источника. Также использование жидкостных мишеней позволит исследовать эмиссионные спектры химических элементов, труднодоступных в газовой фазе, например, галогенов. Для преодоления некоторых трудностей, связанных с откачкой жидкости из объёма вакуумной камеры, необходимо использовать криогенные системы откачки, а также разрабатывать системы формирования жидкоструйных мишеней с использованием импульсных клапанов для снижения расхода жидкости.

Глава 2. Описание экспериментального оборудования и методик проведения исследований

2.1. Экспериментальная установка

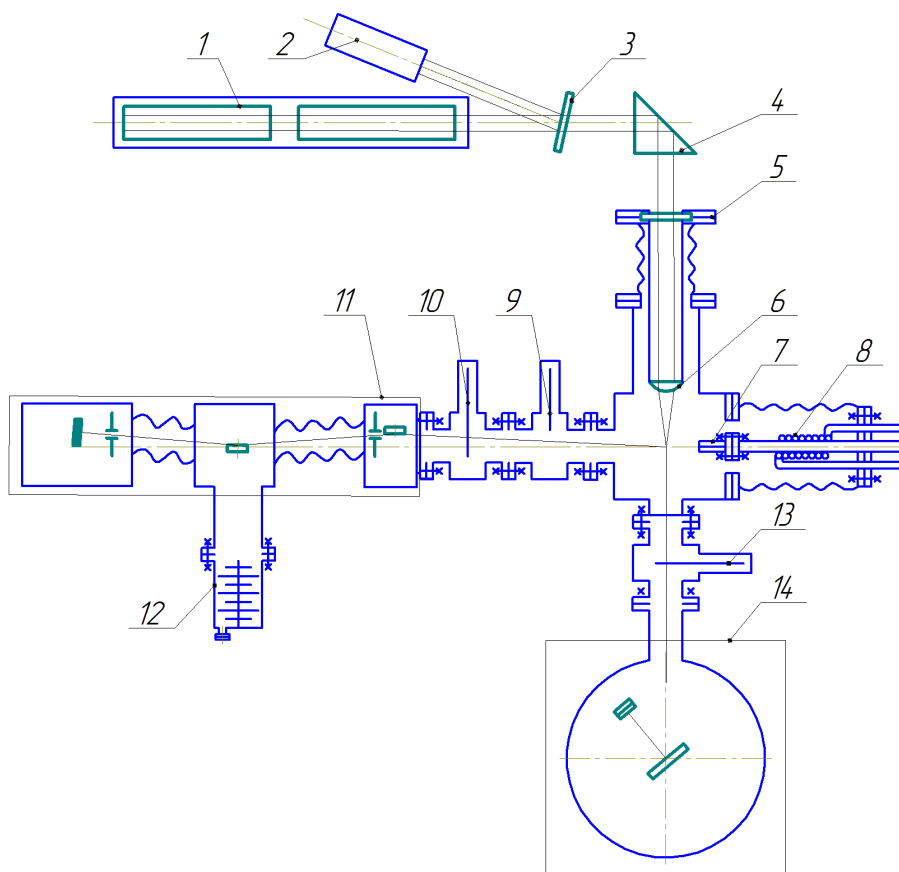


Рис. 13. Схема исследовательской установки. 1 – лазер, 2 – датчик мощности лазерного излучения, 3 – делительная пластинка, 4 – призма, 5 – оптический ввод, 6 – линза, 7 – сопло, 8 – импульсный клапан, 9 – вакуумный затвор, 10 – пленочный свободновисящий фильтр, 11 – спектрометр-монохроматор РСМ-500, 12 – турбомолекулярный насос, 13 – пленочный свободновисящий фильтр, 14 – спектрометр на основе многослойных рентгеновских зеркал.

Для проведения исследований эмиссионных спектров газоструйных и жидкостных мишеней в ЭУФ и МР диапазонах использовалась установка, схема которой показана на рис. 13.

Установка состоит из следующих систем: система вакуумной откачки, лазерно-оптическая система, система формирования мишени, система диагностики МР и ЭУФ излучения.

Работа установки осуществляется следующим образом. Исследуемый газ при заданном давлении подается в теплообменник (8), где приобретает необходимую температуру при охлаждении газообразным азотом. Далее газ через импульсный клапан поступает в коническое сверхзвуковое сопло (7). Газовая струя откачивается криоконденсационным и криоадсорбционными насосами. Излучение лазера (1) попадает на делительную пластинку (3), откуда малая часть излучения подается на детектор мощности излучения (2). Основная часть излучения, проходя призму (4) и оптический ввод (5), попадает на линзу (6). В фокусе короткофокусной линзы (6) лазерное излучение вызывает пробой и образование плазмы в газовой струе, полихроматическое МР и ЭУФ излучение которой, проходя электропневматический вакуумный затвор (9) и свободновисящий рентгеновский фильтр (10), попадает в спектрометр-монокроматор скользящего падения со сферической дифракционной решеткой РСМ-500. Далее монохроматичное МР и ЭУФ излучение детектируется вторичным электронным умножителем на основе шевронной сборки двух микроканальных пластин ВЭУ-7. Откачка РСМ-500 осуществляется турбомолекулярным насосом (12). Спектральное разрешение прибора, измеренное на L-краях поглощения кремниевого и алюминиевого, и K-крае бериллиевого свободновисящих фильтров, а также по полуширине нулевого порядка составляло 0.04 нм. Для используемых решеток и зеркал исследуемый диапазон длин волн составлял 2,5 - 20 нм. Исследовательская установка более подробно описана в работе [A1]. Для проведения измерений абсолютных интенсивностей эмиссионных линий используется спектрометр на основе многослойных рентгеновских зеркал (14). В данном спектрометре в качестве диспергирующего элемента используется многослойное рентгеновское зеркало. Входной пучок МР и ЭУФ излучения попадает на МРЗ под некоторым углом и, в соответствии с условием Вульфа-Брэгга, на детектор отражается излучение с

определенной длиной волны. Для подавления шумовой составляющей сигнала используются пленочные свободновисящие фильтры. Выбор структуры фильтра осуществляется в зависимости от исследуемого спектрального диапазона. Регистрация излучения, прошедшего через оптическую систему, производится с помощью фотодиода SPD-100UV. Более подробно принцип работы данного прибора описан ниже в разделе «Система диагностики МР и ЭУФ излучения».

Система вакуумной откачки

Система вакуумной откачки состоит из блока откачки объёма вакуумной камеры и блока откачки объёма РСМ-500.

Основной поток исследуемого газа (жидкости) откачивается из вакуумной камеры криоконденсационным насосом. Насос представляет собой два вложенных цилиндра, запаянных с торцов. Пространство между стенками цилиндров заполняется жидким криоагентом. В качестве криоагента используется жидкий азот, который позволяет эффективно откачивать все жидкости и газы с высокой температурой конденсации (криптон, углекислота, фреоны и др.). Данный насос характеризуется простотой в использовании, надежностью и высокой производительностью откачки, однако он не позволяет эффективно откачивать газы с низкой температурой конденсации (аргон, азот, неон и др.). Для повышения производительности откачной системы и при использовании газов плохо конденсирующихся на крионасосе, охлаждаемом жидким азотом, за криоконденсационным насосом расположены два криoadсорбционных насоса. Данное решение позволяет получить более высокий вакуум при длительной работе криоконденсационного насоса. В процессе работы установки при подаче газа через сопло остаточное давление в камере составляет 10^{-1} - 10^{-2} Па (в зависимости от давления газа на входе в сопло), без подачи газа остаточное давление в камере составляет 10^{-3} - 10^{-4} Па.

Вакуумный объём спектрометра-монокроматора РСМ-500 откачивается с помощью турбомолекулярного насоса НВТ-100 производительностью 100 л/с.

Объём спектрометра соединен с основным объёмом вакуумной камеры через быстродействующий вакуумный клапан с пневмоприводом. Данный клапан позволяет оперативно рассоединить объёмы в случае резкого ухудшения вакуума в объёме вакуумной камеры в процессе работы. Для снижения нагрузки на откачную систему РСМ-500 между вакуумными объёмами установлен свободновисящий фильтр рентгеновского излучения. Фильтр представляет собой многослойную тонкопленочную структуру. Данная пленка задерживает частицы газа, летящие от сопла в объём РСМ-500, а также препятствует попаданию в объём прибора электронов и возбужденных атомов, образовавшихся в зоне лазерной искры. Кроме того, данная пленка играет роль дополнительного фильтра для МР и ЭУФ излучения, состав и характеристики пленки описаны в разделе «Система диагностики МР и ЭУФ излучения». В процессе работы установки вакуум в объёме РСМ-500 достаточно стабилен и составляет $\sim 10^{-2} - 10^{-3}$ Па (в зависимости от исследуемого вещества). Данный уровень вакуума достаточен для применения детектора ВЭУ-7.

Лазерно-оптическая система

Для возбуждения мишени используется излучение лазера Ekspla NL-300 Nd:YAG, работающего в импульсно-периодическом режиме. Лазер имеет следующие характеристики: длина волны 1064 нм, энергия импульса до 1 Дж, длительность импульса 5,2 нс, частота повторения импульсов 10 Гц. Лазерный луч проходит через делительную пластинку, от которой порядка 10 % мощности отражается на приемник мощности. Для непрерывного контроля за мощностью лазерного излучения используется тепловой приемник ИМО-2. Лазерный луч проходит сквозь пластинку и затем отклоняется призмой из стекла К8 за счет полного внутреннего отражения излучения от одной из граней призмы. Отклоненный призмой луч попадает в вакуумную камеру через входное окно оптического ввода. Потери мощности излучения на каждой поверхности оптических элементов оцениваются на уровне 4 %. В вакуумной камере излучение

лазера фокусируется короткофокусной линзой с фокусным расстоянием 45 мм. Расчётный диаметр пятна фокусировки 66 мкм. Таким образом плотность мощности в пятне фокусировки составляет $\sim 5 \cdot 10^{12}$ Вт/см².

Для проведения исследования изменения интенсивности лазерного излучения при его прохождении через лазерную искру имеется возможность установки дополнительной оптической системы и приемника излучения. Дополнительная оптическая система представляет кварцевое стекло, которое устанавливается по ходу лазерного луча накачки на выходе из камеры и в отсутствии лазерного пробоя перехватывает всё излучение лазера накачки, направляя его на детектор. При образовании лазерной искры в мишени, на детектор попадает только доля лазерного излучения, не взаимодействовавшая с мишенью. Таким образом можно измерить насколько отличается мощность излучения, прошедшего через оптическую систему при формировании лазерной искры.

Система формирования газоструйных и жидкостных мишеней

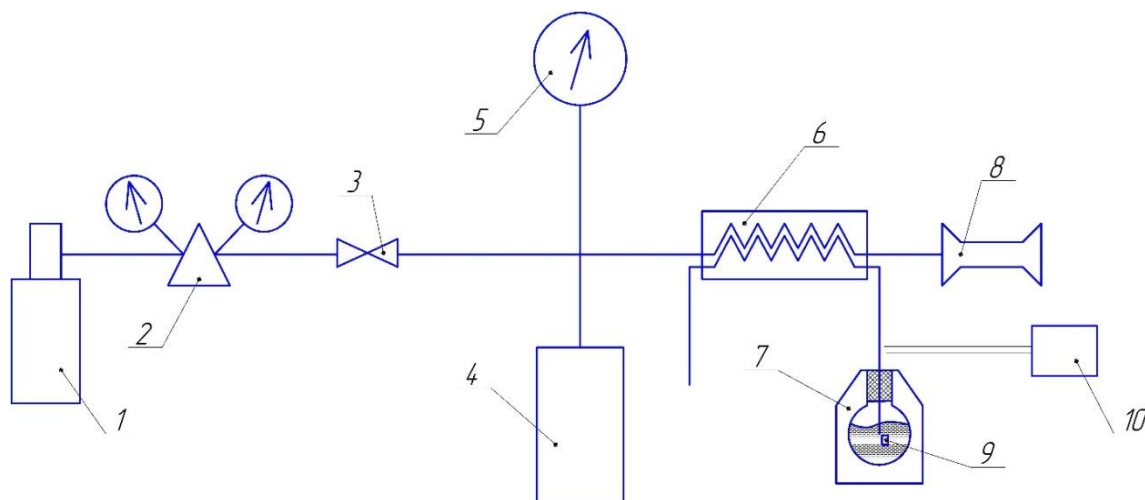


Рис. 14. Принципиальная схема системы газового питания. 1 – баллон с газом, 2 – редуктор, 3 – регулировочный вентиль, 4 – измерительный объём, 5 – манометр, 6 – теплообменник, 7 – сосуд Дьюара, 8 – сопло, 9 – нагревательный элемент, 10 – блок питания.

Принципиальная схема системы газового питания установки изображена на рис. 14. Исследуемый газ подается из баллона (1), давление регулируется с помощью редуктора (2). Образцовый манометр (5) и измерительная ёмкость

объемом 100 см^3 (4) предназначены для точного измерения давления в системе и измерения расхода газа через различные сопла. С блока питания (10) подается напряжение на нагревательный элемент (9), за счет нагрева которого в сосуде Дьюара (7) происходит активное испарение жидкого азота. Газообразный азот подается в теплообменник (6), где охлаждает исследуемый газ до необходимой температуры. Затем охлажденный газ истекает через сверхзвуковое конусное сопло (8) в вакуумную камеру. Таким образом, регулируя напряжение, подаваемое на нагревательный элемент, можно замедлять или ускорять процесс кипения жидкого азота и тем самым менять температуру газа, подаваемого на вход в сопло. Для измерения температуры газа на корпусе сопла закреплен датчик температуры Pt-1000. Данный датчик представляет собой платиновый резисторный датчик температуры, базовое значение сопротивления при $0 \text{ }^\circ\text{C}$ составляет 1000 Ом . При изменении температуры сопротивление датчика изменяется по известному закону, рабочий диапазон температур составляет от $-200 \text{ }^\circ\text{C}$ до $+400 \text{ }^\circ\text{C}$. Сопло крепится на трехкоординатную систему позиционирования, что позволяет перемещать его относительно точки фокусировки лазерного излучения. Таким образом, можно изучать эмиссионные спектры газоструйных мишеней при формировании лазерной искры на различном удалении от края сопла, а также при смещении точки фокуса относительно оси газовой струи.

При работе использовались сопла следующих типов:

-капилляр диаметром 500 мкм ,

-большое сверхзвуковое коническое сопло с диаметром критического сечения $d_{\text{крит}} = 500 \text{ мкм}$, угол раскрыва конуса $2\alpha = 11^\circ$, общая длина сопла $L = 5 \text{ мм}$.

Перечисленные сопла имеют следующие особенности:

Капилляр диаметром 500 мкм не формирует направленную струю при истечении газа в вакуум, разлет газа от среза капилляра практически изотропный. Таким образом, плотность газового облака значительно уменьшается при удалении от среза капилляра, что делает возможность формирования лазерной искры только

на малых расстояниях от среза капилляра, менее ≤ 1 мм. Большое сечение данного капилляра приводит к сравнительно большим расходам газа в процессе работы. Поэтому при работе с капилляром требуется использование импульсного клапана для снижения нагрузки на откачную систему и уменьшения остаточного давления в вакуумной камере. Рабочий диапазон температур существенно ограничивался используемым импульсным клапаном и составлял от -20 °С до $+60$ °С. Максимальное рабочее давление для клапана составляет 25 бар. Стоит отметить, что используемый клапан имеет невысокую частоту срабатывания, до нескольких десятков Гц.

Большое сверхзвуковое коническое сопло ($d_{\text{крит}}=500$ мкм) формирует направленную сверхзвуковую струю. Это позволяет увеличить плотность газовой мишени, но при этом необходимо использование импульсного клапана для снижения нагрузки на систему вакуумной откачки. В паре с данным соплом использовался импульсный клапан, имеющий рабочие характеристики аналогичные характеристикам клапана, использованного в паре с капилляром. Рабочий диапазон температур существенно ограничивался используемым импульсным клапаном и составлял от -20 °С до $+60$ °С. Максимальное рабочее давление для данного клапана составляет 25 бар. Стоит отметить, что используемый клапан имеет невысокую частоту срабатывания, до нескольких десятков Гц. При истечении газа через большое сверхзвуковое сопло более активно протекает кластерообразование (по сравнению с малым сверхзвуковым соплом).

Для формирования жидкостных мишеней в данной схеме измерительный объём заменяется на ёмкость с исследуемой жидкостью. Таким образом, газ, подаваемый из баллона, выдавливает жидкость из ёмкости (4). Далее жидкость поднимается по трубкам и поступает на вход импульсного клапана. Установленное на выходе импульсного клапана сверхзвуковое конусное сопло заменяется на капилляр малого диаметра.

Система диагностики МР и ЭУФ излучения

Рентгеновский спектрометр-монохроматор РСМ-500

Основным элементом системы диагностики МР и ЭУФ излучения является рентгеновский спектрометр монохроматор РСМ-500, рентгенооптическая схема которого представлена на рис. 15.

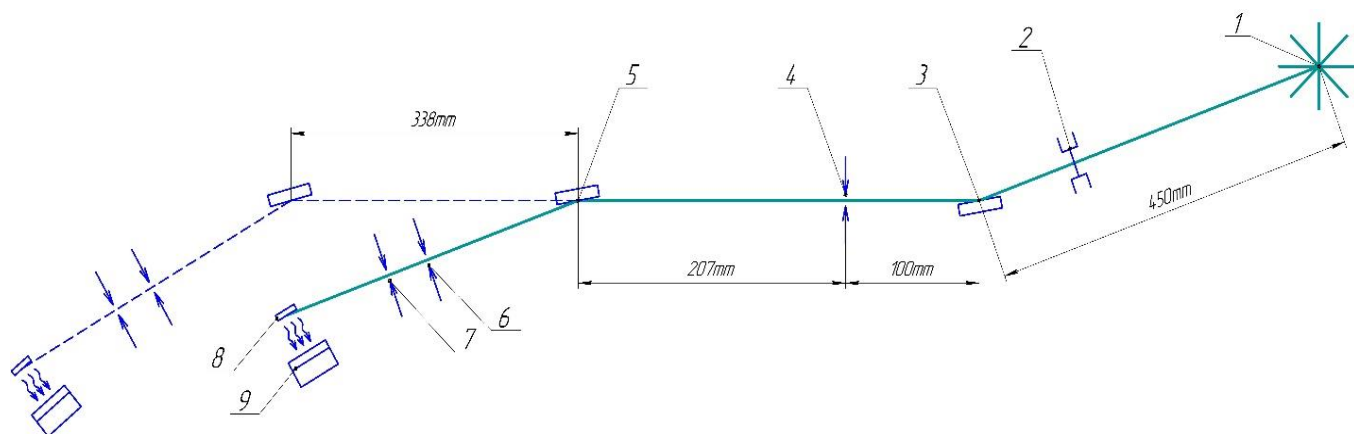


Рис. 15. Рентгенооптическая схема РСМ-500. 1 – лазерная искра, 2 – свободновисящий пленочный фильтр, 3 – входное зеркало, 4 – входная щель, 5 – дифракционная решетка, 6 – коллиматорная щель, 7 – выходная щель, 8 – фотокатод, 9 – детектор ВЭУ-7.

Прибор работает следующим образом: излучение лазерной искры (1) проходит сквозь свободновисящий пленочный фильтр (2). Затем МР и ЭУФ излучение отражается от входного зеркала (3), проходит через входную щель (4) и разлагается в спектр сферической дифракционной решеткой (5). Монохроматическое излучение проходит через коллиматорную (6) и выходную (7) щели и попадает на поверхность фотокатода, покрытую слоем CsI. Кванты эмиссионного излучения выбивают с поверхности фотокатода электроны, которые затем попадают на детектор ВЭУ-7, представляющий собой шевронную сборку двух микроканальных пластин, и формируют его выходной сигнал. Запуск системы детектирования осуществляется тактовым импульсом, приходящим с системы управления лазером. Сканирование по спектральному диапазону осуществляется с помощью микрометрического винта, при этом блок коллиматорной, выходной щелей, детектора и

дифракционной решетки перемещаются в соответствии с условием фокусировки по кругу Роуланда.

При работе прибора могут использоваться несколько дифракционных решеток с разным радиусом кривизны. Данные решетки имеют золотое покрытие. Характеристики решеток приведены в таблице 4.

Таблица 4. Характеристики дифракционных решеток.

Номер	Радиус кривизны, м	Число штрихов на мм	Угол падения излучения, град.	Рабочий диапазон, нм
1	2	600	5,94	4-50
2	4	600	2,97	1,7-25
3	6	600	1,98	1-6

В качестве дополнительного фильтра, а также для предотвращения попадания в детектор частиц различной природы, образующихся в зоне лазерной искры, на входе в РСМ-500 дополнительно установлены свободновисящие многослойные пленки. Состав и характеристики этих пленок описаны в соответствующем разделе.

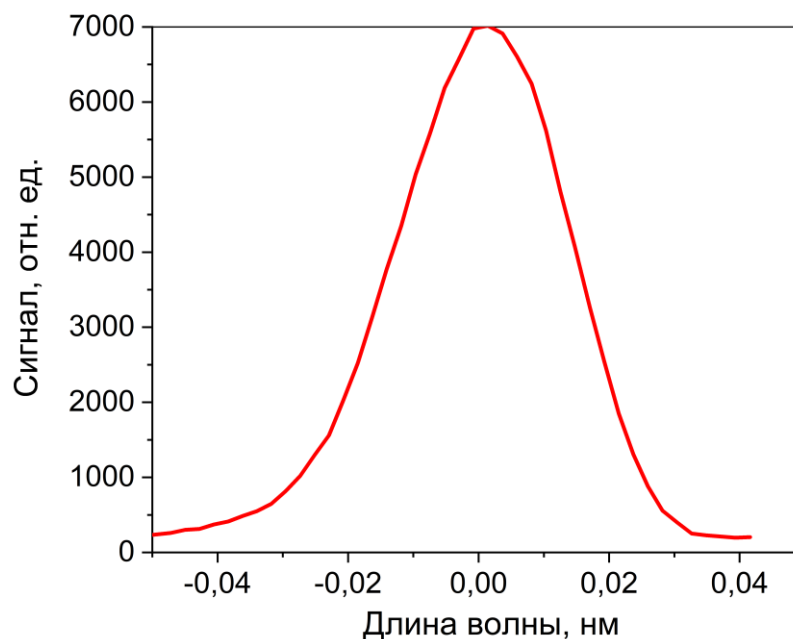


Рис. 16. Нулевой порядок дифракции, зарегистрированный на РСМ-500.

Характерный вид нулевого порядка дифракции, полученного при возбуждении газоструйной мишени углекислоты при давлении 3 бар, показан на рис. 16. Съёмка нулевого порядка производилась при использовании дифракционной решетки и входного зеркала с радиусами кривизны 4 м.

В данном случае видно, что полуширина нулевого порядка дифракции составляет $\sim 0,04$ нм. Эта величина согласуется с экспериментально наблюдаемой полушириной узких эмиссионных линий ионов кислорода.

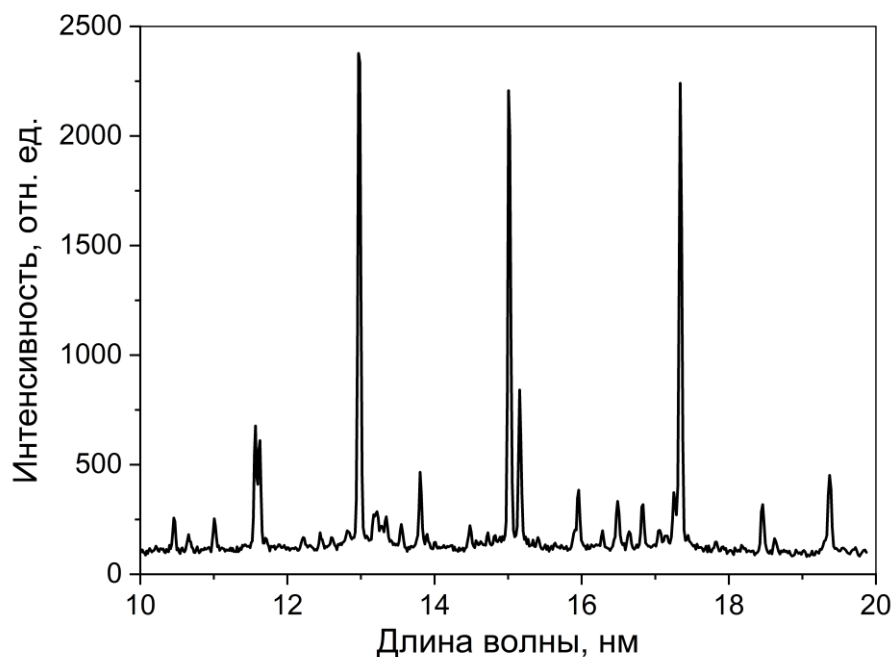


Рис. 17. Типичный вид эмиссионного спектра, полученного с помощью РСМ-500.

На рис. 17 показан типичный вид эмиссионного спектра, полученного с помощью спектрометра-монокроматора РСМ-500 в спектральном диапазоне 10 – 20 нм. На спектре видно большое количество отдельно стоящих эмиссионных линий различной интенсивности. Таким образом, можно говорить о том, что разрешение прибора достаточно для наблюдения узких отдельно стоящих эмиссионных линий в МР и ЭУФ диапазонах.

Таким образом, спектрометр-монокроматор РСМ-500 позволяет проводить диагностику МР и ЭУФ излучения в широком спектральном диапазоне с высоким разрешением, в большинстве случаев достаточным для того, чтобы разрешить отдельные эмиссионные линии. Однако прибор позволяет проводить измерение интенсивности эмиссионного излучения только в относительных единицах. Для измерения числа фотонов, излучаемых в спектральной полосе (абсолютной

интенсивности) в рамках диссертационной работы был разработан прибор, описанный ниже.

Спектрометр на основе МРЗ

Для исследования абсолютных интенсивностей эмиссионного излучения был разработан спектрометр на основе многослойных рентгеновских зеркал (МРЗ). Принципиальная схема и фотография спектрометра изображена на рис. 18.

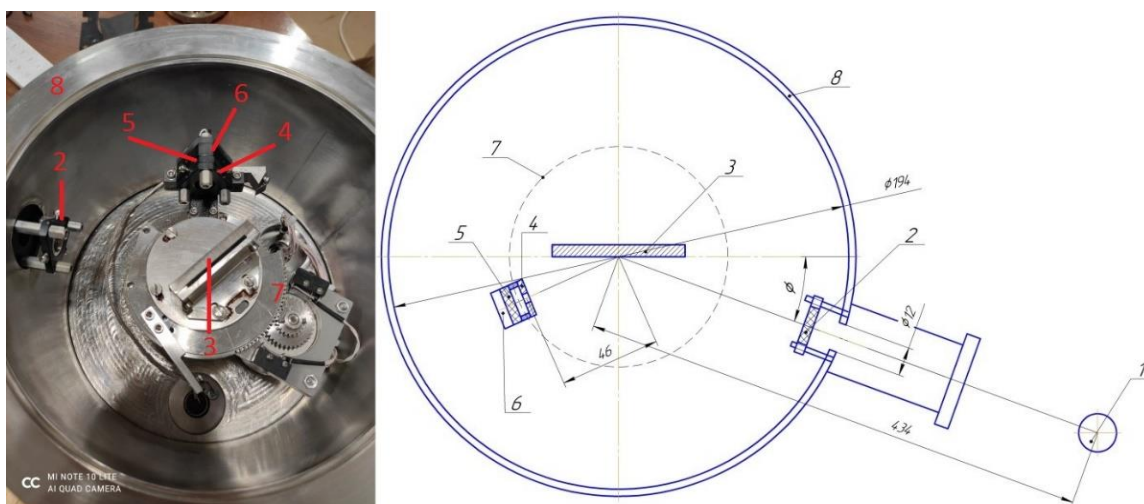


Рис. 18. Фотография внутреннего устройства и принципиальная схема спектрометра. 1 – лазерная искра, 2 – входной пленочный фильтр, 3 – многослойное рентгеновское зеркало, 4 – диафрагма, 5 – пленочный фильтр детектора, 6 – детектор, φ - 2φ гониометр, φ – угол скольжения, 8 – корпус прибора.

Корпус спектрометра представляет собой цилиндр диаметром 200 мм, изготовленный из нержавеющей стали. На верхней крышке расположен иллюминатор для визуального наблюдения работы φ - 2φ гониометра. В процессе съёмки эмиссионных спектров иллюминатор закрывается специальной крышкой, чтобы устранить засветку детектора. На нижней крышке расположены два разъёма РМГ-7 для подключения детектора и шагового двигателя к блоку управления. Внутри корпуса расположен φ - 2φ гониометр, использующий для привода шаговый двигатель. На диапазон скользящих углов 22 - 75° приходится 2400 шагов шагового двигателя. Минимальный угол был выбран из условий отстройки от угла полного

внешнего отражения многослойного зеркала. Максимальный угол ограничен размером камеры спектрометра и экранировкой падающего потока пучка узлом детектора. Подключение спектрометра к вакуумной камере осуществляется через фланец CF40.

Работа прибора осуществляется следующим образом: МР и ЭУФ излучение лазерной искры (1) проходит через входной пленочный фильтр (2) и попадает на многослойное рентгеновское зеркало (МРЗ) (3), расположенное относительно падающего пучка под некоторым углом, называемым углом скольжения (7). В соответствии с условием Вульфа-Брэгга от зеркала отражается излучение с определенной длиной волны. Отраженное излучение проходит сквозь круглую диафрагму диаметром 4 мм (4), которая установлена для улучшения спектрального разрешения прибора путем уменьшения угловой расходимости регистрируемого пучка. Затем излучение проходит сквозь пленочный фильтр детектора (5) и регистрируется детектором (6). Сканирование по спектру осуществляется путем поворота (на угол φ) МРЗ относительно падающего пучка, при этом детектор поворачивается относительно падающего пучка на удвоенный угол (2φ). Поворот зеркала и детектора осуществляется с помощью шагового двигателя, условие $\varphi=2\varphi$ обеспечивается за счёт зубчатой передачи. Зарегистрированный сигнал выводится на экран компьютера и сохраняется в виде числовой таблицы.

Для данного прибора было изготовлено 4 типа различных многослойных зеркал: Mo/B₄C, Mo/Be, Be/Si/Al и Cr/Sc. Основные характеристики данных структур приведены в таблице 5.

Таблица 5. Характеристики многослойных рентгеновских зеркал, изготовленных для спектрометра

Структура	Период, нм	Число слоев	Рабочий диапазон длин волн, нм
Mo/B ₄ C	6,5	60	6.5 - 11.9
Mo/Be	9,83	50	10 - 18
Be/Si/Al	18,2	40	17 - 32
Cr/Sc	3,65	140	3.1 - 7

Выбор данных структур был обусловлен наилучшим сочетанием коэффициента отражения и спектральной селективности. Спектральные зависимости коэффициентов отражения и разрешения зеркал приведены на рис. 19 и 20, соответственно. При расчете отражательных характеристик многослойных зеркал использовались толщины пленок, ширины и вид интерфейсов, полученные по данным совместной реконструкции кривых рентгеновского отражения на нескольких длинах волн по методике, описанной в [50].

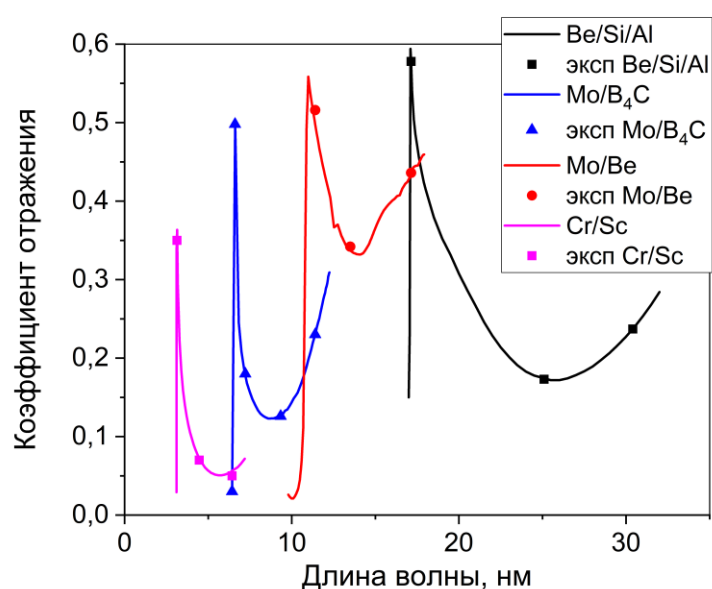


Рис. 19. Спектральные зависимости коэффициентов отражения многослойных структур.

На рис. 19 изображены зависимости пиковых коэффициентов отражения многослойных структур. Символами показаны экспериментально измеренные значения коэффициентов отражения на некоторых длинах волн, сплошными линиями показаны рассчитанные на основе экспериментальных данных кривые. МРЗ на основе Mo/B₄C и Mo/Be достаточно эффективно отражают излучение в диапазоне длин волн 5 - 18 нм, интересном для целей ЭУФ нанолитографии. Зеркало на основе Al предназначено для работы в более длинноволновом диапазоне $\lambda > 18$ нм. Зеркало Cr/Sc было специально разработано для проведения измерений абсолютных интенсивностей эмиссионных линий в длинноволновой части диапазона «окна прозрачности воды» 2,3 - 4,4 нм. Таким образом, изготовленный комплект МРЗ (каждое зеркало используется в паре с соответствующим фильтром) позволяет проводить исследования с помощью зеркального спектрометра в широком диапазоне длин волн 3,1 - 32 нм.

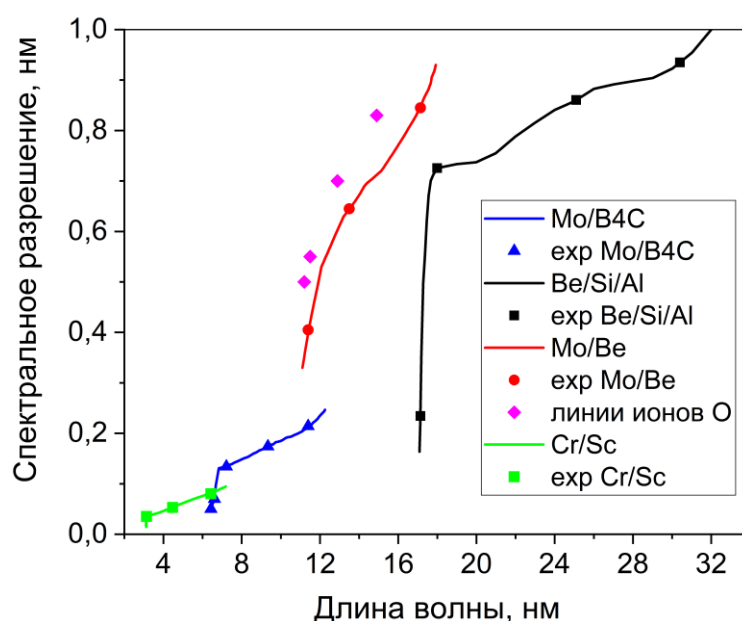


Рис. 20. Зависимости спектрального разрешения используемых многослойных зеркал от длины волны.

На рис. 20 изображены зависимости спектрального разрешения используемых структур от длины волны. Символами показаны значения полуширин

экспериментально измеренных кривых отражения, сплошными линиями кривые, рассчитанные на основе экспериментальных данных. В эксперименте конечное расстояние между источником излучения (лазерной искрой) и спектрометром, а также конечный диаметр диафрагмы приводят к угловой расходимости пучка. Из-за этого происходит уширение наблюдаемых эмиссионных линий. В связи с этим на рис. 20 также приведены значения полуширин наблюдаемых узких эмиссионных линий ионов кислорода (отмечены символами фиолетового цвета). Как и ожидалось, экспериментальное разрешение оказалось несколько хуже расчетного, но в основном разрешение прибора определяется полушириной кривой отражения МРЗ. Данное отличие учитывалось при интерпретации экспериментальных данных, полученных с помощью спектрометра.

Для подавления фоновых шумов и высших порядков отражения многослойных зеркал использовались различные тонкопленочные фильтры, состав и характеристики которых описаны в соответствующем разделе.

Для регистрации ЭУФ излучения в спектрометре используется кремниевый фотодиод SPD-100UV. Приемная площадка у данного прибора представляет собой квадрат со стороной 10 мм. Чувствительность фотодиода в исследованном спектральном диапазоне составляет $\sim 0,25$ Кл/Дж. Технология изготовления, конструкция и характеристики фотодиода более подробно описаны в [51].

Шаговый двигатель и детектор подключены к блоку управления спектрометром. Блок управления позволяет проводить съёмку спектров в непрерывном и импульсном режимах (с внешней синхронизацией). Усилитель сигнала детектора интегрирован в блок управления и может работать в трёх диапазонах усиления. Блок управления управляется компьютером.

Двухзеркальный монохроматор

Для исследования абсолютной интенсивности эмиссионного излучения в более узкой спектральной полосе пропускания 2%, равной полосе пропускания рентгенооптической схемы литографа использовался двухзеркальный абсолютно калиброванный измеритель мощности. Принципиальная схема данного прибора показана на рис. 21.

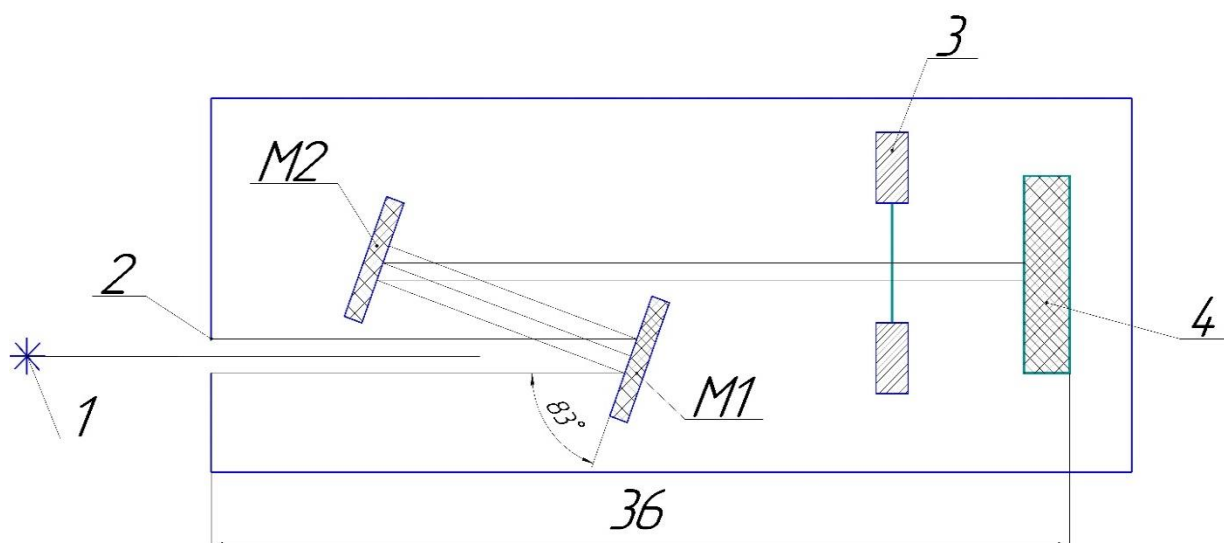


Рис. 21. Принципиальная схема абсолютно калиброванного измерителя мощности. 1 – лазерная искра, 2 – входная апертура, 3 – тонкопленочный фильтр в оправе, 4 – детектор, M1 и M2 – многослойные рентгеновские зеркала.

Измеритель мощности работает следующим образом: исследуемое излучение проходит в корпус прибора через входную апертуру 1, затем отражается от двух МРЗ M1 и M2, проходит через тонкопленочный фильтр 2 и регистрируется детектором 3. Зеркала M1 и M2 расположены так, чтобы угол скольжения, под которым исследуемое излучение попадает на зеркало, составлял 83° . Таким образом, в соответствии с условием Вульфа-Брэгга от каждого зеркала отражается излучение в определенной спектральной полосе. В целом через систему из двух МРЗ проходит излучение в узкой спектральной полосе $\lambda_0 \pm 1\%$, где λ_0 – длина волны, соответствующая максимуму коэффициента отражения. Для подавления

шумовой составляющей сигнала используется тонкопленочный фильтр. Более подробно конструкция, принципы работы, а также некоторые результаты, полученные с помощью данного прибора, описаны в [52].

Для исследования эмиссионных характеристик лазерной плазмы, образующейся при лазерном возбуждении сверхзвуковой струи Хе с помощью двухзеркального монохроматора был синтезирован комплект МРЗ на основе структуры Mo/Si. Спектральная зависимость коэффициента отражения для данных зеркал при падении исследуемого пучка на поверхность зеркала под рабочим углом скольжения 7 градусов изображена на рис. 22.

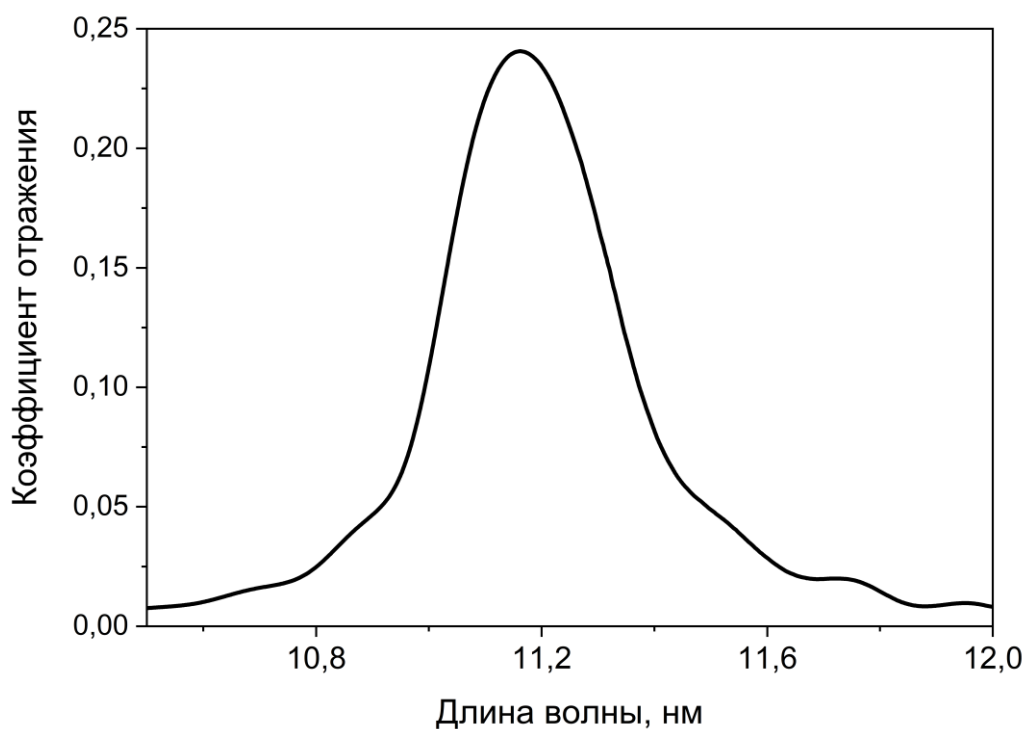


Рис. 22. Спектральная зависимость коэффициента отражения для Mo/Si МРЗ, используемых в двухзеркальном монохроматоре.

В качестве детектора в двухзеркальном монохроматоре использовался кремниевый фотодиод SPD-100UV.

Изображающая система на основе двухзеркального объектива Шварцшильда

Одним из определяющих параметров, влияющих на разработку и оптимизацию рентгенооптических схем широкого спектра приборов (ЭУФ литограф, МР микроскоп, лабораторные рефлектометры) является размер излучающей области источника излучения. С учетом специфики разрабатываемых ЛПИ с газоструйными мишенями, а именно сравнительно малых размеров излучающей области и сильных градиентов концентрации частиц в газовой струе, необходимо проведение экспериментального измерения размеров излучающей области с высоким, на уровне микрометров, пространственным разрешением.

Для решения данной задачи в рамках диссертационной работы использовалась изображающая система на основе двухзеркального объектива Шварцшильда. Основное преимущество данной системы заключается в использовании многослойной рентгеновской оптики нормального падения. Данное решение позволяет получить изображение источника излучения с высоким пространственным разрешением, при этом отсутствуют сферическая аберрация и астигматизм, характерные для рентгенооптических схем с использованием одиночных МРЗ. Описание конструкции изображающей системы и первые результаты, полученные при её применении опубликованы в [Т16].

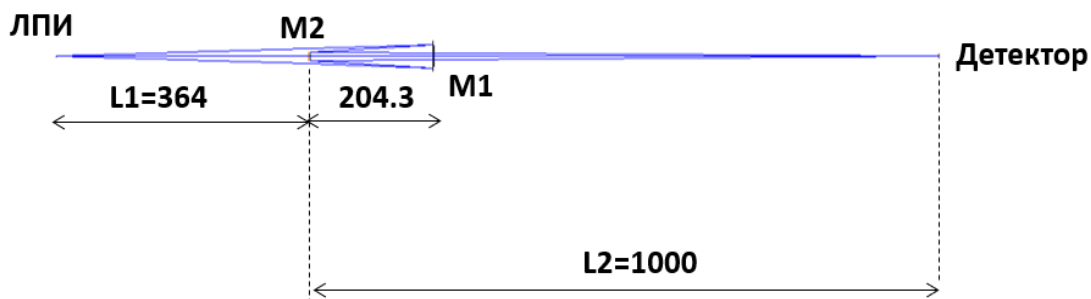


Рис. 23. Рентгенооптическая схема изображающей системы на основе двухзеркального объектива Шварцшильда.

