

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ  
«НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР  
«КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»

На правах рукописи



КУТУЗОВ ДМИТРИЙ СЕРГЕЕВИЧ

**ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННАЯ ФЛУОРЕСЦЕНЦИЯ КАК МЕТОД  
ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ В  
СИСТЕМАХ С МАГНИТНОЙ ТЕРМОИЗОЛЯЦИЕЙ**

Специальность 01.04.08 – Физика плазмы

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

Доктор физико-математических наук

Москаленко Ирина Викторовна

МОСКВА 2019

## Оглавление

Оглавление	2
Введение	3
Глава 1. Измерение параметров среды методом наблюдения сигнала лазерной индуцированной флуоресценции ионов и атомов	13
Раздел 1.1. Физические проблемы, связанные с использованием лазерной индуцированной флуоресценции	14
Раздел 1.2. Основные области использования диагностики	21
Глава 2. Описание диагностической системы для измерения параметров плазмы методом ЛИФ на установке ПС-1	30
Раздел 2.1. Установка ПС-1 – основные характеристики	31
Раздел 2.2 Система ЛИФ диагностики	41
Раздел 2.2. 1 Система генерации и ввода-вывода лазерного излучения	41
Раздел 2.2.2 Система сбора и регистрации флуоресцентного излучения	48
Раздел 2.2.3 Система сбора и регистрации данных	53
Глава 3. Расчетные модели для интерпретации сигналов флуоресценции	55
Раздел 3.1. Однократно ионизованный аргон Ar II	58
Раздел 3.2 Нейтральный атом неона Ne I	62
Раздел 3.3. Однократно ионизованный ксенон Xe II	63
Раздел 3.4. Определение температуры электронов методом ЛИФ	64
Глава 4. Эксперименты на плазменной установке ПС-1	68
Раздел 4.1. Эксперименты по измерению концентрации ионов аргона Ar II методами ЛИФ	69
Раздел 4.2. Эксперименты по измерению концентрации ионов ксенона Xe II методами ЛИФ	78
Раздел 4.3. Применение метода ЛИФ для диагностики неона	81
Раздел 4.4. Эмиссионная спектроскопия как вспомогательная часть оптических диагностик	85
Заключение	92
Литература	94

## Введение

### Актуальность темы

Контроль параметров плазмы с помощью различных диагностических методик является важной задачей при исследовании разреженных сред. В рамках программ по исследованию поведения плазмы в магнитных ловушках большое значение имеют оптические методы.

Одним из таких методов является лазерная индуцированная флуоресценция (ЛИФ). Применение ЛИФ к измерению параметров плазмы в системах с магнитной термоизоляцией представляет интерес как при проведении фундаментальных, так и прикладных исследований. Преимущество ЛИФ по сравнению с другими оптическими методами, например, с методами эмиссионной спектроскопии, определяется тем, что ЛИФ является более точным методом определения параметров исследуемой среды. В рамках программ по исследованию поведения плазмы в магнитных ловушках методики ЛИФ стали применяться во второй половине семидесятых годов [1,2]. ЛИФ – это раздел оптической спектроскопии, методы которого основаны на применении монохроматического излучения лазеров с целью стимулирования квантовых переходов между вполне определёнными уровнями [3]. Принципиально новые возможности ЛИФ приобрела с появлением лазеров с плавно перестраиваемой частотой, которые являются комбинацией источника света и спектрометра ультравысокого разрешения, что даёт возможность измерять профили спектральных линий. Преимущество лазеров над некогерентными источниками света заключается в возможности достижения большой спектральной плотности мощности, что значительно уменьшает проблемы шумов, вызванных фоновым излучением или шумами приемников [4].

Одними из перспективных аппаратных комплексов представляются диагностические системы, в которых в качестве источника зондирующего излучения используется оптико-параметрический генератор (ОПГ) с накачкой

третьей гармоникой Nd:YAG лазера, ОПГ позволяет получать лазерное излучение в широком диапазоне видимого и ближнего ультрафиолетового длин волн. В настоящее время потоки холодной плазмы активно используются во многих сферах техники и технологии (микроэлектроника, ионные источники, плазменные реактивные двигатели (ПРД) [5]). Измерение параметров важно для контроля плазменных процессов и отработки технологических режимов. Важными объектами исследования, как для технологической плазмы, так и в программах УТС, являются инертные газы. Определение параметров атомов и ионов таких газов как Ne, Ar, Kr, Xe, особенно важны в прикладных программах по разработке плазменных ракетных двигателей, где указанные газы являются рабочим телом. Также в последние годы на токамаках были проведены эксперименты, связанные с получением так называемых «радиационно улучшенных» режимов путем инъекции неона, аргона либо ксенона [6]. Следовательно, при разработке диагностик для диверторной плазмы ИТЭРа и других крупных установок необходимо учитывать наличие инертных газов наряду с гелием – «золотой» термоядерной реакции.

Важным фактом является то, что при измерениях методом ЛИФ можно использовать многоуровневую схему измерения, что позволяет избежать влияния паразитного излучения от лазера накачки, рассеянного на деталях установки [7]. Применение диагностики ЛИФ является актуальной задачей, т.к. дает возможность получать локальную информацию о параметрах исследуемых объектов с высоким пространственным, временным и спектральным разрешением. ЛИФ позволяет проводить измерения параметров объекта в условиях затрудненного доступа к плазме и при наличии целого ряда неблагоприятных факторов. ЛИФ имеет большое значение для измерения параметров плазмы на различных технических и лабораторных установках при низких температурах с высокой точностью.

## Степень разработанности темы исследования

В рамках программы управляемого термоядерного синтеза (УТС) метод ЛИФ применялся при исследовании взаимодействия плазмы с конструкционными материалами для исследования поведения атомов железа, хрома, углерода и ряда других элементов. На различных установках исследования параметров плазмы (концентрация, температура частиц и электронной составляющей) проводятся с помощью разных диагностик. Однако эмиссионная спектроскопия не позволяет получить локальную информацию о параметрах исследуемых объектов с высоким пространственным и спектральным разрешением. Применение зондов Ленгмюра ограничено только периферийной зоной плазмы.

Наблюдение флуоресцентного излучения использовалось для диагностики плазмы еще до широкого распространения лазеров, к примеру, в работе [8] по определению скоростей атомов металлов. Один из первых лазеров на красителях с накачкой эксимерным лазером применялся для определения концентрации ионов  $CV$  в периферийной зоне установки T-10 [9]. Важный вклад в развитие ЛИФ диагностики внесли Bogen P. и Hintz E в измерениях пристеночной плазмы в токамаке ASDEX [10]. С появлением перестраиваемых по длинам волн лазеров, к примеру, лазеров на красителях и диодных лазеров стало возможным проводить измерения ионных температур [11]. Особенностью данной работы является применение метода ЛИФ для определения концентрации атомов и ионов инертных газов с использованием нерезонансных спектроскопических схем возбуждения флуоресцентного излучения, упрощающих требования к источникам индуцирующего излучения, и позволяющего использовать лазерное излучение видимого диапазона. Определение концентрации атомов и ионов таких газов, как Ne, Ar, Kr, Xe, особенно важны в прикладных программах по разработке плазменных ракетных двигателей, где указанные газы являются рабочим телом. Также инертные газы планируют использовать для получения радиационно – улучшенных разрядов в программах УТС [6]. Создание расчетных столкновительно-радиационных моделей для интерпретации полученных

экспериментальных данных делает актуальными работы по экспериментальному определению параметров структуры атомов и ионов, т.к. характерные вероятности многих атомных процессов не известны с достаточной точностью. Диагностические системы на основе оптико-параметрического генератора (ОПГ) ESTLA NT342A-SH-20-AW позволяют получать лазерное излучение в широком диапазоне видимого и ближнего ультрафиолетового длин волн.

### **Цели и задачи**

Целью представленной диссертационной работы являлось измерение параметров плазмы инертных газов в системах с магнитной термоизоляцией с использованием метода лазерной индуцированной флуоресценции, а также создание новых универсальных автоматизированных диагностических систем. Для достижения этой цели были решены следующие основные задачи.

1. Физическое обоснование применения лазерной индуцированной флуоресценции для диагностики плазмы инертных газов в системах с магнитной термоизоляцией.
2. Создание автоматизированной лазерной диагностической системы с использованием универсального источника зондирующего лазерного излучения.
3. Выбор спектроскопических схем для ЛИФ диагностики.
4. Проведение модельных экспериментов с использованием универсальной лазерной диагностической системы на установке ПС-1.
5. Разработка и применение теоретических моделей для расчетов сигналов флуоресценции.

### **Научная новизна**

1. Разработана и создана универсальная автоматизированная диагностическая система для измерения параметров плазмы методом ЛИФ в

системах с магнитной термоизоляцией, работающая в широком диапазоне длин волн в импульсно-периодическом режиме.

2. Впервые использованы трехуровневые спектроскопические схемы инертных газов для измерений концентрации атомов неона и однократно ионизованного иона ксенона в системе с магнитной термоизоляцией.

3. Методом ЛИФ получены детальные пространственно-временные характеристики абсолютной концентрации аргона, ксенона и неона.

4. Представлены расчетные модели для атома неона  $NeI$ , иона аргона  $ArII$  и иона ксенона  $XeII$ .

5. Показано, что в определенных условиях существует возможность измерения локальных значений электронной температуры по отношению интенсивностей двух линий флуоресценции, возбуждаемых из двух различных метастабильных состояний иона  $Ar II$ .

### **Теоретическая и практическая значимость работы**

1. На основе разработанной концепции создана универсальная автоматизированная лазерная система. Использован оптико-параметрический генератор (ОПГ) ESTLA NT342A-SH-20-AW, спектральная ширина линии которого много больше, чем ширина линий поглощения атомов и ионов в исследуемой плазме.

2. Показано, что применяемый источник ОПГ позволяет реализовать компьютерное управление оперативной сменой рабочих длин волн от 190 нм до 2100 нм.

3. Разработанные методы демонстрируют возможность получения количественных оценок концентрации без сканирования линии поглощения.

4. Показано, что ЛИФ-методика обладает дополнительным диагностическим потенциалом, в частности, возможностью проведения локальных оценок параметров электронной компоненты.

5. Проведены систематические измерения концентрации атомов и ионов при различных параметрах разряда.
6. Разработаны расчетные модели Ne, Ar, Xe для интерпретации экспериментальных данных.

### **Методология и методы исследования**

Для исследования параметров плазмы применялся метод лазерно-индуцированной флуоресценции, обладающий хорошим пространственным и временным разрешением, но, одновременно требующий применения технически сложных систем. По мере технического усложнения методов диагностики применяемых на плазменных установках всё большее значение приобретает предварительная проверка работоспособности разрабатываемых методик.

Отработка методик, являющихся кандидатами на включение в диагностические комплексы, с целью демонстрации их реальных возможностей является важной частью программ разработки соответствующих методов плазменных измерений. При этом такие испытания практически проходят несколько стадий: от стендовых испытаний входящей в состав диагностической системы аппаратуры с целью измерения её технических характеристик до применения в современных плазменных экспериментах.

Помимо применения ЛИФ методики на установки ПС-1 применялись такие методы диагностик, как ленгмюровские зонды, масс-анализаторы, сеточные анализаторы, оптическая спектроскопия и СВЧ интерферометрия. Отслеживались основные параметры установки: давление в камере источника и приемном объеме, прямая и отраженная СВЧ мощность.

В экспериментах в основном применялись схемы возбуждения, названные в работе [3] "трёхуровневыми", тем не менее, были проведены измерения и при использовании резонансных схем накачки флуоресцентного излучения, где  $\lambda_L = \lambda_{FLU}$ . В обоих случаях параметры лазерного излучения могут обеспечивать



работу в режиме насыщения сигналов флуоресценции. Значительная отстройка  $\lambda_L$  от  $\lambda_{FLU}$  практически исключает влияние рассеянного "паразитного" излучения.

Используя осциллограммы сигналов флуоресценции на фоне излучения плазмы можно оценивать величины отношения "сигнал/шум"; типичное значение этого параметра оказалось равным  $\approx 8$ .

Параметры рабочего режима установки были следующие: мощность нагрева СВЧ  $W_{свч}=8$  кВ, ток магнитных катушек системы  $I_{кат}=1.2$  кА, что обеспечивало магнитное поле в центре ловушке  $B=0.25$  Тл, фоновое давление рабочего газа в камере на уровне  $P=1 \cdot 10^{-4}$  Торр, давление при использовании пьезоклапана составляло  $P=2 \cdot 10^{-4}$  Торр. Характерные времена начала измерений составляли 50 мс, 100 мс, 200 мс и 400 мс. Также проводились измерения на протяжении всего времени разряда.

### **Положения, выносимые на защиту**

Разработка и создание универсальной лазерной диагностической системы для измерений параметров плазмы в системах с магнитной термоизоляцией, а также применение разработанных методов и аппаратуры для решения ряда практически важных физико-технических задач.

1. Физическое обоснование и концепция универсальной автоматизированной лазерной диагностической системы для измерений параметров плазмы инертных газов в системах с магнитной термоизоляцией с использованием метода ЛИФ. Обоснование применения метода ЛИФ для локальной оценки электронной температуры плазмы.

2. Лазерная диагностическая система для измерений параметров плазмы в системах с магнитной термоизоляцией.

3. Результаты экспериментов по измерению параметров плазмы с использованием универсальной автоматизированной лазерной диагностической системой на установке ПС-1.

4. Количественные оценки концентрации атомов и ионов без сканирования линии поглощения.

5. Расчетные модели для атома неона NeI, иона аргона ArII и иона ксенона XeII.

### **Личный вклад автора**

В диссертации представлены результаты четырех лет работы соискателя в экспериментах на установке ПС-1 с использованием диагностики плазмы с помощью метода ЛИФ. Соискателем была смонтирована и налажена ЛИФ диагностика, а также проводилось обслуживание и последующая модернизация диагностики.

При непосредственном участии соискателя были созданы расчетные модели для обработки результатов экспериментов и интерпретации сигналов ЛИФ диагностики. Обосновано применение метода ЛИФ для локальных оценок температуры электронов. Использованные в диссертации результаты экспериментов получены им лично или при его определяющем непосредственном участии. Экспериментальные данные были самостоятельно обработаны соискателем для представления параметров плазмы атомов и ионов инертных газов, таких как Ne, Ar, Xe.

### **Степень достоверности и апробация результатов**

В работе, наряду с выполненными экспериментами, было сделано сравнение и проведен анализ полученных результатов с результатами других исследований в данной области знания. Применялись методы обработки сигналов.

На ПС-1 установлен стандартный набор диагностик, включающий в себя: измерение линейной плотности плазмы методом СВЧ интерферометрии, измерение давления в области дивертора и в области приемного объема, зонды Ленгмюра, определяющие радиальные распределения параметров плазмы в

области дивертора и приемного объема, энергоанализаторы для определения параметров ионной компоненты плазмы установлены в торце приемного объема установки. Достоверность полученных результатов подтверждается исследованиями с помощью других диагностик (эмиссионная спектроскопия, зондовые измерения).

Были выбраны режимы которые демонстрировали воспроизводимость параметров плазмы. Временной ход сигнала СВЧ-интерферометра служил для мониторинга исследуемых разрядов. Обработанные данные совпадают при похожих режимах работы установки. Измерения проходили во всех режимах установки ПС-1 в широком диапазоне изменения параметров разряда с ЭЦР-нагревом. Соотношение сигнал/шум составляло величину 6-8 раз.

Достоверность полученных результатов также подтверждается независимыми исследованиями на других установках, например на установке ПН-3 [6].

Результаты работы представлялись автором на международных и российских конференциях с международным участием:

- «Спектроскопия аргоновой плазмы на установке ПС-1», Д.С. Кутузов Е.Ю. Брагин, Д.А. Щеглов, И.В. Москаленко, С.В. Янченков, XLIII Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу. Сборник тезисов докладов. 2016 г.
- «Диагностика электронной компоненты аргоновой плазмы по отношению двух сигналов лазерно-индуцированной флуоресценции», Д.С. Кутузов, XIV Курчатовская междисциплинарная молодежная научная школа 8-11 ноября 2016 года, Москва, Россия.
- «Laser spectroscopy for investigation of argon plasma on PS-1 device» D.S. Kutuzov, I.V. Moskalenko, N.A. Molodtsov, D.A. Shcheglov, V.A. Zhil'tsov, E.Yu. Bragin, S.V. Yanchenkov, 43<sup>rd</sup> EPS Conference on Plasma Physics 4 to 8 July 2016, Leuven, Belgium.
- «Применения метода ЛИФ для диагностики параметров плазмы на установке ПС-1», Д.С. Кутузов, И.В. Москаленко, Н.А. Молодцов, Д.А. Щеглов,

В.А. Жильцов, Е.Ю. Брагин, С.В. Янченков, XVII Всероссийская конференция Диагностика высокотемпературной плазмы, 13-17 июня 2017 года, Звенигород, Россия.

- «Laser induced fluorescence measurements of ion density distribution on PS-1 device», D. S. Kutuzov, I. V. Moskalenko, N. A. Molodtsov, D. A. Shcheglov, V. A. Zhil'tsov, E. U. Bragin, S. V. Yanchenkov, 44<sup>th</sup> EPS Conference on Plasma Physics 26 - 30 June 2017, Belfast, United Kingdom.

- «Experimental study of plasma flows in an ECR plasma rocket propulsion» E. Yu. Bragin, V. M. Kulygin, D. S. Kutuzov, S. V. Yanchenkov, V. A. Zhiltsov, 6th International Conf. on Space Prop., Seville, Spain, May 14-18, 2018

### **Публикации по теме диссертации**

По теме работы опубликовано 3 научные работы в виде научных статей в отечественных рецензируемых журналах, входящих в перечень ВАК.

- Кутузов Д. С., Москаленко И. В., Брагин Е. Ю., Жильцов В. А., Янченков С. В. Измерение параметров плазмы в пробочной ловушке методом лазерно-индуцированной флуоресценции// ФИЗИКА ПЛАЗМЫ, 2018, том 44, № 9, с. 698–705.

- Кутузов Д. С., Москаленко И. В. Измерение концентрации атомов и ионов инертных газов в плазме пробочной ловушки методом лазерно-индуцированной флуоресценции // ФИЗИКА ПЛАЗМЫ, 2019, том 45, № 7, с. 612-620.

- Кутузов Д. С., Щеглов Д. А., Молодцов Н. А. Применение эмиссионной спектроскопии для оценки изменения пропускания оптического тракта из-за деградации внутрикамерных элементов плазменных установок// ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2019, т. 42, вып. 1

## **Глава 1. Измерение параметров среды методом наблюдения сигнала лазерной индуцированной флуоресценции ионов и атомов**

Рассмотрены физические основы методов, основанных на применении оптической накачки объектов исследования и методика ЛИФ диагностики.

Приведён краткий обзор литературы по изучаемым вопросам; рассматриваются основные объекты исследований и области применения диагностических методов.

Публикации, в которых описаны измерения методами лазерной флуоресценции параметров плазмы, известны с начала 60-х годов. В настоящий обзор включены работы, имеющие прямое отношение к тематике представленной диссертации, а также представляющие методический интерес: объекты исследования, диагностическая аппаратура, схемы экспериментов, подход к проблеме интерпретации данных. Основной задачей исследований, проводимых с помощью методик ЛИФ, является определение локальных значений концентраций атомов и ионов плазменных образований [11,12,13,]. Наряду с этим возможно измерение скоростей атомов и ионов по доплеровскому сдвигу линии поглощения (или оценка температур по уширению этой линии). Также ЛИФ применяется для изучения процессов в плазме, например, переходов между возбужденными уровнями атома, происходящих при соударениях атомов с электронами плазмы [14,15].

## Раздел 1.1. Физические проблемы, связанные с использованием лазерной индуцированной флуоресценции

Вопросы, связанные с рассеянием электромагнитных волн на атомах в линейном приближении детально разработаны в рамках квантовой теории излучения [16]. Рассмотрение ряда физических проблем, существенных с точки зрения постановки экспериментов по ЛИФ приведено, например, в обзорной работе [11].

Наиболее наглядным способом введения основных физических понятий и характерных параметров является рассмотрение двухуровневого атома, находящегося в поле лазерного излучения (см. рис. 1.1).

Скорость оптической накачки (см. ур. 1.1) определяется объёмной плотностью энергии фотонов, умноженной на коэффициент Эйнштейна для поглощения фотонов –  $B_{12}$ ; опустошение возбуждённого уровня происходит по двум каналам: а) спонтанный радиационный распад с вероятностью  $A_{21} \text{ с}^{-1}$  и б) вынужденное излучение, скорость которого зависит от соответствующего коэффициента Эйнштейна  $B_{21}$ . Если в момент  $t=0$  на атом начинает воздействовать прямоугольный импульс ( $u(t)=\text{const}$ , при  $t > 0$ ), причём  $N_2 = 0$  при  $t = 0$ , по населённости уровней  $N_1$  и  $N_2$  описываются уравнениями:

$$\begin{aligned} dN/dt &= u(\nu)(B_{12}N_1 - B_{21}N_2) - A_{21}N_2 \\ N &= N_1(t) + N_2(t) \end{aligned} \quad (1.1)$$

где  $N$  – полное число атомов.

Связь между перечисленными коэффициентами определяется соотношениями:

$$\begin{aligned} g_1 B_{12} &= g_2 B_{21} \\ 8\pi h\nu^3 B_{21} &= c^3 A_{21} \end{aligned} \quad (1.2)$$

где  $g_1$  и  $g_2$  – статистические веса соответствующих уровней.

Решение системы уравнений (1.1) имеет вид:

$$N_2/N = [g_2/(g_1 + g_2)][s/(s+1)]\{1 - \exp[-(s + 1)A_{21}t]\}, \quad (1.3)$$

содержащийся в нём параметр насыщения  $s$  вводится выражением:

$$s = u(\nu)(B_{12} + B_{21})/A_{21} = \Phi(\lambda, t) \cdot \Phi_0^{-1}(\lambda), \quad (1.4)$$

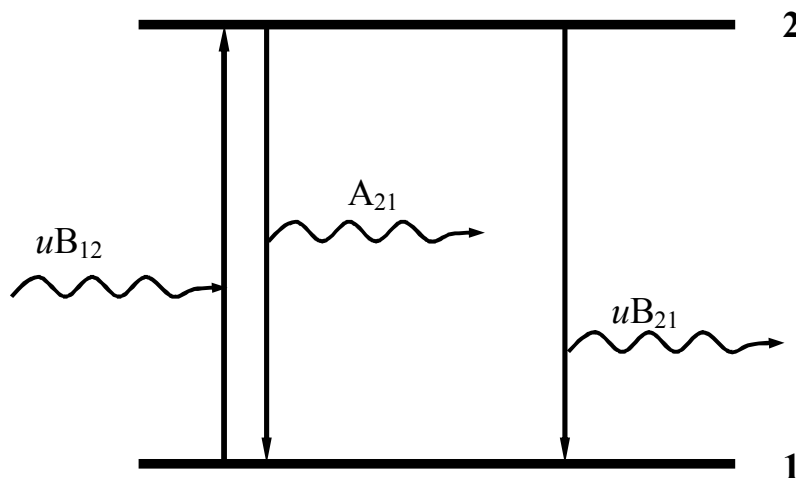


Рис. 1.1. Схема процессов в двухуровневом атоме, находящемся в бесстолкновительной среде (уровень 1 является основным состоянием).

На практике более удобно использовать последнее выражение, в котором  $\Phi(\lambda)$  есть спектральная плотность мощности (поток лазерной энергии на единицу площади и единичный интервал длин волн). Значение мощности насыщения  $\Phi_0(\lambda)$  задаётся выражением:

$$\Phi_0(\lambda) = 8\pi hc^2 \lambda^{-5} g_1/(g_1 + g_2), \quad (1.4a)$$

Асимптотическим значением относительной населённости возбуждённого уровня ( $N_2(t)/N$ ) служит выражение:

$$N_2/N = [g_2/(g_1 + g_2)]s/(s+1), \quad (1.3a)$$

а при  $s \gg 1$ :

$$N_2/N = g_2/(g_1 + g_2), \quad (1.3b)$$

то есть населённости уровней распределяются в соответствии с их статистическими весами. Оценки, проведённые для линии Ly- $\alpha$  водорода ( $\lambda$  121.6 нм) дают обычно в этом случае  $N_2/N_1 \approx 10^{-3} \div 10^{-4}$  (см. например, [17]), что объясняет интерес к применению диагностики методом лазерной флуоресценции. В бесстолкновительном случае следует избегать работы при избыточном значении параметра  $s$ , так как в некоторых случаях это может привести к

ионизации из возбуждённого состояния и тем самым к нарушению соотношения (1.1) и уменьшению сигнала флуоресценции.

Некоторые результаты, важные для понимания особенностей процесса резонансного рассеяния, можно получить рассматривая колебания связанного электрона в поле электромагнитной волны. Метод аналогичен рассмотрению движения свободного электрона. В случае рассеяния на связанном электроне вводятся постоянная затухания и резонансная частота. Для резонансного рассеяния частота падающей волны равна резонансной частоте. Так как постоянная затухания много меньше частоты падающей волны, а отношение сечений в случае резонансного и томсоновского рассеяния определяются множителем равным отношению частоты падающей волны к постоянной затухания в квадрате, можно сделать важный практический вывод: сечение резонансного рассеяния превышает сечение рассеяния на свободном электроном на несколько порядков. Это дает возможность применять менее мощные источники зондирующего излучения (например, по сравнению с источниками для томсоновского рассеяния) и измерять низкие температуры и концентрации частиц. В различных экспериментах, рассмотренных ниже, импульсная энергия зондирующего излучения не превышала 10 мДж.

При проведении измерений методом лазерной спектроскопии наиболее рациональным является оптическое возбуждение частиц плазмы из основного состояния. Однако, для наиболее актуальных с точки зрения измерений концентрации атомов и ионов  $N_{a,i}$ , характерно, то обстоятельство, что порог возбуждения ближайшего к основному состоянию уровня достаточно велик: для водорода  $\Delta E_{12} \approx 10.2$  эВ, для He I  $\Delta E(1^1S_0 \rightarrow 2^3S_1) = 19.82$  эВ. Для водорода проблема оптической накачки уровня с главными квантовыми числами  $n = 2$  и  $3$  в настоящее время решена. Диагностика водорода и аргона методами лазерной флуоресценции даёт хороший пример разнообразия зависящих от экспериментальной ситуации спектроскопических схем применения этой методики, а также возникающих при этом проблем. Поэтому соответствующий материал приведён ниже.



Наличие столкновений частиц плазмы с атомом (ионом) заметно осложняет проблему интерпретации сигналов флуоресценции при измерениях концентрации частиц. Многочисленные столкновительные и радиационные переходы необходимо учесть при разработке интерпретационных моделей. В рамках диссертации был выполнен ряд соответствующих расчётов, позволяющих также оценить электронную температуру (см. [18]). Разработка столкновительно-излучательных моделей позволяет расширить диагностические возможности методики ЛФ. Было предложено проводить измерения локальной электронной концентрации по соотношению интенсивностей двух линий флуоресценции [19].

Стремление получать информацию о локальных значениях концентрации атомов водорода  $N(\text{H}^0)$  стимулировало работу по применению метода ЛИФ, первым этапом которой было использование резонансного рассеяния на переходе, соответствующем оптическому возбуждению ( $n = 2 \rightarrow n = 3$ ), то есть на линии  $\text{H}_\alpha$  ( $\lambda$  656.3 нм) с последующим наблюдением флуоресценции на той же спектральной линии. Конструкция целого ряда установок позволяла успешно избежать влияния паразитного рассеяния путем тщательной проработки конструкции оптико-механических узлов ввода-вывода зондирующего излучения и системы сбора флуоресцентного излучения [20,21,22].

Принципиальные трудности применения рассеяния на линии  $\text{H}_\alpha$  связаны с особенностями столкновительного заселения возбужденных уровней. Во-первых, населенность уровня ( $n = 2$ ) относительно низка:  $10^{-3} \div 10^{-4}$  от концентрации атомов водорода в состоянии ( $n = 1$ ) [11], а кроме того населенности нижнего и верхнего уровня линии  $\text{H}_\alpha$  близки (см формулу 1.3б). Последнее обстоятельство означает, что оптическая накачка не приведет к заметному увеличению локальной интенсивности линии  $\text{H}_\alpha$  ввиду близости исходного состояния к насыщению. Поэтому для увеличения значения регистрируемых сигналов флуоресценции и улучшения статистической точности сигналов, в качестве источников зондирующего излучения применяются лазеры с ламповой накачкой со сравнительно большой длительностью генерации ( $\Delta t_L$  порядка одной микросекунды). Наиболее полное представление о проблемах использования

резонансного рассеяния на линии  $H_{\alpha}$  и методах их преодоления дается в работе [23]. Возбуждение из основного состояния атома водорода  $n = 1$  (резонансное рассеяние на линии  $L_{\alpha}$  1216 нм) - см. рис. 1.2а требует разработки плавно перестраиваемых по длинам волн источников зондирующего излучения ВУФ диапазона. К началу восьмидесятых годов эта проблема была успешно решена путем утроения в кювете со смесью газов излучения перестраиваемого по длинам волн лазера на красителях [17,24]. В настоящее время схема резонансного рассеяния на линии  $L_{\alpha}$  успешно применяется в физических исследованиях на крупных установках (см., например, [25]). Возможен перенос регистрации в видимый диапазон за счет двухступенчатой накачки (использование зондирующих источников с длинами волн  $H_{\alpha}$  и  $L_{\alpha}$  одновременно [26]). Регистрация в данном случае производится на длине волны  $\lambda$  656.3 нм (см. рис. 1.2).

Различные варианты оптического возбуждения из основного состояния атома водорода основаны на использовании двух фотонов с длиной волны  $\lambda = 243$  нм для возбуждения на уровень с главным квантовым числом  $n = 2$ , либо на применении фотонов  $\lambda = 205$  нм для возбуждения переходов  $1s \rightarrow 3s, 3d$  (см. рис. 1.2 d, e.).

Была реализована оригинальная схема, названная авторами «методика (2+1) фотон». Преимущество схемы заключается в том, что используется только один лазер на красителях, генерирующий излучение  $\lambda$  486 нм, которое удваивается путем генерации второй гармоники в нелинейном кристалле ВВО. Полученные фотоны  $\lambda$  243 нм используют для двухфотонной накачки уровня  $n = 2$ ; часть исходного излучения  $\lambda$  486 нм также направляется в исследуемый объем плазмы. Регистрация флуоресцентного излучения производится в видимой области спектра см. рис. 1.2 e.

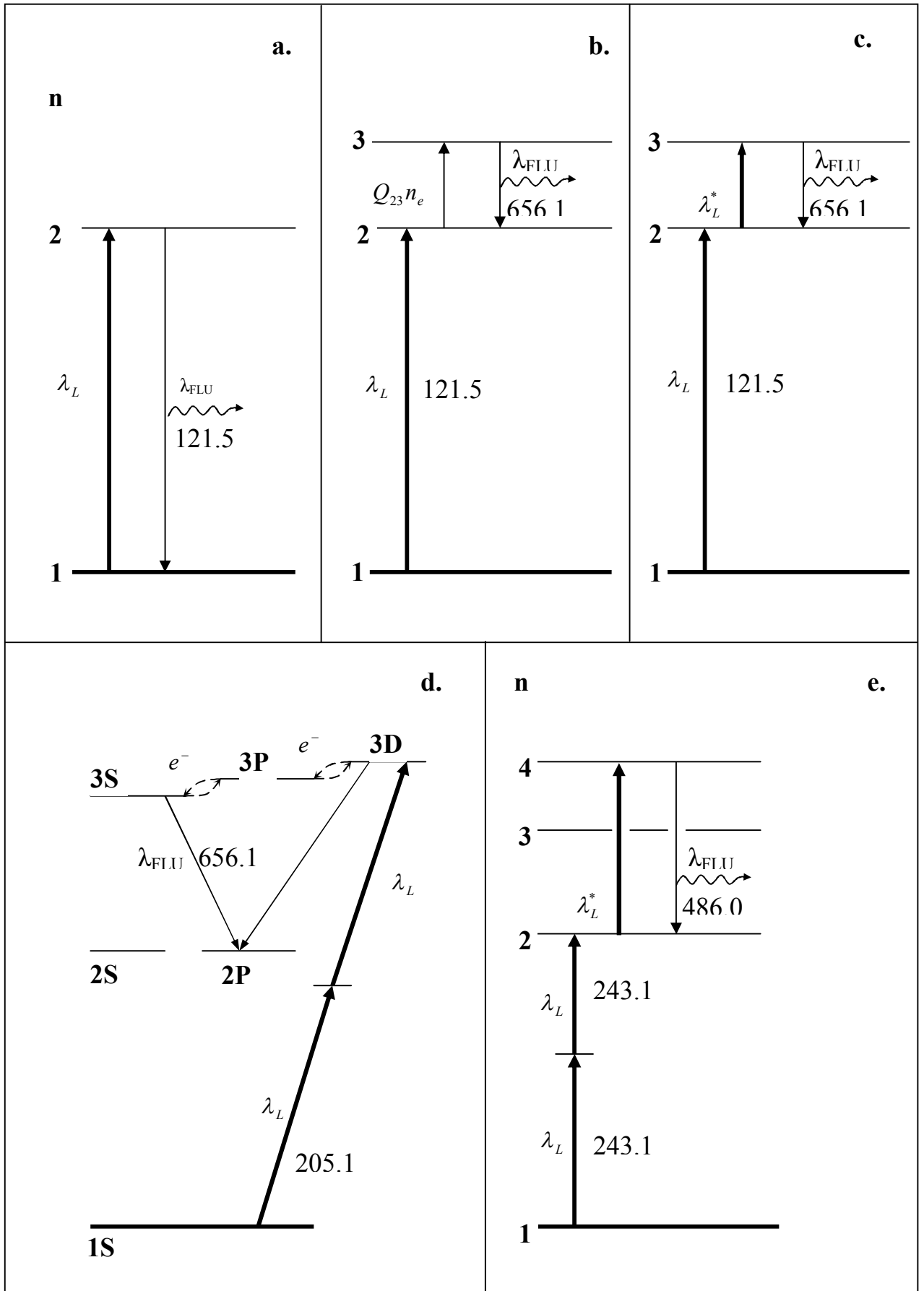


Рис. 1.2. Схемы детектирования атомов водорода методом ЛИФ

Двухфотонная оптическая накачка уровня  $n = 3$  с последующей регистрацией флуоресцентного сигнала на линии  $H_{\alpha}$  [27] (см. рис. 1.2 d.) была использована для измерения концентрации атомов водорода в периферийной области плазмы установки Heliotron (см. рис. 1.2 d.). Для получения фотонов  $\lambda 205$  нм использовалась генерация первой антистоксовой компоненты ВКР, возбуждаемой эксимерным ArF-лазером в ячейке, заполненной дейтерием. Измерены концентрации дейтерия порядка  $1 \times 10^{16} \text{ м}^{-3}$ . Следует обратить внимание, что в отличие от прочих показанных на рис. 1.2. схем, использующих регистрацию флуоресцентного излучения в видимой области спектра, только описанная «трехуровневая» схема может быть использована в экспериментах с применением ЛИФ на установках с высоким уровнем паразитного излучения рассеянного на деталях установки и элементах оптического тракта зондирующего излучения.