На рис. 23 изображена рентгенооптическая схема изготовленной изображающей системы. Основным оптическим узлом системы является двухзеркальный объектив Шварцшильда с пятикратным увеличением. Объектив состоит из двух сферических, вогнутого M1 и выпуклого M2 зеркал. Расстояние между зеркалами, а также расстояния от зеркала M2 до наблюдаемого объекта и детектора указаны на рис. 31. Радиусы кривизны поверхностей подложек зеркал M1 и M2 составляют 405,5 и 227 мм, соответственно.

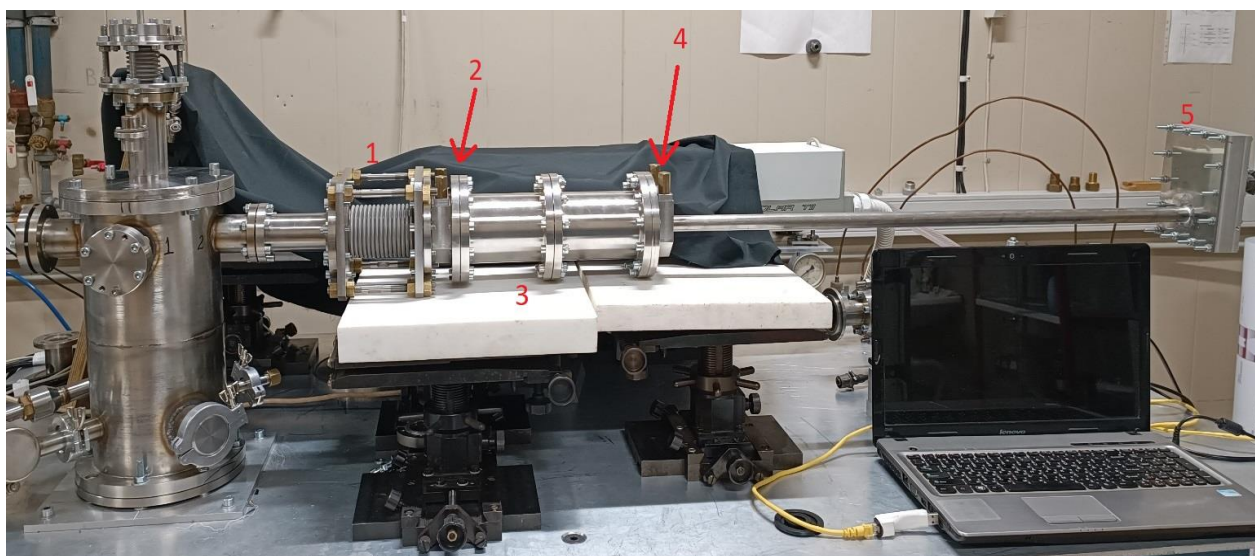


Рис. 24. Фотография изображающей системы в составе исследовательского стенда

Фотография изображающей системы в составе исследовательского стенда приведена на рис. 24. Конструктивно система состоит из следующих элементов: регулировочный сильфон (1), камера входного фильтра (2), корпус объектива (3), камера выходного фильтра (4), камера детектора (5). Регулировочный сильфон предназначен для точной настройки расстояния L_1 между исследуемым объектом и проекционным объективом. В камере входного фильтра закреплен многослойный пленочный фильтр большого диаметра. В корпусе объектива расположен двухзеркальный сферический объектив Шварцшильда с пятикратным увеличением. В камере выходного фильтра закреплен многослойный пленочный фильтр малого диаметра. В камере детектора расположена CMOS матрица, используемая для детектирования МР и ЭУФ излучения, и система охлаждения

матрицы. Расстояние между зеркалами M1 и M2 устанавливалось при проведении интерферометрической юстировки объектива и далее не изменяется. Расстояние L2 от зеркала M2 до детектора устанавливалось с помощью юстировки на видимом свете и не регулируются в процессе работы.

Для регистрации изображения полученных при помощи изображающей системы на основе объектива Шварцшильда с увеличением 5 крат, используется двух координатный матричный детектор GSENSE 2020 BSI от производителя Grixel. Выбранный матричный детектор работает на КМОП технологии, а для повышения чувствительности матрицы к мягкому рентгеновскому излучению используются технологии BSI и Pulsar. Согласно [53] квантовая эффективность матрицы на длине волны 11,25 нм составляет 0,95. Матрица имеет размер чувствительной зоны $13,3 \times 13,3$ мм, массив пикселей 2048x2048 штук. Размер пикселя детектора составляет $6,5 \times 6,5$ мкм, что, с учетом пятикратного увеличения объектива Шварцшильда, составляет 1,3 мкм в плоскости объекта.

Короткая длина волны излучения предъявляет жесткие требования к качеству поверхности подложек для многослойных зеркал, как по шероховатости, так и по точности формы. Подложки для рентгеновских зеркал были изготовлены из плавленого кварца. Полировка подложек проводилась методами химико-механической полировки. Коррекция локальных ошибок формы зеркал осуществлялась с помощью малоразмерного, диаметр 1,5 мм, пучка ионов аргона с энергией 800 эВ. Подробнее применяемые при изготовлении высокоточных подложек технологии и метрология описаны в [54, 55].

Измерение формы подложек для многослойных рентгеновских зеркал, финальная юстировка и измерение aberrаций проекционного объектива проводилось с использованием интерферометра с дифракционной волной сравнения на основе одномодового оптического волокна с субволновой выходной апертурой [56]. Карта aberrаций волнового фронта двухзеркального объектива Шварцшильда, измеренная после проведения коррекции поверхностей зеркал показана на рис. 25.

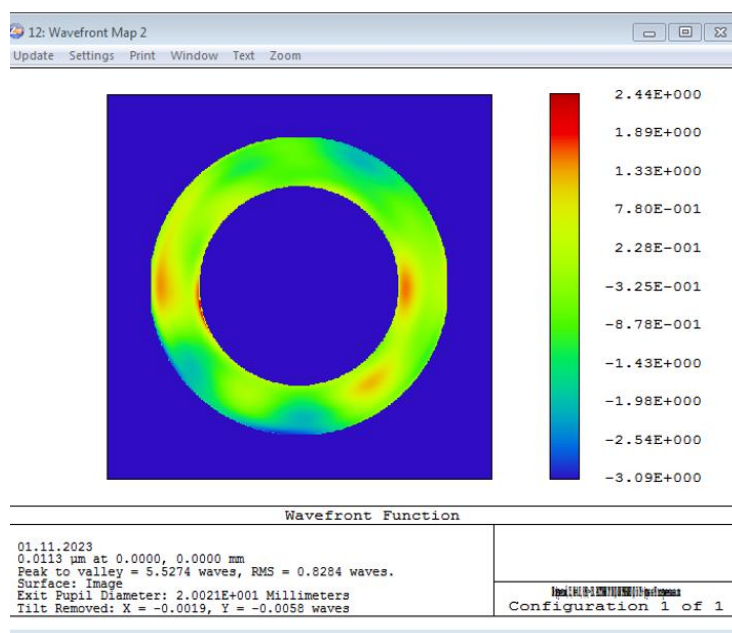


Рис. 25. Карта aberrаций волнового фронта двухзеркального объектива Шварцшильда.

По полученной карте среднеквадратическая aberrация волнового фронта составила: $\text{RMS}=9.36$ нм, $\text{PV}=62.46$ нм.

На основе измеренной карты aberrаций волнового фронта объектива Шварцшильда с помощью программного пакета Zemax [57] была рассчитана функция рассеяния точки объектива. Расчеты производились для точечного монохроматического источника, излучающего на длине волны 11,25 нм. По результатам расчетов получено, что в квадрат размером 3×3 пикселя матрицы детектора приходится более 80% энергии, излучаемой точечным источником. Таким образом, можно ожидать, что с учетом aberrаций изготовленного объектива, пространственное разрешение изображающей системы на длине волны 11,25 нм будет составлять примерно 3 пикселя детектора. С учетом размера пикселя детектора 6,5 мкм и пятикратного увеличения объектива Шварцшильда ожидаемое пространственное разрешение изображающей системы составит $\approx 3,9$ мкм.

Для проведения наблюдения лазерной искры в интересующем нас спектральном диапазоне (на длине волны 11,25 нм) были выбраны многослойные рентгеновские зеркала на основе Mo/Be структуры. Данная структура обладает

хорошей временной стабильностью положения Брэгговского пика отражения и высокими, до 70%, коэффициентами отражения в этом спектральном диапазоне при нормальном падении излучения [58, 59].

Были изготовлены два многослойных зеркала со следующими характеристиками: зеркало М1 с периодом структуры 5,66 нм (Мо-2,3 нм / Ве-3,36 нм) и числом периодов 100; зеркало М2 с периодом структуры 5,65 нм (Мо-2,3 нм / Ве-3,35 нм) и числом периодов 100. На рис. 26 показаны спектральные зависимости коэффициентов отражения зеркал М1 и М2, измеренные на лабораторном рефлектометре [60]. Угол скольжения при измерениях спектральных зависимостей коэффициентов отражения составлял 89° .

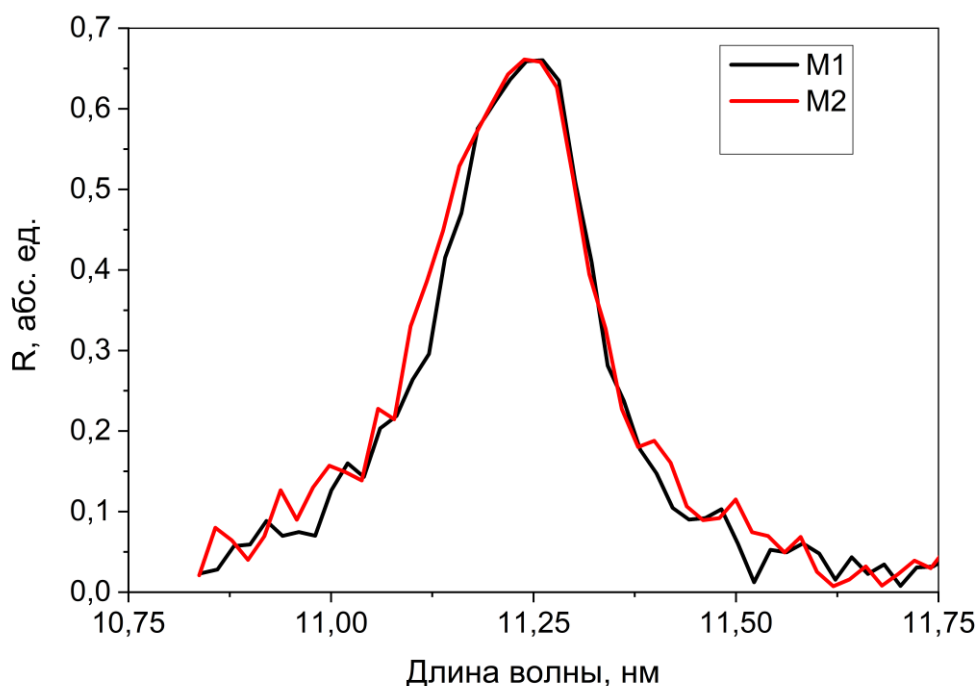


Рис. 26. Спектральные зависимости коэффициентов отражения зеркал М1 и М2.

Из представленных на рис. 26 зависимостей видно, что максимум коэффициента отражения изготовленных МРЗ, под углом падения близким к нормали, расположен на длине волны 11,25 нм. Значение коэффициента отражения составляет 67% для зеркала М1 и 66% для зеркала М2.

Для подавления длинноволновой составляющей сигнала в корпус изображающей системы устанавливались два многослойных тонкопленочных фильтра на основе структуры Mo/Be. Используемые в изображающей системы пленочные фильтры имеют достаточно большой размер (входной фильтр диаметром 32 мм, выходной фильтр диаметром 15 мм), поэтому для того, чтобы предотвратить разрыв пленочных фильтров при откачке вакуумного корпуса прибора, а также при работе лазерного плазменного источника, фильтры устанавливались на специальной поддерживающей сетке. Сетка представляет собой ячейки квадратной формы со стороной 3,7 мм, толщина перемычек 0,3 мм.

Пленочные фильтры

Для снижения фонового сигнала при исследовании спектров с помощью РСМ-500 и защиты детектора ВЭУ-7 от частиц различной природы, образующихся в зоне лазерной искры, а также для подавления фоновых шумов и высших порядков отражения многослойных зеркал при измерении абсолютных интенсивностей эмиссионных линий использовались тонкопленочные фильтры различных типов.

Фильтры для диапазона 10 - 20 нм

Пленочный фильтр на основе структуры Zr/ZrSi₂. Данный фильтр имеет следующую структуру: ZrSi₂ – 2,5 нм, (Zr – 2,5 нм / ZrSi₂ – 2,5 нм) × 24 периода. Зависимость коэффициента пропускания от длины волны для данного типа фильтров изображена на рис. 27.

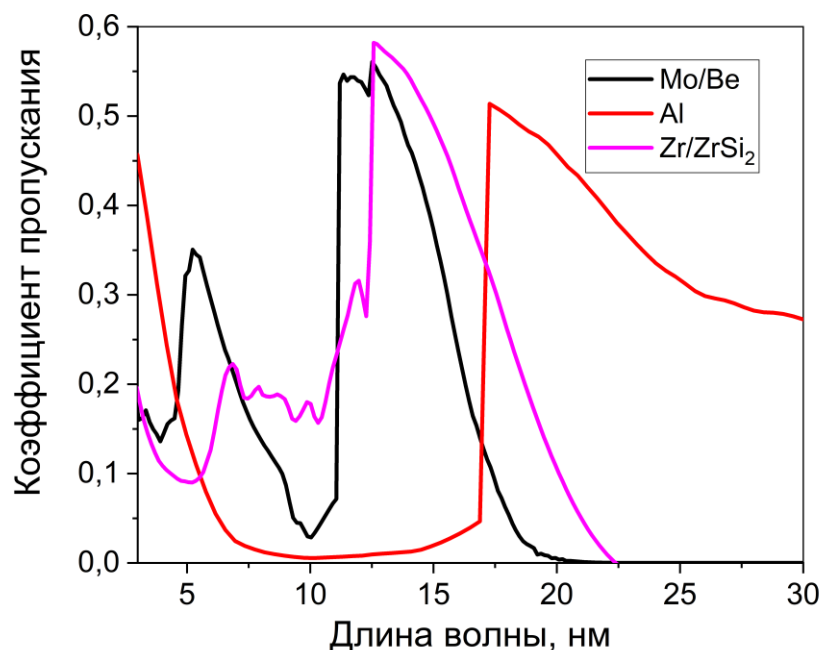


Рис. 27. Зависимость коэффициента пропускания пленочных фильтров от длины волны.

Данный тип фильтров удовлетворительно пропускает излучение в спектральном диапазоне 12,4 - 18 нм. Для длин волн короче 12,4 нм коэффициент пропускания данной структуры заметно снижается из-за края поглощения кремния, входящего в состав структуры. Данный тип фильтров применялся при работе с зеркальным спектрометром в паре с МРЗ на основе Mo/Be структуры.

Пленочные фильтры на основе Mo/Be. Пленочные фильтры Mo/Be имеют следующую структуру: MoSi₂ – 2,5 нм / Mo – 2 нм (Be – 3 нм, Mo – 2 нм) × 30 периодов / MoSi₂ – 2,5 нм. Слои MoSi₂ нанесены для защиты структуры от окисления. Спектральная зависимость коэффициента пропускания для данного типа фильтров показана на рис. 27. Данный тип фильтра хорошо пропускает излучение в спектральном диапазоне 11 - 18 нм. Излучение вне указанного спектрального диапазона данная структура эффективно подавляет. В связи с этим, фильтры Mo/Be используются в паре с Mo/Be МРЗ для измерений абсолютных интенсивностей эмиссионного излучения лазерной плазмы в диапазоне длин волн

11 - 18 нм с помощью зеркального спектрометра. Подробно Ве-содержащие пленочные структуры, их характеристики, термическая стойкость и другие свойства описаны в [61, 62].

Пленочные фильтры Al. Пленочные фильтры на основе Al имеют следующую структуру: $\text{MoSi}_2 - 2.5 \text{ нм} / \text{Al} - 150 \text{ нм} / \text{MoSi}_2 - 2,5 \text{ нм}$. Слои MoSi_2 так же, как и в случае Mo/Ве фильтров, нанесены для защиты пленочной структуры от окисления. Спектральная зависимость коэффициента пропускания для данного типа фильтров показана на рис. 27. Алюминиевые фильтры удовлетворительно пропускают излучение с длиной волны больше 17 нм, более коротковолновое излучение данными фильтрами эффективно подавляется. Данные фильтры используются в паре с МРЗ на основе структуры Ве/Si/Al на зеркальном спектрометре для измерения абсолютных интенсивностей излучения в диапазоне длин волн 17 - 32 нм.

Фильтры для диапазона 2 - 8 нм

Пленочные фильтры на основе Ti/Ве. Пленочные фильтры на основе Ti/Ве состоят из следующих слоев: $(\text{Ti} - 3 \text{ нм} / \text{Ве} - 2 \text{ нм}) \times 30$ периодов. Спектральная зависимость пропускания данных фильтров изображена на рис. 28. Данные фильтры обладают достаточно высоким коэффициентом пропускания в диапазоне длин волн 3 - 7 нм. Поэтому данная структура использовалась как при измерении эмиссионных спектров с помощью РСМ-500, так и для измерения абсолютных интенсивностей эмиссионного излучения в указанном спектральном диапазоне.

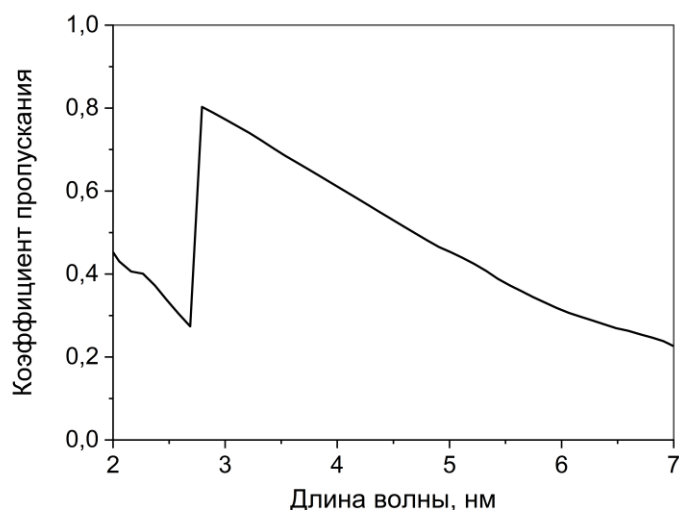


Рис. 28. Спектральная зависимость коэффициентов пропускания пленочного фильтра Ti/Be.

В процессе работы все использованные пленочные структуры показали себя достаточно надежными и устойчивыми. Их эксплуатация возможна в течение достаточно длительного промежутка времени в широком диапазоне давлений газа, подаваемого через сопло, и остаточного давления в вакуумной камере установки. При этом не происходит необратимых изменений в структуре фильтров, а их прорывы, сопровождающиеся полным разрушением пленки, достаточно редки. Используемые пленочные фильтры хорошо подавляют паразитное излучение в УФ и видимой областях спектра, а также значительно снижают уровень остаточного давления в камере РСМ-500 и эффективно защищают детектор от частиц, разлетающихся из зоны формирования лазерной искры.

2.2. Методики проведения измерений

Методика исследования эмиссионных спектров с помощью РСМ-500

Перед получением эмиссионных спектров лазерной плазмы на РСМ-500 необходимо экспериментально определить спектральное разрешение прибора. Методика экспериментального определения разрешения прибора описана в разделе «Система диагностики МР и ЭУФ излучения».

На следующем этапе необходимо уточнить эффективные значения параметров, которые входят в формулу связи регистрируемой длины волны с координатой микрометрического винта. Координата микрометрического винта z связана с длиной волны регистрируемого излучения по следующей формуле:

$$\lambda = 10^7 \frac{1}{mp} \left(\cos\varphi - \sqrt{1 - \left(\frac{2(N_0 - z) + x_0}{R} \right)^2} \right) \quad (2.1)$$

где λ – длина волны, m – порядок дифракции, p – число штрихов решетки на мм, φ – угол падения излучения на решетку, N_0 – координаты нулевого порядка по микрометрическому винту, x_0 – расстояние от входной щели до дифракционной решетки, расположенной в нулевом порядке дифракции, R – радиус кривизны решетки.

Регистрация сигнала производится обычно в первом порядке дифракции, поэтому $m=1$. Координата нулевого порядка по микрометрическому винту (N_0) известна после съёмки нулевого порядка дифракции. Из паспорта прибора известны расстояние от входной щели до дифракционной решетки (x_0), число штрихов решетки на мм (p), угол падения излучения на решетку (φ) и радиус кривизны дифракционной решетки R .

Для более точной настройки прибора необходимо провести уточнение эффективных значений числа штрихов решетки на мм, угла падения излучения на решетку и радиуса кривизны дифракционной решетки. Уточнение эффективных значений параметров производилось с помощью измерения известного эмиссионного спектра. Пример полученного эмиссионного спектра углекислоты,

по которому производилось уточнение численных значений параметров, входящих в градуировочную формулу, показан на рис. 25. После измерения спектра подбирались такие значения параметров, при которых достигалось наилучшее совпадение измеренного положения эмиссионных линий с табличными длинами волн соответствующих переходов.

Таким образом, после проведения описанных процедур мы имеем формулу, связывающую координату микрометрического винта (z) с измеряемой длиной волны и численное значение спектрального разрешения прибора, которое приближенно считалось постоянным во всем доступном диапазоне длин волн. После чего можно проводить исследование эмиссионных спектров различных, в том числе и ранее не изученных, мишеней.

Методика определения числа фотонов, излучаемых в спектральной полосе

Определение числа фотонов, излучаемых в спектральной полосе, проводилось по результатам спектральных измерений, проведенных с помощью спектрометра на основе МРЗ.

Кванты рентгеновского излучения, попадающие на фотодиод, формируют его выходной сигнал. Регистрируемое напряжение от фотодиода, формируемое за время одного импульса лазера, для проведенных экспериментов определялось как:

$$V = \int_0^{\infty} \frac{\gamma \cdot \beta^2}{4\pi \cdot \alpha} \cdot E(\lambda) \cdot \delta(\lambda) \cdot T^2(\lambda) \cdot R(\lambda) d\lambda \quad (2.2)$$

где V [В] – сигнал, зарегистрированный детектором; α [Кл/В] – чувствительность усилителя; β – пропускание сетки на которой установлен фильтр; γ [стер] – телесный угол, под которым ЭУФ излучение наблюдалось из детектора; E [Дж/нм] – спектральная плотность энергии, излучаемой плазмой; δ [Кл/Дж] – чувствительность фотодиода; $T(\lambda)$ – коэффициент пропускания свободновисящего пленочного фильтра; $R(\lambda)$ – коэффициент отражения МРЗ.

С учетом резонансного характера отражения от многослойных зеркал интегрирование достаточно проводить в диапазоне $\pm 3\Delta\lambda_{1/2}$, где $\Delta\lambda_{1/2}$ указывает на ширину спектральной полосы многослойного зеркала на половине высоты коэффициента отражения. Спектральные зависимости пропускания фильтров и чувствительности детектора в пределах полосы отражения многослойного зеркала являются плавными функциями, могут быть вынесены за знак интеграла и заменены на их значение при резонансной длине волны $\lambda_{\text{рез}}$. Исключения составляют предкраевые области пропускания фильтров и край поглощения Si на длине волны 12,4 нм, где наблюдается небольшой скачок чувствительности детектора. В случае узких изолированных спектральных линий можно считать, что практически вся энергия сосредоточена вблизи $\lambda_{\text{линии}}$, следовательно, энергия, сосредоточенная в эмиссионной линии $E_{\text{линии}}$ и число фотонов $N_{\text{линии}}$ могут быть определены следующим образом:

$$E_{\text{линии}} = \frac{4\pi \cdot \alpha V}{\gamma \delta T^2 R} \quad (2.3)$$

$$N_{\text{линии}} = E_{\text{линии}} \cdot \frac{\lambda_{\text{линии}}}{hc} \quad (2.4)$$

При проведении исследований был выбран диапазон усиления, в котором чувствительность усилителя α составляла 10^{-11} Кл/В; T – коэффициент пропускания используемого Mo/Be пленочного фильтра на исследуемой длине волны, R – коэффициент отражения МРЗ на исследуемой длине волны. Спектральные зависимости пропускания фильтров и отражения зеркал приведены в соответствующем разделе. При работе прибора полное расстояние от лазерной искры до диафрагмы диаметром 4 мм составило 480 мм. Таким образом, телесный угол, из которого регистрировалось эмиссионное излучение лазерной искры, составляет $\gamma = 5,45 \cdot 10^{-5}$ Ср.

Оценка погрешностей проводимых измерений

Шум системы детектирования РСМ-500 измерялся путем разобщения объемов камеры источника и камеры прибора с помощью пневмозатвора. Его величина была малой и оценивалась в 1 - 2 имп/с. Стабильность сигнала измерялась путем многократной записи спектра какой-либо спектральной линии и ее окрестностей при типичных временах накопления сигнала, составляющих 3 - 5 сек на точку. Измеренные интенсивности линии в таком случае отличались не более чем на 5 % и определялись в основном стабильностью высоковольтного источника питания ВЭУ. Погрешности измерений при использовании РСМ-500 не велики и составляют около 5 - 7 % при типичных временах накопления сигнала, составляющих 3 - 5 с на точку. При многократном измерении одного и того же спектра при одинаковой юстировке установки спектры воспроизводятся с большой точностью. Вместе с тем при изменении положения газовой струи относительно лазерной искры могут наблюдаться изменения интенсивностей спектральных линий более 10 %. Особым случаем являются эмиссионные спектры ксенона, интенсивность линий которых сильно зависит от вакуумных условий в установке. При изменении условий откачки наблюдались существенные изменения эмиссионных спектров.

Для оценки погрешностей измерений зеркального спектрометра были проведены отдельные исследования ошибок измерения рентгенооптических характеристик используемых компонентов. В погрешность определения величины энергии, излучаемой лазерной искрой в определенную спектральную полосу (см. формулу (3)), входят погрешности экспериментального определения следующих величин: коэффициента отражения многослойного рентгеновского зеркала; коэффициентов пропускания пленочных фильтров; чувствительности фотодиода и коэффициента усиления сигнала; напряжения; телесного угла, под которым лазерная искра наблюдается детектором излучения.

Таким образом:

1) Относительная погрешность измерения коэффициентов отражения используемого МРЗ (R) и пропускания свободновисящих фильтров (T) составляет ~2 %.

2) Относительная погрешность определения коэффициента усиления усилителя (α) составляет порядка 10 %.

3) Относительная погрешность определения чувствительности фотодиода (δ), используемого в качестве детектора, составляет приблизительно 10 %.

4) Погрешность измерения напряжения в цепи детектора (V) составляла 0,01 В.

5) Относительная погрешность измерения телесного угла (γ) составляет не более 1 %.

Учет перечисленных источников погрешностей позволяет оценить погрешность измерения энергии (W), излучаемой лазерной искрой в исследуемую спектральную полосу. При измерении данной энергии для отдельно стоящей узкой эмиссионной линии относительная погрешность составляет порядка 20 % в спектральном диапазоне 2,5 - 18 нм.

При проведении измерений интенсивности излучения широких эмиссионных полос ситуация несколько сложнее. Для расчета энергии, излучаемой искрой, необходимо учитывать спектральную форму эмиссионной полосы, а также спектральную зависимость коэффициента отражения МРЗ под углом, соответствующим Брэгговскому отражению излучения на длине волны, соответствующей максимуму эмиссионной полосы. Учет данных зависимостей является весьма трудоемкой задачей, решение которой в данной диссертационной работе не проводилось. Дело в том, что при использовании ЛПИ в различных приборах (ЭУФ литограф, МР микроскоп, рефлектометр для аттестации многослойных зеркал) совместно с источником излучения применяется оптическая система, в которой используются МРЗ. Поэтому целесообразно характеризовать источник ЭУФ излучения именно энергией, излучаемой в спектральной полосе,

ширина которой соответствует ширине спектральной кривой отражения используемых МРЗ.

Методика определения разрешающей способности изображающей системы

Для определения разрешающей способности ЭУФ микроскопа были получены изображения тест-объекта на длине волны 11,25 нм. В качестве тест-объекта использовался образец – кремниевая пластина с окошками квадратной формы размером 180×180 мкм и острыми краями. Измерения проводились следующим образом: тест-объект размещался в фокусе оптической системы ЭУФ микроскопа, подсветка образца осуществлялась излучением лазерной плазмы, образующейся при возбуждении газовой мишени криптона сфокусированным лазерным излучением. В данном эксперименте формирование газоструйной мишени осуществлялось при истечении газа в объем вакуумной камеры через коническое сверхзвуковое сопло. Диаметр критического сечения сопла составлял 500 мкм. Для снижения расхода криптона и уровня остаточного давления в вакуумной камере в процессе работы ЭУФ источника использовался импульсный клапан. Синхронизация лазерных импульсов с импульсами подачи газа осуществлялось при помощи блока питания с синхронизацией. Давление газа на входе в сопло в процессе проведения экспериментов составляло 6 бар. Длительность возбуждающего лазерного импульса составляла 10 нс, энергия импульса 0,25 Дж. Настройка микроскопа на тест-объект осуществлялась с помощью настроечных винтов на сильфонном узле, путем перемещения объектива Шварцшильда вдоль фокусной оси, так чтобы получить изображение тест-объекта с максимальной резкостью. На рис. 29 показано полученное изображение тест-объекта – а) его сечение и производная – б).

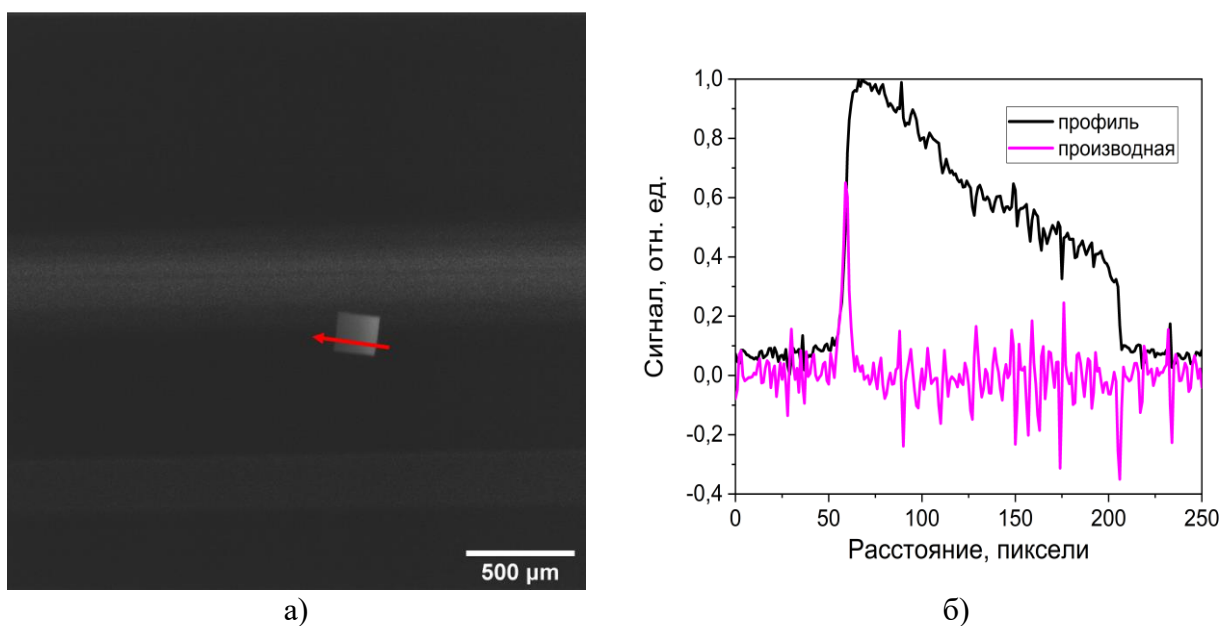


Рис. 29. а) Изображение тест-объекта на длине волны 11,25 нм (красной стрелкой показано направление, вдоль которого построено сечение изображения) б) сечение изображения и его производная.

Анализируя ширину переходной области на рис. 29 б) можно экспериментально определить пространственное разрешение изготовленного микроскопа. На представленном изображении тест-объекта переходная область составляет порядка 4 мкм, что соответствует (с учетом пятикратного увеличения объектива) 3 пикселям детектора. Таким образом, экспериментально определенное пространственное разрешение прибора на длине волны 11,25 нм очень хорошо согласуется с результатами расчета функции рассеяния точки по данным оптической интерферометрии.

2.3. Проведение дополнительных измерений

В данном разделе диссертационной работы описаны результаты, полученные при проведении дополнительных измерений. Данные результаты необходимы для более подробной технической характеристики научно-исследовательской установки. Также некоторые результаты, полученные в ходе проведения дополнительных измерений, используются для проведения расчетов, описанных в пятой главе настоящей работы.

Измерение доли поглощаемого лазерного излучения газоструйными мишенями

По методике измерения доли поглощаемого лазерного излучения, описанной в разделе «Методики проведения измерений», было проведено экспериментальное исследование зависимости доли лазерного излучения, поглощаемой газоструйными мишенями различных газов, от давления газа на входе в сопло. Полученные зависимости показаны на рис. 30.

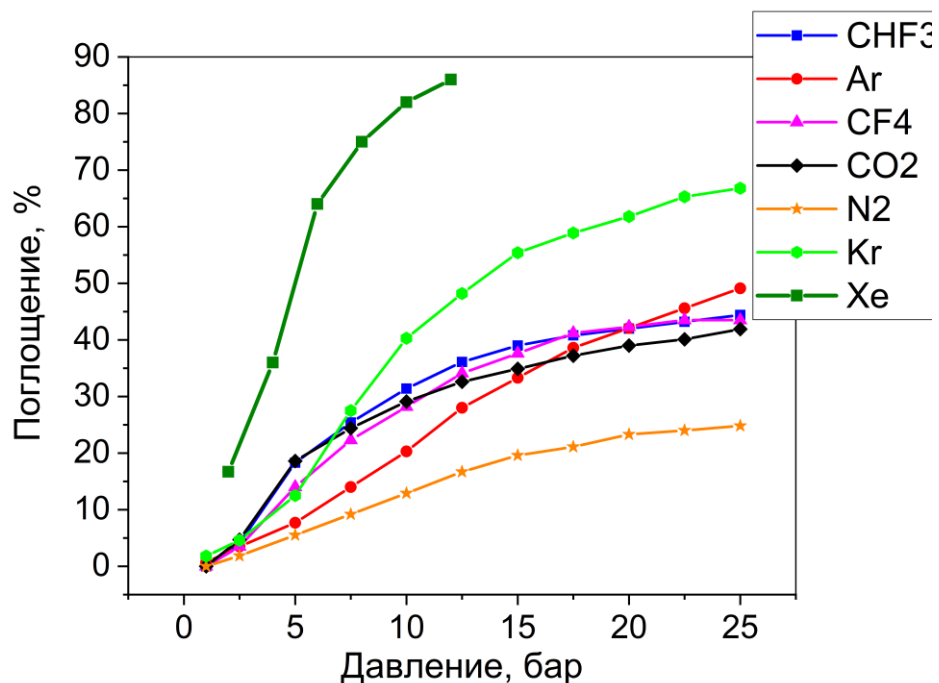


Рис. 30. Зависимости доли лазерного излучения, поглощаемой газоструйными мишенями различных газов, от давления газа на входе в сопло.

Видно, что зависимости для инертных и молекулярных газов существенно отличаются. У газоструйных мишеней инертных газов поглощение увеличивается во всем исследованном диапазоне давлений газа на входе в сопло. У газоструйных мишеней молекулярных газов зависимости выходят на насыщение при давлении газа на входе в сопло 20 - 25 бар.

Основные результаты главы 2

К основным результатам, полученным в главе 2 можно отнести следующие:

1) Разработан и изготовлен Брэгговский спектрометр на основе многослойных рентгеновских зеркал, позволяющий проводить измерения интенсивности эмиссионного излучения лазерно-плазменных источников в абсолютных единицах в спектральном диапазоне 2,5-30 нм. Погрешность проведения измерений с помощью данного прибора не более 20%.

2) Разработана и изготовлена изображающая система на основе двухзеркального объектива Шварцшильда, позволяющая получать изображение источника МР и ЭУФ излучения с пространственным разрешением в несколько микрометров.

3) Разработана методика исследования эмиссионных спектров ЛПИ при помощи решеточного спектрометра скользящего падения.

4) Разработана методика измерения интенсивности эмиссионного излучения в абсолютных единицах с помощью Брэгговского зеркального спектрометра в спектральном диапазоне 2,5-18 нм.

Глава 3. Исследование эмиссионных спектров ЛПИ с газоструйными мишенями

3.1. ЛПИ с газоструйными мишенями в диапазоне 5-18 нм

Газоструйные мишени на основе неона

Неон – легкий инертный газ, сравнительно тяжело откачивается турбомолекулярными насосами и не откачивается криогенными насосами, охлаждаемыми жидким азотом. Несмотря на сложность достижения высокого уровня вакуума при работе с неоном, данный газ может быть достаточно перспективной мишенью для ЛПИ. В МР и ЭУФ диапазонах неон характеризуется большим числом узких спектральных линий. Проведенные в ходе диссертационной работы исследования эмиссионных спектров неона в спектральном диапазоне 5 - 18 нм при импульсном лазерном возбуждении мишени опубликованы в [А3].

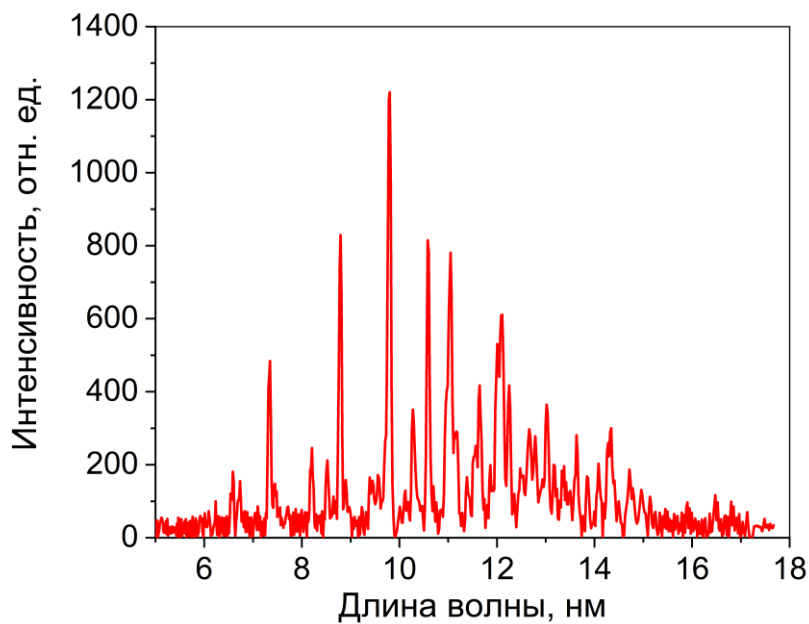


Рис. 31. Эмиссионный спектр газоструйной мишени неона.

На рис. 31 изображен экспериментально полученный эмиссионный спектр неона. В ходе эксперимента использовалось сверхзвуковое сопло $d_{\text{крит}}=500$ мкм. Давление газа на входе в сопло составляло 4 бар, энергия возбуждающего

лазерного импульса 0,8 Дж. Регистрация спектра производилась на решеточном спектрометре скользящего падения РСМ-500.

В спектре наблюдается ряд узких эмиссионных линий с различной интенсивностью. Излучение данных спектральных линий сформировано ионами неона с различным зарядом Ne V - Ne VIII. Наиболее высокоинтенсивные линии на длинах волн 9,81 нм и 8,81 нм соответствуют излучению, сформированному ионами Ne VIII. Подробные данные о зарегистрированных эмиссионных линиях приведены в табл. 6. Определение излучающих ионов и переходов проводилось в соответствии с [63 - 65]. Результаты приведены в табл. 1 в Приложении.

Газоструйные мишени на основе аргона

Аргон – легкодоступный инертный газ со средней атомной массой. Данный газ является достаточно перспективной мишенью для источников МР и ЭУФ излучения. Исследования эмиссионных спектров аргона в спектральном диапазоне 5 - 18 нм при использовании сопел различных типов для формирования газоструйной мишени проводились в работах [А4, 66]. В работе [А4] показано, что при формировании газоструйной мишени с помощью конусного сопла с большим диаметром критического сечения можно получить более высокую температуру плазмы в зоне лазерной искры, чем при формировании мишени с помощью истечения через капилляр. Более высокая температура плазмы в зоне лазерной искры приводит к увеличению интенсивности эмиссионного излучения в МР и ЭУФ областях спектра. Поэтому использование конусных сопел для формирования газоструйных мишеней в ЛПИ предпочтительнее по сравнению с капиллярами.

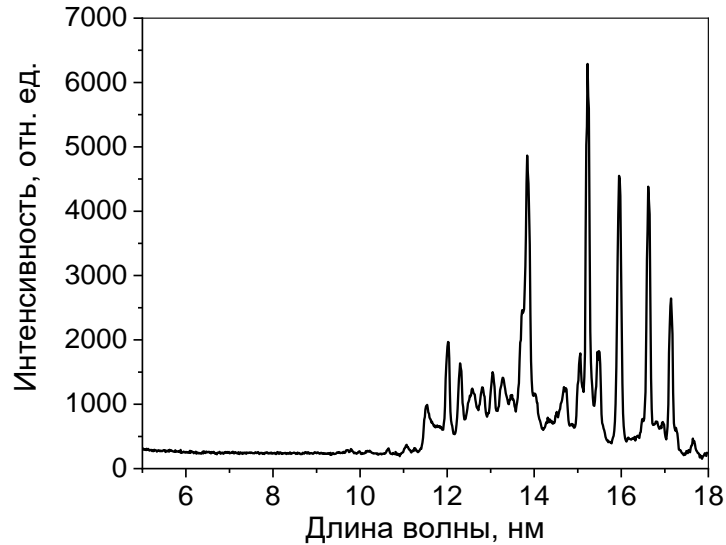


Рис. 32. Эмиссионный спектр газоструйной мишени аргона в диапазоне длин волн 5-18 нм.

На рисунке 32 изображен экспериментально полученный эмиссионный спектр аргона. В ходе эксперимента использовалось сверхзвуковое сопло $d_{\text{крит}}=500$ мкм. Давление газа на входе в сопло составляло 25 бар, энергия возбуждающего лазерного импульса 0,8 Дж.

На данном спектре наблюдается ряд высокоинтенсивных эмиссионных линий, соответствующих переходам в ионах аргона с различными степенями ионизации Ar VIII, Ar IX и Ar X. Наиболее высокоинтенсивные линии соответствуют переходам в ионах Ar VIII ($\lambda=13,84$ нм, 15,89 нм), Ar IX ($\lambda=15,25$ нм) и Ar X ($\lambda=16,55$ нм, 17,06 нм). Определение излучающих ионов и переходов проводилось в соответствии с [63, 64, 67]. Результаты приведены в табл. 2 в Приложении.

На рисунке 33 приведено сравнение эмиссионного спектра аргона, полученного на зеркальном спектрометре (прибор описан в соответствующем разделе), со спектром, зарегистрированным с помощью РСМ-500.

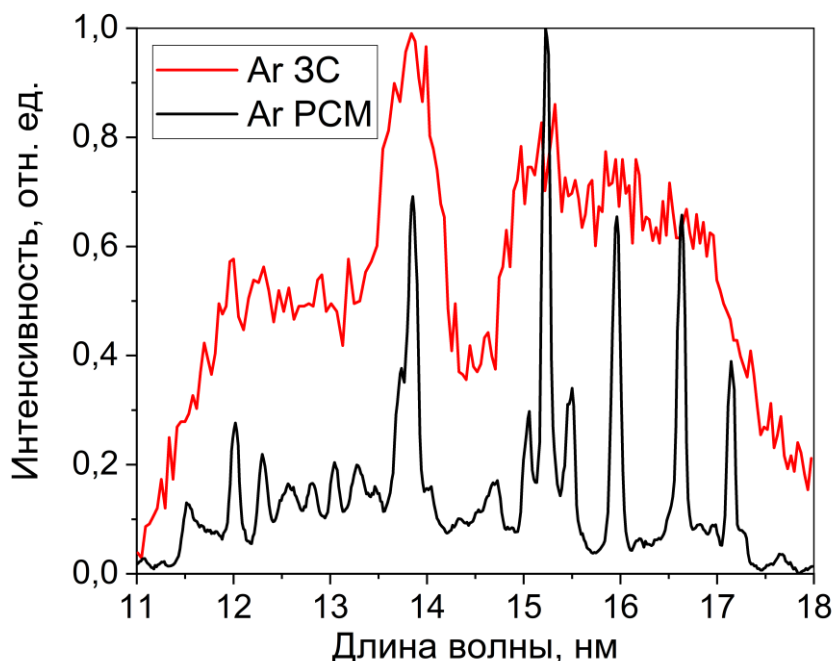


Рис. 33. Сравнение эмиссионных спектров аргона в спектральном диапазоне 11-18 нм, зарегистрированных с помощью зеркального спектрометра и РСМ-500.