Аналогичные проблемы с регистрацией аргона были успешно решены при зондировании плазмы на установке ПН-3 [6]. Была использована «трехуровневая» схема, где накачка производится из метастабильного состояния  $3s^2 3p^4 (^1D) 3d^2 G_{9/2}$  на линии  $\lambda_{\text{LASER}} = 611.5$  нм, а регистрация флуоресцентного сигнала ведется на линии  $\lambda_{\text{FLU}} = 461$  нм (переход  $3s^2 3p^4 (^1D) 4p^2 F_{7/2} - 3s^2 3p^4 (^1D) 4s^2 D_{5/2}$ ).

## **Раздел 1.2. Основные области использования рассматриваемой диагностики**

Рассмотрены области применения бесконтактного измерения параметров среды методами лазерного зондирования, из которых основное внимание уделено исследованиям параметров потоков холодной плазмы которые активно используются во многих сферах техники и технологии, а также применение ЛИФ для исследований высокотемпературной плазмы, проводимых в рамках программы УТС.

Рассмотрены основные объекты исследования, при изучении которых используются методы ЛИФ. К ним относятся рабочие газы, продукты воздействия плазмы на материалы конструктивных элементов вакуумной камеры (железо, хром, никель, бериллий, молибден, вольфрам). Рассмотрены инертные газы (гелий, неон, аргон, криптон), используемые как рабочие газы в плазменных установках, так и в виде добавок для реализации различных диагностических методик.

За последние годы плазменные методы обработки различных материалов получили широкое распространение. Поэтому диагностика плазмы в используемых установках (как в серийных, промышленных системах, так и при исследовании и оптимизации используемых процессов) является актуальной задачей. В то время как в промышленном производстве плазменная установка обычно «представляет собой черный ящик с несколькими регулируемыми технологическими параметрами на входе и контролем качества по конечному продукту на выходе» [28], то для исследования применяемых технологических процессов применяются самые современные методы диагностики плазмы. Можно привести несколько соответствующих примеров использования методики лазерной флуоресценции.

Одной из наиболее сложных современных технологий является производство высокотемпературных сверхпроводящих пленок  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-8}$  (YBCO). При изготовлении этих тонких пленок было применено двухмерное

исследование распределений атомов меди и бария, а также молекул YO [28], был изучен также временной ход содержания этих веществ.

Другим примером является диагностика процессов выращивания алмазоподобных углеродных пленок [29], важную роль в этом процессе играют атомы водорода как на поверхности, так и в газовой фазе. Была применена техника двухфотонной ЛФ для изучения абсолютной плотности и температуры атомов водорода. Используемая ЛФ техника регистрации атомов водорода рассмотрена ниже.

Еще одним быстроразвивающимся направлением, в котором требуется как контроль концентрации частиц, так и их температуры и скорости, является создание плазменных ракетных двигателей (ПРД) [30]. Последние 60 лет было предложено и создано большое число электроракетных и плазменных двигателей, начиная от ионного двигателя и заканчивая безэлектродными плазменными двигателями [31]. Тем не менее, перед создателями всегда стояли проблемы диагностики параметров таких двигателей, а именно, скоростей истечения рабочего тела, тяги, плотности плазмы. Основными объектами исследования данных работ являются плазмы инертных газов: Ar, Xe, Kr.

Таким образом, повышенный интерес к созданию ПРД объясняет большое количество работ по диагностике параметров различных типов двигателей, от широко распространённых двигателей Холла до геликонных безэлектродных установок, как например, VASIMR (Variable Specific Impulse Magnetoplasma Rocket) [32]. Измерение скоростей истечения рабочего газа проводится электростатическими зондами или методами ЛИФ. В основном для наблюдения ЛИФ сигнала применяются одноканальные системы ЛИФ [33], но существуют проекты и многоканальных систем [34] для измерения профилей распределения ионов по скоростям. Даже в случае одноканальных систем могут быть проведены интересные и подробные исследования плазменных струй, как в работе [35], где была проведена томография струи плазмы небольшого ПРД.

В работе [33] были измерены временные распределения ионной скорости и температуры с разрешением в 1 мс для двух установок HELIX и BWX, в

установке HELIX были обнаружены две группы ионов с различными скоростями, а также выдвинуты предположения о механизмах их возникновения. В работе [36] измерения проводились на установке PIVONE-2g с двигателем Холла PPS®X000, а функция распределения ионов по скоростям была получена как с помощью техники ЛИФ, так и с помощью запирающего электростатического анализатора, результаты измерений хорошо согласовались друг с другом. Было установлено, что ионизация рабочего газа и его ускорение происходят в одной и той же области пространства, что ограничивает возможность независимого управления удельным импульсом и тягой для такого рода двигателей. Определению положения этих областей, а также измерению скорости истечения плазмы посвящена работа [37], в которой исследовался двигатель СПД-100. В ходе работы проведены ЛИФ измерения, а также составлена двумерная модель распределения параметров плазмы. Не смотря на особый интерес к измерению продольных скоростей в различных типах ПРД, распределение ионной температуры по радиусу так же является предметом исследования, как например, в работе [38], где на установке CSDX были измерены как скорость, так и ионная температура потоков плазмы в установке. Вопреки тенденции на увеличение мощностей исследуемых установок и двигателей, связанной с задачами по масштабируемости двигателей до мощностей 1 и более МВт, существуют задачи по созданию и измерению параметров небольших компактных двигателей Холла, которые могут найти применение для контроля орбиты небольших спутников. В работе [39] методом ЛИФ были проведены измерения скорости выходного потока плазмы двигателя Heatwave-Laboratories HWPEs-250, а также, что представляется особенно интересным, измерения внутренних электрических полей. Кроме того были проведены измерения скорости дрейфа электронов.

Впрочем, не всегда параметры плазмы ПРД определяются при помощи ЛИФ, методы оптической спектроскопии развивались на протяжении последних ста лет и таким образом подходят для решения большого количества задач по диагностике плазмы. Например, в работе [40] были проведены измерения параметров плазмы двигателя Холла, на основе спектрометрических измерений и

столкновительно-излучательной модели насчитывающей 173 уровня. Хотя модель и не учитывала все процессы (рассматривались только процессы электронного возбуждения и девозбуждения, а также спонтанный оптический распад уровней) удалось получить населенности различных уровней рабочего газа ксенона, а также температуру плазмы.

Таким образом, можно наблюдать большой интерес к изучению потоков плазмы различного рода плазменных двигателей и установок, на которых испытываются потенциальные схемы компоновки ПРД. В этих экспериментах широко применяется ЛИФ диагностика для определения температур и направленных скоростей частиц рабочего газа установок.

В исследованиях, проводимых в рамках работ по УТС, разработка и применение методик ЛИФ практически полностью оказались в программах связанных с магнитным удержанием плазмы. Главными методическими задачами этих диагностик являются: (а) - измерения локальных концентраций исследуемых частиц; (б) - локальные измерения доплеровской температуры (в общем случае - измерение функции распределения частиц по скоростям); (в) - измерения локальных значений электрических и магнитных полей в плазме. Такое положение дел отражено в обзорных работах по использованию метода ЛИФ в диагностике плазмы [11,41,42]. Появление когерентных источников перестраиваемого по длинам волн излучения, обладающих малой угловой расходимостью в сочетании со значительной спектральной плотностью светового потока, заметно расширило возможность использовать метод лазерной флуоресценции (ЛФ) в исследованиях по управляемому термоядерному синтезу (УТС). Тем не менее, по ряду причин на первом этапе применения методики ЛФ (примерно 1969 – 1978 гг.), описанном в обзоре [11] публикации, были немногочисленными и описывали преимущественно измерения на низкотемпературных плазменных устройствах. Аналогичный вывод можно сделать из материалов обзора [12]. По мере роста актуальности для УТС с магнитным удержанием плазмы проблемы материального баланса и состава плазмы (наличие примесей) возросла роль измерения концентрации частиц,



поступающих в плазму, функции распределения частиц примесей по скоростям, определения механизмов поступления примесей в плазму [13], диагностики химических элементов, входящих в состав первой стенки вакуумной камеры [43,44], различного рода защитных и диверторных пластин [45], диафрагмы установки [46].

Эксперименты, проводимые непосредственно на установках, являются сложными с технической точки зрения. Проведение измерений вблизи стенки вакуумной камеры практически исключает использование резонансного рассеяния (то есть наблюдения флуоресценции на длине волны лазерной линии  $\lambda_L$ ). Однако, для большинства металлов, входящих в состав конструкционных материалов первой стенки, атомы имеют диаграмму энергетических уровней, благоприятную для использования «отстройки» спектральной линии, на которой производится регистрация флуоресценции  $\lambda_{FLU}$ . Структура уровней одной из наиболее изученных примесей - атома железа - показана на рис. 1.3. Эта диаграмма поясняет применение «трехуровневой» схемы наблюдения флуоресценции. Значение отстройки  $|\lambda_{FLU} - \lambda_L| = 80$  нм является значительным с точки зрения подавления сигнала паразитного рассеяния.

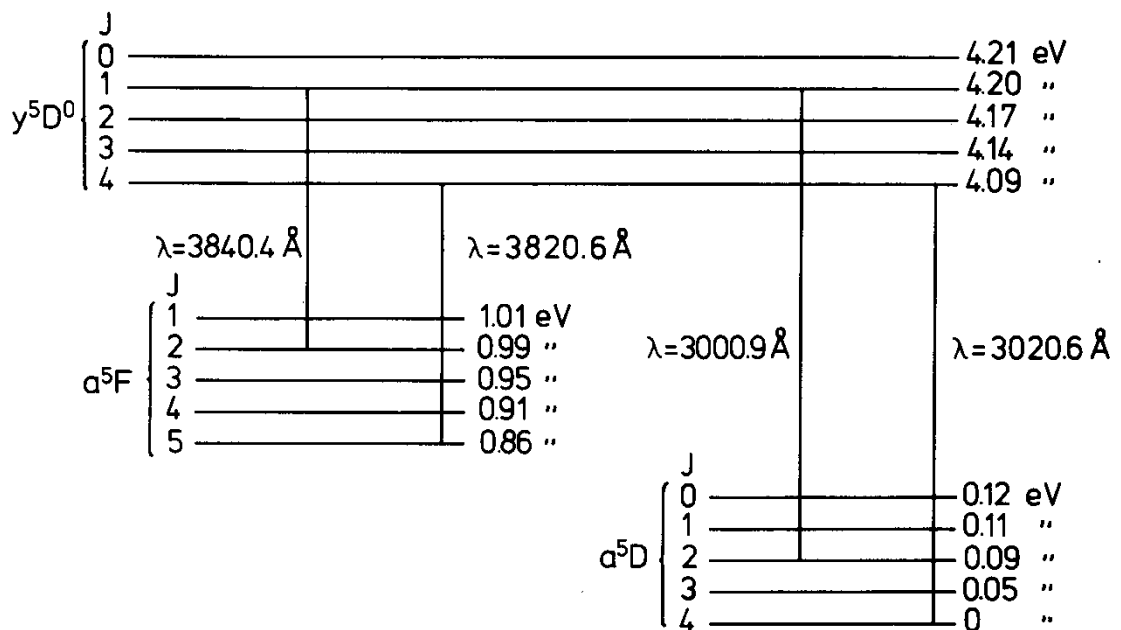


Рис. 1.3. Структура уровней атома железа [3]

Применение для зондирования плазмы узкополосных импульсно-периодических лазеров, плавно перестраиваемых по рабочей частоте, позволило провести измерения функции распределения по скоростям  $f(v_a)$  для поступающих в плазму атомов методом ЛИФ. Эта методика заключается в сканировании профиля линии поглощения при одновременном наблюдении соответствующих сигналов флуоресценции.

В центральной области плазмы доплеровские измерения температуры методом лазерной спектроскопии обычно не проводились. Исключение составили измерения на токамаке Т-10, где те возможности, которые создают столкновительные процессы в плазме были использованы для измерений на гелии и на гелиеподобном ионе углерода  $C V$  [9,46,47]. Измерения гелиеподобного иона углерода  $C V$  были проведены в ряде режимов токамака Т-10, в том числе и в условиях ионно-циклотронного нагрева (ИЦР). В данном случае роль соударений заключается в столкновительном заселении нижнего уровня используемого оптического перехода  $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_{0,1,2}$ . Энергия возбуждения метастабильного уровня  $2^3S_1$  относительно высока и составляет  $E_{EXC} = 299$  эВ. Температура ионов, измеренная в режимах с ИЦР–нагревом, составляла  $T_i \approx 100$  эВ [47].

Следует отметить, что существует еще один источник атомов – диагностические пучки таких элементов как Li, Na, Ba, Ne используемые совместно с перестраиваемыми лазерами для измерения полей (электрических [48] или магнитных [49]). В этих работах были использованы литиевые пучки, но в первой из них была применена ступенчатая накачка уровня с  $n = 4$  через переходы  $2S \rightarrow 2P \rightarrow 4D$  двумя лазерами на красителях (см. рис. 1.4).

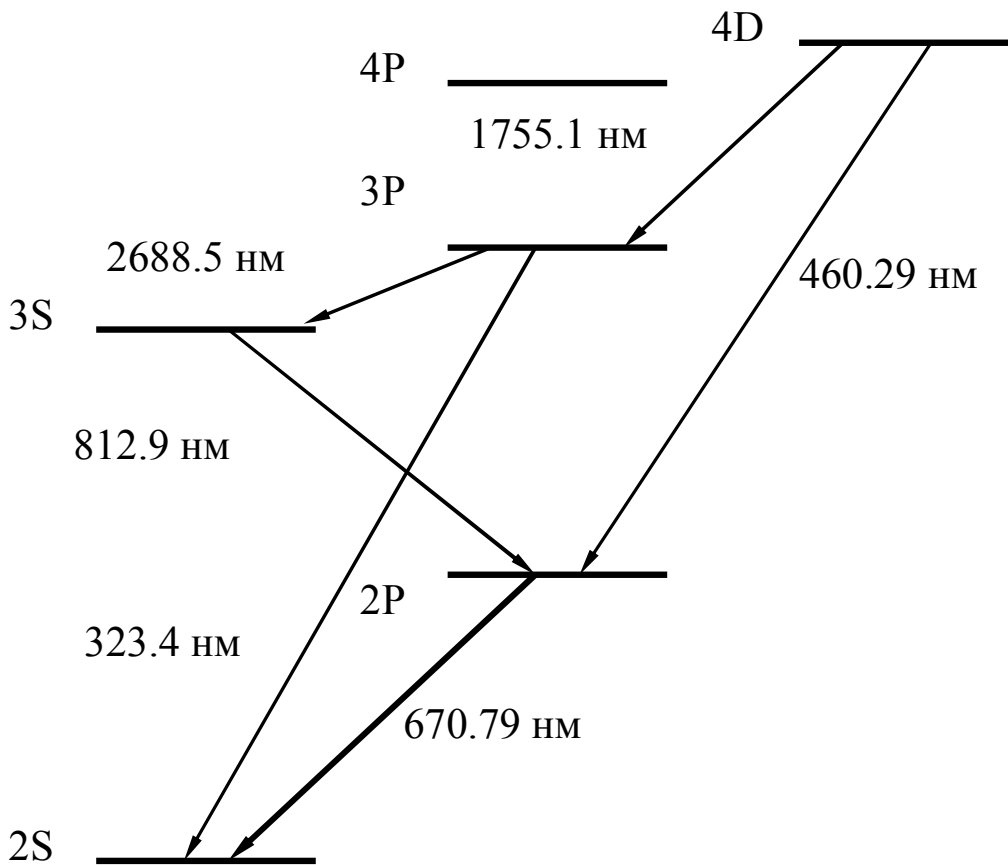


Рис. 1.4. Частичная схема энергетических уровней атома лития

В отличие от литиевых пучков, инжекция атомов натрия применяется крайне редко. В низкотемпературной плазме лазерные методы обнаружения следов натрия используются благодаря высокой чувствительности развитых методов регистрации. Один из вариантов лазерного детектирования атомов натрия показан на рис. 1.5 [50].

При помощи соответствующей столкновительно-излучательной модели проведены расчеты населенностей возбужденных состояний Ar II в зависимости от параметров плазмы. Результаты расчетов представлены в работе [51].

Рассчитанные заселенности (относительно основного состояния) метастабильных уровней Ar II в рассматриваемом диапазоне параметров плазмы являются чувствительными функциями температуры и практически не зависят от электронной плотности плазмы. Такая ситуация может быть использована для определения температуры плазмы по абсолютным измерениям интенсивностей

спектральных линий, заселяемых вследствие возбуждения инициируемого лазером из метастабильных состояний [6].

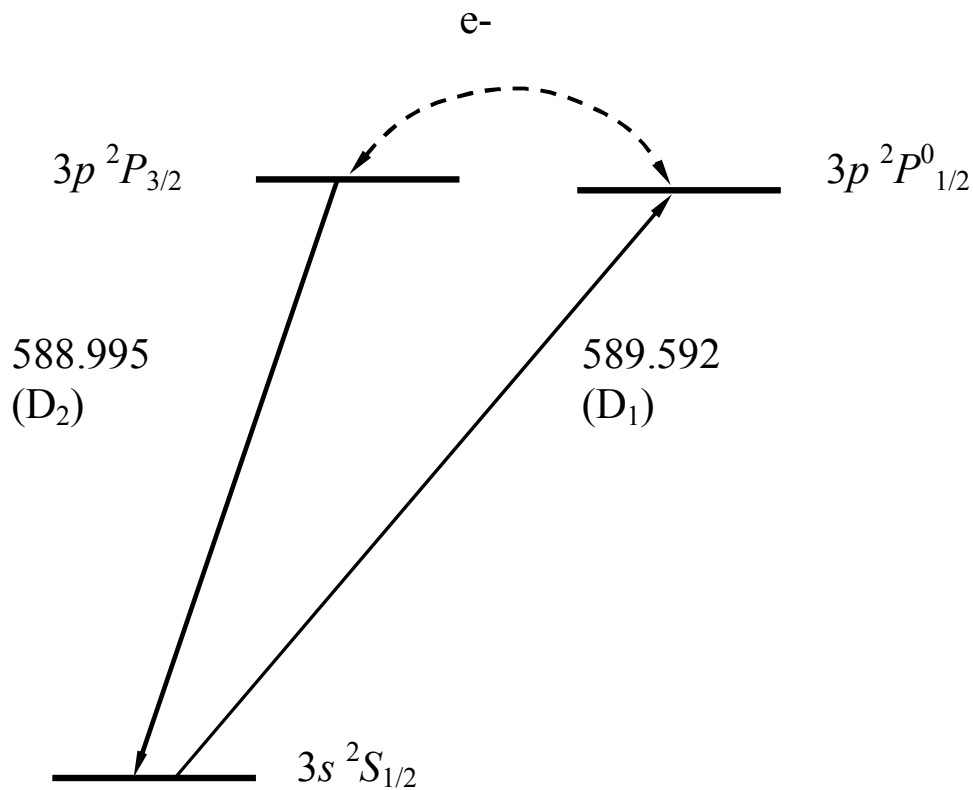


Рис. 1.5. Спектроскопическая схема регистрации малых концентраций атома натрия

Таким образом, алгоритм оценки сигналов флуоресценции зависит: от расчетных параметров плазмы; конструктивного решения проблемы ввода зондирующего излучения и вывода собранного флуоресцентного излучения, технических характеристик диагностической системы, расчетных моделей населенности возбужденных состояний. Можно сделать предварительные выводы о некоторых преимуществах методики лазерной спектроскопии:

- пространственное разрешение в несколько миллиметров;
- высокое спектральное разрешение без потери светосилы;
- отношение сигнал-фон в несколько раз превышает тот же параметр у других методик;
- не требуется моделей для измерения температуры ионов и атомов;

- позволяет проводить оценку электронной температуры плазмы;
- при необходимости измерения различной плазмы и состава примесей не требуется замены всей системы, так как лазерная система обеспечивает измерения в широком диапазоне длин волн;
- применение лазеров с плавно перестраиваемой частотой являющихся комбинацией источника света и спектрометра ультравысокого разрешения, что даёт возможность измерять профили спектральных линий;
- возможность использовать трехуровневую схему измерения, что позволяет избежать влияния паразитного излучения от деталей установки.

Таким образом предварительно можно привести некоторые практические области техники и технологии, где проведение измерений параметров методами ЛИФ могло бы найти применение.

Проведение такого рода измерений оправдано, например, при различных процессах напыления материалов, когда требуется контроль равномерности напыления и постоянства плазменных параметров. В данном случае может производиться измерение распределения концентрации напыляемого вещества по плазменному столбу.

Еще одной областью применения диагностики ЛИФ могут служить безэлектродные плазменные ракетные двигатели. В данном случае важным параметром для контроля является равномерность распределения плазмы по сечению плазменного столба, аналогично с тем как важно распределение рабочего тела в сечении сопла обычных химических двигателей.

Помимо этого стоит упомянуть применение ЛИФ диагностики для контроля параметров плазмы диверторной области существующих и строящихся токамаков и других плазменных установок, а также о проектах по применению метода ЛИФ для контроля над концентрациями вредных и отравляющих веществ в различных средах.

## **Глава 2. Описание диагностической системы для измерения параметров плазмы методом ЛИФ на установке ПС-1**

Установка, на которой проводились измерения методом ЛИФ, предполагает отработку режимов нагрева и удержания плазмы в пробочной ловушке с тороидальным дивертором.

Применение ЛИФ к измерению параметров плазмы в системах с магнитной термоизоляцией имеет большое значение для проведения фундаментальных и прикладных исследований.

Методики лазерно-индуцированной флуоресценции (ЛИФ), описанные в обзоре [1], использовались для измерений, как на высокотемпературных, так и на низкотемпературных плазменных устройствах. Применение этих методик остается актуальным в настоящее время, поскольку потоки холодной плазмы широко используются во многих сферах техники и технологии. Диагностика параметров такой плазмы важна для отработки технологических процессов.

Важными объектами исследования, как для технологической плазмы, так и в программах УТС, являются инертные газы. Уменьшение нагрузок на наиболее энергетически напряжённые элементы вакуумной камеры возможно путём реализации более однородного распределения мощности в виде линейчатого излучения специально инжектируемых в плазму "внешних" примесей [7]. В качестве этих примесей были выбраны атомы инертных газов Ne, Ar, Xe, причём в настоящее время наиболее часто применяется инжекция аргона. В последние годы на токамаках были проведены эксперименты, связанные с получением так называемых «радиационно улучшенных» режимов путем инжекции неона, аргона либо ксенона. На установке ПС-1 (см. рис. 2.1), являющейся открытой ловушкой, были проведены эксперименты, включающие в себя определение концентрации инертных газов методом ЛИФ. Они служили демонстрацией применимости такого рода диагностики при определении параметров плазмы, широко используемой в прикладных задачах.

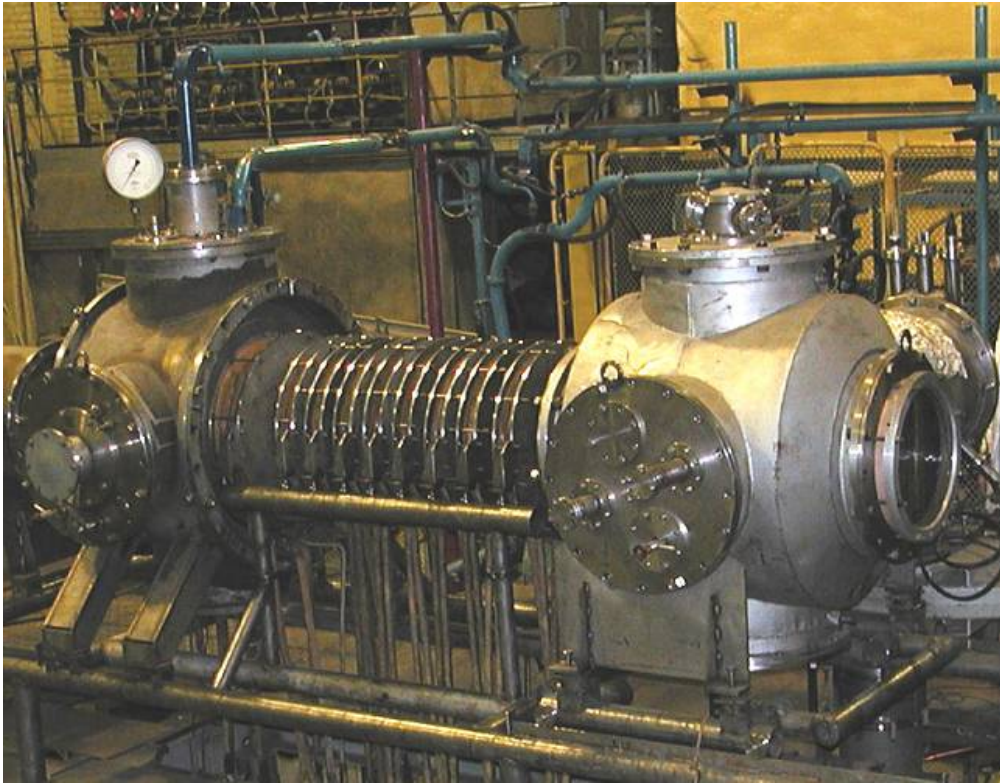


Рис.2.1 Общий вид установки ПС-1

### **Раздел 2.1. Установка ПС-1 – основные характеристики**

Создание потоков «холодной» плазмы при помощи нагрева в условиях электронно-циклотронного резонанса (ЭЦР) широко используется в микроэлектронике, обработке поверхностей, источниках ионов (в т.ч. многозарядных) и плазменных двигателях [30]. Диагностика параметров таких плазменных образований важна для соблюдения технологических процессов и может быть использована в системе управления процессами в качестве обратной связи. В последнее время активно ведутся работы, связанные с созданием плазменных ракетных двигателей (ПРД). Обеспечение программ освоения космоса требует значительного сокращения времени и удешевление транспортировки людей и грузов в космическом пространстве. На данный момент только ПРД обладают необходимыми для этого характеристиками (скорость, удельный импульс, время работы). В данной работе на установке ПС-1 проводилась отработка ЭЦР создания плазмы для ПРД.

Установка представляет собой пробочную ловушку с тороидальным дивертором и магнитным соплом (см. рис. 2.2). Структурно ПС-1 состоит из трех вакуумных объемов - источника плазмы, нагрева ионів и приемного объема. В объем источника плазмы вводится микроволновая мощность, а также производится напуск рабочего газа, в объеме нагрева ионів размещена винтовая антенна ионного-циклотронного резонанса, в приёмном объеме с расходящимися силовыми линиями реализуется конфигурация магнитного поля, которая в плазменных двигателях называется магнитным соплом.

Объем источника плазмы содержит в себе две ловушки. Центральная область источника представляет собой адиабатическую пробочную гидродинамически неустойчивую ловушку.

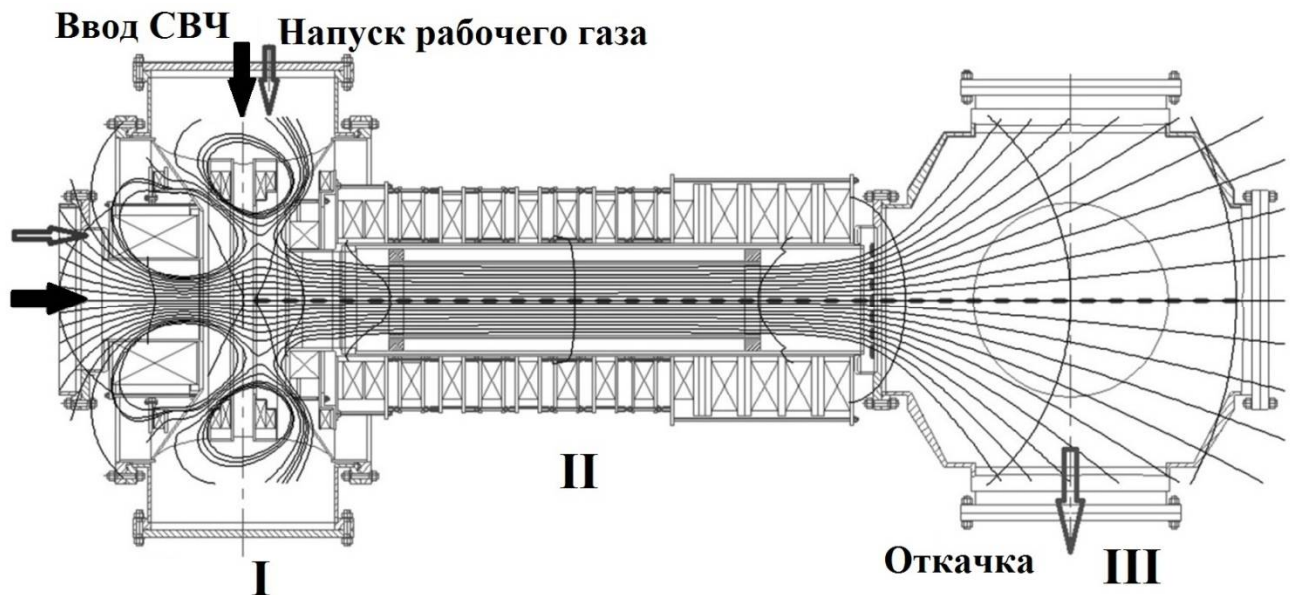


Рис. 2.2. Схема установки ПС-1. Вакуумные объемы установки: I — источник плазмы; II — нагрев ионів; III — приемный объем

На периферии по радиусу расположена тороидальная квадрупольная неадиабатическая гидродинамически устойчивая ловушка с абсолютным минимумом поля, где  $V=0$ . При плотности плазмы  $\sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$  пробег атомов аргона до ионизации составляет 2—4 см, и поскольку напуск газа может производиться радиально, то происходит экранировка центральной области источника, как от газа, так и от микроволновой мощности. Поскольку описанная



выше структура имеет большие градиенты плотности, то с увеличением вводимой мощности она становится неустойчивой. На образование такой кольцевой структуры может влиять ряд факторов, например, нагрев на гармониках циклотронной частоты. На это указывает увеличение электронной температуры вблизи сепаратрисы [5]. Напуск рабочего газа в источник из газового объёма вдоль силовых линий магнитного поля приводит к установлению достаточно «плоских» радиальных распределений всех параметров плазмы в источнике до сепаратрисы. Основные характеристики установки приведены в таблице 1.

Таблица 1. Основные характеристики установки ПС-1

Длина вакуумной камеры, м	3.75
Диаметр сепаратрисы, м	0.352
Максимальный диаметр плазмы в пробках ловушки, м	0.15
Максимальное магнитное поле в центре источника, Тл	0.25
Частота микроволнового генератора, ГГц	7
Максимальная вводимая мощность, кВт	20

На рис. 2.3 показана схема секции ЭЦР-источника плазмы. В так называемых диверторных катушках 2 направление тока противоположно току в катушках, создающих простое пробочное поле. Диверторная катушка 2 расположена в вакууме в центральной плоскости камеры источника и состоит из двух частей с зазором между ними. Каждая часть заключена в вакуумноплотную оболочку, внутри которой давление равно атмосферному. Такая геометрия диверторной катушки позволяет через зазор вводить в центральную плоскость диагностическую и технологическую аппаратуру. Пробочные катушки, корректирующие диверторные катушки 3, и соленоид секции нагрева ионов (не показан на рисунке) размещены вне вакуумных объёмов в атмосфере. Все катушки магнитного поля включены последовательно и питаются от одного генератора.

На рис. 2.4 приведено распределение напряжённости магнитного поля вдоль оси установки. В диверторной конфигурации имеется кольцевая линия, на которой магнитное поле равно нулю ( $B = 0$  на рис. 2.3). В области рядом с этой линией нарушается адиабатичность движения частиц плазмы [52]. Силовая линия магнитного поля, проходящая через эту точку, называется сепаратрисой, и разделяет плазму на две области — пробочную и диверторную.