Регистрация эмиссионных спектров проводилась в одинаковых экспериментальных условиях: давление газа на входе в сопло 25 бар, температура газа на входе в сопло 300 К. Регистрация эмиссионных спектров на зеркальном спектрометре проводилась с использованием Мо/Ве МРЗ и двух свободновисящих Zr/ZrSi₂ пленочных фильтров.

В спектре, полученном на зеркальном спектрометре, хорошо видна отдельно стоящая эмиссионная линия ионов Ar VIII $\lambda=13,84$ нм. Ряд эмиссионных линий в диапазоне длин волн 15 - 17 нм на зеркальном спектрометре не разрешается вследствие характеристик используемого Мо/Ве рентгеновского зеркала. Эмиссионные линии в диапазоне длин волн 12 - 13 нм на зеркальном спектрометре также не разрешаются. Резкое снижение уровня сигнала, регистрируемого детектором зеркального спектрометра, на длинах волн короче 11 нм объясняется наличием края поглощения у используемого Мо/Ве рентгеновского зеркала. Таким образом, по методике расчета абсолютной интенсивности наблюдаемых эмиссионных линий, описанной в соответствующем разделе, можно рассчитать

абсолютную интенсивность излучения в спектральные полосы $\lambda=12\pm0,3$ нм, $\lambda=13,84\pm0,35$ нм, $\lambda=15,24\pm0,41$ нм. Энергия и число фотонов, излучаемые на указанных длинах волн в полный телесный угол за один импульс возбуждающего лазера, приведены в таблице 6.

Таблица 6. Абсолютные интенсивности эмиссионного излучения лазерной искры в газоструйной мишени аргона 4π стерадиан при давлении газа на входе в сопло 25 бар.

Спектральная полоса, нм	W, Вт	N, фот/с
12±0,3	$2,9 \cdot 10^{-3}$	$1,8 \cdot 10^{14}$
13,84±0,38	$2,9 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{14}$
15,24±0,41	$3,4 \cdot 10^{-3}$	$2,6 \cdot 10^{14}$

С помощью Брэгговского зеркального спектрометра были изучены эмиссионные спектры газоструйной мишени аргона при различных давлениях газа на входе в сопло. По результатам проведенных измерений была получена зависимость абсолютной интенсивности излучения в спектральные полосы $\lambda=12\pm0,3$ нм, $\lambda=13,84\pm0,38$ нм и $\lambda=15,24\pm0,41$ нм от давления газа на входе в сопло. Данные зависимости изображены на рис. 34.

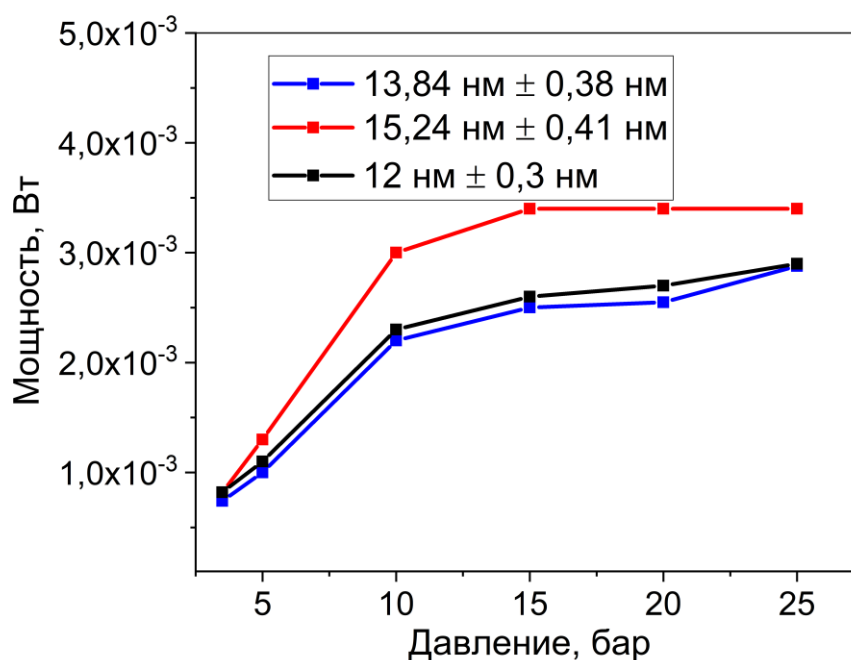


Рис. 34. Зависимости мощности излучения лазерной искры в газоструйной мишени аргона в 4π стерадиан от давления.

На представленном на рис. 34 графике, видно, что абсолютные интенсивности эмиссионного излучения трех исследованных спектральных полос существенно увеличиваются при увеличении давления аргона на входе в сопло от 3,5 до 15 бар. При увеличении давления газа свыше 15 бар увеличение интенсивности излучения замедляется. В целом за счёт увеличения давления газа на входе в сопло от 3,5 до 25 бар (примерно в 7 раз) получено увеличение интенсивности излучения в полосе $12\pm 0,3$ нм примерно в 3 раза; в полосе $13,84\pm 0,38$ нм примерно в 3,5 раза; в полосе $15,24\pm 0,41$ нм примерно в 4 раза.

Таким образом, аргон является достаточно удобной газовой мишенью для использования в ЛПИ. Газ инертный, хорошо откачивается вакуумными насосами. В спектральном диапазоне 5 - 18 нм имеет ряд достаточно ярких эмиссионных линий. При повышении плотности мишени за счет увеличения давления газа на входе в сопло можно добиться значительного увеличения интенсивности регистрируемых эмиссионных линий. При увеличении давления аргона на входе в сопло свыше 10 бар интенсивность эмиссионного излучения в исследованных

спектральных полосах увеличивается значительно медленнее, чем по линейной зависимости. При давлении газа в 15-20 бар на входе в сопло наблюдается выход зависимости абсолютной интенсивности излучения от давления на плато. Таким образом, оптимальное давление аргона на входе в сопло составляет ~20 бар. При дальнейшем повышении давления существенно возрастает нагрузка на откачную систему, и ухудшается вакуум в вакуумной камере, получаемый при этом прирост интенсивности эмиссионного излучения достаточно небольшой.

Газоструйные мишени на основе криптона

Криптон – инертный газ с большой атомной массой, легко откачивается как турбомолекулярными, так и криогенными вакуумными насосами. Это делает криптон удобной и перспективной мишенью для ЛПИ. В ЭУФ и МР области спектра криптон характеризуется большим количеством очень ярких эмиссионных линий. В данном разделе рассматриваемый спектральный диапазон для газоструйной мишени криптона несколько сужен, так как исследование абсолютных интенсивностей эмиссионных линий ионов криптона в длинах волн 5 - 6 нм проводилось с помощью Cr/Sc МРЗ (как и для диапазона длин волн 2,5 - 5 нм). Исследования эмиссионных спектров криптона в диапазоне длин волн 8 - 18 нм при использовании сопел различных типов для формирования газоструйной мишени описаны в [66], а также в работе автора [А4].

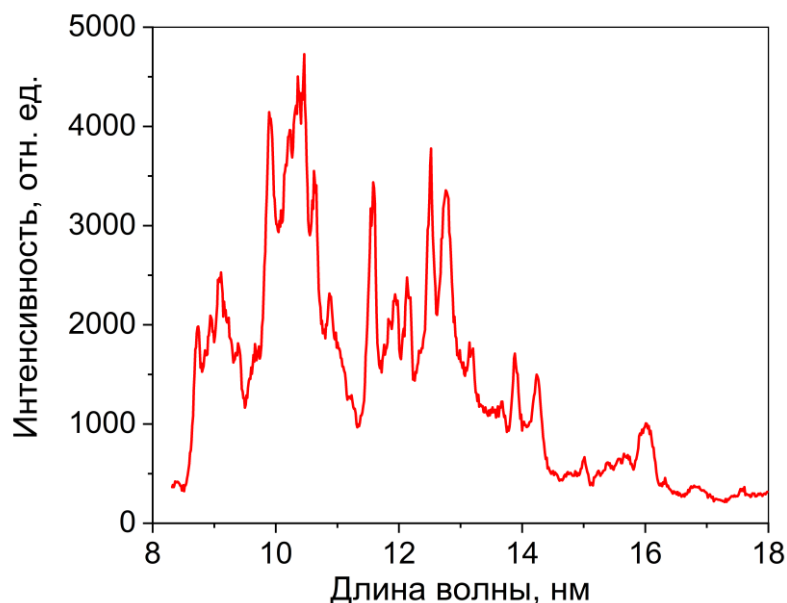


Рис. 35. Эмиссионный спектр газоструйной мишени криптона в диапазоне длин волн 8-18 нм.

На рисунке 35 изображен экспериментально полученный эмиссионный спектр криптона. В ходе эксперимента использовалось сверхзвуковое сопло $d_{\text{крит}}=500$ мкм. Давление газа на входе в сопло составляло 25 бар, энергия возбуждающего лазерного импульса 0,8 Дж. Регистрация спектра производилась на РСМ-500.

На данном спектре наблюдается ряд высокоинтенсивных эмиссионных линий, соответствующих переходам в ионах криптона с различными степенями ионизации Kr VIII, Kr IX и Kr X. Наиболее высокоинтенсивные линии на длинах волн ~ 10 нм и в диапазоне 12-12,5 нм соответствуют переходам в ионах Kr X и Kr VIII соответственно. Определение излучающих ионов и переходов проводилось в соответствии с [63, 64, 68]. Результаты приведены в табл. 3 в Приложении.

На рис. 36 приведено сравнение эмиссионного спектра криптона, полученного на зеркальном спектрометре (прибор описан в соответствующем разделе), со спектром, зарегистрированным с помощью РСМ-500.

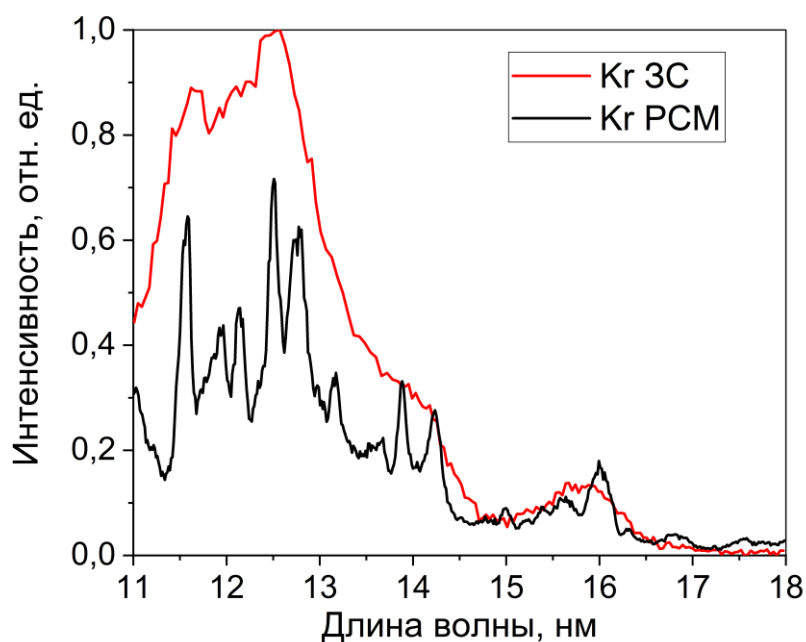


Рис. 36. Сравнение эмиссионных спектров криптона в диапазоне длин волн 11-18 нм, зарегистрированных с помощью зеркального спектрометра и РСМ-500.

Регистрация эмиссионных спектров проводилась в одинаковых экспериментальных условиях: давление газа на входе в сопло 25 бар, температура газа на входе в сопло 300 К. Регистрация эмиссионных спектров на зеркальном спектрометре проводилась с использованием Мо/Ве МРЗ и двух свободновисящих Zr/ZrSi₂ пленочных фильтров.

В спектре, полученном на зеркальном спектрометре, виден ряд эмиссионных линий ионов Kr VIII, которые не разрешились друг от друга вследствие характеристик используемого Мо/Ве рентгеновского зеркала. Резкое снижение уровня сигнала, регистрируемого детектором зеркального спектрометра, в длинах волн короче 11 нм объясняется наличием края поглощения у используемого Мо/Ве рентгеновского зеркала. Таким образом, по методике расчета абсолютной интенсивности наблюдаемых эмиссионных линий, описанной в соответствующем разделе, можно рассчитать абсолютную интенсивность на длинах волн $\lambda=11,5\pm 0,26$ нм, $\lambda=12,47\pm 0,33$ нм и $\lambda=16\pm 0,43$ нм. Энергия и число фотонов, излучаемые на

указанных длинах волн, в полный телесный угол за один импульс возбуждающего лазера приведены в таблице 7.

Таблица 7. Абсолютные интенсивности эмиссионного излучения лазерной искры в газоструйной мишени криптона в 4π стерадиан при давлении газа на входе в сопло 25 бар.

Спектральная полоса, нм	W, Вт	N, фот/с
11,5±0,26	$1,3 \cdot 10^{-2}$	$7,5 \cdot 10^{14}$
12,47±0,33	$6,8 \cdot 10^{-3}$	$4,3 \cdot 10^{14}$
16±0,43	$3,5 \cdot 10^{-3}$	$2,8 \cdot 10^{14}$

С помощью Брэгговского зеркального спектрометра были изучены эмиссионные спектры газоструйной мишени аргона при различных давлениях газа на входе в сопло. По результатам проведенных измерений была получена зависимость абсолютной интенсивности в спектральных полосах 11,5±0,26 нм; 12,47±0,33 нм; 16±0,43 нм от давления газа на входе в сопло. Данные зависимости изображены на рис. 37.

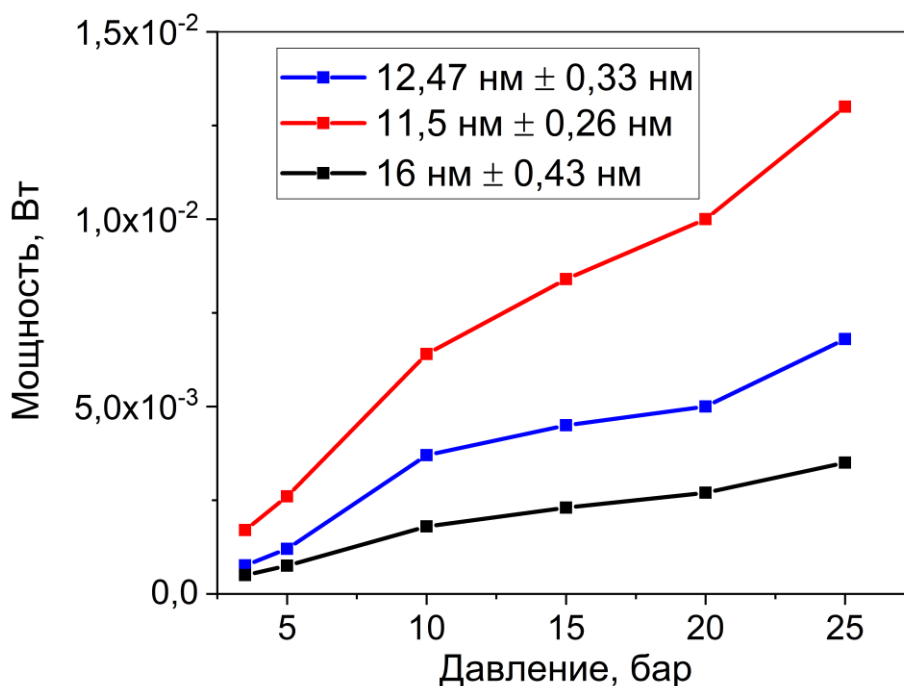


Рис. 37. Зависимости мощности излучения лазерной искры в газоструйной мишени криптона в 4π стерадиан от давления.

На представленных на рис. 37 графиках видно, что абсолютная интенсивность трёх исследованных спектральных полос существенно увеличивается при повышении давления газа на входе в сопло вплоть до 25 бар. При этом увеличение интенсивности происходит нелинейно от давления. В целом за счёт увеличения давления газа на входе в сопло от 3,5 до 25 бар (примерно в 7 раз) получено увеличение интенсивности излучения в полосе $11,5 \pm 0,26$ нм примерно в 7,5 раз; в полосе $12,47 \pm 0,33$ нм примерно в 9 раз; в полосе $16 \pm 0,43$ нм примерно в 7 раз.

Таким образом, криптон является достаточно удобной газовой мишенью для использования в ЛПИ. Газ инертный, хорошо откачивается вакуумными насосами. В спектральном диапазоне 8 - 18 нм имеет ряд ярких эмиссионных линий. В данном спектральном диапазоне криптон является одной из самых ярких доступных газовых мишеней. При повышении плотности мишени за счет увеличения давления газа на входе в сопло можно добиться значительного увеличения интенсивности

регистрируемых эмиссионных линий. Для достижения наибольшей интенсивности эмиссионного излучения криптона в диапазоне длин волн 8 - 18 нм необходимо подавать газ под высоким давлением, свыше 25 бар на входе в сопло. Также стоит отметить, что многие эмиссионные линии криптона расположены близко друг к другу настолько, что практически сливаются в широкие эмиссионные полосы. Это может дать существенное преимущество при использовании ЛПИ с криптоновыми мишенями для приложений, не требующих источника со спектром, близким к монохроматическому.

Газовые мишени на основе ксенона

Ксенон – тяжелый инертный газ, легко откачиваемый турбомолекулярными и криогенными насосами. В ЭУФ и МР диапазоне спектр ксенона характеризуется несколькими яркими широкими эмиссионными полосами. Поэтому ксенон является очень перспективной и широко исследуемой мишенью для ЛПИ, предназначенных для ЭУФ нанолитографии. В данном разделе спектральный диапазон, в котором исследуются эмиссионные спектры газоструйной мишени ксенона, был несколько уменьшен и составил 8 - 18 нм. Исследования эмиссионных спектров газоструйной мишени ксенона в спектральном диапазоне 8 - 18 нм, проведенные автором диссертации, описаны в [А5, А13].

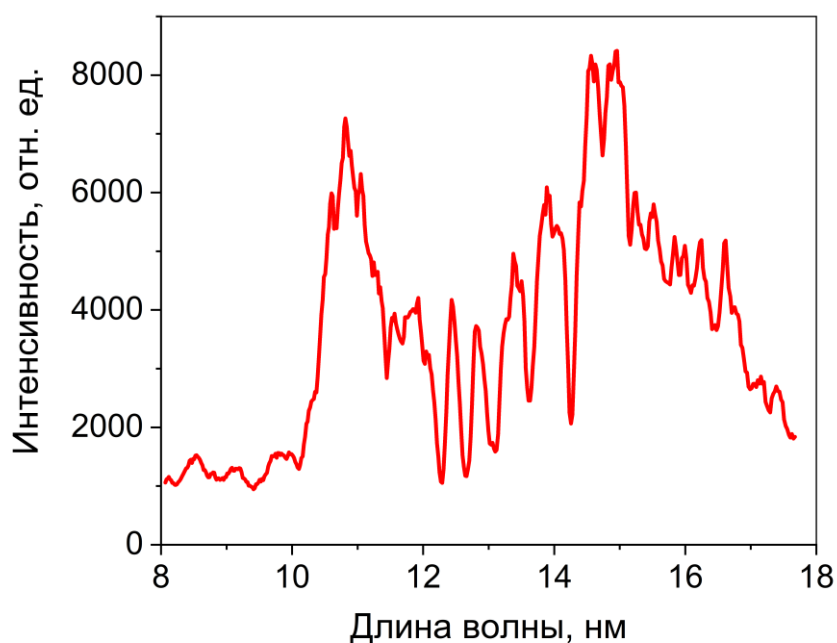


Рис. 38. Эмиссионный спектр газоструйной мишени ксенона в диапазоне длин волн 8-18 нм.

На рисунке 38 изображен экспериментально полученный эмиссионный спектр ксенона. В ходе эксперимента использовалось сверхзвуковое сопло $d_{\text{крит}}=500$ мкм. Давление газа на входе в сопло составляло 10 бар, энергия возбуждающего лазерного импульса 0,8 Дж. Регистрация спектра производилась на РСМ-500.

На данном спектре наблюдается ряд высокоинтенсивных эмиссионных полос, соответствующих переходам в ионах ксенона с различными степенями ионизации Хе VIII - Хе XI. Наиболее высокоинтенсивные полосы на длине волны ~15 нм соответствуют излучению, сформированному ионами Хе X. Также зарегистрирована широкая и яркая эмиссионная полоса с максимумом на длине волны 10,65 нм. Данная полоса в литературе обычно обозначается аббревиатурой UTA (Unresolved Transition Array). Определение излучающих ионов и переходов проводилось в соответствии с [63, 64, 69]. Результаты приведены в таблице 4 в Приложении.

На рис. 39 приведено сравнение эмиссионного спектра ксенона, полученного на зеркальном спектрометре (прибор описан в соответствующем разделе), со спектром, зарегистрированным с помощью РСМ-500.

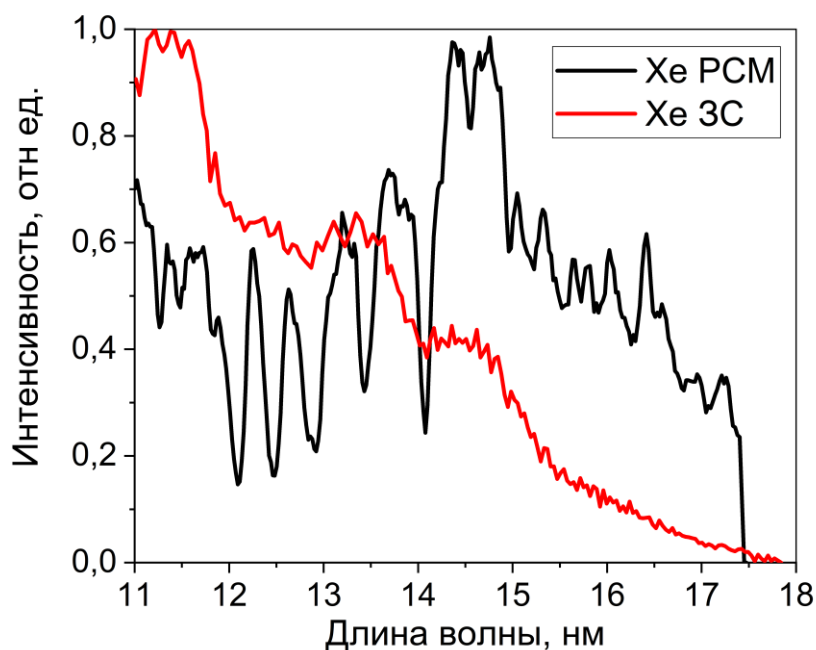


Рис. 39. Сравнение эмиссионных спектров ксенона в диапазоне длин волн 11-18 нм, зарегистрированных с помощью зеркального спектрометра и РСМ-500.

Регистрация эмиссионных спектров проводилась в одинаковых экспериментальных условиях: давление газа на входе в сопло 8 бар, температура газа на входе в сопло 300 К. Регистрация эмиссионных спектров на зеркальном спектрометре проводилась с использованием Mo/Be МРЗ и двух свободновисящих Zr/ZrSi₂ пленочных фильтров. Выбор невысокого, по сравнению с другими газоструйными мишенями, давления газа на входе в сопло здесь и в дальнейших экспериментах с Хе мишенью обусловлен значительным самопоглощением излучения как в остаточном газе, так и в периферийных частях газовой струи. Среди всех исследованных в рамках диссертационной работы газоструйных мишеней данный эффект наиболее ярко выражен именно в мишенях ксенона. Поэтому максимальная яркость излучения плазмы, сформированной в

газоструйных мишенях Хе, наблюдается при меньшем давлении газа на входе в сопло в сравнении с другими газами.

В спектре, полученном на зеркальном спектрометре, наблюдается эмиссионная полоса ионов ксенона Хе IX с максимумом на длине волны 11,34 нм. Эмиссионные полосы с максимумами в более длинноволновой области спектра не разрешаются друг от друга ввиду недостаточного спектрального разрешения используемого Мо/Ве МРЗ. Таким образом, по методике расчета абсолютной интенсивности, описанной ранее, можно рассчитать абсолютную интенсивность излучения в полосах $11,34 \pm 0,24$ нм, $13,8 \pm 0,38$ нм и $14,8 \pm 0,4$ нм. Энергия и число фотонов, излучаемые в указанных полосах в полный телесный угол за один импульс возбуждающего лазера, приведены в таблице 8.

Таблица 8. Абсолютные интенсивности эмиссионного излучения лазерной искры в газоструйной мишени ксенона в 4π стерадиан при давлении газа на входе в сопло 10 бар.

Спектральная полоса, нм	W, Вт	N, фот/с
11,34±0,24	$1,1 \cdot 10^{-1}$	$6,3 \cdot 10^{15}$
13,8±0,38	$5,5 \cdot 10^{-2}$	$3,8 \cdot 10^{15}$
14,8±0,4	$6,5 \cdot 10^{-3}$	$4,9 \cdot 10^{15}$

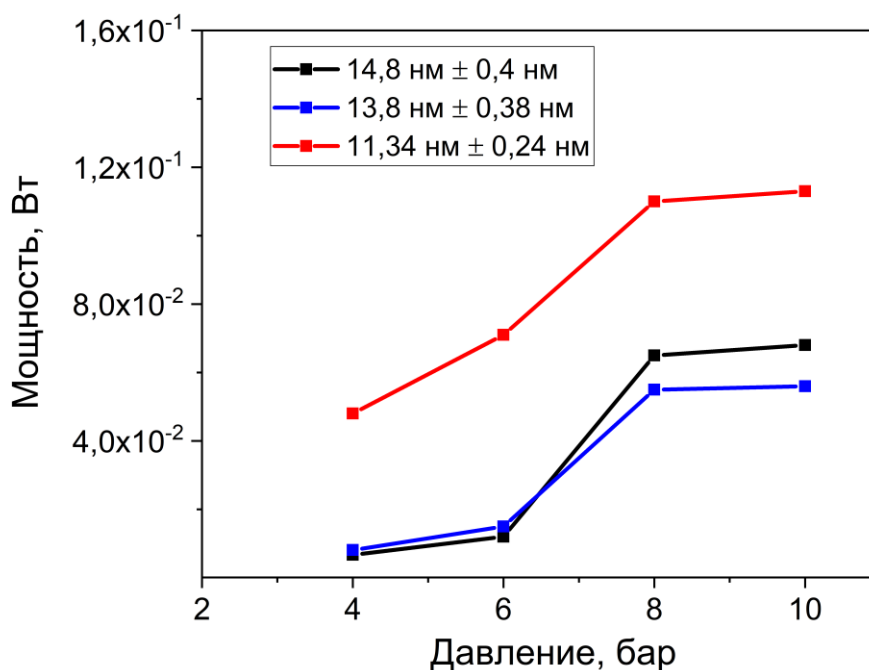


Рис. 40. Зависимость мощности излучения лазерной искры в газоструйной мишени ксенона в 4π стерадиан от давления.

Были проведены измерения абсолютной интенсивности излучения лазерной плазмы, формируемой в газоструйной мишени ксенона при различных давлениях газа на входе в сопло. На представленном на рис. 40 графике видно, что абсолютная интенсивность трёх исследованных спектральных полос существенно увеличивается при повышении давления газа на входе в сопло до 8 бар. Увеличение интенсивности происходит нелинейно от давления. При увеличении давления газа на входе в сопло от 8 до 10 бар увеличение абсолютной интенсивности эмиссионного излучения практически прекращается

Также проводилась серия экспериментов по исследованию влияния энергии лазерного импульса на интенсивность эмиссионного излучения. В данной серии экспериментов давление газа на входе в сопло составляло 8 бар. Энергия возбуждающего лазерного импульса изменялась в диапазоне 0,4 - 0,8 Дж. Полученная в ходе проведения экспериментов зависимость энергии, излучаемой лазерной искрой в спектральной полосе $11,34 \pm 0,24$ нм в полный телесный угол 4π за один лазерный импульс, от энергии лазерного импульса представлена на рис. 41.

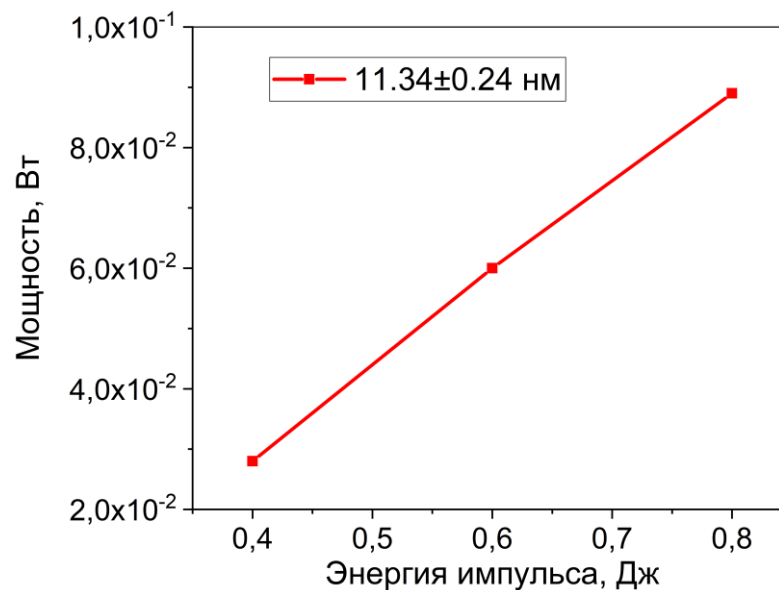


Рис. 41. Зависимость мощности излучения лазерной искры в газоструйной мишени ксенона в спектральной полосе $11,34 \pm 0,24$ нм в 4π стерадиан от энергии лазерного импульса.

Из представленной зависимости видно, что в исследованном диапазоне энергий лазерного импульса увеличение интенсивности излучения в полосе $11,34 \pm 0,24$ нм происходит почти линейно.

Таким образом, ксенон является одной из самых удобных и перспективных мишеней для ЛПИ в ЭУФ и МР спектральном диапазоне. Эмиссионная полоса с максимумом на длине волн 11,34 нм характеризуется высокой яркостью излучения при сравнительно невысоком (порядка 8 бар) давлении газа на входе в сопло. При работе с ксеноном необходимо учитывать самопоглощение излучения в периферийной части газовой струи и в остаточном газе в вакуумной камере. Это обстоятельство значительно влияет на требования к остаточному давлению в вакуумной камере, ограничивает диапазон используемых давлений газа на входе в сопло, а также усложняет юстировку источника.

Перемещение точки фокуса лазерного излучения относительно края сопла

Одним из существенных технических недостатков ЛПИ с газоструйными мишенями является деградация сопла под воздействием ионов, разлетающихся из зоны лазерной искры. Деградация сопла приводит к изменению профиля сопла и, соответственно, процесса истечения струи из сопла, а также к распылению его материала по вакуумной камере установки и, как следствие, к загрязнению оптических элементов. Наиболее ярко данный недостаток может проявиться в литографических установках при возбуждении плазмы мощными высокочастотными лазерными системами. Для уменьшения деградации сопла при работе источника и снижения негативных последствий данного эффекта можно увеличить расстояние между областью лазерной искры и краем сопла.

Из гидрогазодинамики известно, что при удалении от края сопла плотность частиц в газовой струе снижается. Как следствие, будет снижаться эффективность поглощения лазерного излучения газовой струей и интенсивность излучения ЛПИ. Для того, чтобы оценить возможность удаления зоны лазерной искры от края сопла была проведена серия экспериментов по измерению абсолютной интенсивности излучения ЛПИ при различном расстоянии между точкой фокуса лазерного излучения и краем сопла.

Эксперименты проводились при давлении газа на входе в сопло 8 бар и энергии лазерного импульса 0,8 Дж. Для изменения расстояния между точкой фокуса лазерного излучения и краем сопла осуществлялось перемещение сопла на трехкоординатной подвижке. Для детектирования излучения использовался двухзеркальный монохроматор, описанный в соответствующем разделе данной диссертационной работы. Полученные в ходе экспериментов зависимости абсолютной интенсивности излучения от расстояния между точкой фокуса лазерного излучения и краем сопла при различных давлениях ксенона на входе в сопло представлены на рис. 42. Точка $x=0,3$ мм соответствует минимально возможному для нашей установки расстоянию между точкой фокуса лазерного излучения и краем сопла. При меньшем расстоянии лазерный луч попадает в край

сопла. Данная ситуация является неприемлемой при работе ЛПИ, поэтому исследования начинались при минимально возможном расстоянии, при котором лазерный луч не попадает в край сопла. Описание проведенных экспериментов и их результатов приводятся в работе [А11].

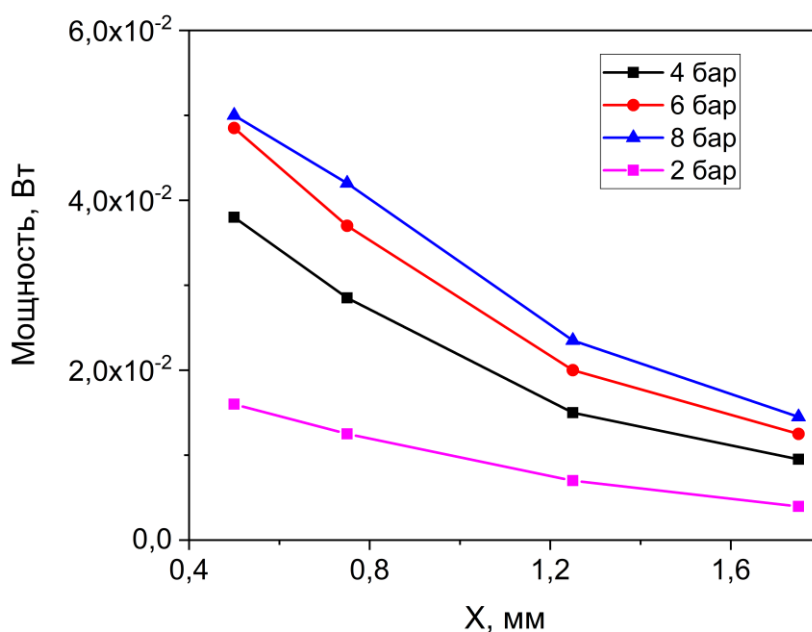


Рис. 42. Зависимости мощности излучения лазерной плазмы ксенона в полосе $11,16 \pm 0,13$ нм в 2π стерадиан от расстояния между точкой фокуса лазерного излучения и краем сопла.

Из представленных на рис. 42 зависимостей видно, что при удалении точки фокуса лазерного излучения от края сопла интенсивность эмиссионного излучения снижается. При $x \approx 1$ мм наблюдается почти двукратное снижение интенсивности по сравнению с точкой $x=0,3$ мм. Таким образом, при использовании в ЛПИ сверхзвуковой газоструйной мишени ксенона можно снизить негативные эффекты, связанные с деградацией сопла под воздействием ионов плазмы, путем увеличения расстояния между лазерной искрой и краем сопла. При этом абсолютная интенсивность излучения источника, а значит, и коэффициент конверсии лазерного излучения в МР и ЭУФ диапазонах снижаются.

Для того, чтобы отодвинуть зону формирования лазерной искры от края сверхзвукового сопла и при этом сохранить высокую интенсивность эмиссионного излучения, можно использовать в качестве мишени скачок уплотнения, образующийся при лобовом столкновении двух сверхзвуковых потоков газа. Данный скачок уплотнения представляет собой область, по форме похожую на линзу, с высокой концентрацией атомов газа, расположенную на достаточно значительном расстоянии от краев сопел. Первые исследования интенсивности эмиссионного излучения, получаемого при возбуждении скачков уплотнения лазерным излучением, сделанные в рамках диссертационной работы описаны в работах [А2, А7]. Результаты, полученные в данных работах, можно существенно улучшить за счет использования сопел с лучшим качеством поверхности, а также за счет увеличения мощности откачных систем для существенного улучшения остаточного вакуума в объеме установки.

Газоструйные мишени на основе углекислоты

Углекислота – тяжелый, хорошо откачиваемый молекулярный газ. Данный газ характеризуется линейчатым спектром с высокоинтенсивными эмиссионными линиями в диапазоне длин волн 5 - 18 нм. Углекислота – легкоконденсирующийся газ, поэтому при повышении давления можно ожидать существенного увеличения плотности кластеризованной части газовой струи и, как следствие, увеличения интенсивности эмиссионного излучения. Исследования эмиссионных спектров углекислоты в диапазоне длин волн 10 - 20 нм при использовании сопел различных типов для формирования газоструйной мишени, проведенные в диссертационной работе, опубликованы в [А1, А6].

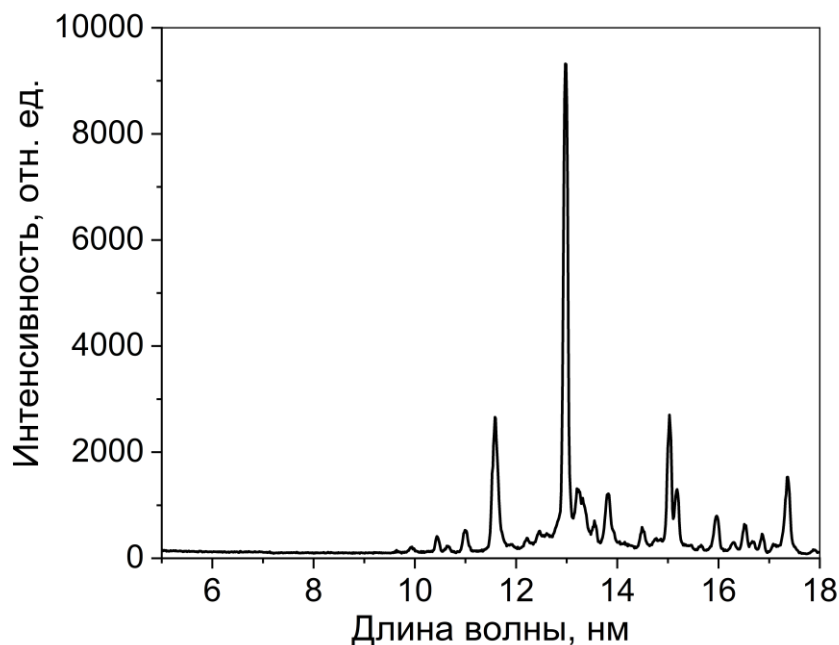


Рис. 43. Эмиссионный спектр газоструйной мишени углекислоты в диапазоне длин волн 5-18 нм.

На рисунке 43 изображен экспериментально полученный эмиссионный спектр углекислоты. В ходе эксперимента использовалось сверхзвуковое сопло $d_{\text{крит}}=500$ мкм. Давление газа на входе в сопло составляло 25 бар, энергия возбуждающего лазерного импульса 0,8 Дж. Регистрация спектра производилась на РСМ-500.

При описанных экспериментальных условиях наблюдается линейчатый спектр с высокоинтенсивными эмиссионными линиями ионов кислорода O V и O VI. Наиболее высокоинтенсивные линии на длинах волн 11,64 нм, 12,98 нм, 15,01 нм, 17,31 нм соответствуют ионам O VI. Эмиссионные линии ионов углерода в данном спектральном диапазоне не зарегистрированы. Вероятно, это связано с низкими вероятностями переходов в ионах углерода, излучающих в данном диапазоне длин волн. Определение излучающих ионов и переходов проводилось в соответствии с [63,64]. Результаты приведены в табл. 5 в Приложении.

На рисунке 44 приведено сравнение эмиссионного спектра углекислоты, полученного на зеркальном спектрометре (прибор описан в соответствующем разделе), со спектром, зарегистрированным с помощью РСМ-500.

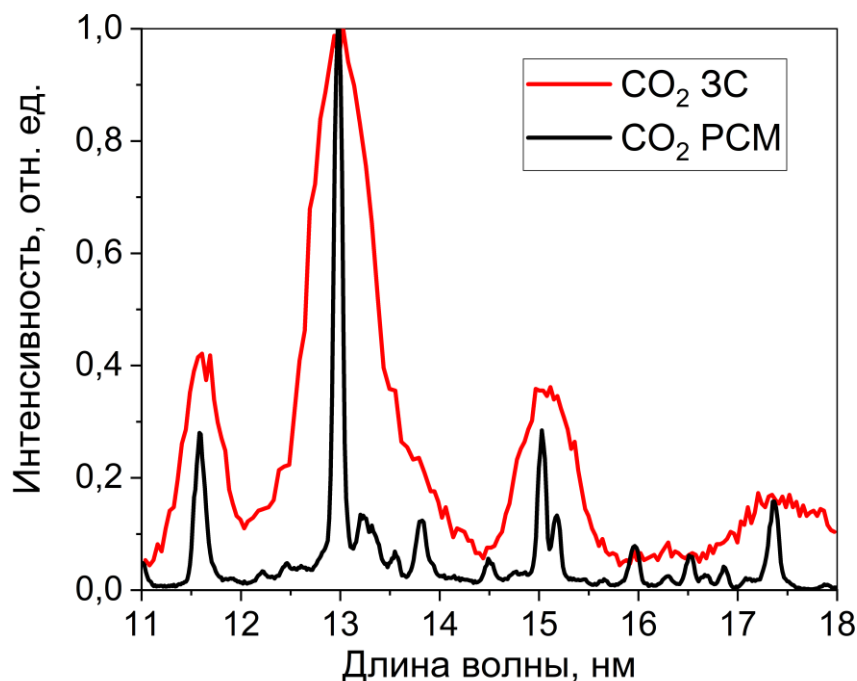


Рис. 44. Сравнение эмиссионных спектров углекислоты в диапазоне 11-18 нм, зарегистрированных с помощью зеркального спектрометра и РСМ-500.

Регистрация эмиссионных спектров проводилась в одинаковых экспериментальных условиях: давление газа на входе в сопло 25 бар, температура газа на входе в сопло 300 К. Регистрация эмиссионных спектров на зеркальном спектрометре проводилась с использованием Мо/Ве МРЗ и двух свободновисящих Zr/ZrSi₂ пленочных фильтров.

В спектре, полученном с помощью зеркального спектрометра, наблюдается яркая отдельно стоящая линия ионов O VI на длине волны 11,64 нм. Также хорошо видны две пары линий 12,98 нм - 13,18 нм и 15,01 нм - 15,15 нм. Спектральные линии в данных парах на спектре, полученном на зеркальном спектрометре, не разрешаются друг от друга. Таким образом, по методике расчета абсолютной

интенсивности наблюдаемых эмиссионных линий, описанной в соответствующем разделе, можно рассчитать абсолютную интенсивность в спектральных полосах $11,64 \pm 0,27$ нм; $12,98 \pm 0,3$ нм и $15,01 \pm 0,41$ нм. Энергия и число фотонов, излучаемые в указанных спектральных полосах в полный телесный угол за один импульс возбуждающего лазера, приведены в таблице 9.

Таблица 9. Абсолютные интенсивности эмиссионного излучения лазерной искры в газоструйной мишени углекислоты при давлении газа на входе в сопло 25 бар.

Спектральная полоса, нм	W, Вт	N, фот/с
11,64±0,27	$2,5 \cdot 10^{-3}$	$1,5 \cdot 10^{14}$
12,98±0,3	$2,4 \cdot 10^{-3}$	$1,6 \cdot 10^{14}$
15,01±0,41	$1,3 \cdot 10^{-3}$	$9,8 \cdot 10^{13}$

С помощью Брэгговского зеркального спектрометра были изучены эмиссионные спектры газоструйной мишени углекислоты при различных давлениях газа на входе в сопло. По результатам проведенных измерений были получены зависимости абсолютных интенсивностей эмиссионного излучения в спектральные полосы $\lambda = 11,64 \pm 0,27$ нм; $12,98 \pm 0,3$ нм и $15,01 \pm 0,41$ нм от давления газа на входе в сопло. Данные зависимости изображены на рис. 45.

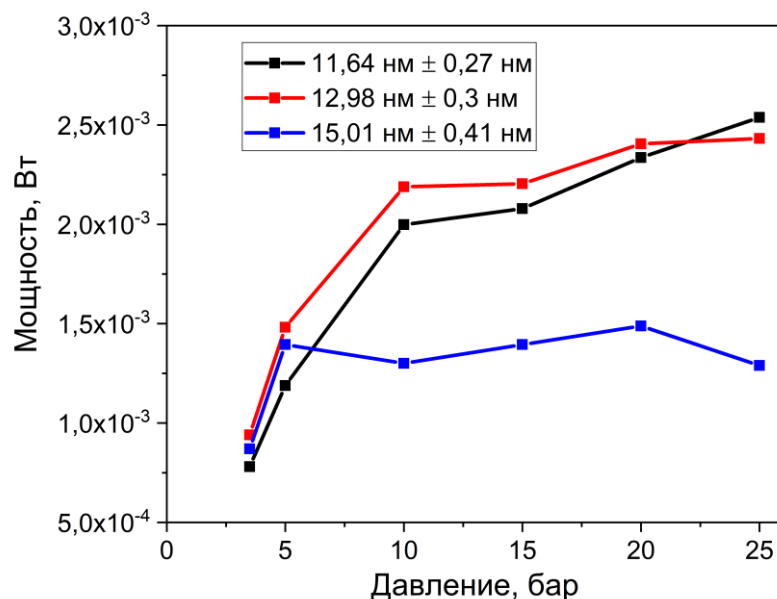


Рис. 45. Зависимости мощности излучения лазерной искры в газоструйной мишени углекислоты в 4π стерадиан от давления.