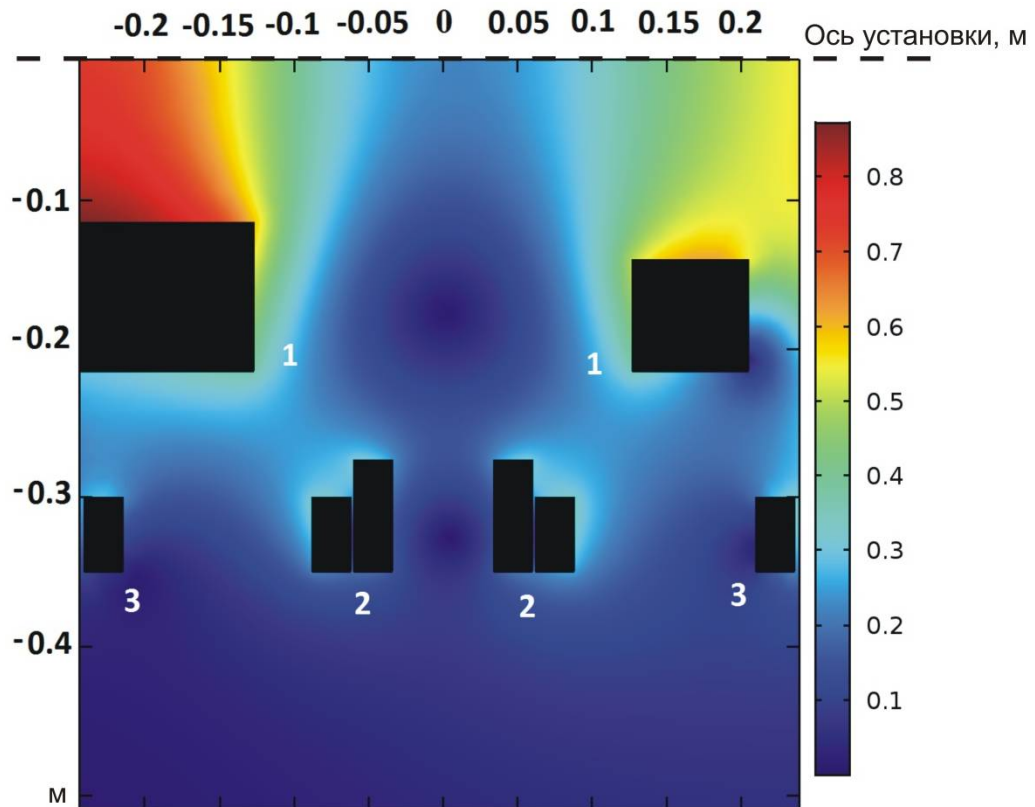


Рис. 2.3. Конфигурация магнитного поля ЭЦР-источника плазмы: 1 — катушки пробочного магнитного поля и соленоида; 2 — диверторные катушка; 3 — корректирующие катушки. Шкала показывает величину поля  $B$ . Точка ноль - сечение проведения эксперимента.

Излучение по волноводу через вакуумноплотное керамическое окно вводится в кольцевую щель между диверторными катушками (см. рис. 2.3) поперёк оси установки. Антенной с широкой диаграммой направленности служит открытый конец волновода размером  $15 \times 35$  мм.

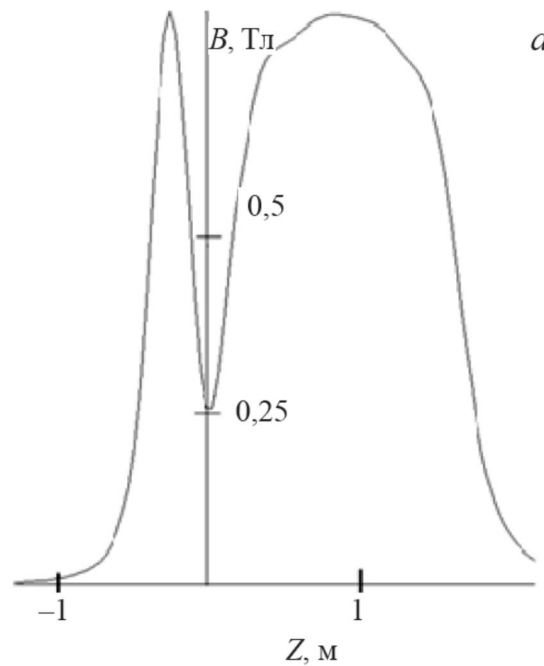


Рис. 2.4. Распределение напряжённости магнитного поля вдоль оси установки [5]

При таком размещении антенны предотвращаются пробой в волноводе между вакуумноплотным окном и открытым концом — излучателем, поскольку он расположен в области со слабым магнитным полем, где частота генератора больше электронной циклотронной частоты и нигде не выполняется условие ЭЦР. Открытый конец волновода не доходит до крайней силовой линии, ограничивающей область существования плазмы, и поэтому в волноводе не происходит пробоев из-за плазмы.

Поскольку поглощение СВЧ-мощности происходит только вблизи резонансных поверхностей  $n = 1$ , то реализуется бесконтактный метод создания плазмы. Вторая антенна выполнена по аналогии с первой и расположена в торце модуля источника плазмы на оси установки. Раструб антенны находится в области СВЧ резонанса. Такая конфигурация позволяет создавать в ловушке плазму с плотностью выше плотности отсечки, которая для частоты 7 ГГц составляет около  $1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ . Это связано с тем, что электромагнитная волна распространяется вдоль магнитных линий, и не происходит экранировки внутреннего объема плазмы. Однако стоит сказать, что такое расположение требует чрезвычайно точного монтажа раструба, т.к. в противном случае, даже

при небольших углах отклонения антенны от осевой линии происходит быстрое затухание СВЧ волны и вновь появляется плотность отсечки.

Все системы установки работают в стационарном режиме. Диапазон изменения вкладываемой мощности составляет 1-16 кВт. Диапазон изменения тока в катушках составляет от 800 А до 2.1 кА, т.е. от значения при котором резонансная поверхность оказывается внутри ловушки и появляется возможность для зажигания разряда и до максимального тока генератора. Для удобства регистрации и уменьшения влияния пробоев в волноводных системах, плазма создавалась в импульсно-периодическом режиме (длительность импульса 1—2 с, промежутки между импульсами 1—10 с) путём модуляции напряжения на задающем генераторе СВЧ-системы. Так же возможен более длительный период работы установки, были испытаны режимы, при которых плазма создавалась на протяжении 30-60 сек. Ниже представлена диаграмма работы установки во время импульса (рис. 2.5).

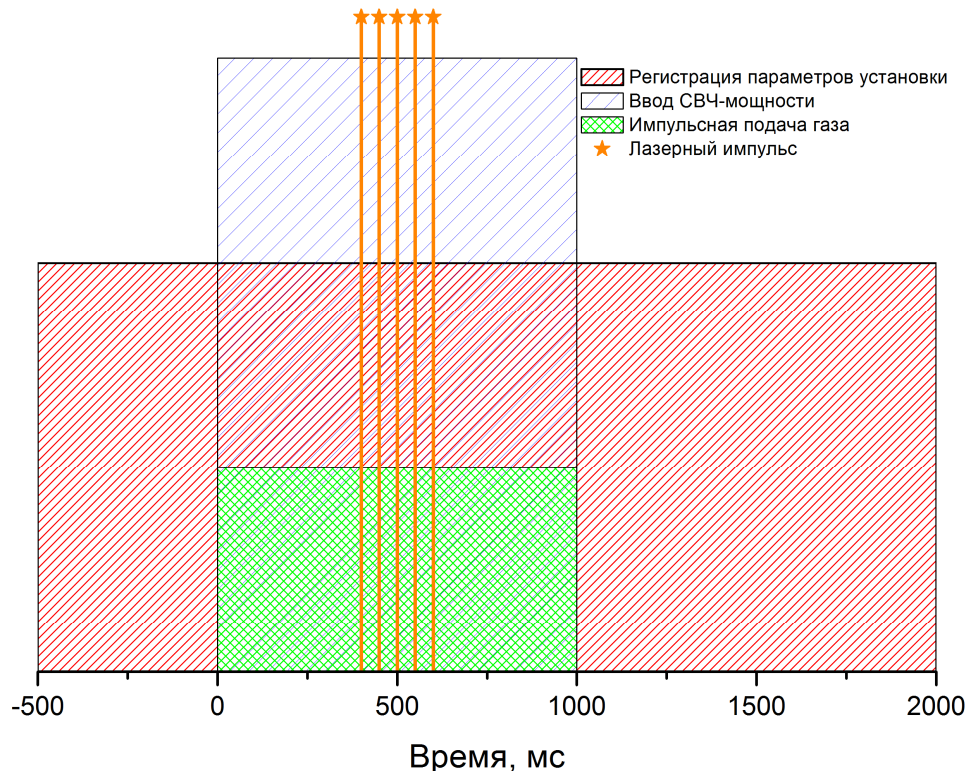


Рис. 2.5. Временной ход работы систем установки

Напуск производится как с торца модуля источника плазмы, так и между диверторными катушками. С помощью стационарных и импульсных натекателей газовые потоки подбирались так, чтобы в течение разряда давление в объёме

источника поддерживалось на уровне  $1 \cdot 10^{-4}$  Торр. Различные газовые режимы оказывают влияние на режимы работы установки, при радиальной подаче газа, к примеру, на малых мощностях отчетливо видны кольцевые структуры в области дивертора [5], их отличает пониженная температура и повышенная концентрация Ar II. Откачка производилась в приёмном объёме. На ПС-1 применяется турбомолекулярный насос ТМН-1000 со скоростью откачки 1000 л/с. Насос обеспечивает фоновое давление менее  $1 \cdot 10^{-5}$  Торр. Откачка осуществляется непрерывно на протяжении всего времени работы установки. Также осуществляется откачка форвакуумными насосами различных дополнительных объёмов. Ниже (см рис. 2.6 и 2.7) приведена зависимость давления в камере от времени разряда для импульсного и стационарного натекания.

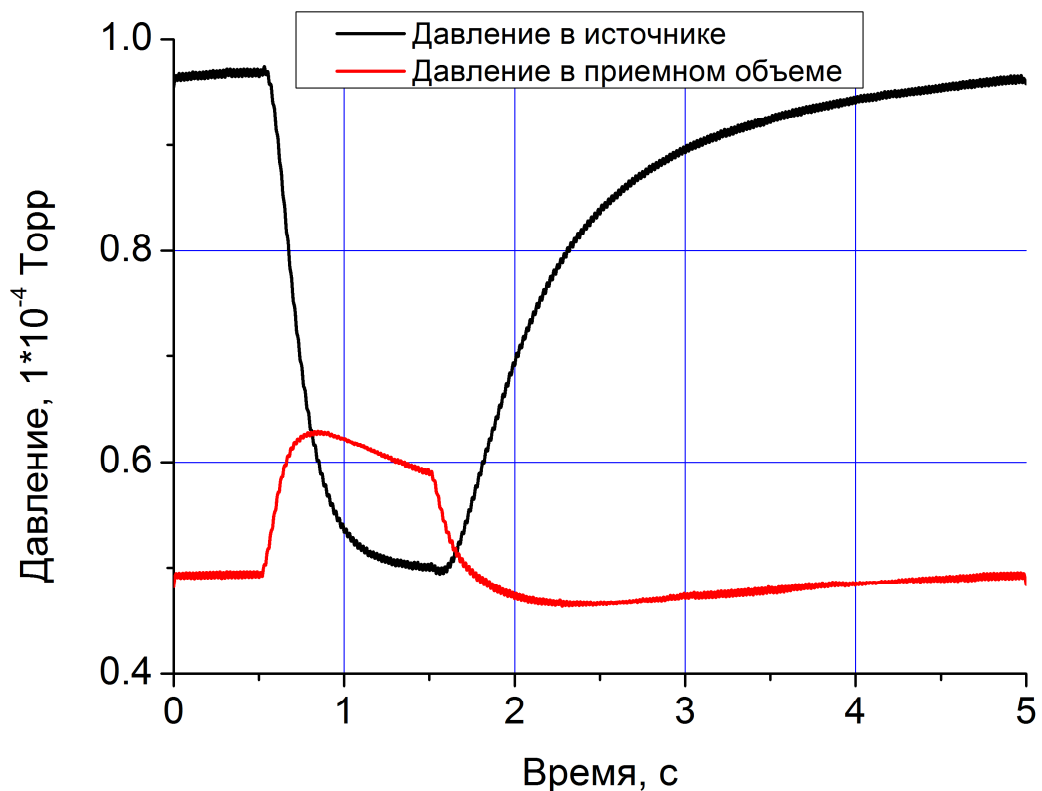


Рис. 2.6. Временной ход давления при стационарном натекании

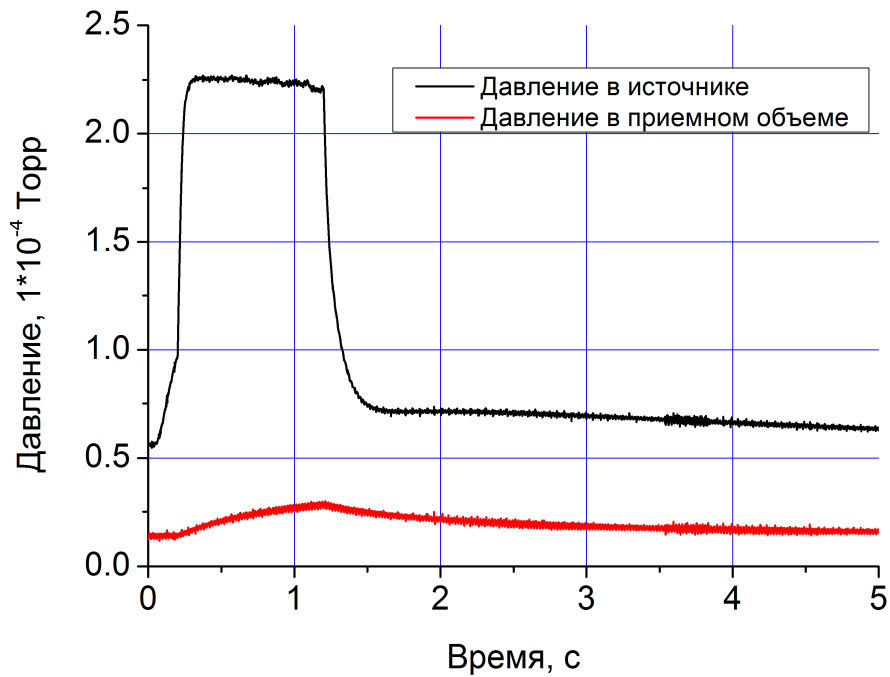


Рис. 2.7. Временной ход давления при импульсном натекании

Для определения основных параметров плазмы установлен стандартный набор диагностик. В состав диагностического комплекса установки входит измерение линейной плотности плазмы методом СВЧ интерферометрии, измерение давления в области дивертора и в области приемного объема, зонды Ленгмюра, определяющие радиальные распределения параметров плазмы в области дивертора и приемного объема, энергоанализаторы для определения параметров ионной компоненты плазмы установлены в торце приемного объема установки. На установке присутствует достаточное количество оптических диагностических окон, позволяющих проводить спектральные измерения в различных сечениях установки.

Более подробно конструкция установки ПС-1, её технические характеристики, топология магнитных полей, а также технология получения плазменных разрядов были детально описаны в [5].

Для работы ЛИФ методики были выбраны режимы, которые демонстрировали хорошую воспроизводимость параметров плазмы. Временной ход сигнала СВЧ-интерферометра также служил для мониторинга исследуемых разрядов.

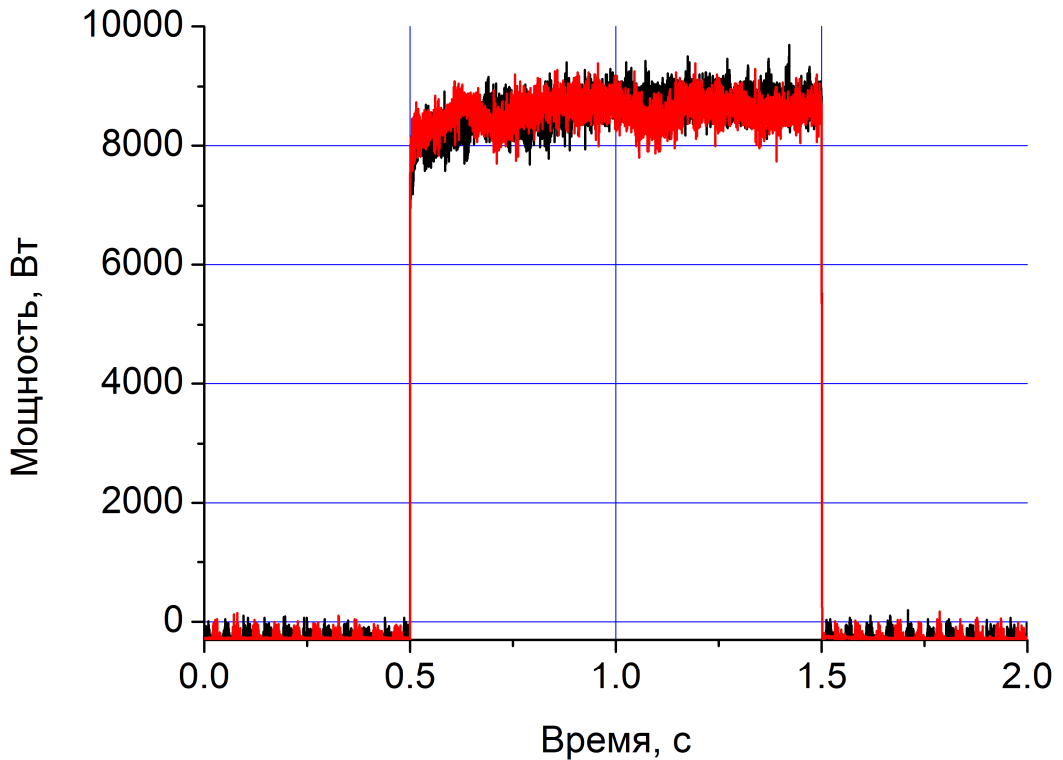


Рис. 2.8. Временной ход СВЧ мощности (сравнение двух импульсов)

Проведение оценок сигналов и измеряемых концентраций атомов и ионов основаны на использовании следующих соотношений:

$$\begin{cases} N(i)A_{ij}\Delta t_L V \left( \frac{\Delta\Omega}{4\pi} \right) K_1 K_2 \eta \approx N_{PE} \\ N(i) = N_1 f(N_e, T_e) \end{cases} \quad (2.1)$$

где  $N(i)$  - населённость уровня с которого излучается наблюдаемая линия флуоресценции,  $A_{ij}$  - вероятность спонтанного радиационного перехода,  $\Delta t_L$  - длительность лазерного импульса,  $V$  - объем из которого происходит флуоресценция,  $\left( \frac{\Delta\Omega}{4\pi} \right)$  - телесный угол наблюдения,  $K_1 K_2 \eta$  - параметры ФЭУ,  $N_{PE}$  - число зарегистрированных фотоэлектронов ФЭУ.