На данной зависимости видно, что интенсивность излучения при повышении давления изменяется по-разному для разных спектральных полос. Интенсивность излучения в спектральной полосе $11,64 \pm 0,27$ нм достаточно существенно увеличивается при повышении давления газа на входе в сопло вплоть до 25 бар, в то время как интенсивность излучения в спектральной полосе $12,98 \pm 0,3$ нм выходит на насыщение при давлении газа на входе в сопло ~ 25 бар. Интенсивность излучения в спектральной полосе $15,01 \pm 0,41$ нм имеет максимум при давлении газа на входе в сопло ~ 10 бар, а при дальнейшем увеличении давления интенсивность начинает снижаться.

Таким образом, углекислота является хорошей газовой мишенью для использования в ЛПИ. Газ легко откачивается как турбомолекулярными, так и криогенными насосами. В спектральном диапазоне 10 - 20 нм имеет ряд достаточно узких и ярких эмиссионных линий. За счет изменения давления газа на входе в сопло можно подобрать оптимальные условия для получения максимальной интенсивности эмиссионного излучения на выбранной длине волны. В целом можно сказать, что при возбуждении газоструйной мишени углекислоты

лазерными импульсами наносекундной длительности оптимально выбирать давления газа на входе в сопло до 25 бар. Дальнейшее повышение давления существенно увеличивает нагрузку на откачную систему, при этом прирост интенсивности эмиссионного излучения достаточно мал, а на некоторых длинах волн интенсивность излучения начинает снижаться.

Газоструйные мишени трифторметана

Трифторметан – тяжелый, легко конденсирующийся и хорошо откачиваемый молекулярный газ. Трифторметан легко конденсируется, поэтому при повышении давления можно получить газоструйную мишень с большой плотностью и, как следствие, высокоинтенсивное эмиссионное излучение. Исследования эмиссионных спектров трифторметана, а также некоторых других фторсодержащих газов в спектральном диапазоне 5 - 18 нм при использовании сопел различных типов для формирования газоструйной мишени, проведенные в диссертационной работе, опубликованы в [Аб].

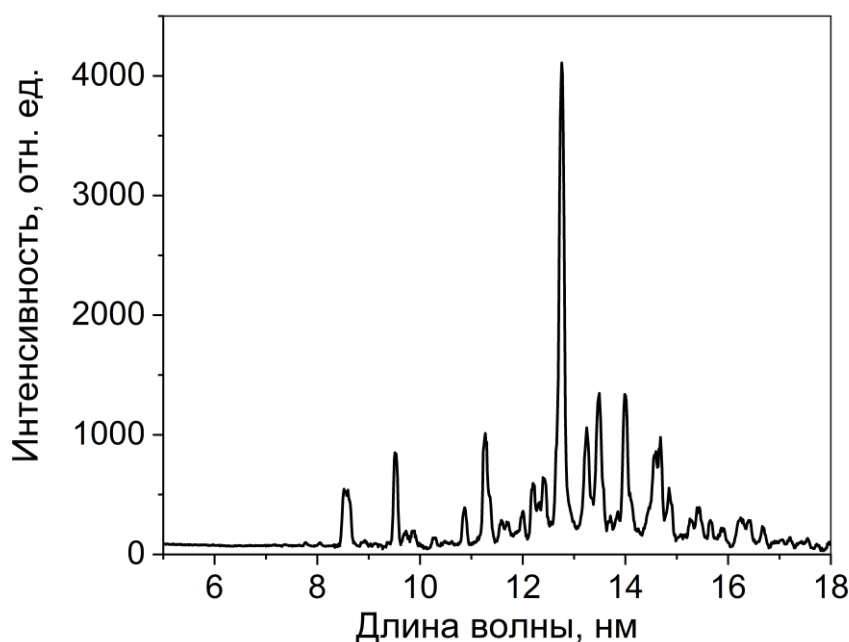


Рис. 46. Эмиссионный спектр газоструйной мишени трифторметана в диапазоне длин волн 5-18 нм.

На рисунке 46 изображен экспериментально полученный эмиссионный спектр трифторметана. В ходе эксперимента использовалось сверхзвуковое сопло $d_{\text{крит}}=500$ мкм. Давление газа на входе в сопло составляло 25 бар, энергия возбуждающего лазерного импульса 0,8 Дж. Регистрация спектра производилась на РСМ-500.

При описанных экспериментальных условиях наблюдается линейчатый спектр с высокоинтенсивными эмиссионными линиями ионов фтора F VI и F VII. Эмиссионные линии ионов углерода в данном спектральном диапазоне не зарегистрированы. Вероятно, это связано с низкими вероятностями переходов в ионах углерода, излучающих в данном диапазоне длин волн. Определение излучающих ионов и переходов проводилось в соответствии с [63, 64]. Результаты приведены в таблице 6 в Приложении.

На рис. 47 приведено сравнение эмиссионного спектра трифторметана, полученного на зеркальном спектрометре (прибор описан в соответствующем разделе,) со спектром, зарегистрированным с помощью РСМ-500.

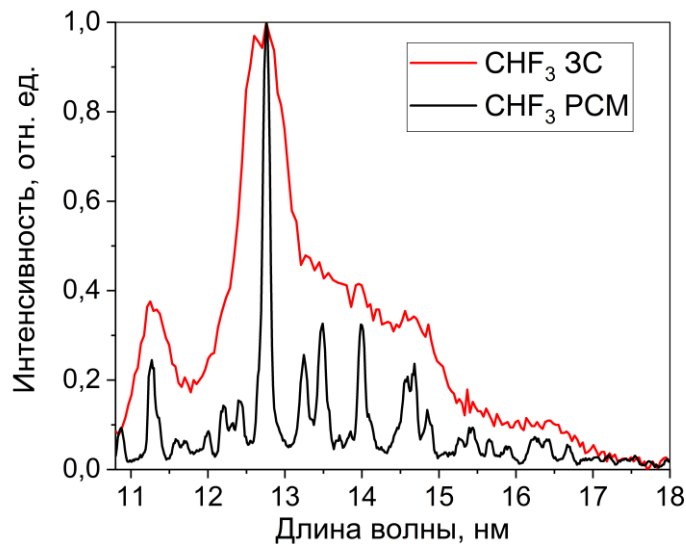


Рис. 47. Сравнение эмиссионных спектров трифторметана в диапазоне 11-18 нм, зарегистрированных с помощью зеркального спектрометра и РСМ-500.

Регистрация эмиссионных спектров проводилась в одинаковых экспериментальных условиях: давление газа на входе в сопло 25 бар, температура

газа на входе в сопло 300 К. Регистрация эмиссионных спектров на зеркальном спектрометре проводилась с использованием Mo/Be МРЗ и двух свободновисящих Zr/ZrSi₂ пленочных фильтров.

В спектре, полученном с помощью зеркального спектрометра, хорошо наблюдаются две яркие отдельно стоящие линии ионов F VII на длинах волн 11,29 нм и 12,78 нм. Близкорасположенные эмиссионные линии в диапазоне 13 - 15 нм не разрешаются на зеркальном спектрометре ввиду характеристик используемого Mo/Be МРЗ. Таким образом, по методике расчета абсолютной интенсивности наблюдаемых эмиссионных линий, описанной в соответствующем разделе, можно рассчитать абсолютную интенсивность эмиссионного излучения в спектральные полосы: 11,29±0,24 нм, 12,78±0,34 нм и 14,7±0,4 нм. Энергия и число фотонов, излучаемые на указанных длинах волн в полный телесный угол за один импульс возбуждающего лазера, приведены в таблице 10.

Таблица 10. Абсолютные интенсивности эмиссионного излучения лазерной искры в газоструйной мишени трифторметана при давлении газа на входе в сопло 25 бар.

Спектральная полоса, нм	W, Вт	N, фот/с
11,29±0,24	$1,6 \cdot 10^{-3}$	$9,2 \cdot 10^{13}$
12,78±0,34	$1,5 \cdot 10^{-3}$	$9,5 \cdot 10^{13}$
14,7±0,4	$9,6 \cdot 10^{-4}$	$7,1 \cdot 10^{13}$

С помощью Брэгговского зеркального спектрометра были изучены эмиссионные спектры газоструйной мишени трифторметана при различных давлениях газа на входе в сопло. По результатам проведенных измерений были получены зависимости абсолютных интенсивностей в спектральные полосы 11,29±0,24 нм, 12,78±0,34 нм и 14,7±0,4 нм от давления газа на входе в сопло. Данные зависимости изображены на рис. 48.

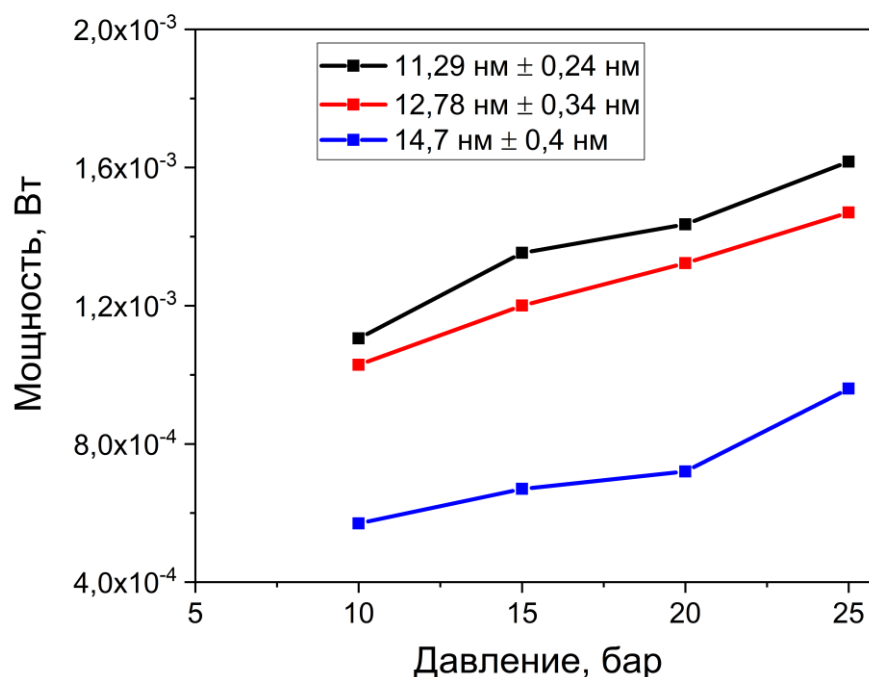


Рис. 48. Зависимости мощности излучения лазерной искры в газоструйной мишени трифторметана в 4π стерадиан от давления.

На представленных на рис. 48 графиках видно, что при повышении давления трифторметана на входе в сопло от 10 до 25 бар наблюдается существенное увеличение абсолютной интенсивности излучения во всех трех исследованных эмиссионных полосах. Увеличение интенсивности происходит нелинейно от давления, при этом увеличение наблюдается вплоть до давления 25 бар без тенденции к замедлению. В целом при увеличении давления газа на входе в сопло от 10 до 25 бар (в 2,5 раза) получено увеличение интенсивности эмиссионного излучения в полосе $11,29 \pm 0,24$ нм приблизительно в 1,5 раза; в полосе $12,78 \pm 0,34$ нм приблизительно в 1,5 раза; в полосе $14,7 \pm 0,4$ нм приблизительно в 1,7 раза.

Таким образом, трифторметан является средней по своим характеристикам газовой мишенью для использования в ЛПИ. Газ легко откачивается как турбомолекулярными, так и криогенным насосами. В спектральном диапазоне 10 - 20 нм имеет ряд достаточно узких и ярких эмиссионных линий. При работе с

трифторметаном для получения максимальной интенсивности эмиссионного излучения нужно выбирать высокие давления. Стоит отметить существенный недостаток газоструйных мишеней трифторметана. Данный газ содержит в составе большое количество атомов фтора, при работе ЛПИ фторуглеродные соединения загрязняют поверхности оптических элементов установки, что существенным образом ухудшает их свойства.

Газоструйные мишени на основе азота

Азот – легкий молекулярный газ, обладающий ярко выраженным линейчатым спектром в области МР и ЭУФ излучения. Исследования эмиссионных спектров азота в спектральном диапазоне 5 - 18 нм при импульсном лазерном возбуждении с использованием сопел различных типов для формирования газоструйной мишени, которые проводились в диссертационной работе, опубликованы в [А5].

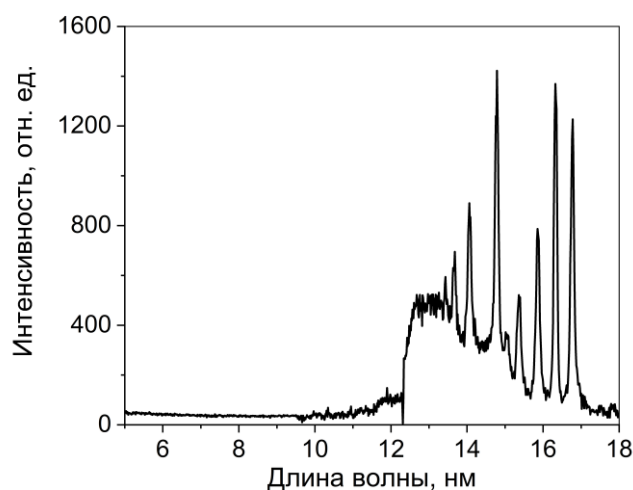


Рис. 49. Эмиссионный спектр газоструйной мишени азота в диапазоне длин волн 5-18 нм.

На рис. 49 изображен экспериментально полученный эмиссионный спектр азота. В ходе эксперимента использовалось сверхзвуковое сопло $d_{кр}=500$ мкм. Давление газа на входе в сопло составляло 25 бар, энергия возбуждающего лазерного импульса 0,8 Дж. Регистрация спектра производилась на РСМ-500.

При описанных экспериментальных условиях наблюдается линейчатый спектр. Данные эмиссионные линии сформированы в основном переходами в ионах азота N V. В диапазоне длин волн 12,5-13,4 нм наблюдается серия близкорасположенных друг к другу эмиссионных линий ионов N V. Данные линии «сливаются» в полосу ввиду недостатка разрешающей способности РСМ-500. На длинах волн короче 12,5 нм наблюдается резкое снижение величины регистрируемого сигнала. В данной спектральной области располагаются эмиссионные линии ионов N VI, однако в наших экспериментальных условиях мощности излучения лазера в фокусном пятне оказалось недостаточно для прогрева плазмы в лазерной искры до достаточно высоких температур и получения высокоинтенсивного излучения ионов N VI. Определение излучающих ионов и переходов проводилось в соответствии с [63,64]. Результаты приведены в табл. 7 в Приложении.

На рис. 50 приведено сравнение эмиссионного спектра азота, полученного на зеркальном спектрометре (прибор описан в соответствующем разделе), со спектром, зарегистрированным с помощью РСМ-500.

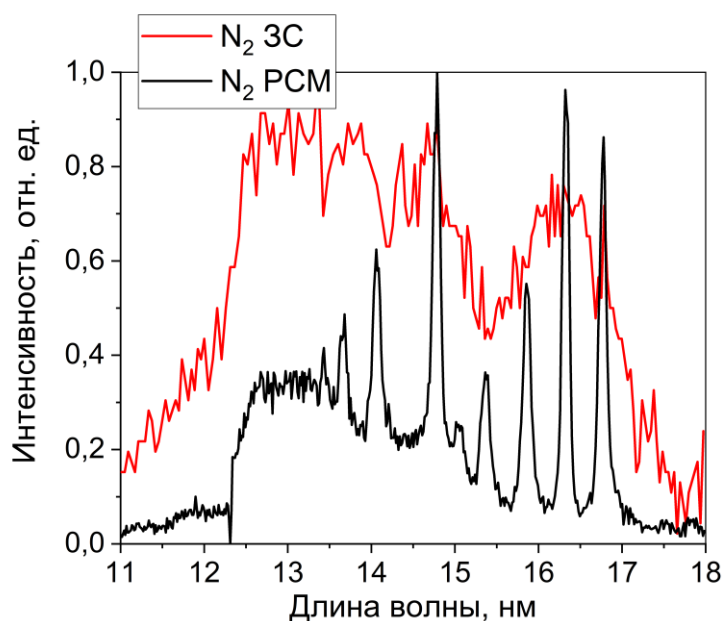


Рис. 50. Сравнение эмиссионных спектров азота в диапазоне 11-18 нм, зарегистрированных с помощью зеркального спектрометра и РСМ-500.

Регистрация эмиссионных спектров проводилась в одинаковых экспериментальных условиях: давление газа на входе в сопло 25 бар, температура газа на входе в сопло 300 К. Регистрация эмиссионных спектров на зеркальном спектрометре проводилась с использованием Mo/Be МРЗ и двух свободновисящих Zr/ZrSi₂ пленочных фильтров.

В спектре, полученном с помощью зеркального спектрометра, хорошо наблюдаются яркая эмиссионная линия ионов N V на длине волны 14,74 нм. Три высокоинтенсивные эмиссионные линии в диапазоне длин волн 15,8-16,7 нм не разрешаются на зеркальном спектрометре ввиду характеристик используемого Mo/Be МРЗ. Таким образом, по методике расчета абсолютной интенсивности наблюдаемых эмиссионных линий, описанной в соответствующем разделе, можно рассчитать абсолютную интенсивность излучения в спектральные полосы 14,74±0,4 нм и 16,3±0,44 нм. Энергия и число фотонов, излучаемые в указанные спектральные полосы в полный телесный угол за один импульс возбуждающего лазера, приведены в таблице 11.

Таблица 11. Абсолютные интенсивности эмиссионного излучения лазерной искры в газоструйной мишени азота при давлении газа на входе в сопло 25 бар.

Спектральная полоса, нм	W, Вт	N, фот/с
14,74±0,4	1,3·10 ⁻³	9,6·10 ¹³
16,3±0,44	2,3·10 ⁻³	1,9·10 ¹⁴

С помощью Брэгговского зеркального спектрометра были изучены эмиссионные спектры газоструйной мишени азота при различных давлениях газа на входе в сопло. По результатам проведенных измерений были получены зависимости абсолютной интенсивности излучения в спектральные полосы 14,74±0,4 нм и 16,3±0,44 нм от давления газа на входе в сопло. Данные зависимости изображены на рис. 51.

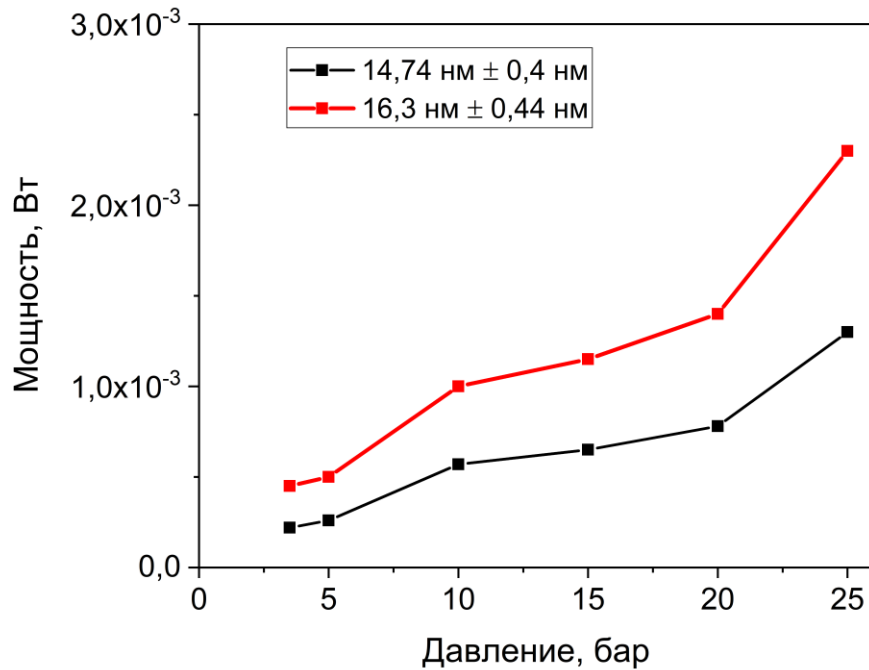


Рис. 51. Зависимости мощности излучения лазерной искры в газоструйной мишени азота в 4π стерадиан от давления.

Из представленных на рис. 51 зависимостей видно, что интенсивности эмиссионного излучения в спектральные полосы $14,74 \pm 0,4$ нм и $16,3 \pm 0,44$ нм значительно возрастают при повышении давления. При этом наблюдается увеличение интенсивности при увеличении давления вплоть до 25 бар без выхода на насыщение. В целом за счет увеличения давления газа на входе в сопло от 3,5 до 25 бар (примерно в 7 раз) получено увеличение интенсивности эмиссионного излучения в полосе $14,74 \pm 0,4$ нм приблизительно в 6 раз; в полосе $16,3 \pm 0,44$ нм приблизительно в 5 раз.

Таким образом, азот является перспективной по своим характеристикам газовой мишенью для использования в ЛПИ. Газ относительно плохо откачивается криогенными насосами. В спектральном диапазоне 10-20 нм азот имеет ряд достаточно узких и ярких эмиссионных линий. При работе с азотом для получения максимальной интенсивности эмиссионного излучения необходимо выбирать

высокие давления газа на входе в сопло, возможно значительно большие, чем 25 бар, что сопряжено с рядом технических сложностей.

3.2. ЛПИ с газоструйными мишенями в спектральном диапазоне 2,5-5 нм

Газоструйные мишени аргона

В спектральном диапазоне 2,5 - 5 нм, в том числе и в области «окна прозрачности воды» 2,3 - 4,4 нм, аргон характеризуется большим количеством ярких эмиссионных линий. Исследования эмиссионных спектров газоструйной мишени аргона в спектральной области «окна прозрачности воды», которые проводились в диссертационной работе, опубликованы в [А8].

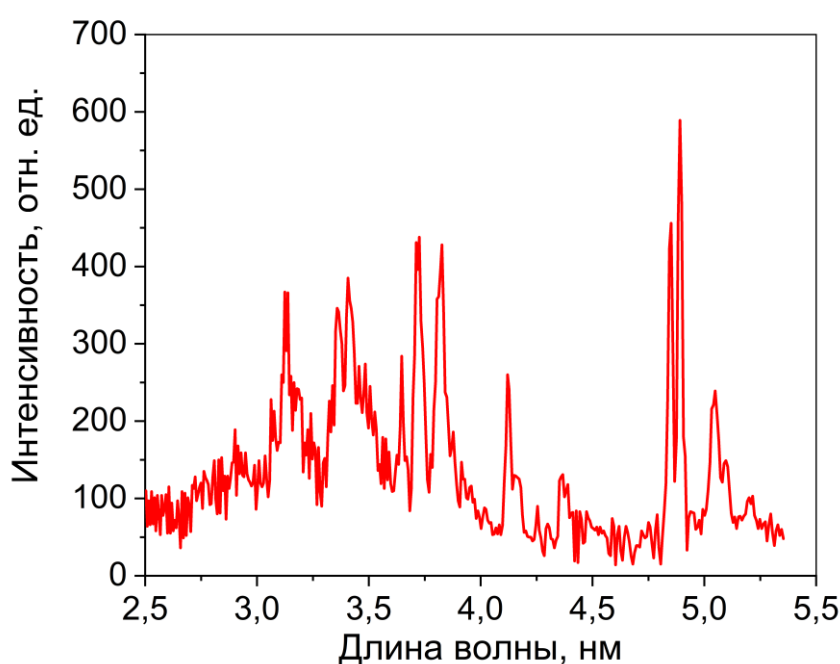


Рис. 52. Эмиссионный спектр газоструйной мишени аргона в диапазоне длин волн 2,5 - 5 нм.

На рисунке 52 изображен экспериментально полученный эмиссионный спектр аргона. В ходе эксперимента использовалось сверхзвуковое сопло $d_{\text{крит}}=500$ мкм. Давление газа на входе в сопло составляло 25 бар, энергия возбуждающего лазерного импульса 0,8 Дж. Регистрация спектра производилась на РСМ-500.

На полученном спектре хорошо виден ряд эмиссионных линий. Излучение данных линий сформировано переходами в ионах аргона с различным зарядом Ar

IX - Ar XI. Определение излучающих ионов и переходов проводилось в соответствии с [63,67]. Результаты приведены в таблице 2 в Приложении.

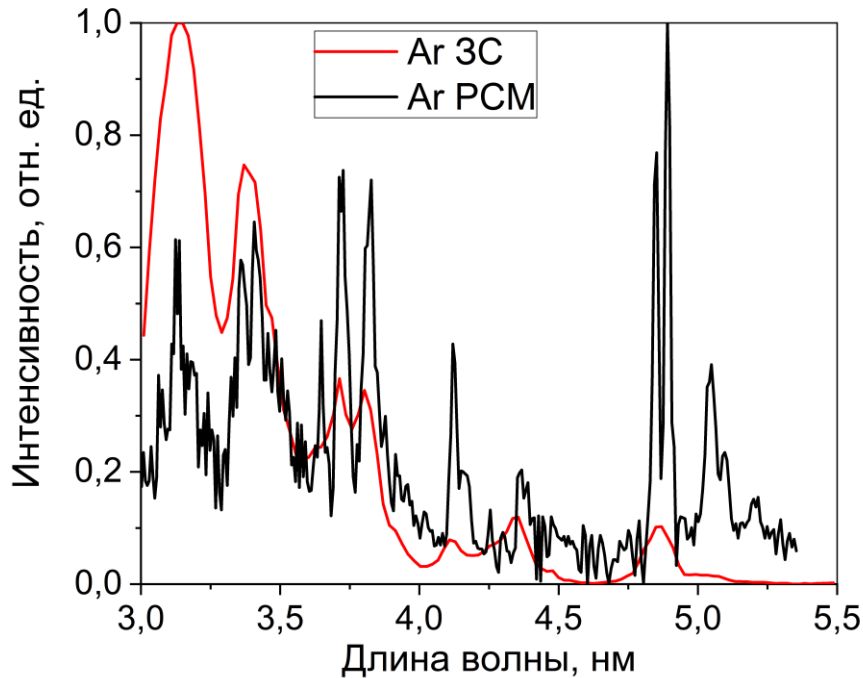


Рис. 53. Сравнение эмиссионных спектров аргона в спектральном диапазоне 2,5-5 нм, зарегистрированных с помощью зеркального спектрометра и РСМ-500.

На рисунке 53 приведено сравнение эмиссионного спектра аргона, полученного на зеркальном спектрометре (прибор описан в соответствующем разделе), со спектром, зарегистрированным с помощью РСМ-500.

Регистрация эмиссионных спектров проводилась в одинаковых экспериментальных условиях: давление газа на входе в сопло 25 бар, температура газа на входе в сопло 300 К. Регистрация эмиссионных спектров на зеркальном спектрометре проводилась с использованием Cr/Sc МРЗ и двух свободновисящих Ti/Be пленочных фильтров.

В спектре, полученном с помощью зеркального спектрометра, наблюдаются следующие эмиссионные линии: пара линий 4,89 - 4,87 нм (не разрешаются друг от

друга), 4,36 нм; 4,12 нм; 3,82 нм; 3,74 нм, пара линий 3,4 нм - 3,37 нм (не разрешаются друг от друга). Эмиссионные линии на длинах волн свыше 5 нм не наблюдаются на спектре из-за уменьшения коэффициента отражения Cr/Sc МРЗ и пропускания Ti/Be пленочных фильтров в данной спектральной области.

Таким образом, по методике расчета абсолютной интенсивности наблюдаемых эмиссионных линий, описанной в соответствующем разделе, можно рассчитать абсолютную интенсивность в спектральные полосы $\lambda=4,12\pm 0,03$ нм; $3,83\pm 0,02$ нм; $3,74\pm 0,02$ нм и $3,4\pm 0,02$ нм.

Были проведены измерения абсолютной интенсивности излучения в спектральные полосы $4,12\pm 0,03$ нм; $3,83\pm 0,02$ нм; $3,74\pm 0,02$ нм и $3,4\pm 0,02$ нм от давления газа на входе в сопло. Данные зависимости изображены на рис. 54.

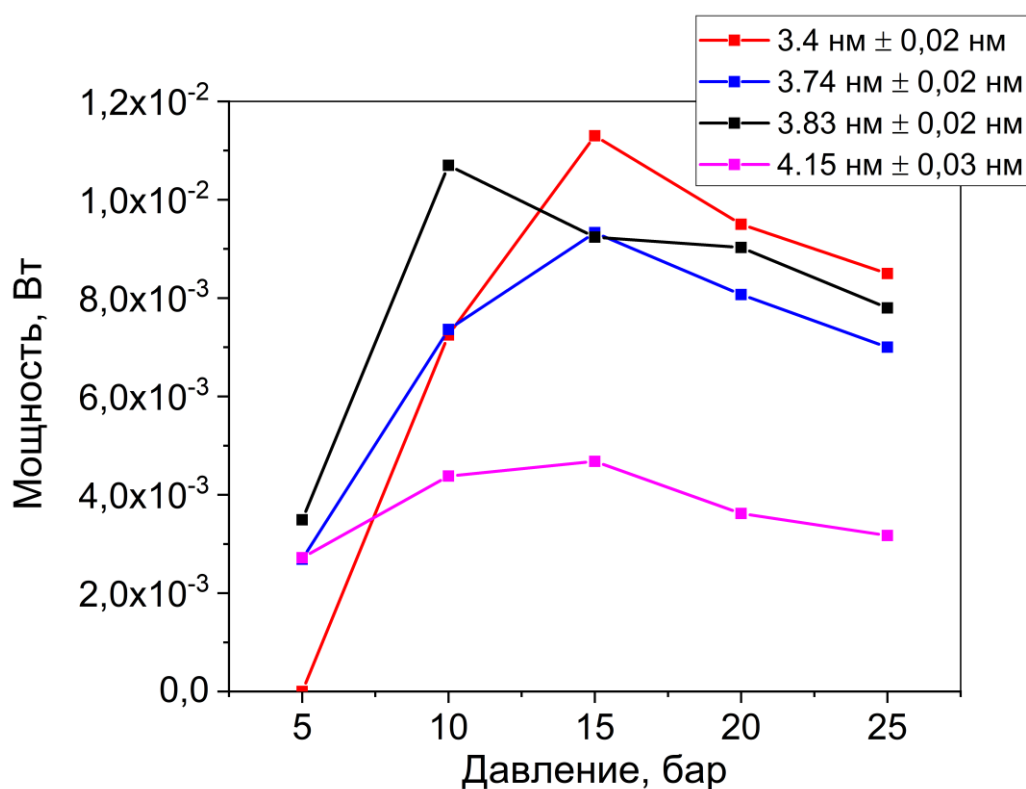


Рис. 54. Зависимости мощности излучения лазерной искры в газоструйной мишени аргона в 4π стерадиан от давления.

Из представленных зависимостей видно, что интенсивность зарегистрированных эмиссионных линий аргона в «водном окне прозрачности»

достигает максимума при давлении газа на входе в сопло $\sim 10 - 15$ бар. При дальнейшем повышении давления газа на входе в сопло интенсивность эмиссионного излучения снижается.

Таким образом, аргон является достаточно хорошей по своим характеристикам мишенью для использования в ЛПИ на спектральный диапазон 2,5 - 5 нм. При возбуждении газоструйной мишени криптона лазерными импульсами с плотностью мощности $\sim 5 \cdot 10^{12}$ Вт/см² в требуемом спектральном диапазоне получается сравнительно высокая интенсивность эмиссионного излучения, максимум которой достигается при давлении газа на входе в сопло $\sim 10 - 15$ бар. Для повышения абсолютной интенсивности эмиссионного излучения газоструйных мишеней аргона в спектральном диапазоне «окна прозрачности воды» необходимо переходить к возбуждению мишени более мощными лазерными импульсами.

Газоструйные мишени криптона

В данном разделе для газоструйной мишени криптона рассмотрен несколько более широкий спектральный диапазон 2,5 - 8 нм. Это связано с наличием достаточно высокоинтенсивных эмиссионных линий ионов криптона в спектральной области 5 - 6 нм, при измерениях абсолютных интенсивностей данных линий в Брэгговском зеркальном спектрометре было установлено Cr/Sc МРЗ. В спектральной области 2,5 - 8 нм криптон характеризуется большим количеством эмиссионных линий. Исследования эмиссионных спектров газоструйной мишени криптона в спектральной области «окна прозрачности воды», проведенные в диссертационной работе, опубликованы в [А8].

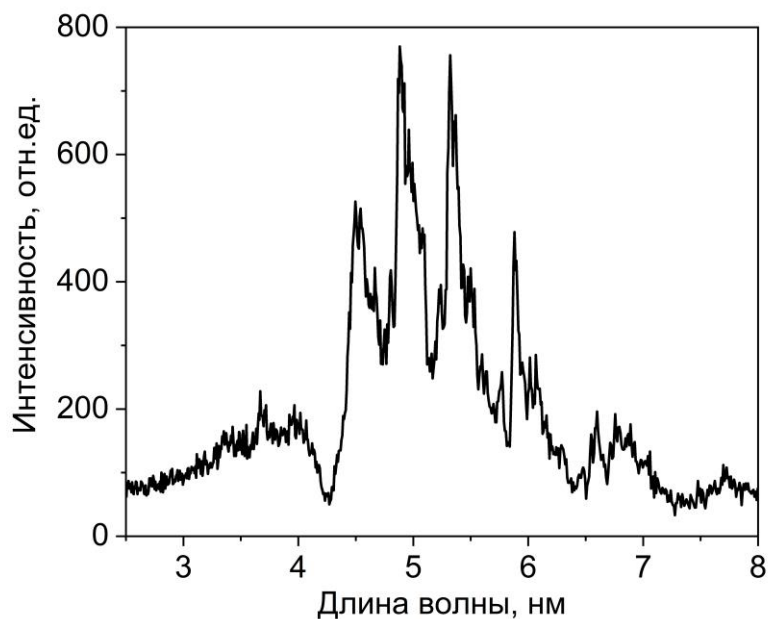


Рис. 55. Эмиссионный спектр газоструйной мишени криптона в диапазоне длин волн 2,5 - 8 нм.

На рис. 55 изображен экспериментально полученный эмиссионный спектр криптона. В ходе эксперимента использовалось сверхзвуковое сопло $d_{\text{крит}}=500$ мкм. Давления газа на входе в сопло составляло 25 бар, энергия возбуждающего лазерного импульса 0,8 Дж. Регистрация спектра производилась на РСМ-500.

На полученном спектре хорошо виден ряд эмиссионных линий. Излучение данных линий сформировано переходами в ионах криптона с различным зарядом Kr XI - Kr XV. Определение излучающих ионов и переходов проводилось в соответствии с [63,68]. Результаты представлены в табл. 3 в Приложении.

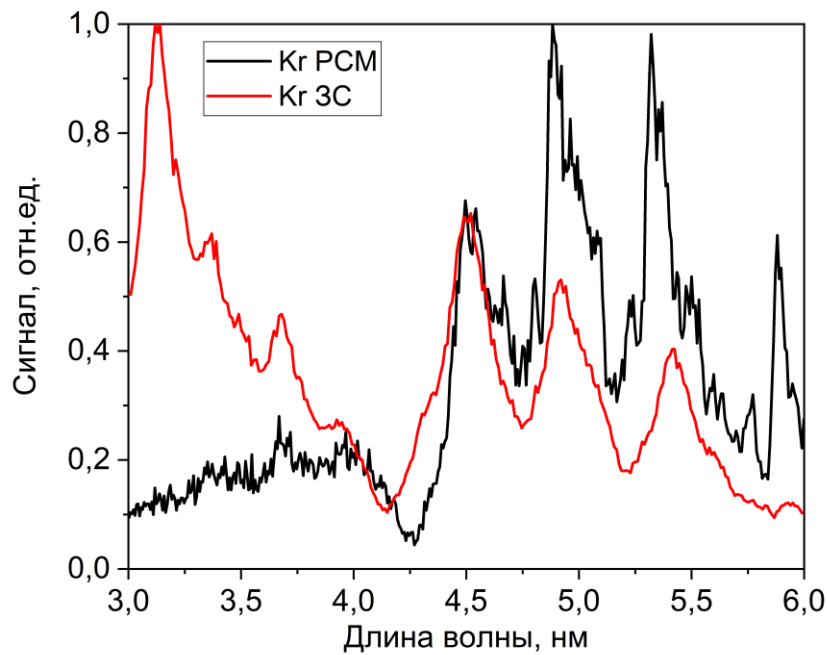


Рис. 56. Сравнение эмиссионных спектров криптона в спектральном диапазоне 3 - 6 нм, зарегистрированных с помощью зеркального спектрометра и РСМ-500.

На рис. 56 приведено сравнение эмиссионного спектра криптона, полученного на зеркальном спектрометре (прибор описан в соответствующем разделе), со спектром, зарегистрированным с помощью РСМ-500.

Регистрация эмиссионных спектров проводилась в одинаковых экспериментальных условиях: давление газа на входе в сопло 25 бар, температура газа на входе в сопло 300 К. Регистрация эмиссионных спектров на зеркальном спектрометре проводилась с использованием Cr/Sc МРЗ и двух свободновисящих Ti/Be пленочных фильтров.

По методике расчета абсолютной интенсивности наблюдаемых эмиссионных линий, описанной в соответствующем разделе, с помощью полученного эмиссионного спектра можно рассчитать абсолютную интенсивность эмиссионного излучения для следующих спектральных полос: $\lambda=3,75\pm0,02$ нм; $\lambda=4,55\pm0,04$ нм; $\lambda=4,88\pm0,041$ нм; $\lambda=5,35\pm0,045$ нм.

Были проведены измерения зависимости абсолютных интенсивностей для следующих спектральных полос: $\lambda=3,75\pm 0,02$ нм; $\lambda=4,55\pm 0,04$ нм; $\lambda=4,88\pm 0,04$ нм и $\lambda=5,35\pm 0,05$ нм от давления газа на входе в сопло. Данные зависимости изображены на рис. 57.

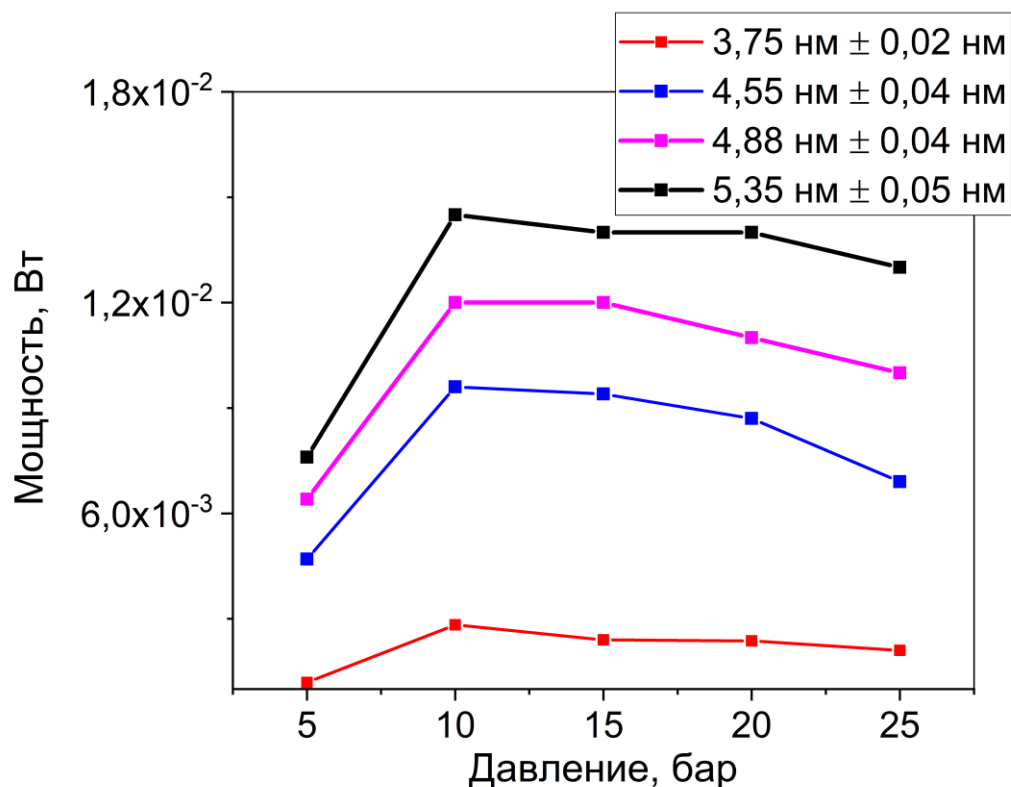


Рис. 57. Зависимости мощности излучения лазерной искры в газоструйной мишени криптона в 4π стерадиан от давления.

Для всех представленных на рис. 57 зависимостей наблюдается максимум при давлении газа на входе в сопло ~ 10 бар. При дальнейшем повышении давления газа на входе в сопло интенсивности эмиссионного излучения в исследуемых спектральных полосах снижаются.

Таким образом, криптон является не слишком хорошей по своим характеристикам мишенью для использования в ЛПИ на спектральный диапазон 2,3 - 4,4 нм. При возбуждении газоструйной мишени криптона лазерными импульсами с плотностью мощности $\sim 5 \cdot 10^{12}$ Вт/см² в требуемом спектральном диапазоне получается сравнительно небольшая интенсивность эмиссионного

излучения, максимум которой достигается при давлении газа на входе в сопло ~ 10 бар. Для повышения абсолютной интенсивности эмиссионного излучения газоструйных мишеней криптона в спектральном диапазоне «окна прозрачности воды» необходимо переходить к возбуждению мишени более мощными лазерными импульсами.

Газоструйные мишени ксенона

В данном разделе для газоструйной мишени ксенона рассмотрен несколько более широкий спектральный диапазон 2,5 - 8 нм. Это связано с наличием достаточно высокоинтенсивных эмиссионных линий ионов ксенона в спектральной области 5 - 7 нм. Исследования эмиссионных спектров газоструйной мишени ксенона в спектральной области «окна прозрачности воды», проведенные в диссертационной работе, опубликованы в [A11].

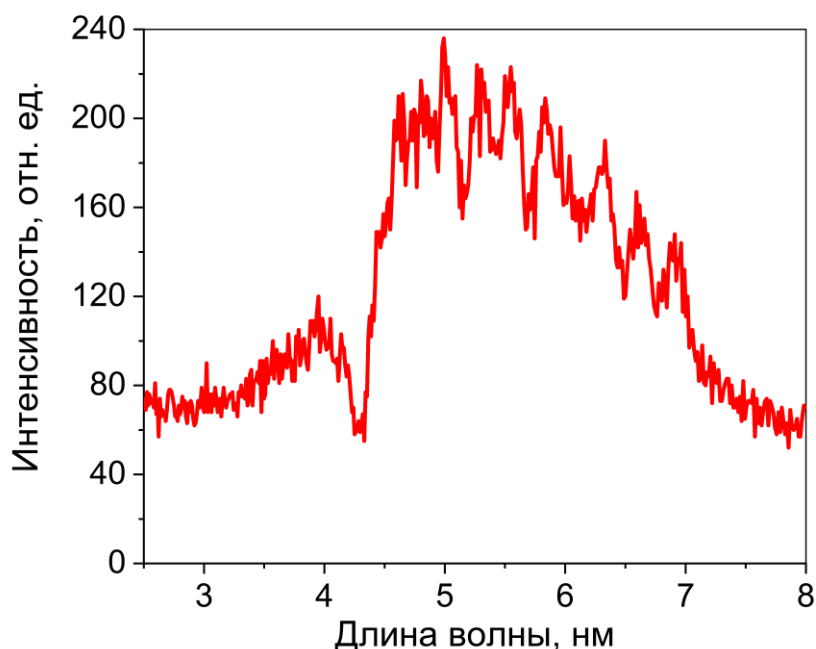


Рис. 58. Эмиссионный спектр газоструйной мишени ксенона в диапазоне длин волн 2,5 - 8 нм.

На рис. 58 изображен экспериментально полученный эмиссионный спектр криптона. В ходе эксперимента использовалось сверхзвуковое сопло $d_{\text{крит}}=500$ мкм. Давление газа на входе в сопло составляло 8 бар. Сравнительно невысокое значение давления газа на входе в сопло объясняется сильным поглощением излучения в периферийной части Хе струи и остаточном газе при высоком давлении газа на входе в сопло. Энергия возбуждающего лазерного импульса 0,8 Дж. Регистрация спектра производилась на РСМ-500.

На полученном спектре хорошо виден ряд эмиссионных линий. Излучение данных линий сформировано переходами в ионах ксенона Хе с различным зарядом. Однозначно идентифицировать излучающие переходы, которым соответствует регистрируемое излучение, в данном случае не удалось.