Учитывается, что, не смотря на потери в тракте ввода зондирующего излучения (имеется в виду отражение от входных окон) параметры прототипа излучателя таковы, что всегда возможно обеспечить работу в режиме с параметром насыщения  $S$ , большим единицы. Поэтому, знание потерь при вводе излучения, не является существенным. Использование спектроскопических схем,

которые предусматривают отстройку по длинам волн лазерного излучения от флуоресцентного излучения, позволяют решить проблему засветки внутреннего объема установки рабочим лазером на длине волны  $\lambda_L$ , что упрощает требования к системам ввода-вывода лазерного излучения. Для вычисления полной концентрации атомов, которая для случая низких температур (до 15 эВ) и низких концентраций (до  $10^{12} \text{ см}^{-3}$ ) соответствует населённости основного состояния  $N_1$ , необходима разработка интерпретационных теоретических моделей.



## Раздел 2.2. Диагностическая система ЛИФ

### Раздел 2.2.1 Система генерации и ввода-вывода лазерного излучения

Источником зондирующего излучения является оптико-параметрический генератор ESTLA NT342A-SH-20-AW с накачкой третьей гармоникой Nd:YAG лазера. Ниже на рис. 2.9 приведена принципиальная схема лазера.

Накачка лазера осуществляется лампой-вспышкой работающей на фиксированной постоянной частоте 20 Гц для получения максимальной стабильности излучения и стабилизации теплового режима. Генерацию можно получать также с кратными частотами при делении 20 Гц на целое число, от 2 до 99. Управление выходной энергией импульсов Nd:YAG лазера производится за счет изменения момента открытия модулятора добротности относительно момента свечения лампы накачки. Чем позднее открывается модулятор – тем большая часть запасенной в кристалле ИАГ энергии уходит в спонтанное излучение и тем меньше будет энергия лазерного луча.

В связи с тем, что накачка ОПГ осуществляется третьей гармоникой Nd:YAG лазера на длине волны 355 нм, в конструкции лазерной системы предусмотрены нелинейные оптические элементы. В качестве таких элементов в настоящем лазере используются нелинейный кристаллы дейтерированного дигидрофосфата калия (DKDP), который хорошо подходит для применения в инфракрасных лазерах. В конструкции ОПГ предусмотрено два таких элемента (14 и 15 на рис 2.9), установленных последовательно на оптической оси и получающих излучение на длине волны 355 нм. Кристаллы установлены в термостабилизированных кожухах, нагретых до 40°C, что необходимы для улучшения оптических свойств кристаллов, и предотвращения поглощения кристаллами водяных паров окружающего воздуха. Кожухи обладают возможностью подстройки положения кристаллов для получения максимально эффективного преобразования частот.

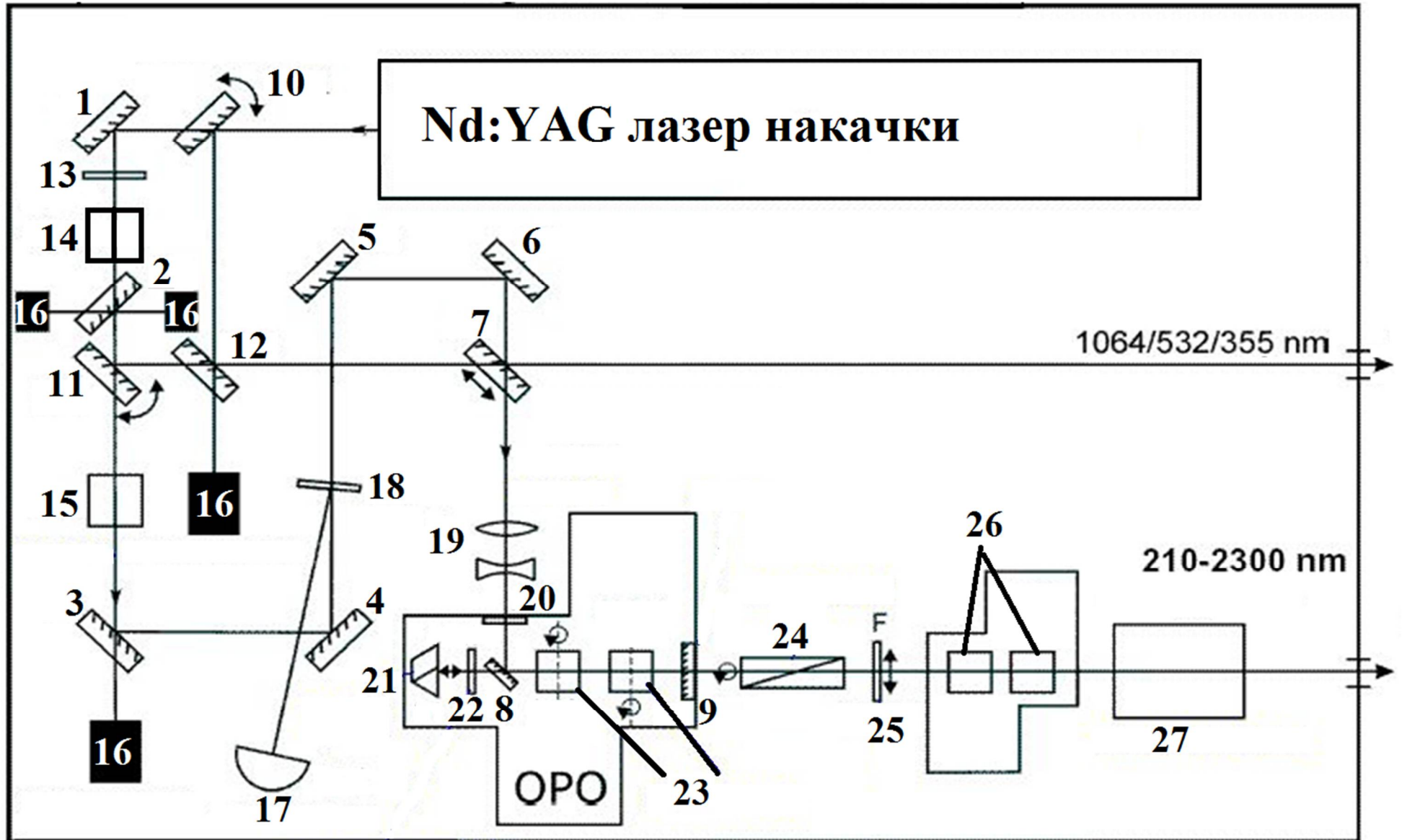


Рис.2.9. Общая схема лазера NT342A-SH-20-AW

В конструкции отсутствует система обратной связи позволяющей оперативно подстраивать положение кристаллов, что приводит к необходимости периодической проверки и настройки кристаллов, хотя стоит отметить, что в случае отсутствия механических воздействий эффективность преобразования сохраняется достаточно долго для проведения длительной серии экспериментов.

Излучение накачки на длине волны 355 нм посредством зеркал 1-7 и телескопа 19 через полуволновую пластину 20 заводится в блок генерации излучения. Остальная часть излучения прошедшее сквозь зеркала поглощаются в светоуловителях 16. Нелинейные кристаллы ВВО (23 на рис.2.9), размещенные на осях шаговых двигателей, служат для генерации перестраиваемого параметрического излучения. Кристаллы расположены внутри резонатора, состоящего из зеркальной призмы 21, внутреннего зеркала 8, резонаторного зеркала 9 и полуволновой пластинки 22. Длина волны получаемого излучения определяется углом между оптической осью кристалла и излучением накачки 355 нм. Оба кристалла участвуют в процессе формирования параметрического излучения. За счет их синхронного вращения в противоположные стороны компенсируются пространственные уходы оси пучка ОРО. Минимальный шаг спектральной перестройки в диапазоне ОРО 420...720 нм равен 0.1 нм и определяется свойствами механического привода. Внутри ОПГ расположен датчик контроля энергии луча накачки 17, который освещается частью излучения отраженного от стеклянной пластины 18.

Для достижения долговременной оптимизации эффективности преобразования ОРО, (поскольку система не имеет обратной связи по выходной энергии) а также для защиты поверхностей ВВО от влаги оба кристалла термостабилизированы, так же как и кристаллы DKDP второй и третьей гармоник. Выходное излучение ОРО состоит из двух длин волн, основного (signal) луча 420...720 нм и дополнительного луча (idler) оптическая частота которого равна разности между частотой накачки и частотой основного луча ОРО. Например, длине волны сигнального луча 500 нм будет соответствовать idler с длиной волны 1225 нм, а длине волны 600 нм – idler 869 нм. Спектральные зависимости энергий

импульсов для этих двух лучей приведены на рисунке 2.10. На выходе из параметрического генератора установлена призма Рошона, позволяющая выделить один из двух ортогонально поляризованных лучей, сигнальный или idler. Полуволновая пластинка 25 (см. рис.2.9) нулевого порядка (т.е. работающая в широком спектральном диапазоне) вставляется, при необходимости, в крепления на пути луча ОРО чтобы добиться поляризации, оптимальной для работы кристаллов 26 удвоителя частоты.

Требуемые положения призмы Рошона 24 и полуволновой пластины 25 устанавливаются автоматически при задании на пульте управления требуемой длины волны. Блок удвоителя позволяет расширить рабочий диапазон излучаемых длин волн в УФ область. Сигнальная волна при удвоении дает перестройку в области 210...355 нм, idler – перестройку от 355 до 420 нм.

Удвоитель состоит из двух термостабилизированных кристаллов ВВО вырезанных под разными углами (для разных спектральных областей). Для генерации второй гармоники от сигнальной волны используется первый или второй кристалл, для idler – второй. При этом не участвующий в генерации второй гармоники кристалл служит компенсатором пространственных уходов для другого кристалла и поэтому выходной луч не смещается. Кристаллы ВВО термостабилизированы, как и все нелинейные элементы ОПГ. Селектор длин волн 27 (см. рис. 2.9) предназначается для разделения лучей на основной и удвоенной частоте в выходном пучке. Спектральное разделение производится с помощью призмы Пелини-Брока, поворачиваемой под нужный угол с помощью шагового двигателя. Дополнительные призма Дове и прямоугольная призма возвращают нужную компоненту в тракт основного пучка. Поскольку призма Пелини-Брока и прямоугольная призма установлены эксцентрично относительно оси вращения поворотами шагового двигателя, они выводятся из пучка, если удвоитель не используется. Для вывода основных гармоник лазера предусмотрены зеркала 10-12.

Большое число нелинейных преобразований частот в конструкции ОПГ увеличивает мощностные нестабильности излучения от импульса к импульсу,

которые в УФ диапазоне могут достигать 20...25 %. Уменьшение шумов можно достичь после выхода системы на температурный режим и при оптимальной энергии импульсов накачки (53 +/- 5 мДж).

Энергия импульса лазера накачки составляет 200 мДж, энергия на длине волны накачки ОПГ 355 нм составляет 55 мДж. Ширина лазерной линии составляет  $5 \text{ см}^{-1}$ . Пиковая мощность ОПГ 15 мДж (см.рис. 2.10)

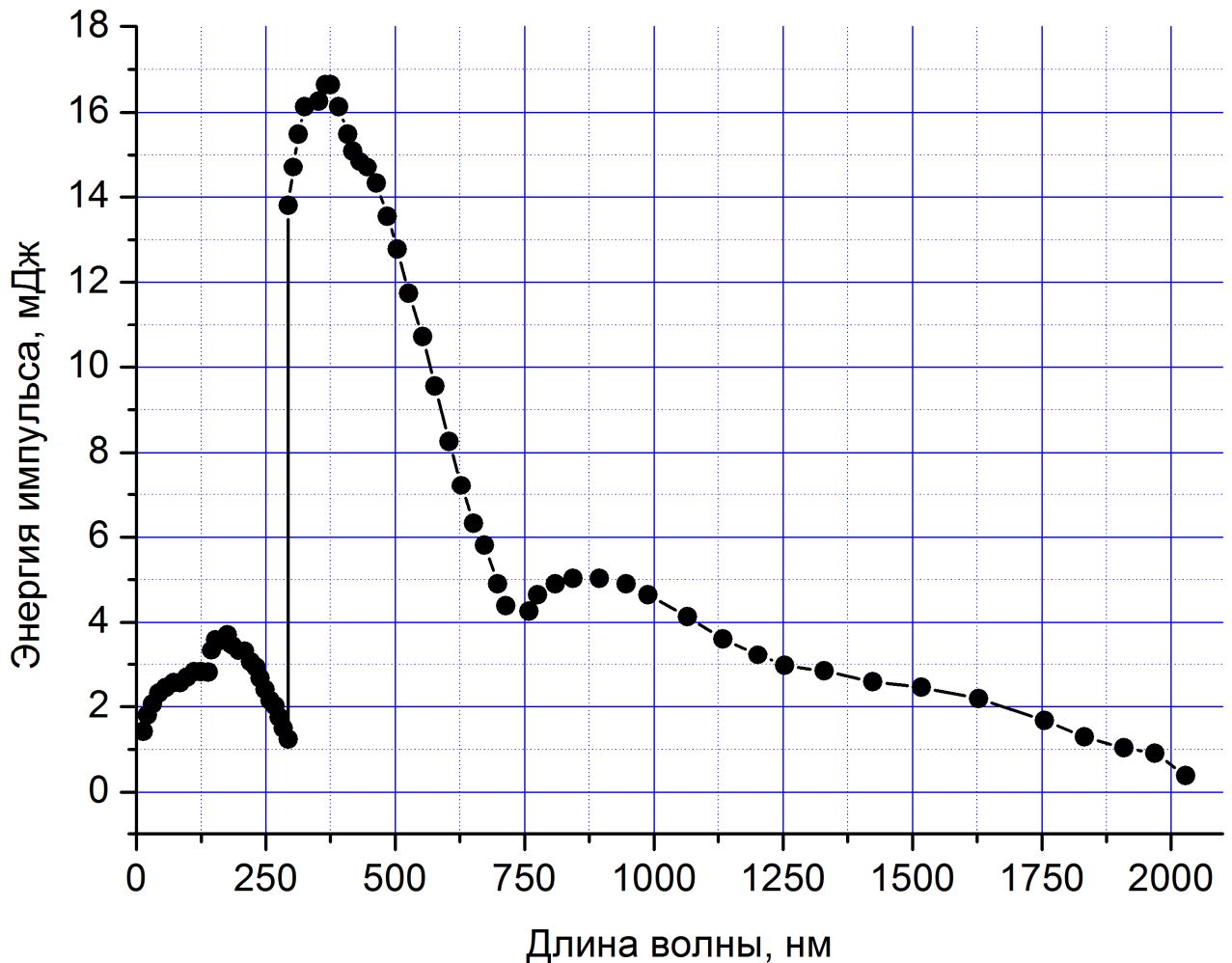


Рис.2.10. Энергетическая характеристика серии лазеров NT342

Лазер управляется либо вручную с пульта управления, либо через порт RS232 подключается к ПК. Основные параметры лазера указаны в таблице 2.

Таблица 2. Набор параметров лазерного комплекса NT342A-SH-20-AW

<b>ОПГ Диапазон длин волн, нм:</b>	
“Сигнальные” длины волн	420-709
“Холостые” длины волн	710-2300
Генератор второй гармоники	210-419
<b>Энергия импульса, мДж</b>	
ОПГ (450 нм)	15
Генератор второй гармоники	2
Ширина линии, см <sup>-1</sup>	< 5
<b>Шаг сканирования, нм:</b>	
“Сигнальный” импульс (420-709 нм)	0,1
“Холостой” импульс (710-2300 нм)	1
Вторая гармоника “сигнального” импульса (210-419 нм)	0,05
Длительность импульса, нс	3-5
Типичный диаметр луча, мм	4
Типичное расхождение луча, мрад	<2
<b>Поляризация</b>	
“Сигнальный” импульс	горизонтальная
“Холостой” импульс	вертикальная
2-ая гармоника “сигнального” импульса	вертикальная
<b>Лазер накачки Nd:YAG</b>	
Длина волны накачки, нм	355
Максимальная энергия имп., мДж	70
Средняя энергия имп., мДж	50
Средняя энергия имп. (1064 нм), мДж	205
Средняя энергия импульса (532 нм вторая гармоника), мДж	65
Длительность импульса, нс	4-6
Расхождение луча, мрад	<0,5
Стабильность энергии импульса, %	<3,5
Частота повторения импульсов, Гц	до 20

Ввод излучение осуществляется через черненный патрубок, присоединяемый к установке (см. рис. 2.11.), имеется возможность юстировки патрубков.