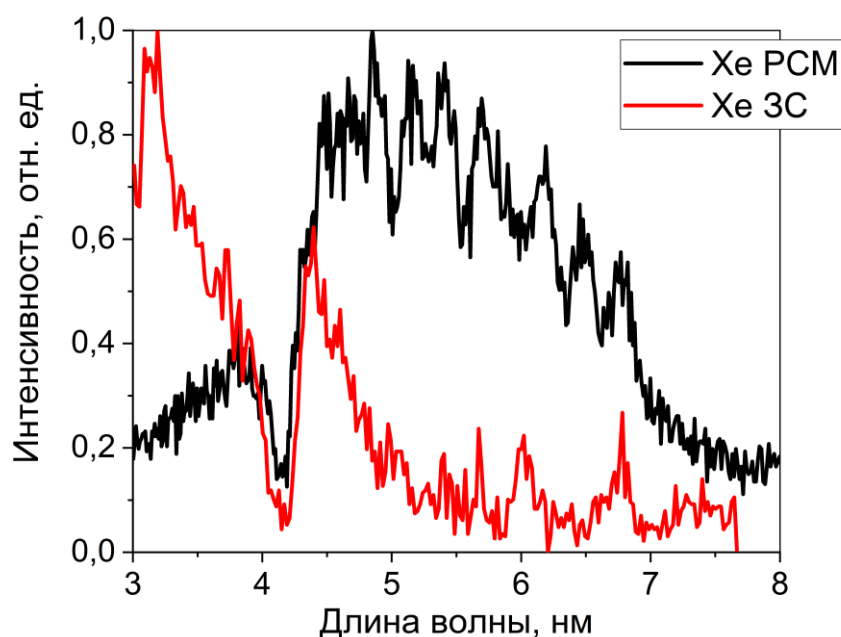


Рис. 59. Сравнение эмиссионных спектров ксенона в спектральном диапазоне 3 - 8 нм, зарегистрированных с помощью зеркального спектрометра и РСМ-500.

На рис. 59 приведено сравнение эмиссионного спектра ксенона, полученного на зеркальном спектрометре (прибор описан в соответствующем разделе), со спектром, зарегистрированным с помощью РСМ-500.

Регистрация эмиссионных спектров проводилась в одинаковых экспериментальных условиях: давление газа на входе в сопло 8 бар, температура газа на входе в сопло 300К. Регистрация эмиссионных спектров на зеркальном спектрометре проводилась с использованием Cr/Sc МРЗ и двух свободновисящих Ti/Be пленочных фильтров. Видно, что спектры, зарегистрированные с помощью зеркального спектрометра и спектрометра-монохроматора РСМ-500, качественно совпадают. В спектре, полученном с помощью зеркального спектрометра, наблюдается существенное увеличение сигнала вблизи длины волны 3,1 нм. Это связано с увеличением коэффициента отражения МРЗ при приближении к краю поглощения Cr, а не с действительно регистрируемым увеличением интенсивности эмиссионного излучения.

Таким образом, по методике расчета абсолютной интенсивности наблюдаемых эмиссионных линий, описанной в соответствующем разделе, с помощью полученного эмиссионного спектра можно рассчитать абсолютную интенсивность в спектральную полосу $\lambda=4,4\pm 0,04$ нм.

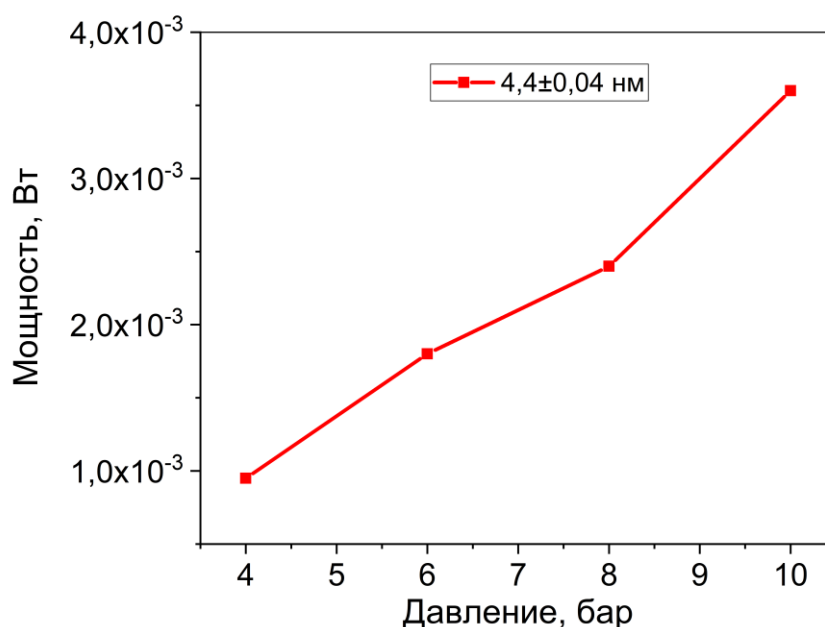


Рис. 60. Зависимость мощности излучения лазерной искры на длине волны $4,4\pm 0,038$ нм 4π стерадиан от давления.

Были проведены измерения абсолютной интенсивности эмиссионного излучения лазерной плазмы в газоструйной мишени ксенона от давления газа на входе в сопло. Из представленной на рис. 60 зависимости видно, что мощность излучения плазмы в полосе $4,4 \pm 0,038$ нм увеличивается при повышении давления газа на входе в сопло практически линейно. Таким образом, для увеличения интенсивности эмиссионного излучения в данном спектральном диапазоне целесообразно увеличивать давление Хе на входе в сопло свыше 10 бар при учете возрастания нагрузки на откачную систему установки.

Газоструйные мишени углекислоты

Углекислота один из наиболее легкодоступных углеродсодержащих газов. В спектральном диапазоне «окна прозрачности воды» расположены наиболее интересные для мягкой рентгеновской микроскопии эмиссионные линии ионов углерода. Таким образом, можно сказать, что CO_2 является одним из наиболее перспективных газов для использования в ЛПИ в «водном окне прозрачности». Исследования эмиссионных спектров газоструйной мишени углекислоты в спектральной области «окна прозрачности воды», которые проводились в диссертационной работе, опубликованы в [А8, А9].

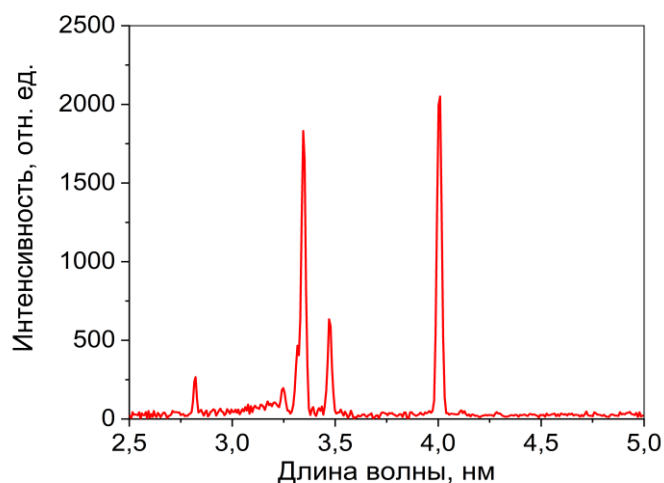


Рис. 61. Эмиссионный спектр газоструйной мишени углекислоты в диапазоне длин волн 2,5 - 5 нм.

На рис. 61 изображен экспериментально полученный эмиссионный спектр углекислоты. В ходе эксперимента использовалось сверхзвуковое сопло $d_{\text{крит}}=500$ мкм. Давление газа на входе в сопло составляло 25 бар, энергия возбуждающего лазерного импульса 0,8 Дж. Регистрация спектра производилась на РСМ-500.

На полученном спектре хорошо видны эмиссионные линии, излучение которых сформировано переходами в ионах углерода С V и С VI. Определение излучающих ионов и переходов проводилось в соответствии с [63].

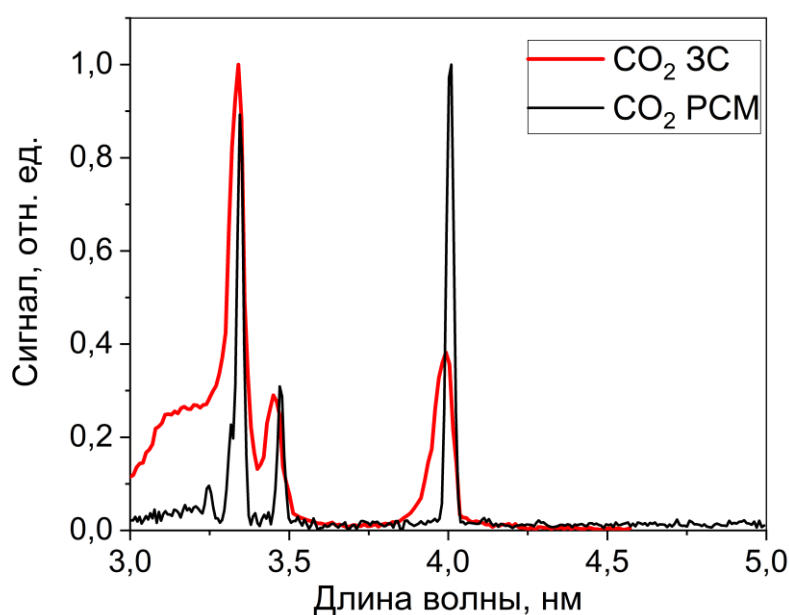


Рис. 62. Сравнение эмиссионных спектров углекислоты в спектральном диапазоне 3 - 5 нм, зарегистрированных с помощью зеркального спектрометра (ЗС) и РСМ-500 (РСМ).

На рис. 62 приведено сравнение эмиссионного спектра углекислоты, полученного на зеркальном спектрометре (прибор описан в соответствующем разделе), со спектром, зарегистрированным с помощью РСМ-500.

Регистрация эмиссионных спектров проводилась в одинаковых экспериментальных условиях: давление газа на входе в сопло 25 бар, температура

газа на входе в сопло 300К. Регистрация эмиссионных спектров на зеркальном спектрометре проводилась с использованием Cr/Sc МРЗ и двух свободновисящих Ti/Be пленочных фильтров.

В спектре, полученном с помощью зеркального спектрометра, наблюдаются следующие эмиссионные линии: 4,026 нм, 3,49 нм, 3,37 нм. Малоинтенсивная линия на длине волны 3,27 нм не наблюдается на зеркальном спектрометре ввиду недостаточной разрешающей способности прибора. Таким образом, по методике расчета абсолютной интенсивности наблюдаемых эмиссионных линий, описанной в соответствующем разделе, можно рассчитать абсолютную интенсивность излучения в спектральные полосы $\lambda=4,026\pm 0,03$ нм; $3,49\pm 0,02$ нм; $3,37\pm 0,02$ нм.

Были проведены измерения зависимости мощности излучения лазерной искры в спектральные полосы $4,026\pm 0,03$ нм; $3,49\pm 0,02$ нм и $3,37\pm 0,02$ нм от давления газа на входе в сопло. Данные зависимости изображены на рис. 63.

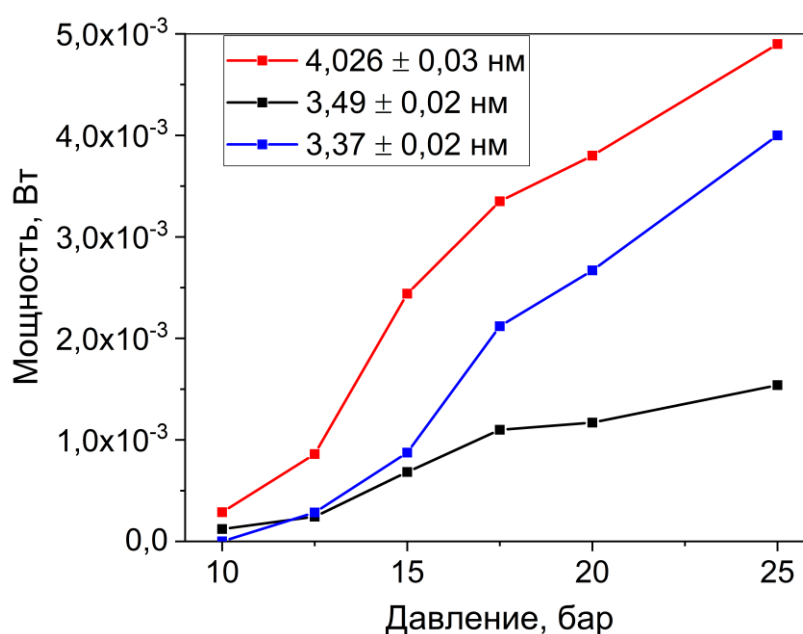


Рис. 63. Зависимости мощности излучения лазерной искры в газоструйной мишени углекислоты в 4π стерадиан от давления.

Из представленных зависимостей видно, что интенсивность эмиссионного излучения на трёх исследованных длинах волн существенно возрастает при повышении давления газа на входе в сопло от 10 до 25 бар.

Таким образом, углекислота является перспективной мишенью для использования в ЛПИ, рассчитанных на спектральный диапазон «окна прозрачности воды». В диапазоне длин волн 3-4 нм углекислота характеризуется высокоинтенсивными линиями ионов углерода. При использовании для возбуждения мишени лазерной системы с плотностью мощности в фокусе $\sim 5 \cdot 10^{12}$ Вт/см² оптимально подавать газ на вход в сопло под давлением 25 бар и выше. При этом достигается наибольшая интенсивность эмиссионных линий в «водном окне прозрачности», доступная для разработанного в рамках диссертации импульсного источника газовой мишени.

Газоструйные мишени трифторметана

Трифторметан – тяжелый углерод- и фторсодержащий газ. При работе с данным газом можно получить плотные газоструйные мишени, что позволяет ожидать высокую интенсивность эмиссионного излучения ионов углерода в диапазоне «окна прозрачности воды». Результаты проведенных в диссертационной работе исследований эмиссионных спектров трифторметана в спектральном диапазоне 2,5 - 5 нм опубликованы в [А8, А9].

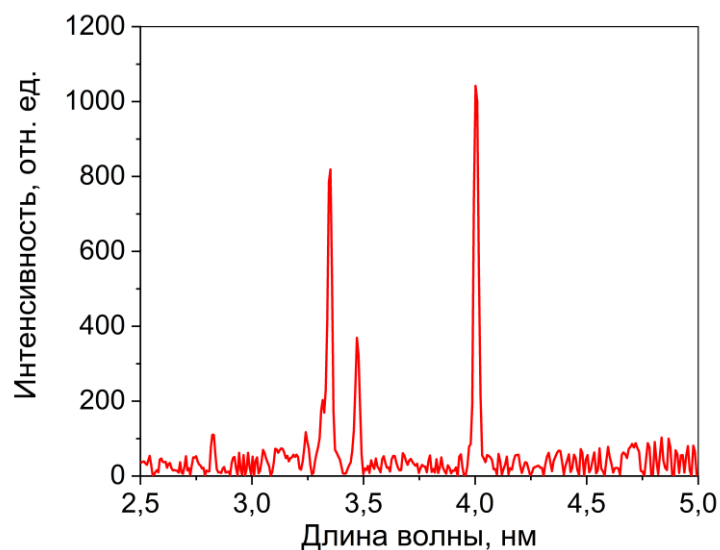


Рис. 64. Эмиссионный спектр газоструйной мишени трифторметана в диапазоне длин волн 2,5 - 5 нм.

На рис. 64 изображен экспериментально полученный эмиссионный спектр трифторметана. В ходе эксперимента использовалось сверхзвуковое сопло $d_{\text{крит}}=500$ мкм. Давления газа на входе в сопло составляло 25 бар, энергия возбуждающего лазерного импульса 0,8 Дж. Регистрация спектра производилась на РСМ-500.

На полученном спектре так же, как и в случае с углекислотой, хорошо видны эмиссионные линии, излучение которых сформировано переходами в ионах углерода C V и C VI.

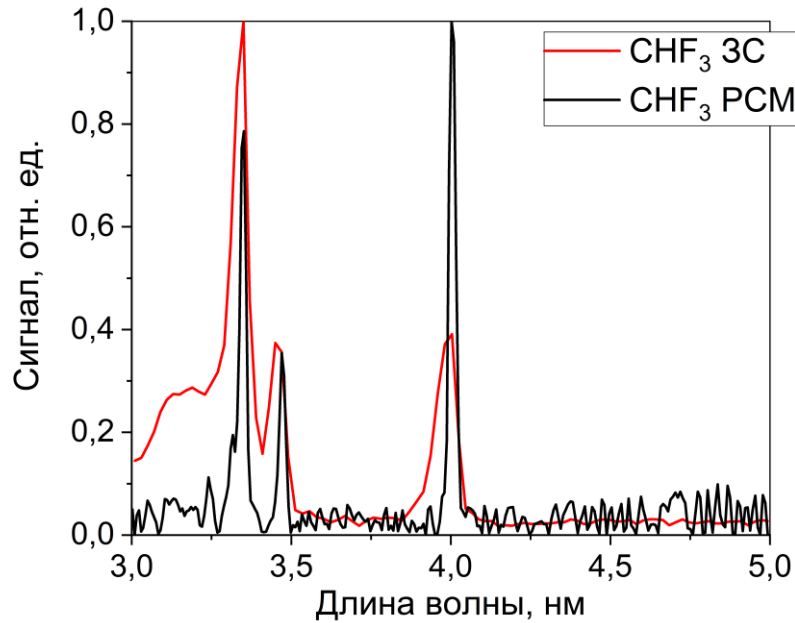


Рис. 65. Сравнение эмиссионных спектров трифторметана в спектральном диапазоне 3- 5 нм, зарегистрированных с помощью зеркального спектрометра и РСМ-500.

На рис. 65 приведено сравнение эмиссионного спектра трифторметана, полученного на зеркальном спектрометре (прибор описан в соответствующем разделе), со спектром, зарегистрированным с помощью РСМ-500.

Регистрация эмиссионных спектров проводилась в одинаковых экспериментальных условиях: давление газа на входе в сопло 25 бар, температура газа на входе в сопло 300 К. Регистрация эмиссионных спектров на зеркальном спектрометре проводилась с использованием Cr/Sc МРЗ и двух свободновисящих Ti/Be пленочных фильтров.

В спектре, полученном с помощью зеркального спектрометра, наблюдаются следующие эмиссионные линии: 4.026 нм, 3.49 нм, 3.37нм. Таким образом, по методике расчета абсолютной интенсивности наблюдаемых эмиссионных линий, описанной в соответствующем разделе, можно рассчитать абсолютную

интенсивность в спектральные полосы $\lambda=4,026\pm 0,03$ нм; $3,49\pm 0,02$ нм и $3,37\pm 0,02$ нм.

С помощью Брэгговского спектрометра были измерены зависимости абсолютной интенсивности в спектральные полосы $4,026\pm 0,03$ нм; $3,49\pm 0,02$ нм и $3,37\pm 0,02$ нм от давления газа на входе в сопло. Данные зависимости изображены на рис. 66.

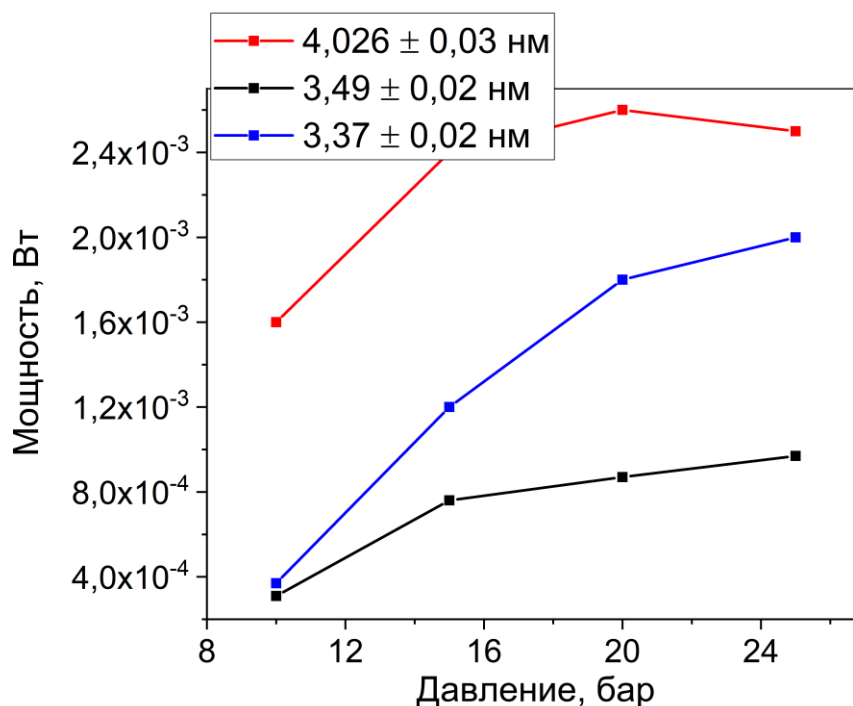


Рис. 66. Зависимости мощности излучения лазерной искры в газоструйной мишени трифторметана в 4π стерадиан от давления.

Из представленных зависимостей видно, что интенсивность эмиссионного излучения на трёх исследованных длинах волн изменяется не одинаково. Интенсивность эмиссионной линии на длине волны $4,026$ нм достигает максимума при давлении газа на входе в сопло 20 бар. Интенсивность двух других линий на длинах волн $3,49$ и $3,37$ нм увеличивается при повышении давления вплоть до 25 бар.

Таким образом, трифторметан может быть использован в качестве мишени в ЛПИ, рассчитанных на спектральный диапазон «окна прозрачности воды». В

данном спектральном диапазоне трифторметан характеризуется интенсивными линиями ионов углерода C V и C VI. Стоит заметить, что абсолютная интенсивность эмиссионного излучения в диапазоне длин волн 3 - 5 нм при использовании в качестве мишени трифторметана несколько ниже, чем при использовании углекислоты. Вероятно, это связано с различным молекулярным весом данных газов и отличающимися газодинамическими свойствами. При использовании для возбуждения мишени лазерной системы с плотностью мощности в фокусе $\sim 5 \cdot 10^{12}$ Вт/см² оптимально подавать газ на вход в сопло под давлением 20 - 25 бар. При этом достигается наибольшая интенсивность эмиссионных линий в «водном окне прозрачности». Стоит отметить, что при использовании данного газа в качестве мишени происходит значительное загрязнение поверхностей оптических элементов установки при работе ЛПИ.

Газоструйные мишени азота

Азот – легкодоступный молекулярный газ. В спектральном диапазоне «окна прозрачности воды» характеризуется яркими и узкими эмиссионными линиями ионов N V и N VI. Таким образом, азот является одной из наиболее удобных и перспективных мишеней для ЛПИ, которые найдут применение в мягкой рентгеновской микроскопии. Исследования эмиссионных спектров газоструйной мишени азота в спектральной области «окна прозрачности воды», проведенные в диссертационной работе, опубликованы в [А8].

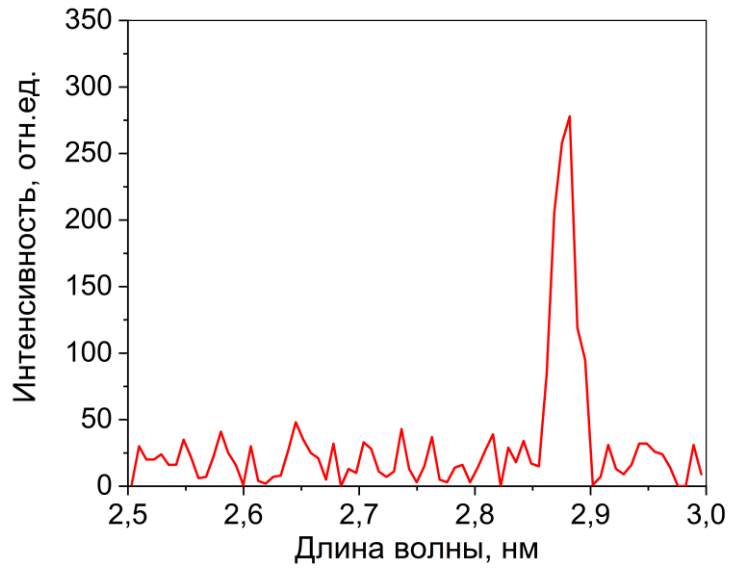


Рис. 67. Эмиссионный спектр газоструйной мишени азота в диапазоне длин волн 2,5-3 нм.

На рис. 67 изображен экспериментально полученный эмиссионный спектр азота. В ходе эксперимента использовалось сверхзвуковое сопло $d_{\text{крит}}=500$ мкм. Давления газа на входе в сопло составляло 25 бар, энергия возбуждающего лазерного импульса 0,8 Дж. Регистрация спектра производилась на РСМ-500.

На полученном спектре хорошо видна эмиссионная линия на длине волны 2,88 нм, излучение которой сформировано переходами в ионах азота N VI.

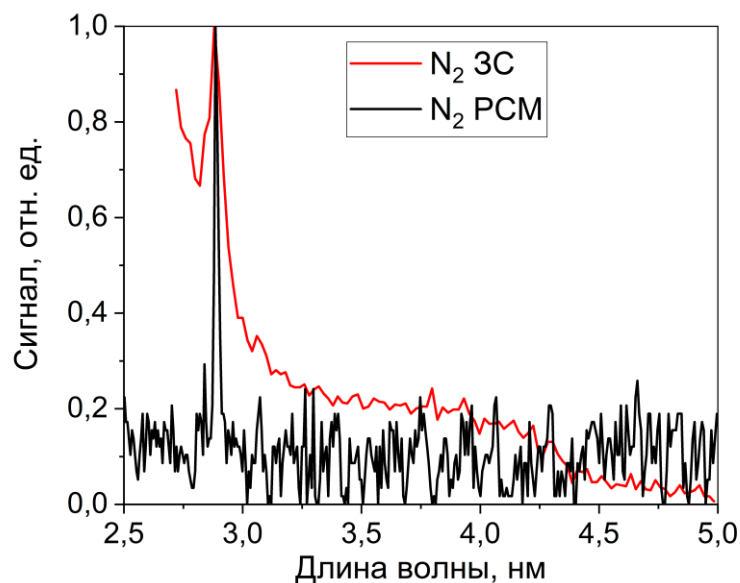


Рис. 68. Сравнение эмиссионных спектров азота в спектральном диапазоне 2,5 - 5 нм, зарегистрированных с помощью зеркального спектрометра и РСМ-500.

На рис. 68 приведено сравнение эмиссионного спектра азота, полученного на зеркальном спектрометре (прибор описан в соответствующем разделе), со спектром, зарегистрированным с помощью РСМ-500.

Регистрация эмиссионных спектров проводилась в одинаковых экспериментальных условиях: давление газа на входе в сопло 25 бар, температура газа на входе в сопло 300 К. Регистрация эмиссионных спектров на зеркальном спектрометре проводилась с использованием Cr/Sc МРЗ и двух свободновисящих Ti/Be пленочных фильтров.

В спектре, полученном с помощью зеркального спектрометра, наблюдается эмиссионная линия на длине волны 2,88 нм. Поскольку данная эмиссионная линия находится за краем поглощения используемого Cr/Sc МРЗ, коэффициент отражения структуры на длине волны 2,88 нм рассчитывался отдельно, а затем с использованием полученного значения коэффициента отражения проводился

расчет абсолютной интенсивности излучения по методике, описанной в соответствующем разделе диссертационной работы.

Была измерена зависимость абсолютной интенсивности на длине волны 2,88 нм от давления газа на входе в сопло. Данная зависимость изображена на рис. 69.

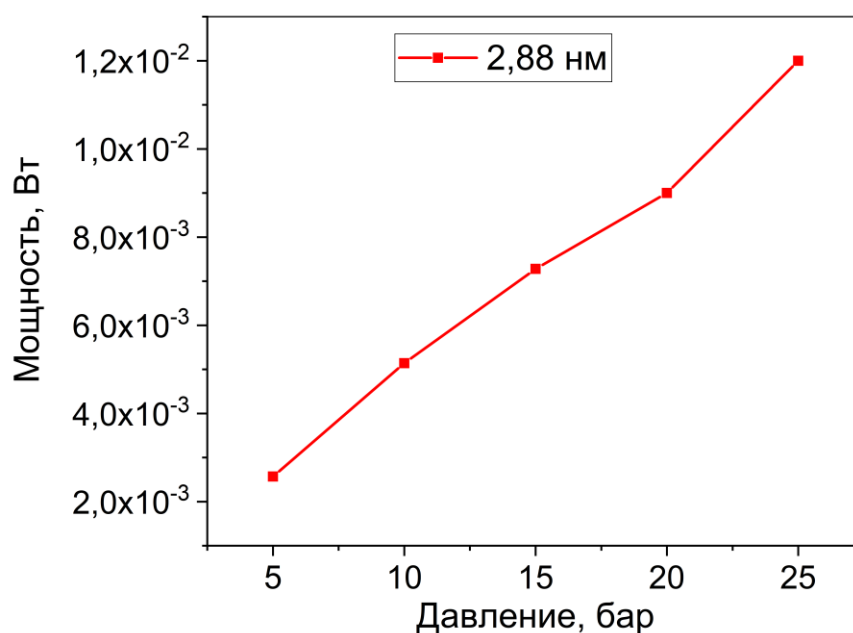


Рис. 69. Зависимость мощности излучения лазерной искры в газоструйной мишени азота на длине волны 2,88 нм в 4π стерадиан от давления.

Из представленной зависимости видно, что интенсивность эмиссионного излучения на длине волны 2,88 нм существенно возрастает при повышении давления газа на входе в сопло от 10 до 25 бар. В целом можно заметить, что данная эмиссионная линия является одной из самых ярких линий в «водном окне прозрачности» для изученных газоструйных мишеней.

Таким образом, азот является одной из лучших газоструйных мишеней для ЛПИ, излучающих в спектральном диапазоне «окна прозрачности воды». Эмиссионная линия ионов N VI на длине волны 2,88 нм одна из самых ярких эмиссионных линий в диапазоне длин волн 2,5 - 5 нм среди всех линий, зарегистрированных в данной работе. При использовании для возбуждения мишени лазерной системы с плотностью мощности в фокусе $\sim 5 \cdot 10^{12}$ Вт/см²

оптимально подавать газ на вход в сопло под давлением 25 бар и выше. При этом достигается наибольшая интенсивность эмиссионного излучения в «водном окне прозрачности».

3.3. Измерение размеров лазерной искры в газоструйных мишенях

С помощью изображающей системы на основе двухзеркального объектива Шварцшильда с пятикратным увеличением, описанной в соответствующем разделе диссертационной работы, были проведены исследования размеров лазерной искры в газоструйной мишени криптона при различных параметрах мишени и возбуждающего лазерного импульса.

На рис. 70 показаны изображения лазерной искры в газоструйной мишени криптона при давлениях газа на входе в сопло 5 бар и 10 бар, энергии возбуждающего лазерного импульса 0,8 Дж. Время накопления сигнала детектором составляло 0,1 с. Выбор такого, достаточно малого, значения времени обусловлен достаточно ярким излучением ЛПИ с газоструйной мишенью криптона на длине волны 11,25 нм. Малое время накопления сигнала, в данном случае, необходимо выбирать, чтобы избежать перегруза пикселей матрицы детектора и выхода детектора в нелинейный режим работы. Таким образом, полученное изображение лазерной искры соответствует одному лазерному импульсу.

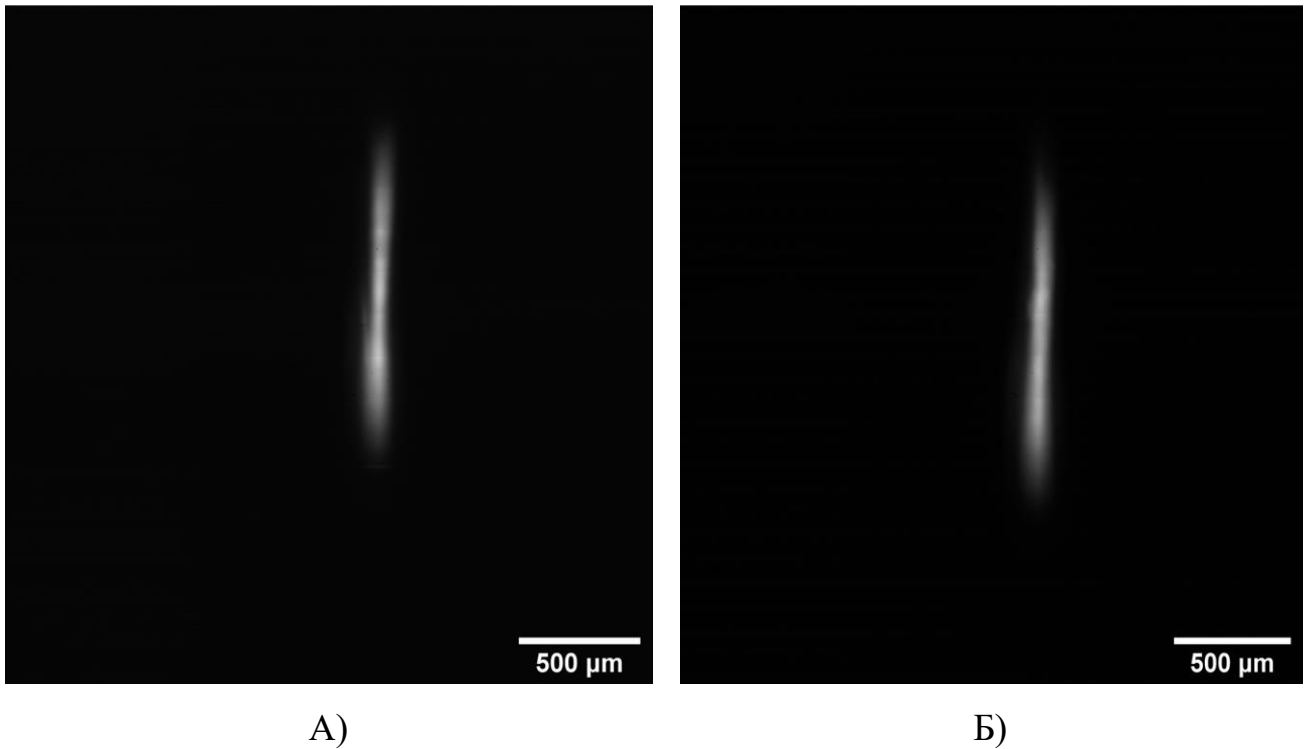


Рис. 70. Изображение лазерной искры в газоструйной мишени криптона. А – при давлении газа 5 бар, Б – при давлении газа 10 бар.

На данном рисунке хорошо видны ассиметричные размеры излучающей области. В направлении вдоль распространения лазерного луча (снизу вверх на рисунке) лазерная искра имеет гораздо больший размер, чем в поперечном направлении.

Для определения размеров лазерной искры были построены профили сигнала детектора в направления вдоль и поперек лазерного луча. Полученные профили сигнала в направлении поперек лазерного луча изображены на рис. 71, профили сигнала в направлении вдоль лазерного луча изображены на рис. 72.

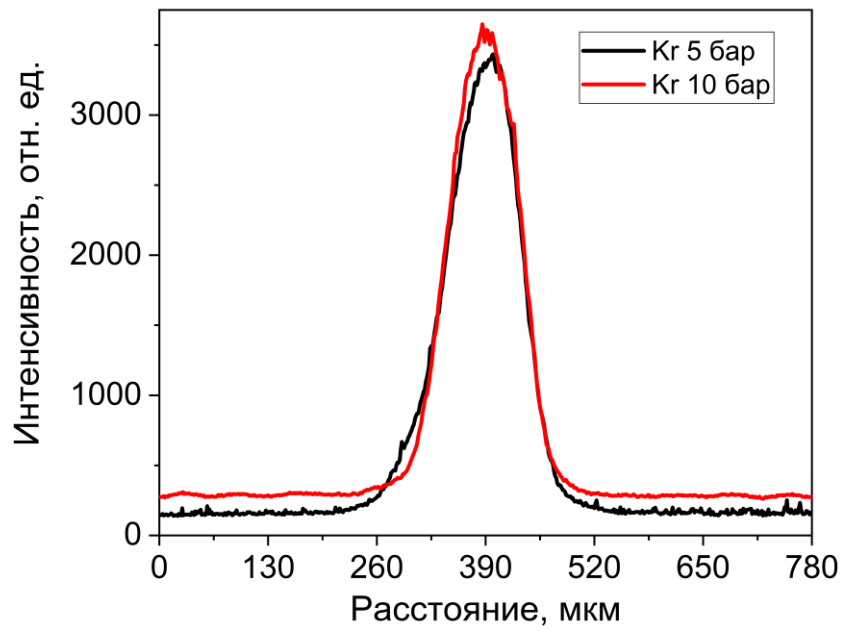


Рис. 71. Профили сигнала детектора при давлении газа на входе в сопло 5 и 10 бар в направлении поперек лазерного луча.

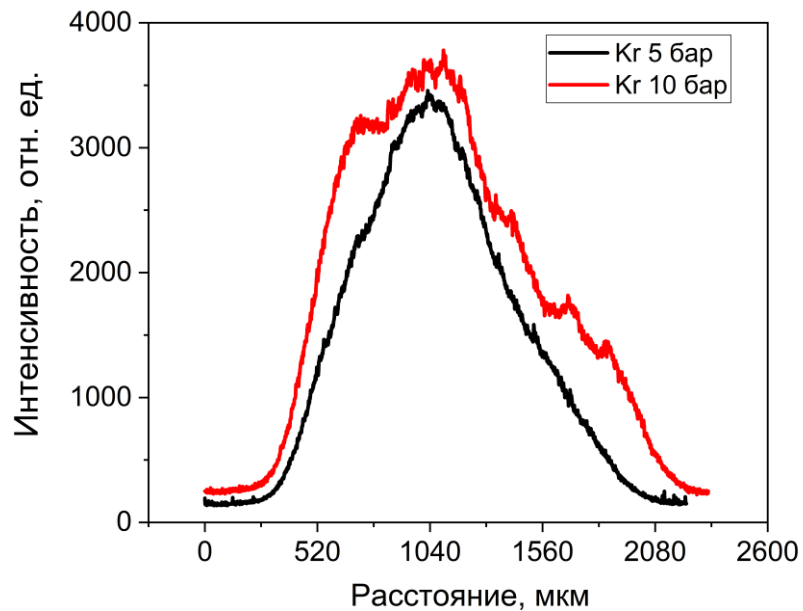


Рис. 72. Профили сигнала детектора при давлении газа на входе в сопло 5 и 10 бар в направлении вдоль лазерного луча.

На рис. 71 видно, что интенсивность излучения лазерной искры в направлении поперечном лазерному лучу имеет распределение близкое к Гауссовому. Ширина на полувысоте составляет порядка 100 мкм и практически не изменяется при увеличении давления газа на входе в сопло. В направлении вдоль лазерного луча распределение интенсивности отличается от Гауссова. Оно имеет более широкую форму и значительно изменяется при повышении давления от 5 до 10 бар. Также при давлении 10 бар изменяется структура профиля, возникает дополнительный максимум. По представленным профилям можно определить размер лазерной искры, формирующейся в газоструйной мишени при исследуемых экспериментальных условиях. Размер лазерной искры составил 800x100 мкм при давлении 5 бар и 1000x100 мкм при давлении 10 бар.

В диссертационной работе были проведены измерения размеров лазерной искры в газоструйной мишени криптона при различных давлениях газа на входе в сопло и энергиях возбуждающего лазерного импульса.

На рис. 73 представлены полученные зависимости продольного и поперечного размеров лазерной искры от давления криптона на входе в сопло. В данной экспериментальной серии энергия лазерного импульса составляла 0,8 Дж, время накопления сигнала детектором для каждого из изображений 0,1 с.

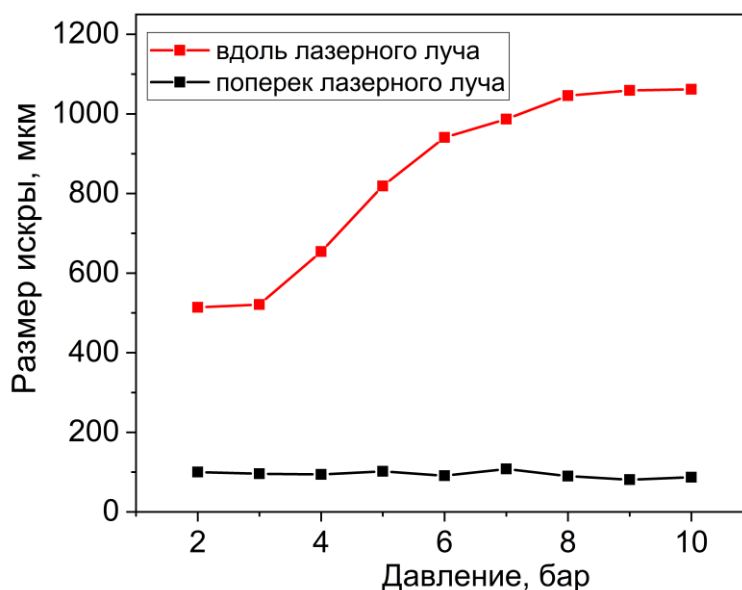


Рис. 73. Зависимости продольного и поперечного размера лазерной искры в газоструйной мишени криптона от давления газа на входе в сопло.

На представленных графиках видно, что при увеличении давления газа на входе в сопло от 2 до 10 бар продольный размер лазерной искры заметно увеличивается и достигает значений близких к 1 мм при давлении выше 7 бар. Также видно, что при увеличении давления свыше 7 бар продольный размер лазерной искры изменяется слабо. Вероятно, это связано с ограниченным размером газоструйной мишени, формируемой при истечении газа из конусного сопла с диаметром выходного сечения 1 мм (см. главу 2). Поперечный размер лазерной искры при увеличении давления газа от 2 до 10 бар практически не изменяется и остаётся в пределах 90-100 мкм.

На рис. 74 изображены экспериментально полученные зависимости продольного и поперечного размеров лазерной искры в газоструйной мишени криптона при различных энергиях возбуждающих лазерных импульсов. В данной серии экспериментов давление газа на входе в сопло оставалось неизменным и составляло 8 бар. При этом время накопления сигнала детектора изменялось так, чтобы изображение лазерной искры было хорошо различимо на фоне собственных шумов матрицы (особенно важно при низких давлениях газа) и при этом не

наблюдалась перегрузка пикселей матрицы детектора (при высоких давлениях газа).

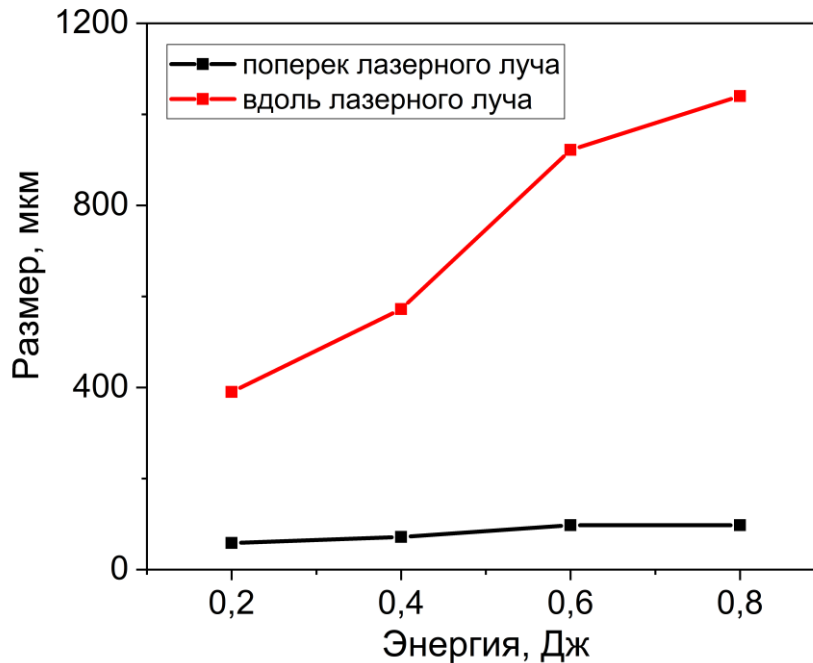


Рис. 74. Зависимости продольного и поперечного размеров лазерной искры от энергии возбуждающего лазерного импульса.

Из представленных зависимостей видно, что при увеличении энергии лазерного импульса от 0,2 до 0,8 Дж продольный и поперечный размеры лазерной искры увеличиваются.

Основные результаты главы 3

1. В диапазоне длин волн 2,5-18 нм зарегистрировано эмиссионное излучение ионов Ne V – Ne VIII, Ar VII – Ar XI, Kr VIII – Kr XV, Xe VIII – Xe XI, O V – O VI, F VI – F VII, N V, C V – C VI при формировании лазерной плазмы в газоструйных мишенях импульсным Nd:YAG лазером с плотностью мощности $\sim 5 \cdot 10^{12}$ Вт/см².

2. В окрестности 11,2 нм наиболее яркое эмиссионное излучение при формировании лазерной плазмы импульсным Nd:YAG лазером с плотностью

мощности порядка $5 \cdot 10^{12}$ Вт/см² зарегистрировано для газоструйных мишеней Хе. При давлении газа 8 бар зарегистрирована интенсивность излучения $5 \cdot 10^{-2}$ Вт в спектральную полосу 2% в 2π стерадиан, что соответствует конверсионной эффективности $CE=1,1\%$.

3. В диапазоне длин волн 2,5-18 нм получены следующие абсолютные интенсивности эмиссионного излучения лазерной плазмы, формируемой импульсным Nd:YAG лазером с плотностью мощности $\sim 5 \cdot 10^{12}$ Вт/см²:

Газ	Спектральная полоса, нм	Ион	W, Вт	N, фот/с (в 4π)
Ar	3,4±0,02	Ar XI	$1,1 \cdot 10^{-2}$	$1,9 \cdot 10^{14}$
	3,74±0,02	Ar X	$9,3 \cdot 10^{-3}$	$1,7 \cdot 10^{14}$
	3,83±0,02	Ar X	$1 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{14}$
	4,12±0,03	Ar IX	$4,7 \cdot 10^{-3}$	$9,8 \cdot 10^{13}$
	12±0,3	Ar VIII	$2,9 \cdot 10^{-3}$	$1,8 \cdot 10^{14}$
	13,84±0,38	Ar VIII	$2,9 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{14}$
	15,24±0,41	Ar IX	$3,4 \cdot 10^{-3}$	$2,6 \cdot 10^{14}$
Kr	3,75±0,02	Kr XIV	$2,8 \cdot 10^{-3}$	$5,3 \cdot 10^{13}$
	4,55±0,04	Kr XIV	$9 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{14}$
	4,88±0,04	Kr XIII	$1,2 \cdot 10^{-2}$	$3 \cdot 10^{14}$
	5,35±0,05	Kr XII	$1,4 \cdot 10^{-2}$	$3,8 \cdot 10^{14}$
	11,5±0,26	Kr IX	$1,3 \cdot 10^{-2}$	$7,5 \cdot 10^{14}$
	12,47±0,33	Kr VIII	$6,8 \cdot 10^{-3}$	$4,3 \cdot 10^{14}$
	16±0,43	Kr VIII	$3,5 \cdot 10^{-3}$	$2,8 \cdot 10^{14}$
Xe	4,4±0,04	-	$3,6 \cdot 10^{-3}$	$8 \cdot 10^{13}$
	10,8±0,1	UTA	$1,8 \cdot 10^{-1}$	$1 \cdot 10^{16}$
	11,34±0,24	Xe IX	$1,1 \cdot 10^{-1}$	$6,5 \cdot 10^{15}$
	13,8±0,38	Xe XI	$5,6 \cdot 10^{-2}$	$3,9 \cdot 10^{15}$
	14,8±0,4	Xe X	$6,8 \cdot 10^{-2}$	$5 \cdot 10^{15}$

CO ₂	4.026±0,03	C V	4.9·10 ⁻³	9.9·10 ¹³
	3.49±0,02	C V	1.5·10 ⁻³	2.7·10 ¹³
	3.37±0,02	C VI	4·10 ⁻³	6.9·10 ¹³
	11,64±0,27	O VI	2,5·10 ⁻³	1,5·10 ¹⁴
	12,98±0,3	O VI	2,4·10 ⁻³	1,6·10 ¹⁴
	15,01±0,41	O VI	1,5·10 ⁻³	1,1·10 ¹⁴
N ₂	2.88	N VI	1.2·10 ⁻²	1.7·10 ¹⁴
	14,74±0,4	N V	1,3·10 ⁻³	9,6·10 ¹³
	16,3±0,43	N V	2,3·10 ⁻³	1,9·10 ¹⁴
CHF ₃	4.026±0,03	C V	2.6·10 ⁻³	5.3·10 ¹³
	3.49±0,02	C V	9.7·10 ⁻⁴	1.7·10 ¹³
	3.37±0,02	C VI	2·10 ⁻³	3.4·10 ¹³
	11,29±0,24	F VII	1,6·10 ⁻³	9,2·10 ¹³
	12,78±0,34	F VII	1,5·10 ⁻³	9,5·10 ¹³
	14,7±0,4	F VI	9,6·10 ⁻⁴	7,1·10 ¹³

4. Получены зависимости абсолютной интенсивности излучения лазерной плазмы формируемой в газоструйных мишенях импульсным Nd:YAG лазером с плотностью мощности $\sim 5 \cdot 10^{12}$ Вт/см² от давления газа на входе в сопло.

5. Впервые зарегистрированы изображения лазерной искры в газоструйных мишенях на длине волны 11,25 нм с пространственным разрешением в несколько микрометров, а также установлены зависимости размеров искры от давления газа и энергии лазерных импульсов.

Глава 4. Исследование эмиссионных спектров ЛПИ с жидкостными мишенями

4.1. Исследование эмиссионных спектров жидкостных мишеней в спектральном диапазоне 5 - 18 нм

Эмиссионные спектры жидкостных мишеней спиртов

Данный раздел посвящен исследованию эмиссионных спектров спиртов в спектральном диапазоне 5 - 18 нм. Данные жидкости легкодоступны, малотоксичны и достаточно удобны для использования в качестве жидкостных мишеней в ЛПИ. Согласно данным, приведенным в [63], в спектральном диапазоне 5 - 18 нм при импульсном лазерном возбуждении жидкоструйной мишени спирта можно зарегистрировать эмиссионные линии ионов кислорода. В рамках настоящей диссертационной работы были проведены исследования эмиссионных спектров и абсолютных интенсивностей эмиссионного излучения для ряда спиртов: метанола, этанола и изопропанола.

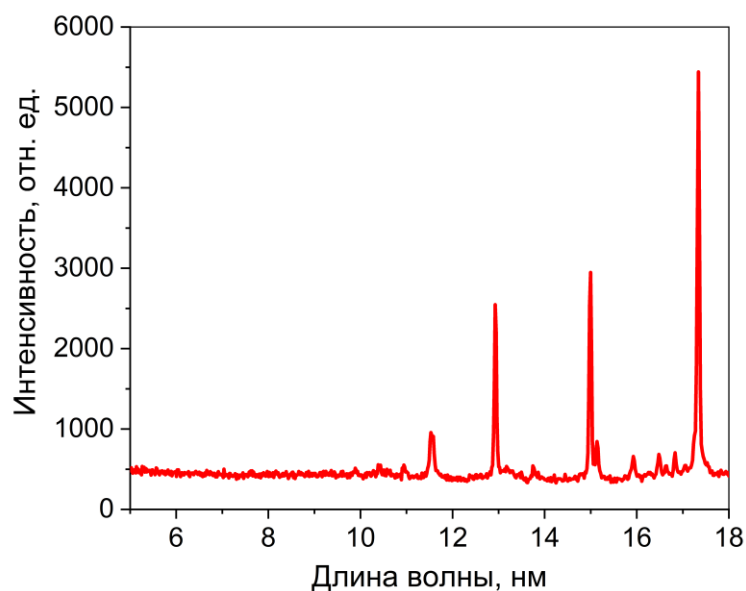


Рис. 75. Эмиссионный спектр этанола в диапазоне длин волн 5 - 18 нм.

На рис. 75 изображен экспериментально полученный эмиссионный спектр этанола. В ходе проведения эксперимента использовалась система жидкостного

питания источника, описанная в соответствующем разделе диссертационной работы. Энергия возбуждающего лазерного импульса во время эксперимента составляла 0,8 Дж. Давление жидкости на входе в импульсный клапан составляло 4 бар. Регистрация спектра производилась на РСМ-500.

На зарегистрированном спектре хорошо виден ряд высокоинтенсивных эмиссионных линий ионов кислорода, расположенных в спектральном диапазоне 10 - 18 нм. Подробная расшифровка зарегистрированных эмиссионных линий проведена в соответствии с [63,64] и представлена в таблице 8 в Приложении.

Так как эмиссионные спектры трёх, изученных в рамках данной работы, спиртов идентичны друг другу и отличаются только интенсивности зарегистрированных эмиссионных линий, то в тексте работы приводится спектр и расшифровка только для этанола.

На рис. 76 приведено сравнение эмиссионного спектра этанола, полученного на зеркальном спектрометре (прибор описан в соответствующем разделе), со спектром, зарегистрированным с помощью РСМ-500. Регистрация эмиссионных спектров проводилась при одинаковых давлении и температуре жидкости на входе в импульсный клапан. В ходе экспериментов в зеркальном спектрометре были установлены: Mo/Be МРЗ и два свободновисящих Zr/ZrSi₂ пленочных фильтра.

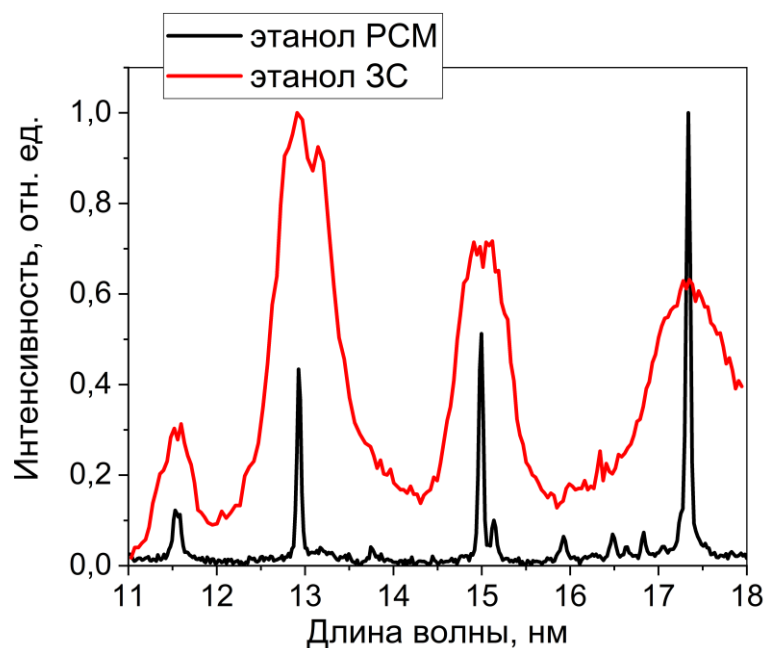


Рис. 76. Сравнение эмиссионных спектров этанола, полученных с помощью зеркального спектрометра и РСМ-500.

С использованием зарегистрированного эмиссионного спектра, по методике расчета абсолютной интенсивности наблюдаемых эмиссионных линий, описанной в соответствующем разделе, можно рассчитать абсолютную интенсивность излучения в спектральные полосы $\lambda=11,64\pm 0,27$ нм; $12,98\pm 0,3$ нм; $15,01\pm 0,41$ нм; $17,31\pm 0,48$ нм.

В диссертационной работе также приводится сравнение эмиссионных спектров, полученных на зеркальном спектрометре и РСМ-500, только для мишени этанола. Это сделано по причине идентичности эмиссионных спектров спиртов и отличий лишь в абсолютных интенсивностях зарегистрированных линий.

После проведения вычислений были получены абсолютные интенсивности эмиссионного излучения жидкостных мишеней метанола, этанола и изопропанола в полный телесный угол 4π стерадиан. Результаты представлены в таблице 12.

Таблица 12. Абсолютные интенсивности излучения эмиссионных линий жидкостных мишеней спиртов.

Спектральная полоса, нм	Метанол		Этанол		Изопропанол	
	W, Вт	N, фот/с	W, Вт	N, фот/с	W, Вт	N, фот/с
11,64±0,27	$5,8 \cdot 10^{-4}$	$3,4 \cdot 10^{13}$	$5,5 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{13}$	$3,6 \cdot 10^{-4}$	$1,6 \cdot 10^{13}$
12,98±0,3	$1 \cdot 10^{-3}$	$6,6 \cdot 10^{13}$	$6,2 \cdot 10^{-4}$	$4,6 \cdot 10^{13}$	$6,1 \cdot 10^{-4}$	$1,8 \cdot 10^{13}$
15,01±0,41	$8 \cdot 10^{-4}$	$6 \cdot 10^{13}$	$6,4 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{13}$	$5,7 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{13}$
17,31±0,48	$1,1 \cdot 10^{-3}$	$9,2 \cdot 10^{13}$	$7 \cdot 10^{-4}$	$9,3 \cdot 10^{13}$	$7,1 \cdot 10^{-4}$	$6,6 \cdot 10^{13}$

Анализируя данные, представленные в таблице 36, можно заметить, что абсолютная интенсивность эмиссионных линий ионов кислорода при использовании жидкостной мишени метанола выше, чем при использовании мишеней этанола и изопропанола. Вероятно, это связано с меньшей массой молекулы метанола. Таким образом, меньшая доля энергии лазерного пучка затрачивается на ионизацию атомов, входящих в молекулу, а плазма в зоне лазерной искры нагревается до более высоких температур.

Эмиссионные спектры жидкостной мишени дихлорметана

Дихлорметан – тяжелая, малотоксичная жидкость. В качестве мишень для ЛПИ дихлорметан интересен тем, что содержит ионы хлора. Спектры лазерной плазмы, содержащей ионы хлора, в диапазоне длин волн 5-18 нм малоизучены и представляют большой научный интерес.

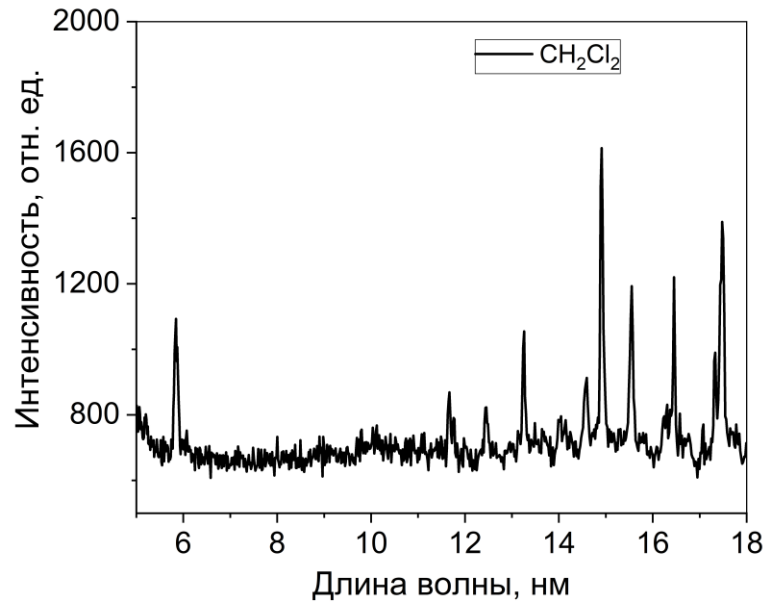


Рис. 77. Эмиссионный спектр дихлорметана.

На рис. 77 изображен экспериментально полученный эмиссионный спектр дихлорметана. В ходе проведения эксперимента использовалась система жидкостного питания источника, описанная в соответствующем разделе диссертационной работы. Энергия возбуждающего лазерного импульса во время эксперимента составляла 0,8 Дж. Давление жидкости на входе в импульсный клапан составляло 4 бар. Регистрация спектра производилась на РСМ-500. Исследования эмиссионных спектров дихлорметана в диапазоне длин волн 5 - 18 нм, проведенные автором диссертационной работы, опубликованы в [А7].

На зарегистрированном спектре хорошо виден ряд высокоинтенсивных эмиссионных линий ионов хлора Cl VII – Cl VIII, расположенных в спектральном диапазоне 5-18 нм. Подробная расшифровка зарегистрированных эмиссионных линий приведена в таблице 9 в Приложении.

На рисунке 78 приведено сравнение эмиссионного спектра дихлорметана, полученного на зеркальном спектрометре (прибор описан в соответствующем разделе), со спектром, зарегистрированным с помощью РСМ-500. Регистрация эмиссионных спектров проводилась при одинаковых давлении и температуре

жидкости на входе в импульсный клапан. В ходе экспериментов в зеркальном спектрометре были установлены: Mo/Be МРЗ и два свободновисящих Zr/ZrSi₂ пленочных фильтра.

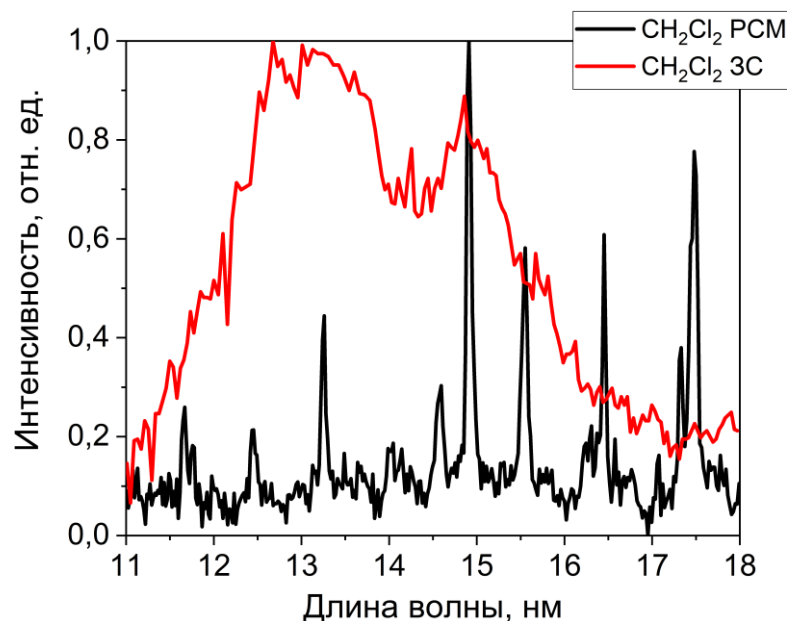


Рис. 78. Сравнение эмиссионных спектров дихлорметана, полученных с помощью зеркального спектрометра и РСМ-500.

С использованием зарегистрированного с помощью зеркального спектрометра эмиссионного спектра по методике расчета абсолютной интенсивности наблюдаемых эмиссионных линий, описанной в соответствующем разделе, можно рассчитать абсолютную интенсивность излучения в спектральные полосы $\lambda=13,31\pm 0,36$ нм и $14,94\pm 0,4$ нм.

После проведения вычислений были получены абсолютные интенсивности эмиссионного излучения жидкостной мишени дихлорметана в 4π стерадиан. Результаты представлены в таблице 13.

Таблица 13. Абсолютные интенсивности излучения эмиссионных линий жидкостной мишени дихлорметана.

Спектральная полоса, нм	Ион	W, Вт	N, фот/с
13,31±0,36	Cl-VII	$6,7 \cdot 10^{-4}$	$4,5 \cdot 10^{13}$
14.94±0,4	Cl-VII	$7,5 \cdot 10^{-4}$	$5,6 \cdot 10^{13}$

Анализируя данные, представленные в таблице 38, можно заметить, что абсолютные интенсивности эмиссионных линий ионов хлора, при использовании жидкостной мишени дихлорметана достаточно высоки, выше, чем при использовании мишеней этанола и изопропанола, и немного меньше, чем при использовании метанола.

4.2. Исследование эмиссионных спектров жидкостных мишеней в спектральном диапазоне 2,5 - 5 нм

Эмиссионные спектры жидкостной мишени этанола

Согласно данным, приведенным в [63], в спектральном диапазоне 2,5 - 5 нм при импульсном лазерном возбуждении жидкоструйной мишени этанола можно зарегистрировать эмиссионные линии ионов углерода.

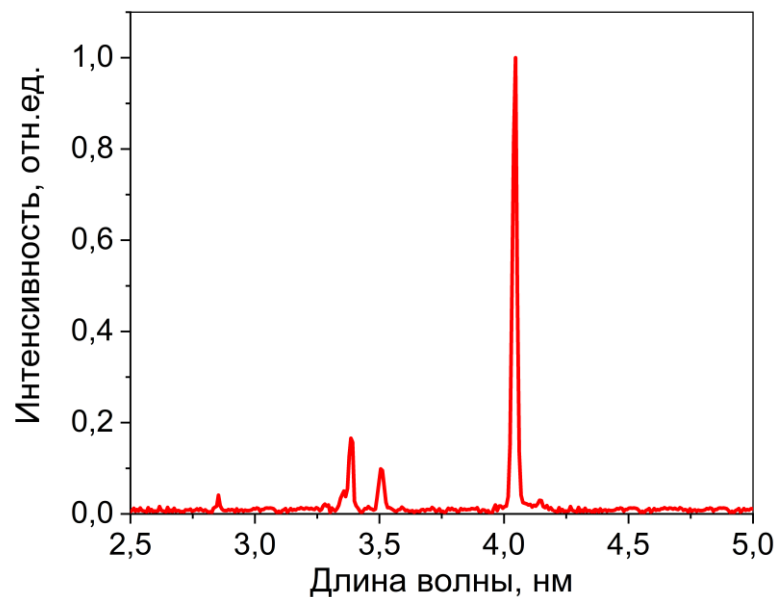


Рис. 79. Эмиссионный спектр этанола в диапазоне длин волн 2,5 - 5 нм.

На рис. 79 изображен экспериментально полученный эмиссионный спектр этанола. В ходе проведения эксперимента использовалась система жидкостного питания источника, описанная в соответствующем разделе диссертационной работы. Энергия возбуждающего лазерного импульса во время эксперимента составляла 0,8 Дж. Давление жидкости на входе в импульсный клапан составляло 4 бар. Регистрация спектра производилась на РСМ-500.

На зарегистрированном спектре хорошо виден ряд эмиссионных линий ионов углерода $C V - C VI$, расположенных в спектральном диапазоне 2,5 - 5 нм.

Подробная расшифровка зарегистрированных эмиссионных линий приведена в таблице 39. Определение излучающих ионов и переходов проводилось в соответствии с [63]. Результаты представлены в таблице 8 в Приложении

На рисунке 80 приведено сравнение эмиссионного спектра этанола, полученного на зеркальном спектрометре (прибор описан в соответствующем разделе), со спектром, зарегистрированным с помощью РСМ-500. Регистрация эмиссионных спектров проводилась при одинаковых давлении и температуре жидкости на входе в импульсный клапан. В ходе экспериментов в зеркальном спектрометре были установлены: Cr/Sc МРЗ и два свободновисящих Ti/Be пленочных фильтра.

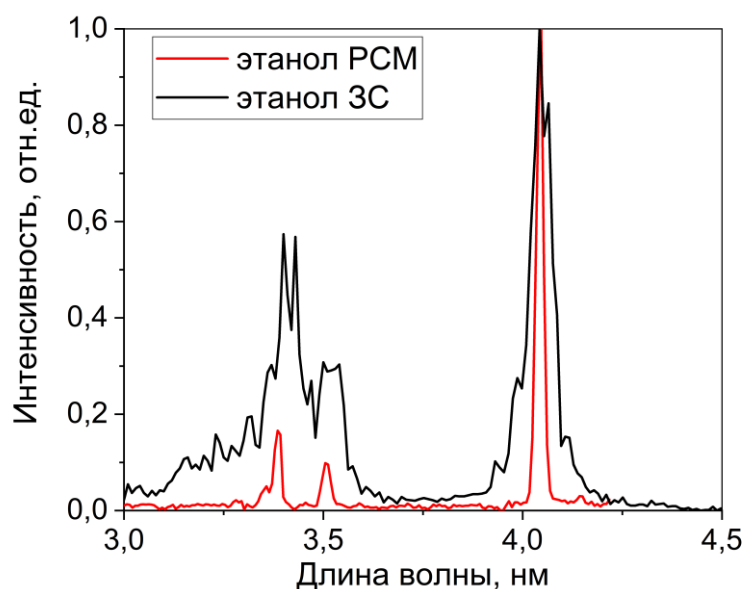


Рис. 80. Сравнение эмиссионных спектров этанола, полученных с помощью зеркального спектрометра и РСМ-500.

В спектре, полученном с помощью зеркального спектрометра, наблюдаются следующие эмиссионные линии: 4,026 нм; 3,49 нм; 3,37 нм и 3,34 нм.

Таким образом, по методике расчета абсолютной интенсивности наблюдаемых эмиссионных линий, описанной в соответствующем разделе, можно

рассчитать абсолютную интенсивность излучения в спектральные полосы $\lambda=4,026\pm 0,026$ нм; $3,49\pm 0,02$ нм; $3,37\pm 0,02$ нм; $3,34\pm 0,02$ нм.

Таблица 14. Абсолютные интенсивности излучения эмиссионных линий жидкостных мишеней спиртов.

Спектральная полоса, нм	Этанол		Изопропанол	
	W, Вт	N, фот/с	W, Вт	N, фот/с
4,026±0,03	$5,2\cdot 10^{-4}$	$1\cdot 10^{13}$	$2,9\cdot 10^{-4}$	$5,9\cdot 10^{12}$
3,49±0,02	$8,9\cdot 10^{-5}$	$1,6\cdot 10^{12}$	$8,1\cdot 10^{-5}$	$1,4\cdot 10^{12}$
3,37±0,02	$1,3\cdot 10^{-4}$	$2,1\cdot 10^{12}$	$9,8\cdot 10^{-5}$	$1,7\cdot 10^{12}$

Сравнивая данные, представленные в таблице 14, с результатами измерения абсолютных интенсивностей эмиссионного излучения газоструйной мишени углекислоты в спектральном диапазоне 2,5 - 5 нм можно сделать вывод, что интенсивность излучения, получаемого при возбуждении этанола сравнима с интенсивностью, получаемой при возбуждении газоструйной мишени углекислоты (давление на входе в сопло 25 бар). В спектральных полосах $4,026\pm 0,026$ нм и $3,37\pm 0,02$ нм интенсивность излучения, при использовании этанола в качестве мишени, несколько превышает интенсивность, получаемую при использовании газоструйной мишени углекислоты (при давлении на входе в сопло 25 бар). Таким образом, жидкостная мишень этанола является достаточно перспективной мишенью для ЛПИ, излучающих в спектральном диапазоне «окна прозрачности воды». Интенсивность излучения ионов углерода в указанном диапазоне при возбуждении мишени лазерным излучением с плотностью мощности порядка 10^{12} Вт/см² сравнима или превышает интенсивность, получаемую при возбуждении газоструйных мишеней. Так как жидкостная мишень гораздо более плотная по сравнению с газоструйной, то при увеличении плотности мощности лазерного излучения в фокусном пятне, вероятно, можно будет добиться значительного увеличения интенсивности эмиссионного излучения в «водном окне прозрачности».

Эмиссионные спектры жидкостной мишени циклогексана

Циклогексан интересен, как мишень для ЛПИ, излучающих в «водном окне прозрачности», ввиду высокого содержания атомов углерода в молекуле. Поэтому можно ожидать высокую интенсивность эмиссионного излучения в указанном спектральном диапазоне. Исследования эмиссионных спектров циклогексана, проведенные в диссертационной работе, опубликованы в работе [А7]. На рисунке 81 представлен полученный эмиссионный спектр циклогексана.

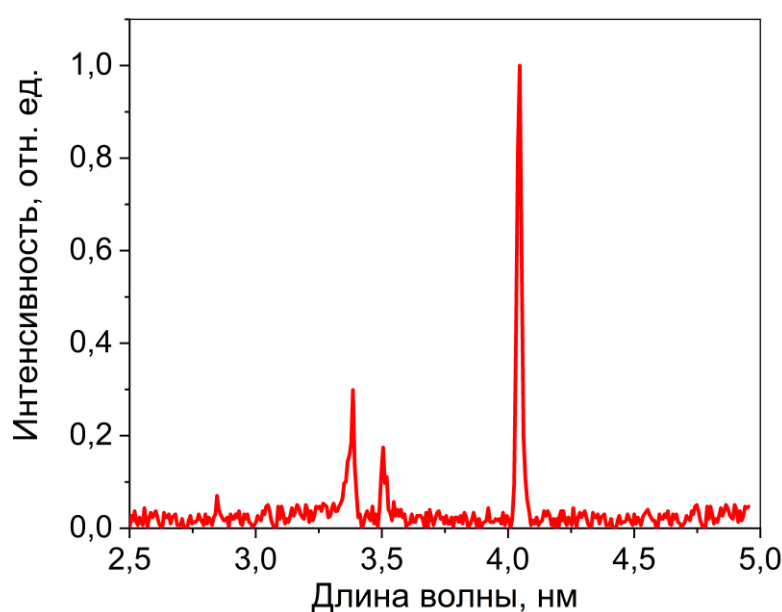


Рис. 81. Эмиссионный спектр циклогексана, полученный с помощью РСМ-500.

В ходе проведения эксперимента использовалась система жидкостного питания источника, описанная в соответствующем разделе диссертационной работы. Энергия возбуждающего лазерного импульса во время эксперимента составляла 0,8 Дж. Давление жидкости на входе в импульсный клапан составляло 4 бар. Регистрация спектра производилась на РСМ-500.

В спектральном диапазоне 2,5 - 5 нм наблюдается ряд эмиссионных линий ионов углерода. Качественно вид эмиссионного спектра совпадает с видом эмиссионных спектров этанола и изопропанола, при этом наблюдается

значительное перераспределение интенсивности эмиссионных линий. Относительные интенсивности зарегистрированных эмиссионных линий для мишени циклогексана приведены в таблице 43. Определение излучающих ионов и переходов проводилось в соответствии с [63]. Результаты приведены в таблице 10 в Приложении.

На рисунке 82 приведено сравнение эмиссионного спектра циклогексана, полученного на зеркальном спектрометре (прибор описан в соответствующем разделе), со спектром, зарегистрированным с помощью РСМ-500. Регистрация эмиссионных спектров проводилась при одинаковых давлении и температуре жидкости на входе в импульсный клапан. В ходе экспериментов в зеркальном спектрометре были установлены: Cr/Sc МРЗ и два свободновисящих Ti/Be пленочных фильтра.

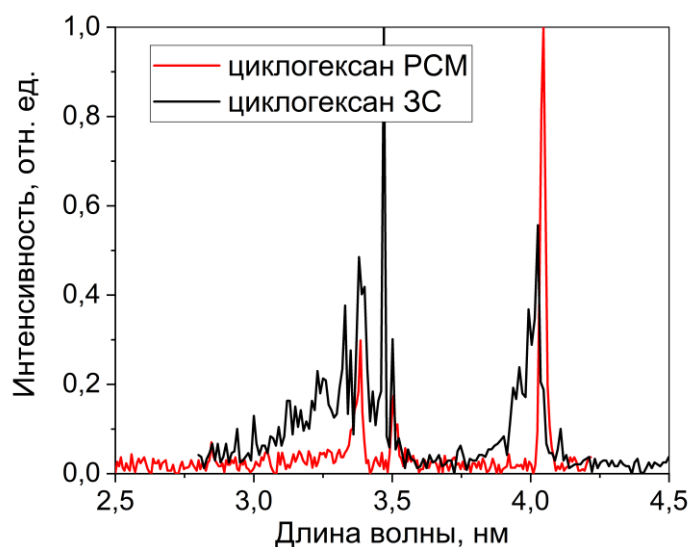


Рис. 82. Сравнение эмиссионных спектров циклогексана, полученных с помощью зеркального спектрометра и РСМ-500.

В спектре, полученном с помощью зеркального спектрометра, наблюдаются следующие эмиссионные линии: 4,026 нм, 3,49 нм, 3,37 нм.

Таким образом, по методике расчета абсолютной интенсивности наблюдаемых эмиссионных линий, описанной в соответствующем разделе, можно

рассчитать абсолютную интенсивность в спектральные полосы $\lambda=4,026\pm0,025$ нм; $3,49\pm0,02$ нм и $3,37\pm0,02$ нм.

После проведения вычислений были получены абсолютные интенсивности эмиссионного излучения жидкостной мишени циклогексана в полный телесный угол 4π . Результаты представлены в таблице 15.

Таблица 15. Абсолютные интенсивности излучения эмиссионных линий циклогексана.

Спектральная полоса, нм	W, Вт	N, фот/с
4,026±0,03	$1\cdot 10^{-3}$	$2\cdot 10^{13}$
3,49±0,02	$7,5\cdot 10^{-4}$	$1,3\cdot 10^{13}$
3,37±0,02	$3,45\cdot 10^{-4}$	$5,85\cdot 10^{12}$

После проведения сравнения данных, представленных в таблице 44, с результатами измерения абсолютных интенсивностей эмиссионного излучения этанола (таблица 40) и изопропанола (таблица 42) можно сделать вывод, что использование циклогексана в качестве мишени существенно менее выгодно. Интенсивности зарегистрированных эмиссионных линий ионов углерода в спектральном диапазоне «окна прозрачности воды» при использовании циклогексана в качестве мишени существенно ниже, чем при использовании этанола или же изопропанола. Вероятно, это связано с большим количеством атомов водорода в молекуле циклогексана. На ионизацию атомов водорода затрачивается большая доля энергии лазерного пучка, что препятствует нагреву плазмы до более высоких температур, необходимых чтобы получить более высокоинтенсивное эмиссионное излучения в спектральном диапазоне 2,5 - 5 нм.

Эмиссионные спектры жидкостной мишени дихлорметана

Дихлорметан достаточно интересен как мишень для ЛПИ в спектральном диапазоне 2,5-5 нм, в том числе в диапазоне «окна прозрачности воды» 2,34-4,4 нм, ввиду достаточно высокого содержания атомов хлора. Хлор и аргон – соседние элементы в таблице Менделеева и имеют достаточно схожую структуру субвалентных электронных уровней. В главе 3 настоящей диссертационной работы зарегистрировано достаточно высокоинтенсивное излучение ионов аргона в спектральном диапазоне 2,5-5 нм. Таким образом, можно ожидать что при использовании жидкостной хлорсодержащей мишени будет также зарегистрировано высокоинтенсивное эмиссионное излучение в диапазоне длин волн 2,5-5 нм.

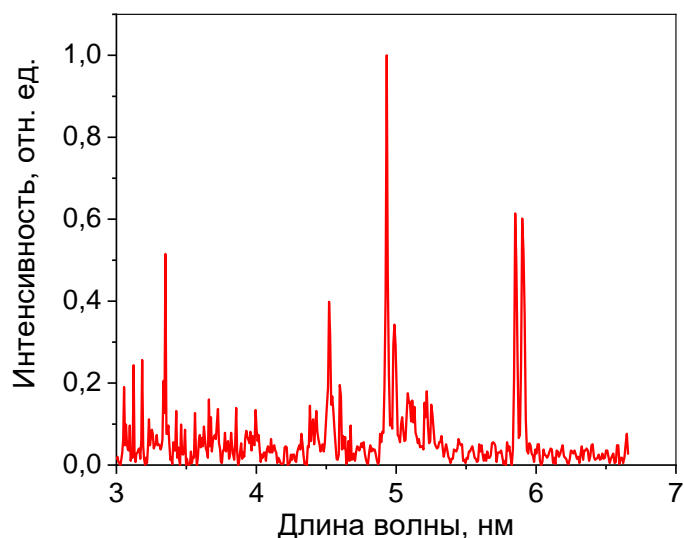


Рис. 83. Эмиссионный спектр дихлорметана в диапазоне длин волн 2,5 - 6,5 нм

На рисунке 83 изображен экспериментально полученный эмиссионный спектр изопропанола. Для подачи жидкости в вакуумную камеру использовалась система жидкостного питания источника, описанная в соответствующем разделе диссертационной работы. Энергия возбуждающего лазерного импульса во время эксперимента составляла 0,8 Дж. Давление жидкости на входе в импульсный

клапан составляло 4 бар. Регистрация спектра производилась на РСМ-500. Исследования эмиссионных спектров жидкостной мишени дихлорметана в спектральном диапазоне 2,5 - 5 нм, проведенные автором диссертационной работы, опубликованы в [А10].

В спектральном диапазоне «окна прозрачности воды» 2,5 - 6,5 нм наблюдается ряд эмиссионных линий ионов хлора. Относительные интенсивности и подробная расшифровка зарегистрированных эмиссионных линий приведена в таблице 45. Определение излучающих ионов и переходов проводилось в соответствии с [63]. Результаты представлены в таблице 9 в Приложении.

На рисунке 84 приведено сравнение эмиссионного спектра дихлорметана, полученного на зеркальном спектрометре (прибор описан в соответствующем разделе), со спектром, зарегистрированным с помощью РСМ-500. Регистрация эмиссионных спектров проводилась при одинаковых давлении и температуре жидкости на входе в импульсный клапан. В ходе экспериментов в зеркальном спектрометре были установлены: Cr/Sc МРЗ и два свободновисящих Ti/Be пленочных фильтра.

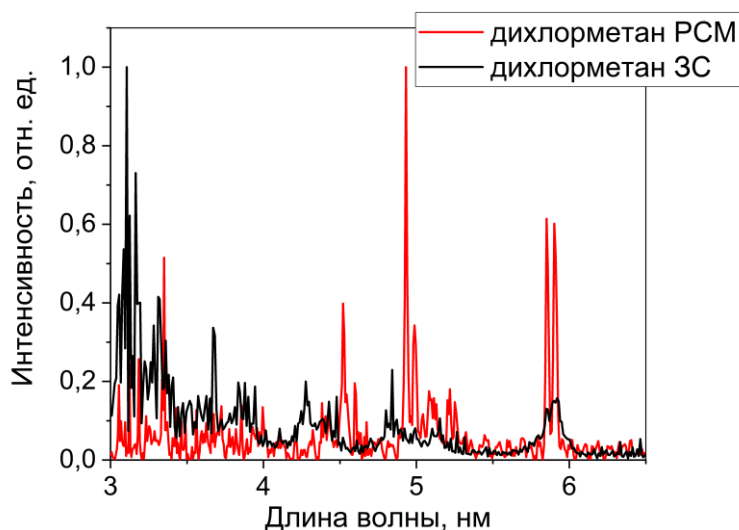


Рис. 84. Сравнение эмиссионных спектров дихлорметана, полученных с помощью зеркального спектрометра и РСМ-500.

На основе полученного с помощью зеркального спектрометра спектра по методике расчета абсолютной интенсивности наблюдаемых эмиссионных линий, описанной в соответствующем разделе, можно рассчитать абсолютную интенсивность в спектральные полосы $\lambda=5,92\pm0,049$ нм; $4,95\pm0,042$ нм; $4,44\pm0,038$ нм и $3,37\pm0,02$ нм.

После проведения вычислений были получены абсолютные интенсивности эмиссионного излучения жидкостной мишени дихлорметана в 4π стерадиан. Результаты представлены в таблице 16.

Таблица 16. Абсолютные интенсивности излучения эмиссионных линий дихлорметана.

Спектральная полоса, нм	W, Вт	N, фот/с
$5,92\pm0,045$	$6,9\cdot10^{-3}$	$2\cdot10^{14}$
$4,95\pm0,04$	$3,6\cdot10^{-3}$	$8,9\cdot10^{13}$
$4,44\pm0,04$	$2,05\cdot10^{-3}$	$4,65\cdot10^{13}$
$3,37\pm0,02$	$9,2\cdot10^{-4}$	$1,56\cdot10^{13}$

Основные результаты главы 4

К основным результатам, полученным в главе 4 можно отнести следующие:

1. В диапазоне длин волн 2,5-18 нм получено эмиссионное излучение ионов O V – O VI, C V – C VI, Cl VII – Cl XIV при формировании лазерной плазмы в жидкостных мишенях импульсным Nd:YAG лазером с плотностью мощности $\sim 5\cdot 10^{12}$ Вт/см².

2. В диапазоне длин волн 2,5-18 нм получены следующие абсолютные интенсивности эмиссионного излучения лазерной плазмы, формируемой в жидкостных мишенях спиртов и циклогексана импульсным Nd:YAG лазером с плотностью мощности $\sim 5\cdot 10^{12}$ Вт/см²:

Мишень	Спектральная полоса, нм	W, Вт	N, фот/с (в 4π)
Метанол	17,31±0,43	$1,1 \cdot 10^{-3}$	$9,5 \cdot 10^{13}$
	15,01±0,41	$8 \cdot 10^{-4}$	$6 \cdot 10^{13}$
	12,98±0,3	$1 \cdot 10^{-3}$	$6,5 \cdot 10^{13}$
	11,64±0,27	$5,8 \cdot 10^{-4}$	$3,4 \cdot 10^{13}$
Этанол	17,31±0,43	$7 \cdot 10^{-4}$	$6,1 \cdot 10^{13}$
	15,01±0,41	$6,4 \cdot 10^{-4}$	$4,8 \cdot 10^{13}$
	12,98±0,3	$6,2 \cdot 10^{-4}$	$4 \cdot 10^{13}$
	11,64±0,27	$5,5 \cdot 10^{-4}$	$3,2 \cdot 10^{13}$
	4,026±0,03	$5,2 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{14}$
	3,49±0,02	$8,9 \cdot 10^{-4}$	$1,6 \cdot 10^{13}$
	3,37±0,02	$1,3 \cdot 10^{-3}$	$2,2 \cdot 10^{13}$
Изопропанол	17,31±0,43	$7,1 \cdot 10^{-4}$	$6,2 \cdot 10^{13}$
	15,01±0,41	$5,7 \cdot 10^{-4}$	$4,3 \cdot 10^{13}$
	12,98±0,3	$6,1 \cdot 10^{-4}$	$4 \cdot 10^{13}$
	11,64±0,27	$3,6 \cdot 10^{-4}$	$2,1 \cdot 10^{13}$
	4,026±0,03	$2,9 \cdot 10^{-3}$	$5,9 \cdot 10^{13}$
	3,49±0,02	$8,1 \cdot 10^{-4}$	$1,4 \cdot 10^{13}$
	3,37±0,02	$9,8 \cdot 10^{-4}$	$1,7 \cdot 10^{13}$
Циклогексан	4,026±0,03	$1 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{13}$
	3,49±0,02	$7,5 \cdot 10^{-4}$	$1,3 \cdot 10^{13}$
	3,37±0,02	$3,5 \cdot 10^{-4}$	$5,9 \cdot 10^{12}$

3. Исследованы эмиссионные спектры и впервые измерены интенсивности излучения в абсолютных единицах для хлорсодержащей жидкостной мишени в спектральных диапазонах 2,5-18 нм. Максимальная мощность излучения зарегистрирована в спектральной полосе $5,92 \pm 0,05$ нм и составила $6,9 \cdot 10^{-3}$ Вт в 4π стерадиан.

Глава 5. Численное моделирование параметров плазмы в зоне разряда для ЛПИ с газоструйными мишенями

5.1. Основные физические процессы, происходящие в зоне формирования лазерной искры

Формирование пробоя под действием излучения высокой интенсивности в газах, которые при обычных условиях прозрачны для излучения данного диапазона длин волн, было изучено в опытах, проведенных в 1960-х [70 - 75]. Облучение газов проводилось с помощью сфокусированного излучения рубинового лазера. В области вблизи фокуса излучения была зарегистрирована ионизация газа и образование свободных электронов. Также было обнаружено, что формирование пробоя обычно сопровождается яркой световой вспышкой, подобной искре.

Впоследствии было проведено экспериментальное исследование и теоретическое описание физики процессов, происходящих при формировании лазерной искры. Основные из них – это: многофотонная ионизация атомов газа; формирование электронной лавины; активное поглощение лазерного излучения плазмой и её нагрев.

Многофотонная ионизация атомов газа

Квантовомеханическая задача о прямом вырывании электронов из атомов под действием электромагнитной волны была решена Л.В. Келдышем. В работе [76] было получено общее выражение для вероятности вырывания электрона из атома. Формула имеет достаточно сложный вид, но стоит отметить, что в пределе низких частот она переходит в формулу для вероятности туннелирования электрона через потенциальный барьер при воздействии статического поля. Для электромагнитных волн с высокими частотами (ИК, оптический диапазоны) формула описывает многофотонный (многоквантовый) фотоэффект. Ионизация атома в данном случае происходит при поглощении n квантов излучения, для которых выполняется следующее неравенство:

$$n \cdot h\nu > I \quad (5.1)$$

где $h\nu$ – энергия одного кванта электромагнитного излучения, I – потенциал ионизации атома. Вероятность многофотонного фотоэффекта $P \sim E^{2\alpha}$, где E – напряженность электрического поля волны, α – число, зависящее от выбранного газа.

Для ионизации атомов газов с высоким потенциалом ионизации, например, излучением рубинового лазера требуется достаточно большое число квантов. Так, потенциал ионизации атома гелия $I=24.6$ эВ, и требуется поглощение 14 квантов для его ионизации. Это приводит к очень резкой, пороговой зависимости вероятности ионизации атома от напряженности электрического поля. Проведенные оценки показывают, что для прямого вырывания электрона из атома необходимы поля $\sim 10^8$ В/см. Поля таких величин могут достигаться только в мощных лазерах с малой длительностью импульса.

Однако экспериментально было обнаружено формирование лазерной искры для менее мощных лазеров. Было зарегистрировано формирование пробоя при достижении полей со средней напряженностью электрического поля $\sim 10^6 - 10^7$ В/см. Столь значительные отличия объясняются тем, что распределение поля излучения лазера по пятну фокусировки достаточно неравномерно. Неравномерность связана с расходимостью лазерного луча, а также с абберациями линз, используемых для фокусировки. Влияние аббераций подробно описано в работе Б. Я. Зельдовича и Н. Ф. Пилипецкого [77].

Таким образом, в очень малых областях локальная напряженность электрического поля может существенно превышать среднюю напряженность поля в пятне фокусировки. В этих областях за счет многофотонного фотоэффекта образуется небольшое количество т. н. «затравочных» электронов. Далее под действием лазерного излучения из затравочных электронов формируется электронная лавина, после которой число свободных электронов резко увеличивается.

Также на данном этапе возможно протекание некоторых других специфичных процессов. Однако их влияние на формирование лазерной искры мало, основным на данном этапе является процесс многофотонной ионизации атомов газа. Поэтому остальные процессы в данной работе не рассматриваются.

Формирование электронной лавины

Затравочные электроны, образовавшиеся в результате многофотонного фотоэффекта, набирают энергию, поглощая кванты электромагнитного поля при столкновениях с нейтральными атомами. Наряду с поглощением квантов излучения электроном происходит так же и испускание, но в среднем электрон набирает энергию от поля и ускоряется. Набрав кинетическую энергию, превышающую потенциал ионизации атома газа, электрон может ионизовать атом при столкновении с ним.