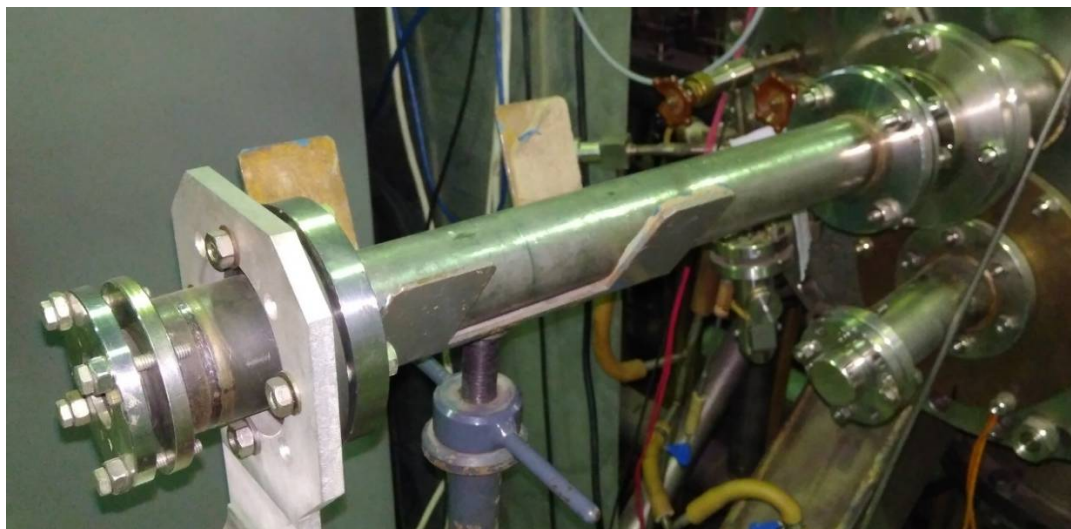


Рис.2.11. Общий вид входного патрубков

Патрубок содержит в себе три диафрагмы, которые уменьшают интенсивность засветки внешним излучением внутренний объем установки, а также служат для ограничения рабочего пятна лазера. Длина патрубков составляет 60 см, что также достаточно для защиты и экранировки входного окна патрубков от воздействия плазмы, осаждения пленок и иных вредных воздействий. Выходной патрубков (см. рис. 2.12) содержит на конце окно, расположенное под углом Брюстера к оси лазера и препятствующее отражению лазера внутрь установки.



Рис.2.12. Общий вид выходного патрубков

Такая конфигурация системы ввода-вывода позволяет проводить юстировку методом рэлеевского рассеяния в связи с низкой паразитной засветкой внутреннего объема установки. Выходной патрубком так же подвергнут чернению и содержит в себе диафрагмы для уменьшения засветки объема установки.

### **Раздел 2.2.2 Система сбора флуоресцентного излучения**

Конструкция установки позволяет осуществить установку лазерной системы и системы сбора излучения как рядом с установкой, так и под установкой, для удобства обслуживания лазер был установлен на одном уровне с ПС-1. Сбор излучения осуществляется перпендикулярно оси лазера в зазоре между диверторными катушками. Схема расположения диагностической аппаратуры показана на рис. 2.13. Для сбора излучения использовался автоматизированный сканирующий модуль (см рис. 2.14), позволяющий наблюдать лазерный луч в объеме установки на протяжении от + 6 см до – 18 см от центра. Несимметричность области наблюдения связана с наличием конструктивных особенностей установки – часть сектора наблюдения перекрывает антенна поперечного ввода СВЧ излучения, что не является критичным в связи с цилиндрической симметрией плазмы.

Излучение собиралось с участка лазерного луча длиной 32 мм при помощи системы с  $f=170$  мм и апертурой 56 мм, изображение проецировалось на срез оптоволоконного жгута с поперечным сечением 2.5 мм \*15 мм. Срез оптоволоконного кабеля может перемещаться по двум осям для фокусировки изображения точно на срезе. Изначально сканирующий модуль предполагал ручное управление, на нем был установлен контрольный винт для регулировки угла наклона модуля, и, соответственно, точки наблюдения.



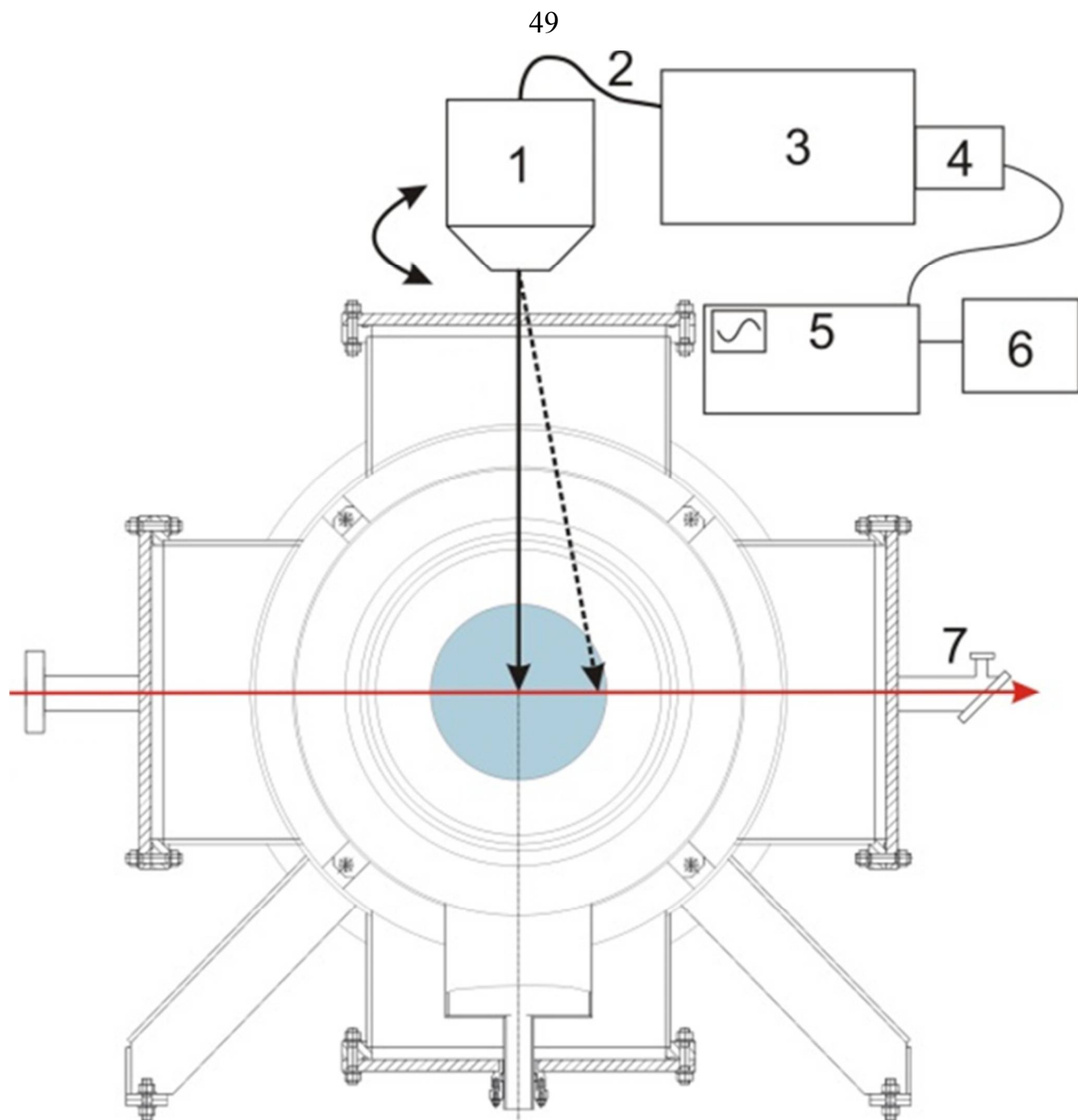


Рис.2.13. Схема диагностики: 1-сканирующий модуль, 2-оптоволокно, 3-монохроматор, 4-ФЭУ, 5-осциллограф, 6-ПК, 7-Брюстеровская ловушка

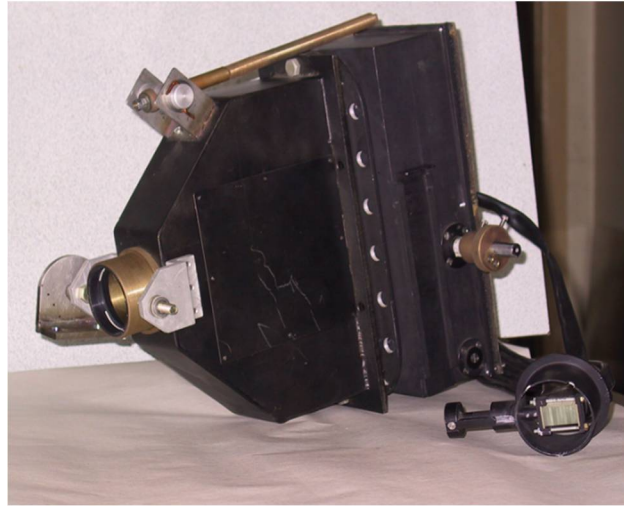


Рис. 2.14. Сканирующий модуль

Затем модуль был автоматизирован: было разработано и установлено основание, позволяющее крепить модуль к фланцу установки, и вращаться, обеспечивая смену точки наблюдения (см. рис. 2.15). Вращение обеспечивает шаговый двигатель типа NEMA27, который передает вращающий момент через червячный редуктор, с отношением 1:20. Червячный редуктор был выбран с той точки зрения, что при отключении питания поворот и случайное повреждение сканирующего модуля исключены. Шаговый двигатель управляется контроллером Arduino, который позволяет программировать шаг двигателя, и тем самым, определять точки наблюдения сканирующего модуля.

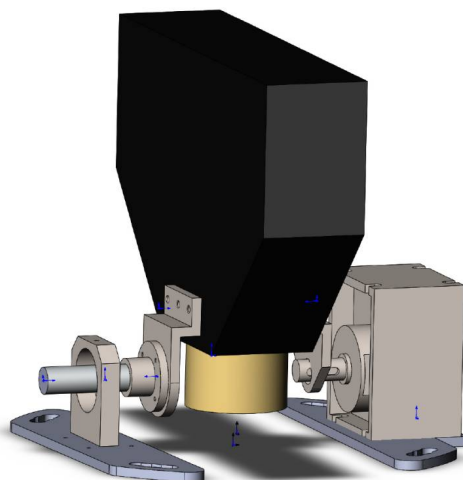


Рис. 2.15. Сканирующий модуль после модернизации. На сборке деталей не показан шаговый двигатель и подшипник вала

При наблюдении излучения флуоресценции, как правило, используют оптические интерференционные фильтры с малыми значениями  $\Delta\lambda_{1/2} \approx 1$  нм. Однако производство фильтров такого качества является непростым и затратным процессом, поэтому возможности их использования у автора не было. В связи с этим было принято решение завести излучение по оптоволокну на щель монохроматора, используемого в качестве спектрального фильтра. В настоящей работе использовался монохроматор МДР-23 с решетками 1200-II (от 300 нм до 1000 нм, максимум чувствительности 500 нм) и 1200-I (от 200 нм до 500 нм, максимум чувствительности 250 нм). Монохроматор выполнен по ассиметричной схеме Фасти со сферическими зеркальными объективами. Схема представлена на рис. 2.16.

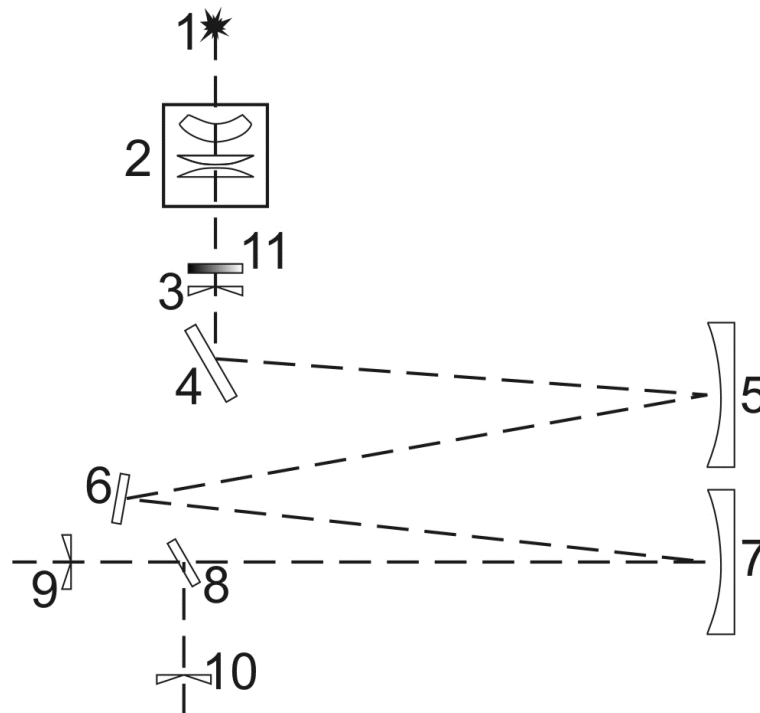


Рис.2.16. Схема монохроматора МДР-23.1-источник излучения; 2-конденсор; 3-входная щель; 4,8-поворотное зеркало; 5,7-зеркальный сферический объектив; 6-дифракционная решетка; 9,10-выходные щели; 11-светофильтры

Размер входной щели выставлялся из двух условий – наблюдения необходимого плазменного объема отображаемого на щель монохроматора, и спектральный диапазон, вырезаемый монохроматором. Обратная линейная дисперсия прибора составляет 1.3 нм на 1мм. После прохождения монохроматора

излучение попадает на фотокатод ФЭУ Hamamatsu R-562 [53]. Все схемы ЛИФ использовавшиеся в работе дают флуоресцентное излучение в видимом диапазоне длин волн около 400-500 нм, что было чрезвычайно удобно при эксплуатации установки и проведении экспериментов, т.к. позволяло не производить замену ФЭУ. Для регистрации быстротекущих процессов внутреннее сопротивление ФЭУ было установлено на уровне 1000 Ом. В работе не использовался усилитель в связи с хорошим уровнем сигнала: отношение сигнал/шум составило более 10. Спектральная характеристика ФЭУ (рис. 2.17) предполагает работу в видимом и УФ спектральных диапазонах. Диаметр входного окна ФЭУ составляет 40мм, что полностью перекрывает выходную щель монохроматора. Для абсолютной калибровки приемного тракта диагностики использовалось рэлеевское рассеяние на аргоне. Источником излучения для калибровки служил тот же лазер, что и для накачки ЛИФ схем. Калиброванный измеритель мощности лазерного излучения Thorlabs 120С использовался для контроля энергии лазерного импульса. Помимо этого для калибровки была использована лампа паспортизованная СИРШ 6-40, которая была расположена внутри установки в наблюдаемом объеме диагностики.

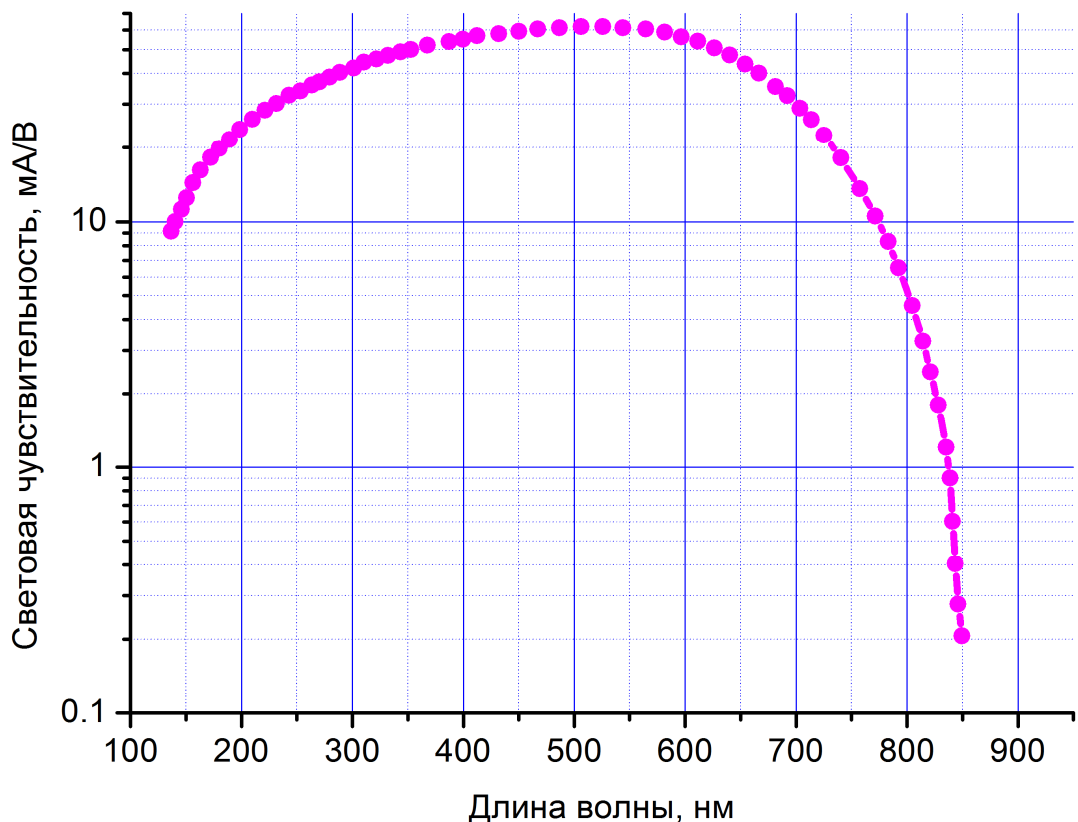


Рис.2.17. Спектральная чувствительность ФЭУ.