Средняя скорость нарастания энергии электрона описывается формулой:

$$\frac{dW}{dt} = \frac{e^2 G}{\pi m c v^2} \nu_{\text{эфф}} \quad (5.2)$$

где W – кинетическая энергия электрона, G – поток энергии лазерного излучения, e – заряд электрона, m – масса электрона, c – скорость света, ν – частота лазерного излучения, $\nu_{\text{эфф}}$ – эффективная частота соударений электрона с атомами.

Поток энергии лазерного излучения описывается формулой:

$$G = \frac{c}{8\pi} \overline{(E^2 + H^2)} = \frac{c \overline{E^2}}{4\pi} \quad (5.3)$$

где E и H – напряженности электрического и магнитного полей волны соответственно.

С учетом формулы для потока энергии лазерного излучения получим следующую формулу средней скорости нарастания энергии электрона:

$$\frac{dW}{dt} = \frac{e^2 \overline{E^2}}{m\omega^2} \nu_{\text{эфф}} \quad (5.4)$$

Таким образом, чтобы электрон приобрел энергию, равную энергии одного кванта излучения лазера, необходимо, чтобы электрон испытал в среднем $h\nu/mc\nu^2/e^2G$ столкновений с атомами. Как показывают оценки, приведенные в [98], для ионизации атома гелия при использовании рубинового лазера с энергией кванта 1,8 эВ при потоке лазерной энергии $G \sim 10^{18}$ эрг/(см²·с) электрон должен совершить порядка 2700 соударений с атомами. После этого при соударении с атомом электрон может ионизовать его, тогда вместо одного «быстрого» электрона и нейтрального атома будет два «медленных» электрона и ион. Затем данный процесс многократно повторяется и образуется электронная лавина.

В работе [78] приведены оценки эффективной частоты соударений для электрона с энергией ~ 10 эВ в гелии при атмосферном давлении. Данная величина составляет $\nu_{\text{эфф}} \sim 2 \cdot 10^{12}$ 1/с. Время, необходимое, чтобы электрон набрал достаточную энергию для ионизации атома гелия, при таких условиях составляет $\sim 10^{-9}$ с. Таким образом, за время длительности одного лазерного импульса $\sim 10^{-8}$ с один «затравочный» электрон приводит к образованию $\sim 10^7$ свободных электронов. Очень важно отметить, что при увеличении светового потока или давления газа (плотности частиц в зоне лазерной искры) в два раза каждый затравочный электрон приводит к образованию уже не 10^7 , а $\sim 10^{14}$ свободных электронов. Именно это объясняет резкую, пороговую зависимость пробоя газа от мощности лазерного импульса и плотности мишени. Также стоит отметить, что электронная лавина играет большую роль в формировании плазмы в зоне лазерной искры в газовых мишенях для достаточно длительных лазерных импульсов (единицы и десятки нс), тогда как за время коротких импульсов (порядка единиц фс) электронная лавина просто не успевает формироваться.

Приведенные рассуждения о формировании электронной лавины носят качественный характер, на самом деле процессы, происходящие при формировании лавины, несколько сложнее. Так, в приведенных рассуждениях не

учитывается возбуждение атомов электронами с энергией, недостаточной для ионизации. Не учитываются потери энергии электронов при столкновении с атомами, что играет достаточно большую роль для мишеней из лёгких газов. Также при малых размерах фокусного пятна или малой плотности мишени возможен уход электронов из области фокуса за счёт диффузии, что также приводит к потерям энергии. Более подробное и точное описание процесса с рассмотрением кинетического уравнения для функции распределения электронов по энергиям можно найти в работе [79].

Поглощение лазерного излучения и нагрев плазмы

За счет многофотонной ионизации атомов газа, а затем образования электронной лавины в области вблизи фокуса лазерного излучения образуется плазма, в которой уже достигнуты достаточно высокие степени ионизации. Такая плазма уже является непрозрачной для излучения лазера, поглощение квантов происходит в слое толщиной порядка длины их свободного пробега. Поглощение происходит за счет свободно-свободных переходов электронов в поле ионов. При этом плазменное облако нагревается до высоких температур, так, в работе [94] была получена температура плазмы $\sim 6 \cdot 10^5$ К.

В работах [73,74] экспериментально было обнаружено перемещение зоны поглощения навстречу лазерному лучу. Как только степень ионизации газа перед поглощающим в данный момент слоем по какой-то причине достигает высокого значения, уже этот слой становится непрозрачным для лазерного излучения, и в нем происходит активное поглощение лазерного излучения. Можно говорить, что по световому каналу распространяется «волна поглощения». Данный эффект препятствует поглощению всей лазерной энергии в малом объёме плазмы и существенно ограничивает её нагрев.

Существуют три основных независимых механизма образования «волны поглощения»:

1) Световой поток в самой узкой части канала значительно превышает пороговое значение, необходимое для пробоя. В этом случае порог происходит и в более широких частях светового канала, но с некоторым запозданием относительно самой узкой части канала. Этот механизм называют «волна пробоя».

2) Плазма вблизи фокуса сильно нагревается и расширяется, что приводит к формированию ударной волны, которая распространяется во всех направлениях, в том числе и навстречу лазерному лучу. В ударной волне газ активно нагревается и ионизируется, поэтому зона активного поглощения лазерного излучения перемещается вместе с фронтом ударной волны.

3) Газ перед поглощающим слоем ионизируется излучением, выходящим из области горячей плазмы, расположенной за слоем поглощения. При достижении некоторой степени ионизации, слои газа перед поглощающим слоем тоже становятся непрозрачными и начинают поглощать лазерную энергию. Этот механизм называют «радиационным».

Главным параметром, характеризующим каждый механизм, является скорость распространения «волны поглощения», которую он обеспечивает. В реальном эксперименте доминирующим является тот механизм, который обеспечивает максимальную скорость распространения волны в конкретных условиях.

Волна пробоя

В работе [80] показано, что скорость «волны пробоя» можно оценить по следующей формуле:

$$D = \frac{r_0}{t_k \cdot \operatorname{tg} \alpha} \quad (5.5)$$

где r_0 – минимальный радиус светового канала в фокусе, α – угол раствора светового канала, t_k – момент первичного пробоя, отсчитанный от эффективного начала лазерного импульса.

Таким образом, данный механизм является доминирующим в случае возбуждения мишени короткими лазерными импульсами, а также при использовании длиннофокусных линз (с малым углом α). Подробно параметры экспериментов, в которых данный механизм играл главную роль, описаны в [75].

Детонационная волна

На рис. 85 схематически показано распространение детонационной волны в зоне лазерной искры.

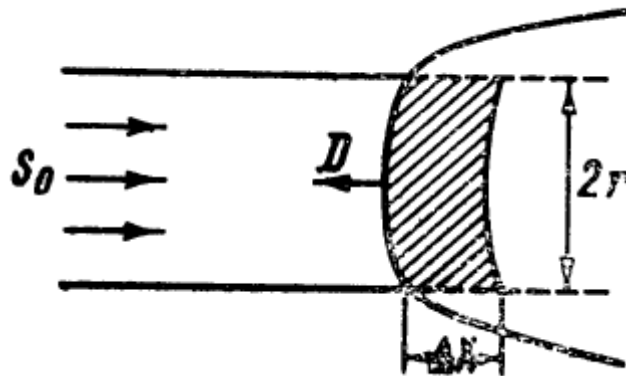


Рис. 85. Схема распространения детонационной волны.

Ударную волну, создаваемую нагревающейся и расширяющейся плазмой, можно рассматривать как гидродинамический разрыв. Без учета движения газа при нагреве баланс энергии для волны определяется следующим выражением:

$$\rho_0 \cdot D \cdot \varepsilon(T) = S_0 \quad (5.6)$$

где ρ_0 – начальная плотность газа, D – скорость распространения волны, $\varepsilon(T)$ – удельная внутренняя энергия, которую приобретает газ, после поглощения лазерной энергии, S_0 – поток энергии лазера.

Данное выражение отражает закон сохранения энергии. При рассмотрении его совместно с законами сохранения массы и импульса можно получить так называемое уравнение ударной адиабаты:

$$\varepsilon - \varepsilon_0 = \frac{1}{2}(p + p_0)(V_0 - V) + S_0 \sqrt{(V_0 - V)/(p - p_0)} \quad (5.7)$$

где p – давление газа, V – удельный объём. Индекс 0 соответствует состоянию газа за фронтом ударной волны.

Схематически в координатах PV ударная адиабата при выбранном потоке лазерной энергии S_0 изображена на рис. 86.

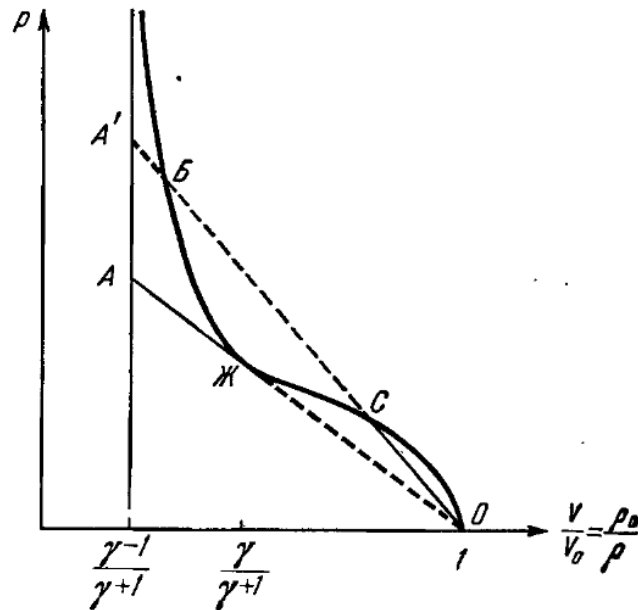


Рис. 86. Ударная адиабата для волны поглощения.

Скорость распространения ударной волны при выбранных параметрах определяется локальным наклоном данной кривой. Из графика видно, что при фиксированном значении S_0 существует точка $Ж$, в которой скорость распространения волны минимальна. Это так называемая точка Жуге. В данной точке детонационная волна имеет минимальную скорость распространения, и при этом внутренняя энергия достигает максимальных значений. Именно этот режим реализуется при экспериментальном получении лазерной искры. В литературе данный режим распространения ударной волны называют «детонационным».

Расчеты показывают, что минимальная скорость распространения сверхзвуковой волны детонации, соответствующая точке Жуге, и плотность внутренней энергии, определяются выражениями:

$$D = (2(\gamma^2 - 1) \frac{S_0}{\rho_0})^{1/3} \quad (5.8)$$

$$E = \frac{2^{2/3} \gamma}{(\gamma^2 - 1)^{1/3} (\gamma + 1)} \left(\frac{S_0}{\rho_0} \right)^{2/3} \quad (5.9)$$

где D – скорость распространения детонационной волны, E – плотность внутренней энергии плазмы, γ – показатель адиабаты для газа, S_0 – поток лазерной энергии, ρ_0 – начальная плотность газа.

После экспериментальной проверки оказалось, что данные выражения только качественно согласуются с результатами экспериментов. Причина состоит в том, что сильно нагретая плазма в зоне лазерной искры расширяется не только навстречу лазерному лучу, а также в обратную сторону и в боковых направлениях. Т.к. детонационная волна имеет цилиндрическую форму, то соотношение потерь энергии на движение волны в боковых направлениях к энергии, затрачиваемой на движение волны навстречу лазерному лучу, определяется соотношением $\Delta x/r$, где Δx – толщина поглощающего слоя, r – радиус фокусного пятна. С учетом этого баланс энергии в зоне детонационной волны можно записать в виде:

$$\rho_0 \cdot D \cdot \varepsilon(T) = S_0 \delta \quad (5.10)$$

где δ – безразмерный коэффициент, который показывает какая доля энергии тратится на формирование и распространение детонационной волны навстречу лазерному лучу.

В рамках данной модели считается, что потери энергии плазмой на излучение малы. Таким образом, вся поглощенная энергия лазерного излучения расходуется на формирование и распространение волны детонации вдоль лазерного луча и на потери энергии через боковые стенки детонационной волны. Тогда, если δ показывает, какая доля энергии идет на формирование и распространение детонационной волны вдоль лазерного луча, то $(1-\delta)$ показывает, какая доля энергии уходит на потери через боковые стенки волны. Коэффициент δ в данном случае определяется по следующей формуле:

$$\delta = \frac{1}{1 + \frac{2a * \Delta x}{rD}} \quad (5.11)$$

где a – скорость вытекания газа через боковые стенки цилиндрической детонационной волны, r – радиус фокусного пятна, Δx – толщина поглощающего слоя, D – скорость распространения детонационной волны.

В «детонационном» режиме распространения ударной волны, который реализуется в случае лазерной искры в газах, выполняется условие $2a/D=1$. Таким образом, скорость вытекания газа через боковые стенки детонационной волны вдвое меньше скорости распространения волны навстречу лазерному лучу.

В данном случае выражения для минимальной скорости распространения сверхзвуковой волны детонации и плотности внутренней энергии плазмы будут иметь вид:

$$D = (2(\gamma^2 - 1) \frac{S_0 \delta}{\rho_0})^{1/3} \quad (5.12)$$

$$E = \frac{2^{2/3} \gamma}{(\gamma^2 - 1)^{1/3} (\gamma + 1)} \left(\frac{S_0 \delta}{\rho_0} \right)^{2/3} \quad (5.13)$$

С использованием данных формул получают оценки температуры плазмы, хорошо согласующиеся с независимо измеренными значениями, например, для экспериментальных условий, исследованных в работе [81].

Радиационный механизм

Рассмотрение радиационного механизма достаточно сложно. Приближенная оценка скорости распространения волны поглощения, которую обеспечивает данный механизм, проведена в [80]. В данной работе показано, что радиационный механизм обеспечивает примерно ту же скорость движения поглощающего слоя, что и детонационная волна. Повышение точности рассмотрения задачи и выполнения расчетов приводит к значительному усложнению расчетов, однако, вероятно, не позволит точно определить какой из механизмов оказывает большее влияние на движение поглощающего слоя. Поэтому при проведении оценок с

достаточно хорошей точностью можно считать, что наибольшее влияние на движение поглощающего слоя оказывает детонационная волны (за исключением случаев с использованием длиннофокусных линз либо очень коротких лазерных импульсов).

5.2. Расчетная модель

Для более подробного изучения лазерной плазмы, образующейся в зоне искры, необходимо оценить численные значения основных параметров плазмы, таких как: температура плазмы, характерный размер излучающей области. Также для определения путей дальнейшей оптимизации ЛПИ с газоструйными мишенями необходимо определить вид зависимости температуры плазмы в зоне лазерной искры от давления газа на входе в систему формирования газоструйной мишени.

В данной работе оценка основных параметров плазмы, образующейся в зоне лазерной искры при возбуждении газоструйных мишеней лазерными импульсами проводилась на основе модели «световой детонации», описанной в книге [82]. Оценки скорости распространения волны детонации и плотности внутренней энергии плазмы проводились с учетом распространения волны как навстречу лазерному лучу, так и в боковых направлениях, по формулам (5.12) и (5.13) соответственно. Безразмерный коэффициент δ , показывающий, какая доля энергии уходит на движение детонационной волны навстречу лазерному лучу, вычислялся по формуле (5.11).

Рассмотрим подробнее величины, входящие в данные формулы. Как уже говорилось ранее, при образовании лазерной искры в газовой среде реализуется «детонационный» режим распространения ударной волны, для которого $2a/D=1$. Таким образом, формула для вычисления коэффициента δ сводится к следующей:

$$\delta = \frac{1}{1 + \frac{\Delta x}{r}} \quad (5.14)$$

Толщина поглощающего слоя Δx составляет порядка длины свободного пробега квантов лазерного излучения в плазме l_w . При высокой температуре плазмы кванты электромагнитного излучения, энергия которых невелика по сравнению с kT , поглощаются свободными электронами при столкновениях с ионами. Эффективный коэффициент поглощения фотонов μ с учетом вынужденного испускания электроном квантов в данном случае получен в [78].

Средняя длина свободного пробега, которая является обратной величиной по отношению к μ , вычисляется по формуле:

$$l_w = \frac{T^{3/2} \cdot (h\omega)^2}{3.1 \cdot 10^{-31} \cdot Z^3 N^2 g} \quad (5.15)$$

где Z - среднее зарядовое число, N - плотность исходных атомов газа, T - температура плазмы в зоне разряда, $h\omega$ - энергия кванта лазерного излучения, g - так называемый фактор Гаунта.

Фактор Гаунта вычисляется по следующей формуле:

$$g = 0,55 \cdot \ln \left(\frac{2,4 \cdot 10^3 \cdot T}{Z^3 N^3} \right) \quad (5.16)$$

Таким образом, вычислив плотность внутренней энергии плазмы в зоне лазерной искры по формуле (5.13), затем можно оценить её температуру по следующей формуле:

$$T = \frac{E \cdot M \cdot 1.66 \cdot 10^{-31} - I_\Sigma}{\frac{3}{2}(1 + Z)k} \quad (5.17)$$

где M - масса атома (молекулы для молекулярных газов) газа в а.е.м., k - постоянная Больцмана, I_Σ - эффективный потенциал ионизации атома (молекулы) исследуемого газа.

Немаловажным для ЛПИ параметром с практической точки зрения является характерный размер излучающей области. В рамках описанной модели «световой детонации» в некотором приближении можно оценить размер излучающей области по перемещению фронта детонационной волны за время лазерного импульса. С учетом распространения фронта волны вдоль лазерного луча, а также в боковых направлениях получим следующую формулу для оценки:

$$L = 2 \cdot D \cdot \tau + \Delta x \quad (5.18)$$

где L - характерный размер излучающей области в направлении вдоль лазерного луча в см, D - скорость движения фронта ударной волны в см/с, τ - длительность лазерного импульса в с, Δx - толщина поглощающего слоя.

Основные допущения, использованные в модели

Модель «световой детонации», выбранная для проведения численных оценок основных параметров плазмы в зоне лазерной искры, включает в себя следующий ряд основных допущений:

- 1) Плазма считается термализованной. Считается, что температуры ионов и электронов в плазменном облаке равны. В реальном эксперименте это, вообще говоря, не совсем верно. Однако при возбуждении газовых мишеней достаточно длительными (единицы нс и длиннее) лазерными импульсами плазма успевает частично термализоваться. Поэтому в нашем случае для оценок возможно использовать модель с подобным допущением.
- 2) Мишень считается неограниченной ($r \gg r_{\text{фок}}$). В общем случае при истечении газовой струи в вакуум её размер конечный. Так как в наших экспериментах диаметр фокусного пятна составлял ~ 66 мкм, а размер газовой струи по меньшей мере сравним с диаметром выходного сечения сопла $\sim 1,5$ мм, то поперечный размер газовой струи в области фокуса лазерного излучения намного превышает размеры фокусного пятна, поэтому данное приближение выполняется достаточно хорошо.
- 3) В рамках модели считается, что при формировании лазерной искры газовая среда поглощает 100 % попадающего в неё лазерного излучения. В случае газовых струй, истекающих в вакуум, данное приближение не выполняется, что показывают проведенные эксперименты, описанные в соответствующем разделе работы. Для учета этого обстоятельства в формулах для вычисления скорости распространения ударной волны и плотности внутренней энергии плазмы в зоне искры вместо множителя S_0 подставляли множитель $S_0 \cdot \alpha$, где α – доля лазерной энергии, поглощаемой газоструйной мишенью при соответствующих условиях, определенная из эксперимента.
- 4) Не учитывается неоднородная плотность газовой струи. В рамках модели считается, что волна детонации распространяется в среде с постоянной плотностью. Плотность газовой струи снижается по мере удаления от выходного сечения сопла, а также в области вблизи оси газовой струи её плотность выше, чем

по краям. Градиенты плотности частиц в газовой струе могут повлиять на скорость распространения волны детонации и на температуру, до которой нагревается плазма. Данный эффект при проведении оценок не учитывался, поскольку его учёт требует газодинамических расчетов распределения плотности частиц в струе.

5) Не учитывается распределение электронов и ионов по энергиям. Для проведения оценок предполагалось, что все ионы и электроны в плазме имеют некоторую одинаковую энергию, но в реальности есть некоторая функция распределения электронов и ионов по энергиям. Это несколько ухудшает точность проведенных оценок.

6) Из данных, представленных в разделе «Экспериментальные результаты», видно, что соотношение интенсивностей эмиссионных линий, соответствующих ионам с различным зарядом, изменяется при увеличении давления газа на входе в сопло. Однако, ввиду экспериментальных трудностей с точным определением среднего Z для плазмы в зоне лазерной искры, а также ввиду того, что оценки температуры плазмы, получаемые с помощью описанной модели, слабо чувствительны к небольшим изменениям параметра Z , данным обстоятельством пренебрегаем. Таким образом, зависимости температуры плазмы от давления газа на входе в сопло рассчитывались в предположении, что $Z = \text{const}$.

Методика проведения оценок

Для проведения оценок основных параметров плазмы по описанной методике необходимо установить численные значения ряда параметров, входящих в формулы, таких как: масса атомов (молекул) газа M , коэффициент поглощения излучения лазера газоструйной мишенью α , плотность частиц газа в зоне лазерной искры N , эффективный средний заряд образовавшегося плазменного облака Z , эффективный потенциал ионизации атома (молекулы) газа I_{Σ} . Это производилось следующим образом:

1) Масса атомов (молекул) исследуемого газа является справочной величиной, значения были взяты из соответствующих таблиц.

2) Коэффициент поглощения лазерного излучения газоструйной мишенью при выбранных экспериментальных условиях определялся экспериментально. Описание экспериментов приведено в соответствующем разделе работы.

3) Плотность частиц газа линейно связана с плотностью газа, которая является табулированной величиной для различных давлений в достаточно широких пределах. Однако истечение сверхзвукового газового потока в вакуумный объём достаточно сложный процесс, как показывают расчеты [83], концентрация частиц газа в зоне вблизи выходного сечения сопла приблизительно на порядок меньше, чем на входе в сопло. Исходя из этого, на основе справочных табличных данных о зависимости плотности газа от давления можно оценить плотность частиц в газоструйной мишени вблизи выходного сечения сопла для различных давлений газа на входе в сопло по формуле:

$$N = \frac{\rho}{20 \cdot M} \quad (5.19)$$

где N – концентрация частиц газа (атомов для инертных и молекул для молекулярных газов) [$1/\text{см}^3$], ρ – плотность газа при выбранном давлении [$\text{г}/\text{см}^3$], M – масса атома (молекулы) газа [г]. Множитель 20 определен эмпирически для конусных с критическим сечением диаметром 500 мкм и показывает снижение концентрации атомов истекающего газа на расстоянии 0,5 мм от среза сопла относительно концентрации атомов возле среза сопла.

Стоит заметить, что по данной формуле получается именно концентрация частиц газа в зоне лазерной искры, которая совпадает с концентрацией атомов газа в зоне искры, входящей в формулы для расчета средней длины свободного пробега и фактора Гаунта, только для одноатомных инертных газов. Для молекулярных газов полученное значение необходимо умножить на количество атомов в молекуле газа.

4) Эффективный средний заряд плазменного облака Z определялся на основе расшифровки экспериментально полученных эмиссионных спектров. Для инертных газов, состоящих из атомов одного сорта, это просто максимальный

заряд иона, для которого были зарегистрированы эмиссионные линии. Для газов, состоящих из атомов разных сортов, рассчитываем Z по следующей формуле:

$$Z = \frac{a_1 z_1 + a_2 z_2 + \dots}{a_1 + a_2 + \dots} \quad (5.20)$$

где z_1, z_2, \dots – максимальный заряд иона атомов каждого сорта, для которого были зарегистрированы эмиссионные линии; a_1, a_2, \dots – количество атомов каждого сорта, входящего в состав молекулы газа.

5) Для инертных газов параметр I_Σ определялся по формуле: $I_\Sigma = \sum i_n$, где i_n – табличное значение потенциала ионизации для иона с зарядом n . Суммирование проводилось до максимального заряда ионов, эмиссионные линии которых наблюдаются в спектре. Для молекулярных газов параметр I_Σ вычисляется сначала для каждого типа атомов, входящего в состав газа, затем умножается на количество атомов данного типа и суммируется по всем типам атомов.

Численные значения параметров для проведенных экспериментов

По методике, описанной ранее, с использованием приведенных в соответствующем разделе работы эмиссионных спектров было проведено определение численных значений параметров, необходимых для проведения оценок по модели. Полученные численные значения параметров приведены в таблице 48.

Таблица 17. Численные значения ряда параметров для исследованных газоструйных мишеней.

Газ	M, а.е.м.	Z	I_{Σ} , эрг
Ar	40	10	$3,2 \cdot 10^{-9}$
Kr	84	14	$4,85 \cdot 10^{-9}$
N ₂	28	5	$2,58 \cdot 10^{-9}$
CO ₂	44	5	$3,03 \cdot 10^{-9}$
CHF ₃	70	4.8	$4,22 \cdot 10^{-9}$

Рассчитанная зависимость концентрации частиц в зоне искры от давления газа на входе в сопло $N(p)$ для исследованных газов приведена на рис. 87.

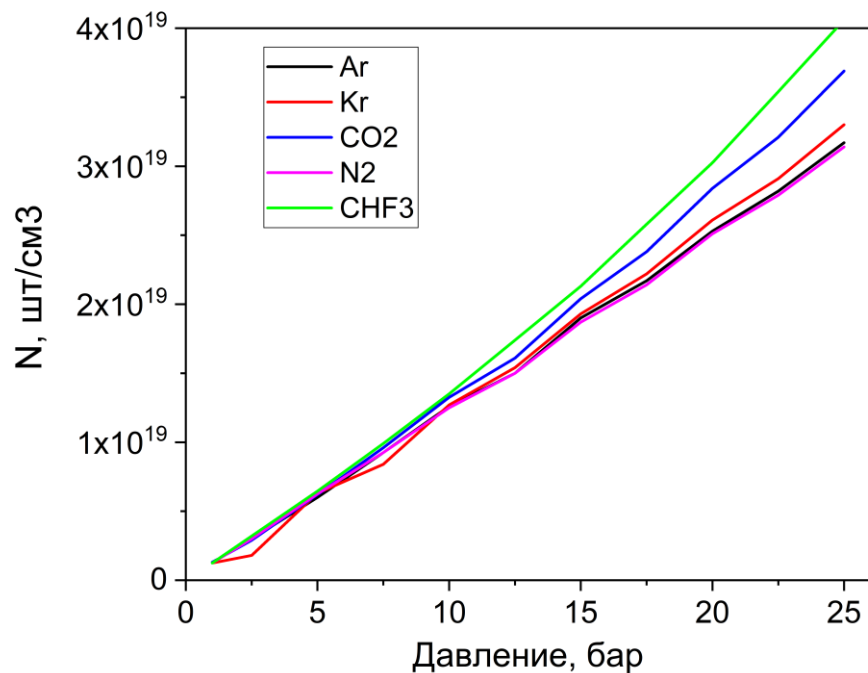


Рис. 87. Зависимости $N(p)$ для исследованных газов.

Видно, что полученные зависимости для инертных газов в диапазоне давлений от 2,5 до 30 бар с хорошей точностью совпадают с линейными. Для углекислоты и азота в области давлений свыше 20 бар отклонения от линейной

зависимости становятся достаточно существенными. Это связано с различной сжимаемостью газов.

Экспериментально полученные зависимости коэффициента поглощения лазерного излучения газоструйной мишенью от давления газа на входе в сопло для исследованных газоструйных мишеней приведены в разделе экспериментальные результаты.

Моделирование основных параметров плазмы в зоне лазерной искры

На основе модели «световой детонации» с помощью полученных экспериментальных данных были проведены оценки наиболее важных параметров плазмы в зоне лазерной искры: температура плазмы в зоне искры, характерный размер излучающей области. Зависимости температуры плазмы от давления газа на входе в сопло для изученных в диссертационной работе газоструйных мишеней приведены на рис. 88. Оценки проводились во всем экспериментально доступном нам диапазоне давлений газа на входе в сопло.

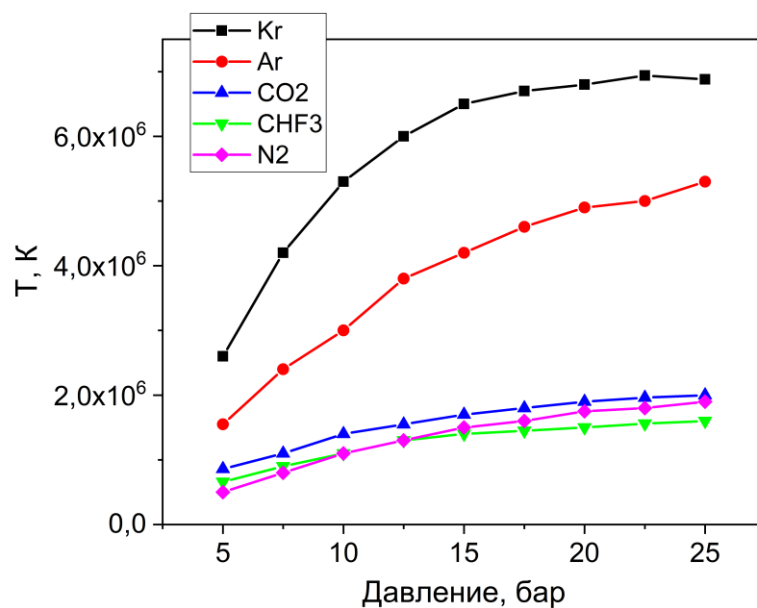


Рис. 88. Зависимости температуры плазмы в зоне лазерной искры от давления газа на входе в сопло.

На представленном на рис. 88 графике видно, что зависимости температуры плазмы в зоне лазерной искры от давления газа на входе в сопло различаются для инертных и молекулярных газов. У инертных газов (Ar, Kr) значения температуры плазмы в зоне лазерной искры достаточно высокие и достигают порядка $5 - 6 \cdot 10^6$ К, в то время как у молекулярных газов значения температуры плазмы при параметрах, использовавшихся при моделировании, не превышает $2 \cdot 10^6$ К. При этом для мишеней молекулярных газов наблюдается выход зависимости на насыщение при давлениях выше 15 бар, для криптона выход зависимости на насыщение наблюдается при давлениях свыше 20 бар. Для газоструйной мишени аргона зависимость температуры плазмы в зоне искры от давления газа на входе в сопло не имеет тенденции к выходу на насыщение в исследованном диапазоне давлений. Вероятно, причиной описанных выше отличий является разное поведение зависимости доли поглощаемой энергии лазерного излучения от давления газа на входе в сопло для инертных и молекулярных газов. Для молекулярных газов в изученном диапазоне давлений наблюдается выход зависимости на насыщение, а для инертных газов (Ar, Kr) не наблюдается (см. рис. 30).

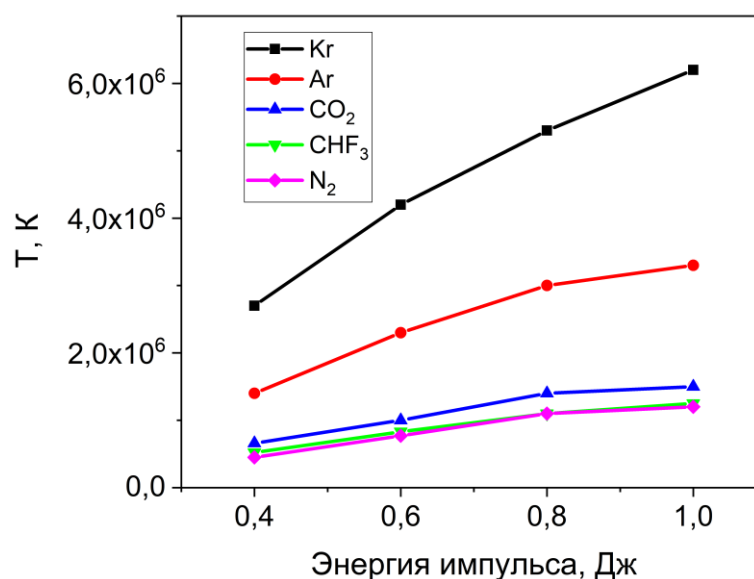


Рис. 89. Зависимости температуры плазмы в зоне лазерной искры от энергии возбуждающего лазерного импульса.

На рисунке 89 представлены полученные зависимости температуры плазмы в зоне лазерной искры для исследованных газоструйных мишеней от энергии возбуждающего лазерного импульса. Из данного графика видно, что в исследованном диапазоне энергий лазерного импульса температура плазмы в зоне искры значительно увеличивается при увеличении энергии лазерного импульса от 0,4 до 1 Дж при давлении газа на входе в сопло 10 бар для всех изученных газоструйных мишеней.

В таблице 18 приведены результаты численных оценок температуры плазмы в зоне лазерной искры и характерного размера излучающей области для всех исследованных в настоящей работе газов при давлении газа на входе в сопло 25 бар и энергии лазерного импульса 0,8 Дж.

Таблица 18. Численные оценки температуры плазмы в зоне лазерной искры и размера излучающей области при давлении газа на входе в сопло 25 бар и энергии лазерного импульса 0,8 Дж.

Газ	T, К	L, мкм
Ar	$5,3 \cdot 10^6$	$1,2 \cdot 10^3$
Kr	$6,9 \cdot 10^6$	$1,1 \cdot 10^3$
CO ₂	$2 \cdot 10^6$	$1 \cdot 10^3$
CHF ₃	$1,6 \cdot 10^6$	$9,6 \cdot 10^2$
N ₂	$1,9 \cdot 10^6$	$9,7 \cdot 10^2$

Из приведенных в таблице данных видно, что температура плазмы в зоне лазерной искры для мишеней инертных газов составляет $\sim 5 - 6 \cdot 10^6$ К. Для молекулярных газов достигаемая температура плазмы в зоне лазерной искры несколько меньше и составляет $\sim 2 \cdot 10^6$ К. Также стоит отметить достаточно большой размер излучающей области, порядка 1 мм, для всех исследованных

газоструйных мишеней. Такой большой размер связан с высокой скоростью распространения ударной волны в плотных газоструйных мишенях. Для уменьшения размера лазерной искры можно использовать лазерные системы с более короткой длительностью импульса. Приведенные величины носят оценочный характер ввиду тех допущений, которые лежат в основе использованной расчетной модели.

Основные результаты главы 5

К основным результатам, полученным в главе 5, можно отнести следующие:

1) На основе модели «световой детонации» разработан алгоритм численного моделирования основных параметров плазмы, формируемой в зоне лазерной искры в газоструйных мишенях.

2) По результатам численного моделирования плазмы, формируемой в газоструйных мишенях под воздействием лазерных импульсов с плотностью мощности порядка 10^{12} Вт/см² получены зависимости температуры плазмы в зоне лазерной искры от давления газа на входе в сопло и энергии лазерного импульса.

3) По результатам численного моделирования плазмы, формируемой в газоструйных мишенях под воздействием лазерных импульсов с плотностью мощности порядка 10^{12} Вт/см² получены оценки размера лазерной искры в исследованных газоструйных мишенях. Длина искры составляет порядка 1 мм, полученное значение хорошо согласуется с результатами эксперимента.

Основные результаты диссертационной работы

К основным результатам, полученным в данной диссертационной работе, можно отнести следующие:

1) Разработан и изготовлен Брэгговский спектрометр на основе многослойных рентгеновских зеркал, позволяющий проводить измерения интенсивности эмиссионного излучения лазерно-плазменных источников в абсолютных единицах в спектральном диапазоне 2,5-30 нм. Погрешность проведения измерений с помощью данного прибора не более 20%.

2) Разработана, изготовлена и введена в эксплуатацию изображающая система на основе двухзеркального объектива Шварцшильда, позволяющая получать изображение источника МР и ЭУФ излучения с пространственным разрешением в несколько микрометров.

3) Разработаны методики для исследования эмиссионных спектров ЛПИ при помощи решеточного спектрометра скользящего падения РСМ-500 и измерения интенсивности эмиссионного излучения в абсолютных единицах с помощью Брэгговского зеркального спектрометра в спектральном диапазоне 2,5-18 нм.

4) Впервые зарегистрированы изображения лазерной искры в газоструйной мишени криптона на длине волны 11,25 нм с пространственным разрешением в 3,9 мкм и установлены зависимости размеров лазерной искры от давления газа и энергии лазерных импульсов.

5) Исследованы эмиссионные спектры и интенсивности эмиссионного излучения в абсолютных единицах при возбуждении газоструйных мишеней инертных (Ar, Kr, Xe) и молекулярных (CO₂, CHF₃, N₂) газов импульсным излучением Nd:YAG лазера с плотностью мощности $\sim 5 \cdot 10^{12}$ Вт/см² в диапазоне длин волн 2,5-18 нм при различных давлениях газов на входе в сопло. На длине волны 13,88 нм, представляющей интерес для ЭУФ микроскопии, интенсивность излучения эмиссионной линии ионов Ar VIII ($2p^6 3p - 2p^6 5d$) составила $2 \cdot 10^{14}$ фот/с при давлении газа на входе в сопло 25 бар. В окрестности 11,2 нм, представляющей интерес для ЭУФ литографии, наиболее яркое эмиссионное излучение

зарегистрировано для газоструйной мишени Хе. Зарегистрированная мощность ЭУФ излучения в спектральной полосе 2% в полупространство составила 50 мВт, что соответствует коэффициенту конверсии энергии лазерного излучения с длиной волны 1.06 мкм в ЭУФ на уровне 0,8%.

6) В спектральном диапазоне «окна прозрачности воды» наиболее яркое эмиссионное излучение зарегистрировано для газоструйной мишени СО₂. на длине волны 3,37 нм, представляющей интерес для рентгеновской микроскопии, зарегистрирована интенсивность излучения $4 \cdot 10^{-3}$ Вт в 4π стерадиан.

7) В спектральном диапазоне 2,5-18 нм зарегистрированы эмиссионные спектры и измерены интенсивности излучения в абсолютных единицах основных линий углерод- и хлор-содержащих жидкостных мишеней. При плотности мощности лазерного излучения порядка $5 \cdot 10^{12}$ Вт/см² интенсивности эмиссионного излучения несколько ниже, чем у газоструйных мишеней.

8) По результатам численного моделирования получены зависимости температуры плазмы от давления газов-мишеней на входе в сопло и энергии лазерного импульса. Получены оценки длины лазерной искры, составляющей порядка 1 мм, что хорошо согласуется с результатами эксперимента.

Литература

1. Friedrich, W. INTERFERENZ-ERSCHEINUNGEN BEI RONTGENSTRAHLEN / W. Friedrich, P. Knipping, M. Laue // Naturwissenschaften. – 1952. – V. 39. – №. 16. – P. 361-368.
2. Moseley, H. G. J. The high-frequency spectra of the elements / H. G. J. Moseley // The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science. – 1913. – V. 26. – №. 156. – P. 1024-1034.
3. Лукирский, А. П. Применение дифракционных решеток и эшелеттов в области ультрамягкого рентгеновского излучения / А. П. Лукирский, Е. Н. Савинов // Оптика и спектроскопия. – 1963. – Т. 14. – №. 2. – С. 285-294.
4. Лукирский, А. П. Отражение рентгеновского излучения с длинами волн от 23.6 до 190.3 Å, некоторые замечания об эффективности дифракционных решеток / А. П. Лукирский, Е. П. Савинов, О. А. Ершов, И. И. Жукова, В. А. Фомичев // Оптика и спектроскопия. – 1965. – Т. 19. – №. 3. – С. 425.
5. Лукирский, А. П. Аппаратура и методы рентгеновского анализа (СКБ РА) / А. П. Лукирский, И. А. Брытов, Н. И. Комяк. – Ленинград: Машиностроение. Ленинградское отделение, 1979. – 192 с.
6. Compton, A. H. The total reflexion of X-rays / A. H. Compton // The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science. – 1923. – V. 45. – №. 270. – P. 1121-1131.
7. Виноградов, А. В. Зеркальная рентгеновская оптика / А. В. Виноградов, И. А. Брытов, Ф. Я. Грудский, М. Т. Коган, И. В. Кожевников, В. А. Слемзин; под общей ред. А. В. Виноградова. – Л.: Машиностроение. Ленинградское отделение, 1989. – 463 с.
8. Салащенко, Н.Н. Коротковолновая проекционная нанолитография / Н. Н. Салащенко, Н. И. Чхало // Вестник Российской Академии Наук. – 2008. – Т. 78. – №. 5. – С. 450-457.

9. Chkhalo, N. I. Next generation nanolithography based on Ru/Be and Rh/Sr multilayer optics / N. I. Chkhalo, N. N. Salashchenko // *AIP Advances*. – 2013. – V. 3. – №. 8. – P. 082130.
10. Takman, P. A. C. High-resolution compact X-ray microscopy / P. A. C. Takman, H. Stollberg, G. A. Johansson, A. Holmberg, M. Lindblom, H. M. Hertz // *Journal of microscopy*. – 2007. – V. 226. – №. 2. – P. 175-181.
11. Stamm, U. High-power EUV lithography sources based on gas discharges and laser-produced plasmas / U. Stamm, I. Ahmad, I. Balogh, H. Birner, D. Bolshukhin et al. // *Emerging Lithographic Technologies VII*. – SPIE. – 2003. – V. 5037. – P. 119-129.
12. Fomenkov, I. Light sources for high-volume manufacturing EUV lithography: technology, performance, and power scaling / I. Fomenkov, D. Brandt, A. Ershov, A. Schafgans, Y. Tao, G. Vaschenko, S. Rokitski et al // *Advanced Optical Technologies*. – 2017. – V. 6. – №. 3-4. – P. 173-186.
13. Абраменко, Д. Б. Плазменные источники экстремального ультрафиолетового излучения для литографии и сопутствующих технологических процессов (к 50-летию Института спектроскопии РАН) / Д. Б. Абраменко, П. С. Анциферов, Д. И. Астахов, А. Ю. Виноходов, И. Ю. Вичев, Р. Р. Гаязов // *Успехи физических наук*. – 2019. – Т. 189. – №. 3. – С. 323-334.
14. Koshelev, K. New type of discharge-produced plasma source for extreme ultraviolet based on liquid tin jet electrodes / K. Koshelev, V. Krivtsun, V. Ivanov, O. Yakushev, A. Chekmarev, v. Koloshnikov // *Journal of micro/nanolithography, MEMS, and MOEMS*. – 2012. – V. 11. – №. 2. – P. 021103-021103.
15. Kranzusch, S. Spectral characterization of EUV radiation emitted from a laser-irradiated gas puff target / S. Kranzusch, K. Mann // *Optics communications*. – 2001. – V. 200. – №. 1-6. – P. 223-230.

16. Suzuki, M. Time and space-resolved measurement of a gas-puff laser-plasma x-ray source / M. Suzuki, H. Daido, W. Choi, W. Yu, K. Nagai, T. Norimatsu, K. Mima, H. Fiedorowicz // *Physics of Plasmas*. – 2003. – V. 10. – №. 1. – P. 227-233.
17. Bartnik, A. Temporal measurements of extreme ultraviolet (EUV) emission, from low temperature, EUV-induced plasmas / A. Bartnik, H. Fiedorowicz, P. Wachulak, T. Fok // *Laser and Particle Beams*. – 2018. – V. 36. – №. 3. – P. 286-292.
18. Fiedorowicz, H. Investigation of soft X-ray emission from a gas puff target irradiated with a Nd:YAG laser / H. Fiedorowicz, A. Bartnik, M. Szczurek, H. Daido, N. Sakaya, V. Kmetik, Y. Kato, M. Suzuki, M. Matsumura, J. Tajima, T. Nakayama, T. Wilhein // *Optics Communications*. – 1999. – V. 163. – №. 1-3. – P. 103-114.
19. Nechay, A. N. Lasing efficiency of krypton ions in the (8–14)-nm band upon pulsed laser excitation / A. N. Nechay, S. A. Garakhin, A. Ya. Lopatin, V. N. Polkovnikov, D. G. Reunov, N. N. Salashchenko, M. N. Toropov, N. I. Chkhalo, N. N. Tsybin // *Quantum Electronics*. – 2020. – V. 50. – №. 4. – P. 408.
20. Gilleron, F. Emissive properties of xenon ions from a laser-produced plasma in the 100–140 Å spectral range: Atomic-physics analysis of the experimental data / F. Gilleron, M. Poirier, T. Blenski, M. Schmidt, T. Ceccotti // *Journal of applied physics*. – 2003. – V. 94. – №. 3. – P. 2086-2096.
21. Bartnik, A. Laser-plasma extreme ultraviolet and soft X-ray sources based on a double stream gas puff target: interaction of the radiation pulses with matter / A. Bartnik // *Opto-Electronics Review*. – 2015. – V. 23. – №. 2. – P. 172-186.
22. Bartnik, A. Photoionized argon plasmas induced with intense soft x-ray and extreme ultraviolet pulses / A. Bartnik, P. Wachulak, T. Fok, Ł. Węgrzyński, H. Fiedorowicz, W. Skrzeczanowski, T. Pisarczyk, T. Chodukowski, Z. Kalinowska, R. Dudzak // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. – 2015. – V. 58. – №. 1. – P. 014009.
23. Буторин, П. С. Абсолютно калиброванные спектрально разрешенные измерения интенсивности излучения Хе лазерной плазмы в дальнем ультрафиолетовом

диапазоне / П. С. Буторин, Ю. М. Задиранов, С. Ю. Зуев, С. Г. Калмыков, В. Н. Полковнико, М. Э. Сасин, Н. И. Чхало // Журнал технической физики. – 2018. – Т. 88. – №. 10. – С. 1554-1558.

24. de Bruijn, R. Absorption of EUV in laser plasmas generated on xenon gas jets / R. de Bruijn, K. Koshelev, G. Kooijman, E. S. Toma, F. Bijkerk // Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer. – 2003. – V. 81. – №. 1-4. – P. 97-105.

25. CXRO X-Ray Interactions With Matter [Электронный ресурс]. – Режим доступа: https://henke.lbl.gov/optical_constants/getdb2.html.

26. Holburg, J. Brilliance improvement of laser-produced extreme ultraviolet and soft x-ray plasmas based on pulsed gas jets / J. Holburg, M. Müller, K. Mann, S. Wieneke // Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films. – 2019. – V. 37. – №. 3. – P. 031303.

27. de Bruijn, R. Enhancement of laser plasma EUV emission by shockwave–plasma interaction / R. de Bruijn, K. Koshelev, F. Bijkerk // Journal of Physics D: Applied Physics. – 2003. – V. 36. – №. 18. – P. L88.

28. Fiedorowicz, H. Compact laser plasma EUV source based on a gas puff target for metrology applications / H. Fiedorowicz, A. Bartnik, R. Jarocki, J. Kosteki, J. Krzywiński, J. Mikołajczyk, R. Rakowski, A. Szczurek, M. Szczurek // Journal of Alloys and Compounds. – 2005. – V. 401. – №. 1-2. – P. 99-103.

29. Chkhalo, N. I. Conversion efficiency of a laser-plasma source based on a Xe jet in the vicinity of a wavelength of 11 nm / N. I. Chkhalo, S. A. Garakhin, A. Ya. Lopatin, A. N. Nechay, A. E. Pestov, V. N. Polkovnikov, N. N. Salashchenko, N. N. Tsybin, S. Yu. Zuev // AIP Advances. – 2018. – V. 8. – №. 10. – P. 105003.

30. Kalmykov, S. G. Xe laser-plasma EUV radiation source with a wavelength near 11 nm—Optimization and conversion efficiency / S. G. Kalmykov, P. S. Butorin, M. E. Sasin // Journal of Applied Physics. – 2019. – V. 126. – №. 10. – P. 103301.

31. Kubiak, G. D. High-power extreme-ultraviolet source based on gas jets / G. D. Kubiak, L. J. Bernardez II, K. D. Krenz // *Emerging Lithographic Technologies II*. – SPIE. – 1998. – V. 3331. – P. 81-89.
32. Kranzusch, S. Spectral characterization of EUV radiation emitted from a laser-irradiated gas puff target / S. Kranzusch, K. Mann // *Optics communications*. – 2001. – V. 200. – №. 1-6. – P. 223-230.
33. Fiedorowicz, H. Generation of soft X-rays and extreme ultraviolet (EUV) using a laser-irradiated gas puff target / H. Fiedorowicz // *Laser and Particle Beams*. – 2005. – V. 23. – №. 3. – P. 365-373.
34. Komori, H. Laser-produced-plasma light source development for extreme ultraviolet lithography / H. Komori, T. Abe, T. Suganuma, Y. Imai, Y. Sugimoto, H. Someya, H. Hoshino, G. Soumagne, Y. Takabayashi, H. Mizoguchi, A. Endo, K. Toyoda, Y. Horiike // *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures Processing, Measurement, and Phenomena*. – 2003. – V. 21. – №. 6. – P. 2843-2847.
35. Chkhalo, N. I. A double-stream Xe:He jet plasma emission in the vicinity of 6.7 nm. / N. I. Chkhalo, S. A. Garakhin, S. V. Golubev, A. Ya. Lopatin, A. N. Nechay, A. E. Pestov, N. N. Salashchenko, M.N. Toropov, N. N. Tsybin, A. V. Vodopyanov, S. Yulin. // *Applied Physics Letters*. – 2018. – V. 112. – P. 221101.
36. Müller, M. Emission properties of ns and ps laser-induced soft x-ray sources using pulsed gas jets / M. Müller, F. C. Köhl, P. Großmann, P. Vrba, K. Mann // *Optics express*. – 2013. – V. 21. – №. 10. – P. 12831-12842.
37. Mey, T. Brilliance improvement of laser-produced soft x-ray plasma by a barrel shock / T. Mey, R. Martin, P. Großmann, K. Mann // *New Journal of Physics*. – 2012. – V. 14. – №. 7. – P. 073045.

38. Wachulak, P. W. “Water window” compact, table-top laser plasma soft X-ray sources based on a gas puff target / P. W. Wachulak, A. Bartnik, H. Fiedorowicz, P. Rudawski, R. Jarocki, J. Kostecki, M. Szczurek // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms.* – 2010. – V. 268. – №. 10. – P. 1692-1700.
39. Fiedorowicz, H. X-ray emission in the ‘water window’ from a nitrogen gas puff target irradiated with a nanosecond Nd: glass laser pulse / H. Fiedorowicz, A. Bartnik, R. Jarocki, M. Szczurek, T. Wilhein // *Applied Physics B.* – 1998. – V. 67. – №. 3. – P. 391-393.
40. Bayer, A. Applications of compact laser-driven EUV/XUV plasma sources / A. Bayer, F. Barkusky, S. Döring, P. Großmann, K. Mann // *X-Ray Optics and Instrumentation.* – 2010. – V. 2010.
41. Węgrzyński, L. Laser-produced plasma soft x-ray source based on an aerosol target / L. Węgrzyński, A. Bartnik, P. Wachulak, T. Fok, H. Fiedorowicz // *Physics of Plasmas.* – 2020. – V. 27. – №. 7. – P. 073102.
42. Bartnik, A. EUV induced, low temperature plasmas, produced in an aerosol target / A. Bartnik, W. Skrzeczanowski, P. Wachulak, H. Fiedorowicz // *Journal of Instrumentation.* – 2020. – V. 15. – №. 02. – P. C02035.
43. Hertz, H. M. Debris-free soft x-ray generation using a liquid droplet laser-plasma target / H. M. Hertz, L. Rymell, M. Berglund, L. Malmqvist // *Applications of Laser Plasma Radiation II.* – International Society for Optics and Photonics, 1995. – V. 2523. – P. 88-93.
44. Hertz, H. M. Compact water-window x-ray microscopy with a droplet laser-plasma source / H. M. Hertz, M. Berglund, G. A. Johansson, M. Peuker, T. Wilhein, H. Brismar // *AIP Conference Proceedings.* – American Institute of Physics, 2000. – V. 507. – №. 1. – P. 721-725.

45. Malmqvist, L. Droplet-target laser-plasma source for proximity x-ray lithography / L. Malmqvist, L. Rymell, H. M. Hertz // *Applied physics letters*. – 1996. – V. 68. – №. 19. – P. 2627-2629.
46. Rymell, L. Droplet target for low-debris laser-plasma soft X-ray generation / L. Rymell, H. M. Hertz // *Optics Communications*. – 1993. – V. 103. – №. 1-2. – P. 105-110.
47. Vogt, U. Influence of laser intensity and pulse duration on the extreme ultraviolet yield from a water jet target laser plasma / U. Vogt, H. Stiel, I. Will, P. V. Nickles, W. Sandner, M. Wieland, T. Wilhein // *Applied Physics Letters*. – 2001. – V. 79. – №. 15. – P. 2336-2338
48. Wieland, M. Soft x-ray and EUV emission from cryogenic liquid jets irradiated with fs, ps, and ns laser pulses / M. Wieland, M. Faubel, M. Schmidt, U. Vogt, T. Wilhein // *Applications of X Rays Generated from Lasers and Other Bright Sources II*. – International Society for Optics and Photonics. – 2001. – V. 4504. – P. 62-68.
49. Hansson, B. A. M. A liquid-xenon-jet laser-plasma X-ray and EUV source / B. A. M. Hansson, L. Rymell, M. Berglund, H. M. Hertz // *Microelectronic engineering*. – 2000. – V. 53. – №. 1-4. – P. 667-670.
50. Svechnikov, M. Extended model for the reconstruction of periodic multilayers from extreme ultraviolet and X-ray reflectivity data / M. Svechnikov, D. Pariev, A. Nechay, N. Salashchenko, N. Chkhalo, Y. Vainer, D. Gaman // *Journal of Applied Crystallography*. – 2017. – V. 50. – №. 5. – P. 1428-1440.
51. Aruev, P. N. Silicon photodiode with selective Zr/Si coating for extreme ultraviolet spectral range / P. N. Aruev, M. M. Barysheva, B. Ya. Ber, N. V. Zabrodskaya, V. V. Zabrodskiy, A. Ya. Lopatin, A. E. Pestov, M. V. Petrenko, V. N. Polkovnikov, N. N. Salashchenko // *Quantum Electronics*. – 2012. – V. 42. – №. 10. – P. 943-948.

52. Chkhalo, N. I. Source for extreme ultraviolet lithography based on plasma sustained by millimeter-wave gyrotron radiation / N. I. Chkhalo, S. V. Golubev, D. Mansfeld, N. N. Salashchenko, L. A. Sjmaenok, A. V. Vodopyanov // Journal of Micro/Nanolithography, MEMS, and MOEMS. – 2012. – V. 11. – №. 2. – P. 021123-021123.
53. GPixel [Электронный ресурс]. – Режим доступа: https://gpixel.com/en/pro_details_1194.html
54. Chkhalo, N. I. Diffraction limited X-ray optics: technology, metrology, applications / N. I. Chkhalo, I. V. Malyshev, A. E. Pestov, V. N. Polkovnikov, N. N. Salashchenko, M. N. Toropov // Physics-Uspekhi. – 2020. – V. 63. – №. 1. – P. 67.
55. Chernyshev, A. Matrix based algorithm for ion-beam figuring of optical elements / A. Chernyshev, N. Chkhalo, I. Malyshev, M. Mikhailenko, A. Pestov, R. Pleshkov, R. Smertin, M. Svechnikov, M. Toropov // Precision Engineering. – 2021. – V. 69. – P. 29-35.
56. Akhsakhalyan, A. A. Compact high-aperture interferometer with a diffractive reference wave for high-precision referenceless aberration measurements of optical elements and systems / A. A. Akhsakhalyan, N. I. Chkhalo, N. Kumar, I. V. Malyshev, A. E. Pestov, N. N. Salashchenko, M. N. Toropov, B. A. Ulasevich, S. V. Kuzin // Precision Engineering. – 2021. – V. 72. – P. 330-339.
57. Ansys [Электронный ресурс] Режим доступа: www.ansys.com
58. Polkovnikov, V. N. Beryllium-based multilayer X-ray optics / V. N. Polkovnikov, N. N. Salashchenko, M. V. Svechnikov, N. I. Chkhalo // Physics-Uspekhi. – 2020. – V. 63. – №. 1. – P. 83.
59. Bajt, S. Molybdenum–ruthenium/beryllium multilayer coatings / S. Bajt // Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films. – 2000. – V. 18. – №. 2. – P. 557-559.

60. Garakhin, S. A. High-resolution laboratory reflectometer for the study of x-ray optical elements in the soft and extreme ultraviolet wavelength ranges / S. A. Garakhin, N. I. Chkhalo, I. A. Kas'kov, A. Y. Lopatin, I. V. Malyshev, A. N. Nechay, A. E. Pestov, V. N. Polkovnikov, N. N. Salashchenko, M. V. Svechnikov, N. N. Tsybin, I. G. Zabrodin, S. Y. Zuev // *Review of Scientific Instruments*. – 2020. – V. 91. – №. 6.
61. Зуев, С. Ю. Сравнительное исследование термостойкости пелликулов на основе бериллия / С. Ю. Зуев, А. Я. Лопатин, В. И. Лучин, Н. Н. Салащенко, Д. А. Татарский, Н. Н. Цыбин, Н. И. Чхало // *Журнал технической физики*. – 2022. – Т. 92. – №. 1. – С. 92-99.
62. Chkhalo, N. Beryllium-based multilayer mirrors and filters for the extreme ultraviolet range / N. Chkhalo; A. Lopatin, A. Nechay, D. Pariev, A. Pestov, V. Polkovnikov, N. Salashchenko et al // *Journal of Nanoscience and Nanotechnology*. – 2019. – V. 19. – №. 1. – P. 546-553.
63. Kelly, R. L. Atomic and ionic emission lines below 2000 angstroms: hydrogen through krypton / R. L. Kelly, L. P. Palumbo. – Naval Research Laboratory, 1973. – 989 p.
64. NIST Atomic Spectra Database [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <https://www.nist.gov/pml/atomic-spectra-database>
65. Kramida, A. E. Ne vi spectrum / A. E. Kramida, T. Bastin, E. Biémont, P. D. Dumont, H. P. Garnir // *Journal of the Optical Society of America B*. – 1999. – V. 16. – №. 11. – P. 1966-1987.
66. Водопьянов, А. В. Измерения абсолютных интенсивностей спектральных линий ионов Kr, Ar и O в диапазоне длин волн 10–18 нм при импульсном лазерном возбуждении / А. В. Водопьянов, С. А. Гарахин, И. Г. Забродин, С. Ю. Зуев, А. Я. Лопатин, А. Н. Нечай, А. Е. Пестов, А. А. Перекалов, Р. С. Плешков, В. Н. Полковников, Н. Н. Салащенко, Р. М. Смертин, Б. А. Уласевич, Н. И. Чхало // *Квантовая электроника*. – 2021. – Т. 51. – №. 8. – С. 700-707.

67. Saloman, E. B. Energy levels and observed spectral lines of ionized argon, ArII through ArXVIII / E. B. Saloman // Journal of Physical and Chemical Reference Data. – 2010. – V. 39. – №. 3. – P. 033101.
68. Saloman, E. B. Energy levels and observed spectral lines of krypton, Kr I through Kr XXXVI / E. B. Saloman // Journal of physical and chemical reference data. – 2007. – V. 36. – №. 1. – P. 215-386.
69. Saloman, E. B. Energy levels and observed spectral lines of xenon, Xe I through Xe LIV / E. B. Saloman // Journal of physical and chemical reference data. – 2004. – V. 33. – №. 3. – P. 765-921.
70. Meyerand, Jr R. G. Gas breakdown at optical frequencies / Jr R. G. Meyerand, A. F. Haught // Physical Review Letters. – 1963. – V. 11. – №. 9. – P. 401.
71. Damon, E. K. Observation of ionization of gases by a ruby laser / E. K. Damon, R. G. Tomlinson // Applied Optics. – 1963. – V. 2. – №. 5. – P. 546-547.
72. Minck, R. W. Optical frequency electrical discharges in gases / R. W. Minck // Journal of Applied Physics. – 1964. – V. 35. – №. 1. – P. 252-254.
73. Ramsden, S. A. Radiation scattered from the plasma produced by a focused ruby laser beam / S. A. Ramsden, W. E. R. Davies // Physical Review Letters. – 1964. – V. 13. – №. 7. – P. 227.
74. Mandelshtam, S. L. Study of the "spark" produced in air by focused laser radiation / S. L. Mandelshtam, P. P. Pashinin, A. V. Prokhindeev, A. M. Prokhorov, N. K. Sukhodrev // SOVIET PHYSICS-JETP. – 1965. – V. 20. – P. 1344-1346.
75. Ambartsumyan, R. V. Heating of Matter by Focused Laser Radiation / R. V. Ambartsumyan, N. G. Basov, V. A. Boiko, V. S. Zuev, O. N. Krokhin, P. G. Kryukov, Yu. V. Senatskii, Yu. Yu. Stoilov // SOVIET PHYSICS-JETP. – 1965. – V. 21. – №. 6. – P. 1061-1064.

76. Keldysh, L. V. Ionization in the field of a strong electromagnetic wave / L. V. Keldysh // SOVIET PHYSICS-JETP. – 1965. – V. 20. – 5. – P. 1307-1314.
77. Зельдович, Б. Я. Поле лазерного излучения, сфокусированное реальными системами / Б. Я. Зельдович, Н. Ф. Пилипецкий // Изв. вузов. Радиофизика. – 1966. – Т. 9. – №. 1. – С. 95-101.
78. Зельдович, Я. Б. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений / Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. – М.: Наука, 1966. – 688 с.
79. Ryutov, D. D. Theory of breakdown of noble gases at optical frequencies / D. D. Ryutov // Soviet Physics JETP. – 1965. – V. 20. – №. 6. – P. 1472-1479.
80. Raizer, Yu. P. Heating of a gas by a powerful light pulse / Yu. P. Raizer // SOVIET PHYSICS-JETP. – 1965. – V. 21. – №. 5. – P. 1009-1017.
81. Mandel'shtam, S. L. Investigation of the spark discharge produced in air by focusing laser radiation II / S. L. Mandel'shtam, P. Pashinin, A. Prokhorov, Y. P. Raizer, N. K. Sukhodrev // SOVIET PHYSICS-JETP. – 1966. – V. 22. – P. 91-96.
82. Райзер, Ю. П. Лазерная искра и распространение разрядов / Ю. П. Райзер. – М.: Наука, 1974. – 308 с.
83. Korepanov, M. A. Numerical investigation of flows with condensation in micronozzles / M. A. Korepanov, M. R. Koroleva, E. A. Mitrukova // Journal of Physics: Conference Series. – IOP Publishing. – 2021. – V. 2057. – №. 1. – P. 012016.

Список публикаций автора

Публикации в журналах

А1. Нечай, А. Н. Эмиссионные свойства лазерной плазмы при ее возбуждении на молекулярно-кластерных струях углекислоты / А.Н. Нечай, А.А. Перекалов, Н.И. Чхало, Н.Н. Салащенко // Журнал Технической Физики. – 2019. – Т. 89. Вып. 11. – С. 1656-1662.

А2. Нечай, А. Н. Наблюдение лазерной искры на скачке уплотнения в газоструйной мишени / А. Н. Нечай, А. А. Перекалов, Н. И. Чхало, Н. Н. Салащенко // Письма в Журнал Технической Физики. – 2019. – Т. 45. Вып. 9. – С. 14-16.

А3. Нечай, А. Н. Эмиссионные спектры легких инертных газов Ne и Ar в диапазоне 3–20 nm при импульсном лазерном возбуждении с использованием различных газовых струй в качестве мишеней / Оптика и спектроскопия. – 2021. – Т. 129. Вып. 11. – С. 146-152.

А4. Нечай, А. Н. Эмиссионные спектры тяжелых инертных газов Kr, Xe в диапазоне 3–20nm при импульсном лазерном возбуждении с использованием различных газовых струй в качестве мишеней / А.Н. Нечай, А.А. Перекалов, Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало // Оптика и спектроскопия. – 2021. – Т. 129. Вып. 3. – С. 266-271.

А5. Нечай, А. Н. Эмиссионные спектры молекулярных газов N₂ и CO₂ в диапазоне 3-20 nm при импульсном лазерном возбуждении с использованием различных газовых струй в качестве мишеней / А.Н. Нечай, А.А. Перекалов, Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало // Оптика и спектроскопия. – 2021. – Т. 129. Вып. 6. – С. 755-759.

А6. Гусева, В. Е. Эмиссионные спектры молекулярных газов CHF₃, CCl₂F₂, SF₆ в диапазоне 3-20nm при импульсном лазерном возбуждении с использованием различных газовых струй в качестве мишеней / В. Е. Гусева, А. Н. Нечай, А. А. Перекалов, Н. Н. Салащенко, Н. И. Чхало // Оптика и спектроскопия. – 2022. – Т. 130. Вып. 2. – С. 217-223.

А7. Гусева, В. Е. Эмиссионные спектры жидкоструйных мишеней гексана C₆H₁₄, дихлорметана CH₂Cl₂, бромистого метилена CH₃Br диапазоне 4-20nm при

импульсном лазерном возбуждении / В. Е. Гусева, А. Н. Нечай, А. А. Перекалов, Н. Н. Салащенко, Н. И. Чхало // Оптика и спектроскопия. – 2022. – Т. 130. Вып. 7. – С. 991-995.

A8. Гусева, В. Е. Исследование эмиссионных свойств газоструйных мишеней в “водном окне прозрачности” 2.3–4.4 nm при импульсном лазерном возбуждении / В. Е. Гусева, А. Н. Нечай, А. А. Перекалов, Н. Н. Салащенко, Н. И. Чхало // Журнал Технической Физики. – 2022. – Т. 92. Вып. 8. – С. 1185-1191.

A9. Nechay, A. N. Radiation of a plasma generated by laser pulse on CO₂, CHF₃, and CF₄ gas-jet targets in the “water transparency window” 2.3–4.4 nm / A. N. Nechay, A. A. Perekalov, N. N. Salashchenko, N. I. Chkhalo // Applied Physics B. – 2023. – V. 129. Iss. 2. P. 49.

A10. Гусева, В. Е. Исследование эмиссионных спектров Cl-, Br-, I- содержащих мишеней в спектральном диапазоне 3-6,5 нм при возбуждении импульсным лазерным излучением / В.Е. Гусева, С. А. Гарахин, А.Н. Нечай, А.А. Перекалов, Н.Н. Цыбин, Н.И. Чхало // Квантовая электроника. – 2023. – Т. 53. Вып. 5. – С. 425-429.

A11. Guseva, V. E. Investigation of emission spectra of plasma generated by laser pulses on Xe gas-jet targets / V. E. Guseva, A. N. Nechay, A. A. Perekalov, N. N. Salashchenko, N. I. Chkhalo // Applied Physics B. – 2023. – V. 129. Iss. 10. P. 155.

Материалы конференций и тезисы докладов с участием автора

T1. Салащенко, Н. Н. Разработка стенда для исследования процессов конденсации в атомно-кластерных пучках / Н. Н. Салащенко, Н. И. Чхало, А. Н. Нечай, А. А. Перекалов // Материалы XXIII Международного симпозиума «Нанопластика и наноэлектроника», г. Нижний Новгород. – 2019. – Т. 1. – С. 513-514.

T2. Салащенко, Н. Н. Эмиссионные свойства атомарно-кластерных пучков молекулярных газов при импульсном лазерном возбуждении / Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало, А.Н. Нечай, А.А. Перекалов // Материалы XXIII Международного

симпозиума «Нанопфизика и нанопэлектроника», г. Нижний Новгород. – 2019. – Т. 1. – С. 515-516.

Т3. Салащенко, Н. Н. Эмиссионные свойства газовых струй различной структуры при импульсном лазерном возбуждении / Н. Н. Салащенко, А. Н. Нечай, А. А. Перекалов, И. В. Малышев // Материалы XXIV Международного симпозиума «Нанопфизика и нанопэлектроника», г. Нижний Новгород. – 2020. – Т. 2. – С. 903-904.

Т4. Салащенко, Н. Н. Изучение влияния эффекта кластеризации на эмиссию ЭУФ излучения при возбуждении газовых мишеней лазерным излучением / Н.Н. Салащенко, А.Н. Нечай, А.А. Перекалов, И.В. Малышев // Материалы XXIV Международного симпозиума «Нанопфизика и нанопэлектроника», г. Нижний Новгород. – 2020. – Т. 2. – С. 901-902.

Т5. Водопьянов, А. А. Спектрометр для исследования эмиссионных спектров лазерной плазмы в ЭУФ диапазоне с абсолютно калиброванным детектором / А. В. Водопьянов, С. А. Гарахин, С. Ю. Зуев, А.Я. Лопатин, А.Н. Нечай, А.А. Перекалов, А. Е. Пестов, Р. С. Плешков, Н. Н. Салащенко, Р. М. Смертин, Б. А. Уласевич, Н. И. Чхало // Материалы XXV Международного симпозиума «Нанопфизика и нанопэлектроника», г. Нижний Новгород. – 2021. – Т. 1. – С. 379-380.

Т6. Гусева, В. Е. Исследование зависимости интенсивности эмиссионных линий ЭУФ диапазона от энергии излучения лазера / В. Е. Гусева, А. Н. Нечай, А. А. Перекалов, Н. Н. Салащенко, Н. И. Чхало // Материалы XXV Международного симпозиума «Нанопфизика и нанопэлектроника», г. Нижний Новгород. – 2021. – Т. 1. – С. 393-394.

Т7. Забродин, И. Г. Исследование эмиссии МР и ЭУФ излучения из плазмы, формируемой на жидкоструйных мишенях / И. Г. Забродин, А. Н. Нечай, А. А. Перекалов, Д. Г. Реунов, Н. Н. Салащенко, Н. И. Чхало // Материалы XXV

Международного симпозиума «Нанofизика и наноэлектроника», г. Нижний Новгород. – 2021. – Т. 1. – С. 401-402.

Т8. Нечай, А. Н. Импульсный жидкоструйный лазерно-плазменный источник МР и ЭУФ излучения / А.Н. Нечай, А.А. Перекалов, Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало // Объединенная конференция «Электронно-лучевые технологии и рентгеновская оптика в микроэлектронике» КЭЛТ 2021. Тезисы докладов, г. Черноголовка. – 2021. – С. 310-311.

Т9. Нечай, А. Н. Исследование абсолютных интенсивностей эмиссионных линий газоструйных мишеней / А. Н. Нечай, А. А. Перекалов, Н. Н. Салащенко, Н. И. Чхало // Объединенная конференция «Электронно-лучевые технологии и рентгеновская оптика в микроэлектронике» КЭЛТ 2021. Тезисы докладов, г. Черноголовка. – 2021. С. 294-295.

Т10. Нечай, А. Н. Определение параметров плазмы в зоне разряда лазерно-плазменных источников ЭУФ излучения с газоструйными мишенями / А. Н. Нечай, А. А. Перекалов, Н. Н. Салащенко, Н.И. Чхало // Материалы XXV Международного симпозиума «Нанofизика и наноэлектроника», г. Нижний Новгород. – 2021. – Т. 1. – С. 431-432.

Т11. Гусева, В. Е. Интенсивность излучения лазерной плазмы в диапазоне 4-20 нм при различных давлениях газов-мишеней / В. Е. Гусева, А. Н. Нечай, А. А. Перекалов, Н. Н. Салащенко, Н. И. Чхало // Материалы XXVI Международного симпозиума «Нанofизика и наноэлектроника», г. Нижний Новгород. – 2022. – Т. 1. – С. 537-538.

Т12. Нечай, А. Н. Исследование эмиссионных свойств газоструйных мишеней в МР и ЭУФ диапазонах при импульсном лазерном возбуждении / А. Н. Нечай, А. А. Перекалов, Н. Н. Салащенко, Н. И. Чхало // Материалы XXVI Международного симпозиума «Нанofизика и наноэлектроника», г. Нижний Новгород. – 2022. – Т. 1. – С. 568-569.

T13. Нечай, А. Н. Лазерно-плазменный источник мягкого рентгеновского излучения в “окне прозрачности воды” 2.3–4.4 нм / А. Н. Нечай, А. А. Перекалов, Н. Н. Салащенко, Н. И. Чхало // Материалы XXVI Международного симпозиума «Нанofизика и наноэлектроника», г. Нижний Новгород. – 2022. – Т. 1. – С. 570-571.

T14. Нечай, А. Н. Лазерно-плазменный источник мягкого рентгеновского излучения на основе ксенона / А. Н. Нечай, А. А. Перекалов, Н. Н. Салащенко, Н. И. Чхало // Материалы XXVII Международного симпозиума «Нанofизика и наноэлектроника», г. Нижний Новгород. – 2023. – Т. 2. – С. 880-881.

T15. Гусева, В. Е. Исследование жидкостных мишеней для лазерно-плазменных источников в спектральном диапазоне «окна прозрачности воды» 2,3–4,4 нм / В. Е. Гусева, А. Н. Нечай, А. А. Перекалов, Н. Н. Салащенко, Н. И. Чхало // Материалы XXVII Международного симпозиума «Нанofизика и наноэлектроника», г. Нижний Новгород. – 2023. – Т. 2. – С. 882-883.

T16. Гусева, В. Е. Двухзеркальный объектив Шварцшильда для исследования лазерной искры в ЛПИ / В. Е. Гусева, И. В. Малышев, А. Н. Нечай, А. А. Перекалов, А. Е. Пестов, Д. Г. Реунов, Р. М. Смертин, М. Н. Торопов, Н. Н. Цыбин, Н. И. Чхало // Материалы XXVIII Международного симпозиума «Нанofизика и наноэлектроника», г. Нижний Новгород. – 2024. – Т. 1. – С. 505-506.

Приложение

Таблица 1. Эмиссионные линии неона в диапазоне 5 - 18 нм.

Длина волны, нм	Интенсивность, отн. ед.	Ион	Переход
8.23	250	Ne VII	$1s^2 2s 2p - 1s^2 2s 4d$
8.54	210	Ne VII	$1s^2 2p^2 - 1s^2 2p 4d$
8.81	830	Ne VIII	$1s^2 2s - 1s^2 3p$
9.81	1220	Ne VIII/Ne VII	$1s^2 2p - 1s^2 3d / 1s^2 2s^2 - 1s^2 2s 3p$
10.31	360	Ne VII/Ne VI	$1s^2 2p - 1s^2 3s$
10.61	820	Ne VII	$1s^2 2s 2p - 1s^2 2s 3d$
11.06	780	Ne VII	$1s^2 2p^2 - 1s^2 2p 3d$
11.18	290	Ne VII	$1s^2 2p^2 - 1s^2 2p 3d$
11.55	250	Ne VII	$1s^2 2s 2p - 1s^2 2s 3s$
11.67	420	Ne VII	$1s^2 2s 2p - 1s^2 2s 3d$
11.91	530	Ne VII/Ne V	$1s^2 2s 2p - 1s^2 2s 3d$
12.04	620	Ne VII	$1s^2 2p^2 - 1s^2 2p 3s$
12.18	420	Ne VII	$1s^2 2p^2 - 1s^2 2p 3s$
12.77	300	Ne VII	$1s^2 2s 2p - 1s^2 2s 3s$
12.9	270	Ne V	$1s^2 2s^2 2p^2 - 1s^2 2s^2 2p 4s$
13.06	370	Ne VI	$1s^2 2s 2p^2 - 1s^2 2s 2p 3d$
13.65	290	Ne VI	$1s^2 2s 2p^2 - 1s^2 2p 3s$
13.93	170	Ne VIII	$1s^2 2s - 1s^2 8p$
14.13	200	Ne VII	$1s^2 2p^2 - 1s^2 2s 3p$
14.33	300	Ne V	$2s^2 2p^2 - 2s^2 2p 3d$
14.76	190	Ne VI	$1s^2 2s 2p^2 - 1s^2 2s 2p 3s$
15.98	100	Ne VI	$1s^2 2s 2p^2 - 1s^2 2p 3s$
16.52	110	Ne V	$1s^2 2s^2 2p^2 - 1s^2 2p 3s$

Таблица 2. Эмиссионные линии аргона в диапазоне 5 - 18 нм.

Длина волны, нм	Интенсивность, отн.ед.	Ион	Переход
5,04	200	-	-
4,93	550	Ar IX	$2s^22p^6-2s^22p^53s$
4,87	410	Ar IX	$2s^22p^6-2s^22p^53s$
4,36	90	Ar X	$2s^22p^5-2s^22p^43s$
4,12	220	Ar IX	$2s^22p^6-2s^22p^53d$
3,83	390	Ar X	$2s^22p^5-2s^22p^43d$
3,74	400	Ar X	$2s^22p^5-2s^22p^43d$
3,65	240	Ar X	$2s^22p^5-2s^22p^43d$
3,5	230	Ar XI	$2s^22p^4-2s^22p^33d$
3,4	340	Ar XI	$2s^22p^4-2s^22p^33d$
3,37	300	Ar XI	$2s^22p^4-2s^22p^33d$
3,15	200	Ar X	$2s^22p^5-2s^22p^44d$
3,1	320	Ar X	$2s^22p^5-2s^22p^44d$
12	1760	Ar VIII	$2p^63s - 2p^65p$
12,3	1400	Ar VIII	$2p^63p - 2p^66d$
12,48	1000	Ar VII	$3s3p - 3s8d$
12,76	1050	Ar VIII	$2p^63p - 2p^66s$
12,9	1300	Ar VIII	$2p^63d - 2p^612f$
13,31	1210	Ar X	$2p^43p - 2p^44d$
13,47	940	Ar VII	$2p^63s^2 - 3s5p$
13,79	2250	Ar VIII	$2p^63p - 2p^65d$
13,84	4660	Ar VIII	$2p^63p - 2p^65d$
13,99	960	Ar VIII	$2p^63d - 2p^68f$
15,05	1560	Ar VIII	$2p^63p - 2p^65s$
15,25	5800	Ar IX	$2p^53p - 2p^54d$

15,44	1600	Ar IX	$2p^53p - 2p^54d$
15,89	4320	Ar VIII	$2p^63s - 2p^64p$
16,55	4160	Ar X	$2s^22p^5 - 2s2p^6$
17,06	2440	Ar X	$2s^22p^5 - 2s2p^6$
17,55	250	Ar VII	$2p^63s^2 - 3s4p$

Прочерк в таблице означает, что для указанной эмиссионной линии не удалось однозначно идентифицировать излучающий ион и переход.

Таблица 3. Эмиссионные линии криптона в диапазоне 8 - 18 нм.

Длина волны, нм	Интенсивность, отн. ед.	Ион	Переход
3,39	90	Kr XV	3d-5f
3,75	160	Kr XIV	3d-5f
4,07	130	Kr XIII	3d-5f
4,55	450	Kr XIV	-
4,57	440	-	-
4,67	350	-	-
4,82	350	-	-
4,88	700	Kr XIII	3d-4f
4,95	560	Kr XII / Kr XIII	3d-4f
5,04	410	Kr XI	3d-5f
5,2	330	Kr XI	3d-5f
5,35	680	Kr XII	3d-4f
5,38	590	-	-
5,52	350	-	-
5,76	180	Kr X	3d-5f
5,86	480	-	-
6,1	280	-	-
6,61	190	Kr IX	3d ¹⁰ -3d ⁹ 5f
9,18	2300	Kr X	3p ⁶ 3d ⁹ – 3p ⁶ 3d ⁸ 4p
9,66	1600	Kr X	3p ⁶ 3d ⁹ - 3p ⁵ 3d ¹⁰
9,9	3900	Kr X	3p ⁶ 3d ⁹ – 3p ⁶ 3d ⁸ 4p
10,14	2900	Kr X	3p ⁶ 3d ⁹ – 3p ⁶ 3d ⁸ 4p
10,26	3800	Kr X	3p ⁶ 3d ⁹ – 3p ⁶ 3d ⁸ 4p
10,32	4000	Kr X	3p ⁶ 3d ⁹ – 3p ⁶ 3d ⁸ 4p

10,35	4300	Kr X	$3p^63d^9 - 3p^63d^84p$
10,4	4500	Kr X	$3p^63d^9 - 3p^63d^84p$
11,49	3000	Kr IX	$3d^{10} - 3d^94p$
11,57	3200	Kr IX	$3d^{10} - 3d^94p$
11,94	2100	Kr VIII	$4s - 3d^94s4p$
12,15	2300	Kr VIII	$4p - 3d^94p^2$
12,47	3600	Kr VIII	$4s - 3d^94s4p$
12,77	3150	Kr VIII	$4s - 3d^94s4p$
13,84	1500	Kr VIII	$4s - 6p$
14,21	1300	Kr VIII	$4p - 8s$
16	800	Kr VIII	$4p - 6d$

Прочерк в таблице означает, что для указанной эмиссионной линии не удалось однозначно идентифицировать излучающий ион и/или переход.

Таблица 4. Таблица эмиссионных линий ионов ксенона.

Длина волны, нм	Интенсивность	Ион	Переход
8,54	1500	Xe IX	$4d^{10}-4d^96f$
9,64	1560	Xe IX	$4d^{10}-4d^95f$
10,65	7300	UTA	UTA
11,34	4660	Xe IX	$4d^9-4d^84f$
12,01	4200	Xe IX	$4d^{10}-4d^94f$
12,64	3700	Xe XI	$4d^8-4d^74f$
13,23	5000	Xe XI	$4d^8-4d^75p$
13,8	6100	Xe XI	$4d^8-4d^75p$
14,47	8350	Xe X	$4d^9-4d^85p$
14,86	8200	Xe X	$4d^9-4d^85p$
15,06	8400	Xe X	$4d^9-4d^85p$
15,28	6000	Xe X	$4d^9-4d^85p$
15,63	5800	Xe X	$4d^9-4d^85p$
15,89	5300	Xe X	$4d^9-4p^54d^{10}$
16,17	5100	Xe IX	$4d^{10}-4d^95p$
16,5	5200	Xe IX	$4d^{10}-4d^95p$
17,09	2900	Xe VIII	$5s-4d^95s5p$

Таблица 5. Эмиссионные линии углекислоты в диапазоне 5-18 нм.

Длина волны, нм	Интенсивность, отн. ед.	Ион	Переход
4,026	2050	C V	$1s^2-1s2p$
3,49	630	C V	$1s^2-2s3p$
3,37	1830	C VI	$1s-2p$
3,34	460	C V	$1s^2-1s4p$
3,27	200	C V	$1s^2-1s5p$
2,84	260	C VI	$1s-3p$
11,64	2550	O VI	$1s^22p - 1s^25p$
12,46	410	O V	$1s^22s^2 - 1s^22s5p$
12,98	9200	O VI	$1s^22p - 1s^24d$
13,18	1200	O V	$1s^22s2p - 1s^22s6d$
13,35	1000	O V	$1s^22s2p - 1s^22p4p$
13,55	600	O V	$1s^22s^2 - 1s^22s4p$
13,81	1100	O V	$1s^22s2p - 1s^22s5d$
15,01	2600	O VI	$1s^22s - 1s^23p$
15,15	1200	O V	$1s^22s2p - 1s^22s4d$
15,89	700	O V	$1s^22p^2 - 1s^22p4d$
16,26	200	O V	$1s^22p^2 - 1s^22p4d$
16,46	530	O V	$1s^22s2p - 1s^22p3p$
16,5	215	O V	$1s^22p^2 - 1s^22p4d$
16,8	350	O V	$1s^22s2p - 1s^22p3p$
17,31	1430	O VI	$1s^22p - 1s^23d$

Таблица 6. Эмиссионные линии трифторметана в диапазоне 5 – 18 нм.

Длина волны, нм	Интенсивность, отн. ед.	Ион	Переход
8,58	480	F VII	$1s^22p-1s^25d$
8,64	480	F VII	$1s^22p-1s^25s$
9,57	800	F VII	$1s^22p-1s^24d$
9,73	150	F VII	$1s^22p-1s^24s$
10,89	340	F VI	$2s2p - 2s4d$
11,29	950	F VII	$1s^22s-1s^23p$
11,6	220	F VI	-
12,01	310	F VI	-
12,21	540	F VI	-
12,31	380	F VI	$1s^22s2p-1s^22p3d$
12,44	590	F VI	$1s^22s2p-1s^22p3d$
12,78	4050	F VII	$1s^22p-1s^23d$
13,25	1000	F VI/F V	-
13,48	1290	F VII	$1s^22p-1s^23s$
13,99	1290	F VI	$1s^22s2p-1s^22s3d$
14,6	800	F VI	$1s^22p^2-1s^22p3d$
14,7	930	F VI	$1s^22p^2-1s^22p3d$
14,87	500	F VI	$1s^22p^2-1s^22p3d$
15,38	340	F VI	$1s^22s2p-1s^22s3s$
15,45	340	F VI	$1s^22p^2-1s^22p3d$
15,62	230	F VI	$1s^22s2p-1s^22s3d$
15,85	180	F V	$1s^22s2p^2-1s^22p3d$
16,15	100	F VI	$1s^22p^2-1s^22p3s$
16,31	230	F VI	$1s^22p^2-1s^22p3d$
16,35	230	F VI	$1s^22p^2-1s^22p3d$

16,74	180	F VI	$1s^2 2p^2 - 1s^2 2p^3 s$
-------	-----	------	---------------------------

Прочерк в таблице означает, что для указанной эмиссионной линии не удалось однозначно идентифицировать излучающий ион и/или переход

Таблица 7. Эмиссионные линии азота в диапазоне 5-18 нм.

Длина волны, нм	Интенсивность, отн. ед.	Ион	Переход
13,39	550	N V	$1s^2 2s-1s^2 8p$
13,64	650	N V	$1s^2 2s-1s^2 7p$
14,03	840	N V	$1s^2 2s-1s^2 6p$
14,74	1370	N V	$1s^2 2s-1s^2 5p$
15,02	320	N V	$1s^2 2p-1s^2 8d$
15,31	470	N V	$1s^2 2p-1s^2 7d$
15,81	730	N V	$1s^2 2p-1s^2 6d$
16,25	1320	N V	$1s^2 2s-1s^2 4p$
16,69	1190	N V	$1s^2 2p-1s^2 5d$

Таблица 8. Эмиссионные линии этанола в диапазоне 5 - 18 нм.

Длина волны, нм	Интенсивность, отн. ед.	Ион	Переход
4,026	1	C V	$1s^2-1s2p$
3,49	0,1	C V	$1s^2-2s3p$
3,37	0,17	C VI	$1s-2p$
3,34	0,05	C V	$1s^2-1s4p$
2,8	0,05	C VI	$1s-3p$
11,64	950	O VI	$1s^22p - 1s^25p$
12,98	2550	O VI	$1s^22p - 1s^24d$
13,18	550	O V	$1s^22s2p - 1s^22s6d$
13,81	550	O V	$1s^22s2p - 1s^22s5d$
15,01	2950	O VI	$1s^22s - 1s^23p$
15,15	850	O V	$1s^22s2p - 1s^22s4d$
15,89	680	O V	$1s^22p^2 - 1s^22p4d$
16,46	700	O V	$1s^22s2p - 1s^22p3p$
16,5	550	O V	$1s^22p^2 - 1s^22p4d$
16,8	730	O V	$1s^22s2p - 1s^22p3p$
17,31	5450	O VI	$1s^22p - 1s^23d$

Таблица 9. Эмиссионные линии дихлорметана в диапазоне 5 - 18 нм.

Длина волны, нм	Интенсивность, отн. ед.	Ион	Переход
3,03	0,19	Cl XIV	$1s^2 2p^2 - 1s^2 2p^3 d$
3,12	0,24	Cl XII	$1s^2 2s^2 2p - 1s^2 2s^2 3d$
3,37	0,52	Cl XII	$1s^2 2s^2 2p^2 - 1s^2 2s^2 2p^3 d$
3,41	0,13	Cl XII	$1s^2 2s^2 2p^2 - 1s^2 2s^2 2p^3 d$
3,53	0,13	Cl XII	$1s^2 2s^2 2p^2 - 1s^2 2s^2 3d ??$
3,63	0,16	Cl XI	$1s^2 2s^2 2p^3 - 1s^2 2s^2 2p^2 3d$
3,73	0,14	Cl XI	$1s^2 2s^2 2p^3 - 1s^2 2s^2 2p^2 3d$
3,87	0,14	Cl X	$2s^2 2p^4 - 2s^2 2p^3 3d$
4,44	0,4	Cl VIII	$2s^2 2p^6 - 2s^2 2p^5 4s$
4,95	1	Cl VIII	$2s^2 2p^6 - 2s^2 2p^5 3d$
5,01	0,35	Cl VIII	$2s^2 2p^6 - 2s^2 2p^5 3d$
5,1	0,17	Cl IX	$2s^2 2p^5 - 2s^2 2p^4 3s$
5,2	0,15	Cl IX	$2s^2 2p^5 - 2s^2 2p^4 3s$
5,23	0,18	Cl IX	$2s^2 2p^5 - 2s^2 2p^4 3s$
5,27	0,15	Cl IX	$2s^2 2p^5 - 2s^2 2p^4 3s$
5,87	0,61	Cl VIII	$2s^2 2p^6 - 2s^2 2p^5 3s$
5,92	0,6	Cl VIII	$2s^2 2p^6 - 2s^2 2p^5 3s$
11,66	860	Cl VII	$3s - 7p$
11,76	790	Cl VIII	$2p^5 3s - 2p^5 6p$
12,44	820	Cl VIII	$2p^5 3s - 2p^5 5p$
13,31	1050	Cl VII	$3s - 6p$
14,04	800	Cl VII	$3p - 8d$
14,6	900	Cl VII	$3p - 7d$
14,94	1600	Cl VII	$3s - 5p$
15,58	1200	Cl VII	$3p - 6d$
16,23	800	Cl VII	$3p - 6s$

16,28	830	Cl VII	3p-6s
16,57	1200	Cl VIII	2p ⁵ 3s-2p ⁵ 4p
16,71	800	Cl VIII	2p ⁵ 3s-2p ⁵ 4p
17,4	1100	Cl VII	3p-5d
17,46	1400	Cl VII	3p-5d
18,25	2650	Cl VIII	2p ⁵ 3p-2p ⁵ 4d
18,63	1750	Cl VIII	2p ⁵ 3p-2p ⁵ 4d
18,78	780	Cl VIII	2p ⁵ 3p-2p ⁵ 4d
19,13	850	Cl VII	3p-5s
19,64	1550	Cl VII	3s-4p

Таблица 10. Таблица эмиссионных линий циклогексана в спектральном диапазоне 2,5-5 нм.

Длина волны, нм	Интенсивность, отн. ед.	Ион	Переход
4,026	1	C V	$1s^2-1s2p$
3,49	0,18	C V	$1s^2-2s3p$
3,37	0,3	C VI	$1s-2p$
3,34	0,1	C V	$1s^2-1s4p$
2,8	0,05	C VI	$1s-3p$