### Раздел 2.2.3 Система сбора и регистрации данных

Регистрация сигналов происходила посредством осциллографа Tektronix-3032 с отсечкой низкочастотных колебаний. Регистрировался участок длительностью 400 нс центрированный по сигналу флуоресценции. Осциллограф позволяет записывать  $10^4$  точек сигнала. Полоса пропускания прибора составляет 300 МГц. Для обеспечения возможности управления лазером посредством внешней синхронизации, непредусмотренной конструкцией лазера, была собрано синхронизирующее устройство, состоящее из генератора импульсов Г-5-84 и контроллера Arduino, подключенного к компьютеру. Синхросигнал от установки приходит на генератор импульсов, который позволяет выбрать задержку и длительность синхросигнала идущего непосредственно на контроллер Arduino. Пришедший сигнал обрабатывается контроллером и пересылается на компьютер в цифровом виде. В момент работы диагностики на компьютере работает среда LabView. В исходный код программы управления лазером, написанной в среде LabView был добавлен модуль управления и считывания сигнала с контроллера Arduino. Это позволило добавить возможность внешнего запуска для лазера.

Синхронизация момента наблюдения осуществлялась по положительному фронту выходного синхросигнала лазера, в то время как лазерный импульс был, в свою очередь, синхронизирован с запуском установки. Присутствует возможность регулировать время запуска лазера при помощи модуля задержки. В данной работе наблюдались различные временные периоды разряда от 100 мс до 800 мс.

Осциллограф подключен к персональному компьютеру по стандарту RS-232. На компьютер установлена программа фирмы производителя осциллографа Tektronix для обработки входных сигналов. Программа позволяет проводить сбор и регистрацию поступающих данных. На рис. 2.18 представлен характерный вид сигнала с осциллографа. Данные сохраняются в текстовом формате txt. Дальнейшая обработка данных осуществляется в пакете MatLab, набор из созданных в процессе работы программ осуществляет перевод данных в удобный для расчета формат, их обработку и запись.

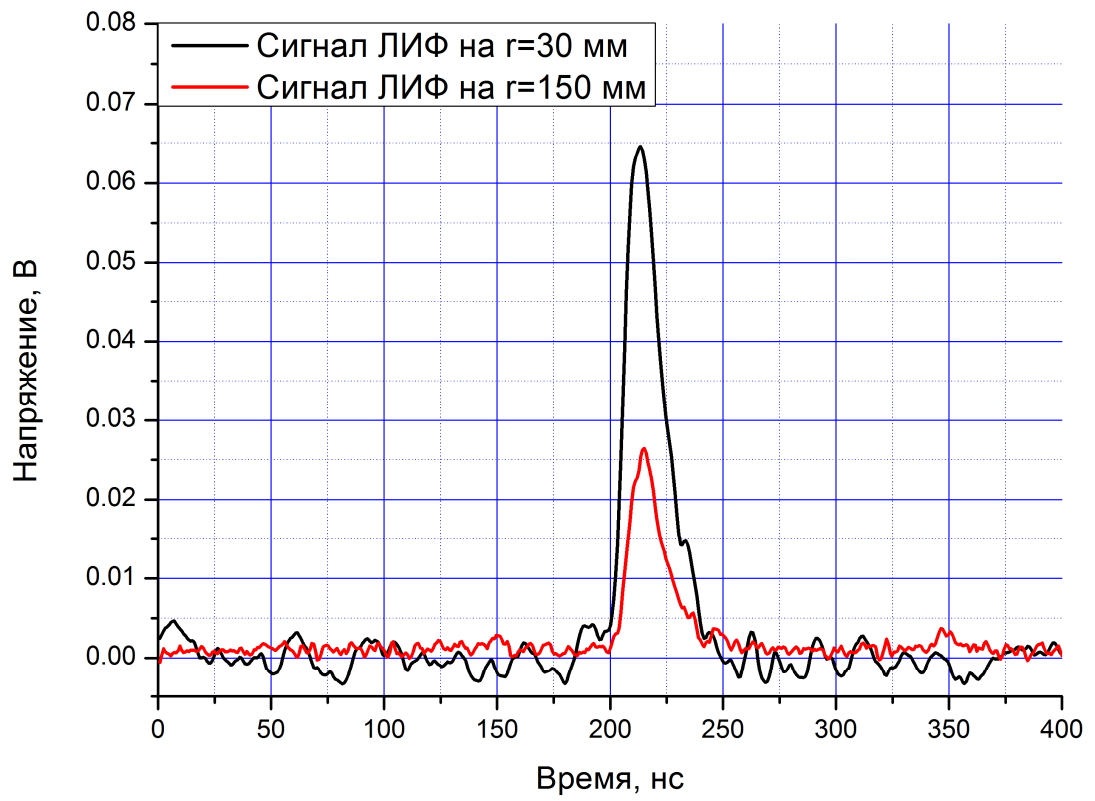


Рис.2.18. Характерный вид сигнала с осциллографа

### Глава 3. Расчетные модели для интерпретации сигналов флуоресценции

В главе приведены результаты расчетов по столкновительно-излучательным моделям и спектроскопические схемы, использованные в работе. Указанные схемы позволяют избежать влияния рассеянного на деталях установки и элементах оптической схемы «паразитного» лазерного излучения.

Столкновительно-излучательная модель часто используется для получения спектроскопических характеристик атомов или ионов в специфических условиях плазмы. Атом может быть рассмотрен как система энергетических состояний. Характеристиками такой системы являются квантовые числа. Интенсивность атомной спектральной линии равна:

$$I = N(i)\hbar\omega_{ij}W(i-j), \quad (3.1)$$

где  $\omega_{ij}$  - частота перехода между двумя уровнями,  $W(i-j)$  есть вероятность радиационного перехода,  $N(i)$  - населенность состояния  $i$ .

Каждый уровень характеризуется его населенностью. Населенность есть концентрация атомов, находящихся на одном и том же энергетическом уровне на единицу объёма. Населенность уровня может быть получена путем решения системы кинетических уравнений.

Создание модели можно условно разделить на две части – первая часть стационарная, рассчитывающая населенности уровней до момента запуска лазера, а вторая – описывающая распад уровня на который была проведена накачка. Населенности возбужденных уровней удовлетворяют указанному ниже уравнению баланса.

Кинетическое уравнение описывает баланс между стоками и источниками электронов для атомного состояния:

$$\begin{aligned} \frac{dN(i)}{dt} = & \sum_{j>i} N(j)W(j \rightarrow i) + \sum_j N(j)N_e \langle v\sigma_{j,i} \rangle^{exc} + N^{A^{Z+1}}(1)N_e \langle v\sigma_i \rangle^{rec} - \\ & - N(i) \left[ \sum_{j=1}^{i-1} W(i \rightarrow j) + N_e \left( \langle v\sigma_i \rangle^{ion} + \sum_{j \neq i} \langle v\sigma_{i,j} \rangle^{exc} \right) \right] \end{aligned} \quad , \quad (3.2)$$

где  $\langle v\sigma_{ji} \rangle^{exc}$  – коэффициент возбуждения,  $\langle v\sigma_{ji} \rangle^{res}$  - коэффициент рекомбинации,  $\langle v\sigma_{ji} \rangle^{ion}$  - коэффициент ионизации,  $N_e$  - плотность электронов.

Ионизация является стоком для уровня  $i$ , а рекомбинация - внешним источником; другие процессы (такие как возбуждение, девозбуждение, радиационный распад) могут быть как источниками, так и стоками для различных уровней (рис. 3.1). Очевидно, что если требуется учитывать дополнительные процессы, например оптическое возбуждение, следует добавить соответствующие слагаемые в кинетические уравнения.

Таким образом, с точки зрения структуры модели проведение расчетов для различных схем флюоресценции заключается в использовании различных слагаемых в кинетических уравнениях. Известно, что число атомных энергетических состояний велико, но в реальной плазме следует принимать во внимание лишь конечное число состояний. Выше некоторого уровня состояния находятся в равновесии с континуумом и могут не приниматься в расчет. Более того, этот пороговый уровень может быть расположен достаточно высоко, и нет необходимости включать в рассмотрение все уровни, расположенные ниже порога.

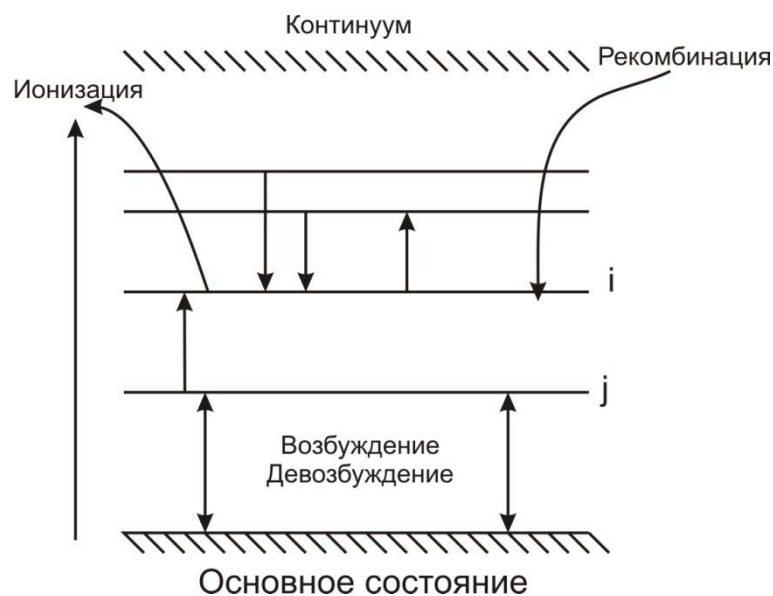


Рис. 3.1. Схема энергетических уровней атома

Для записи кинетических уравнений необходимы атомные данные (такие как энергии уровней, силы осцилляторов переходов). Скоростные коэффициенты для процессов возбуждения, девозбуждения, рекомбинации, ионизации также



должны быть известны. Точность модели зависит от точности атомных данных и скоростных коэффициентов. Таким образом, точность может быть улучшена путем учета большего числа уровней в модели и использованием уточненных атомных данных. Поскольку для последнего десятилетия характерна интенсификация работы в области получения атомно-молекулярных данных для УТС, необходимо периодически “модернизировать” модель с учетом новых данных и вычислительных возможностей.

Скорость ионизации рассчитывалась по формуле Лотца [54]:

$$\langle v\sigma_i \rangle = 6 \times 10^{-8} \left( \frac{R_y}{E_z} \right)^{3/2} \beta^{1/2} |Ei(-\beta)|, \quad (3.3)$$

где  $|Ei(-\beta)|$  - интегральная экспонента,  $\beta = E_z/T$ ,  $E_z$ -потенциал ионизации рассматриваемого состояния,  $R_y$  – постоянная Ридберга. При построении модели Ne I полученные значения  $\langle v\sigma_i \rangle$  сравнивались с данными работы [55].

В модели для пассивной спектроскопии производные по времени в левой части кинетического уравнения равны нулю в случае стационарной плазмы. В случае лазерной флуоресценции временная зависимость населенностей уровней должна быть принята во внимание.

Динамическая часть модели описывает взаимодействие атомной структуры с лазерным импульсом во времени (изменение населенности уровня  $\frac{dN}{dt}$ ) для трех уровней модели согласно работе [12]. Работа [12] является одним из первых описаний применения метода ЛИФ, с подробными практическими советами и примерами для интерпретации полученных сигналов. Там же приводится расчет населенности для трех уровней, используемых в возбуждении и генерации ЛИФ излучения.

Уравнения, описывающие баланс для трех уровней, представлены ниже

$$\frac{dN(2)}{dt} = u(\nu)(B_{12}N(1) - B_{21}N(2)) - A_2N(2) \quad (3.4)$$

$$\frac{dN(3)}{dt} = A_{23}N(2) \quad (3.5)$$

$$N = N(1) + N(2) + N(3), \quad (3.6)$$

где  $A_2 = \sum_i A_{2i}$ ,  $u(\nu)$ -спектральная плотность мощности,  $B_{12}$  и  $B_{21}$  – Эйнштейновские коэффициенты для поглощения и индуцированного излучения

соответственно. Значения  $u(\nu)$  определяются используемым лазером, и вычисляются с использованием соотношения для параметра насыщения [12],

$$S = \frac{u(\nu)(B_{12}+B_{21})}{A_2} = \frac{\phi(\lambda)}{\phi_0(\lambda)} \quad 3.7)$$

Через известные величины спектральных плотностей потока энергии лазера  $\phi(\lambda) = \frac{E_{laser}}{t_{laser} \times \Delta\lambda_{laser} \times S_{laser}}$  и спектральной плотности потока энергии насыщения  $\phi_0(\lambda) = \frac{g_1}{g_1+g_2} \times \left(\frac{8\pi h c^2}{\lambda^5}\right) \times \frac{A_2}{A_{21}}$ . В нашем эксперименте параметр насыщения  $S \gg 1$  (более 3000). Решая представленные выше уравнения, получаем временную зависимость населенностей уровней, отнесенных к населенности основного состояния, участвующих в модели. Таким образом, при наличии модельных относительных расчетов количества фотонов ЛИФ излучения на один ион, а также сигналов ЛИФ, калиброванных по абсолютной величине, мы имеем возможность получить абсолютные значения концентрации ионов в наблюдаемом объеме.

### Раздел 3.1. Однократно ионизованный аргон Ar II

В данной модели учтено 4 возбужденных атомных состояний. Эту схему можно значительно расширить (см. рис. 3.2), т.к. тонкая структура энергетических состояний должна быть принята во внимание, однако существенным препятствием для увеличения количества учитываемых состояний является отсутствие надежной информации о временах жизни возбужденных состояний, а также о сечениях возбуждения. Для вероятностей радиационных переходов использовались данные из базы данных NIST [56].

В связи с низкой концентрацией плазмы, доходящей до  $1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ , представляется возможным пренебречь тройной и радиационной рекомбинацией. Помимо этого, т.к. система стационарна, производной по времени можно пренебречь. Таким образом, получаем следующее уравнение

$$\sum_{j=1}^{i-1, i>1} N(i)A_{ij} + N(i)N_e \langle v\sigma_i \rangle^{ion} - \sum_j N(j)N_e \langle v\sigma_{j,i} \rangle^{exc} - \sum_{j>i} N(j)A_{ji} - \delta_{1,i} \sum_j N^{at}(j)N_e \langle v\sigma_j \rangle^{ion} = q_i$$

Здесь  $q_i$  определяет источник заселения для уровня и представляет собой возбуждение из основного состояния электронным ударом. В уравнении 2) при применении его для Ne I в правой части будет отсутствовать пятое слагаемое.

Для проведения экспериментов по определению концентрации иона аргона Ar II методом лазерно-индуцированной флуоресценции было выбрано две спектроскопические схемы накачки флуоресцентного излучения. Первая, при которой накачка проводится из метастабильного состояния  $3s^2 3p^4 ({}^1D) 3d^2 G_{9/2}$  на линии  $\lambda_{LASER} = 611.5$  нм, а регистрация флуоресцентного сигнала ведется на линии  $\lambda_{FLU} = 460.9$  нм (переход  $4p^2 F_{7/2} \rightarrow 4s^2 D_{5/2}$ ), и вторая схема (см. рис. 3.3), при которой накачка проводится из метастабильного состояния  $3d^4 D_{7/2}$   $\lambda_{LASER} = 440.1$  нм а регистрация флуоресцентного сигнала ведется на линии  $\lambda_{FLU} = 480.5$  нм (переход  $4p^4 P_{5/2} \rightarrow 4s^4 P_{5/2}$ ).

Обозначения термов здесь и далее приводятся в соответствии с промежуточной схемой j-K связи. Выбор схем обусловлен тем, что они уже применялись для экспериментов методом ЛИФ оп определению скоростей ионов [51], и хорошо себя зарекомендовали.

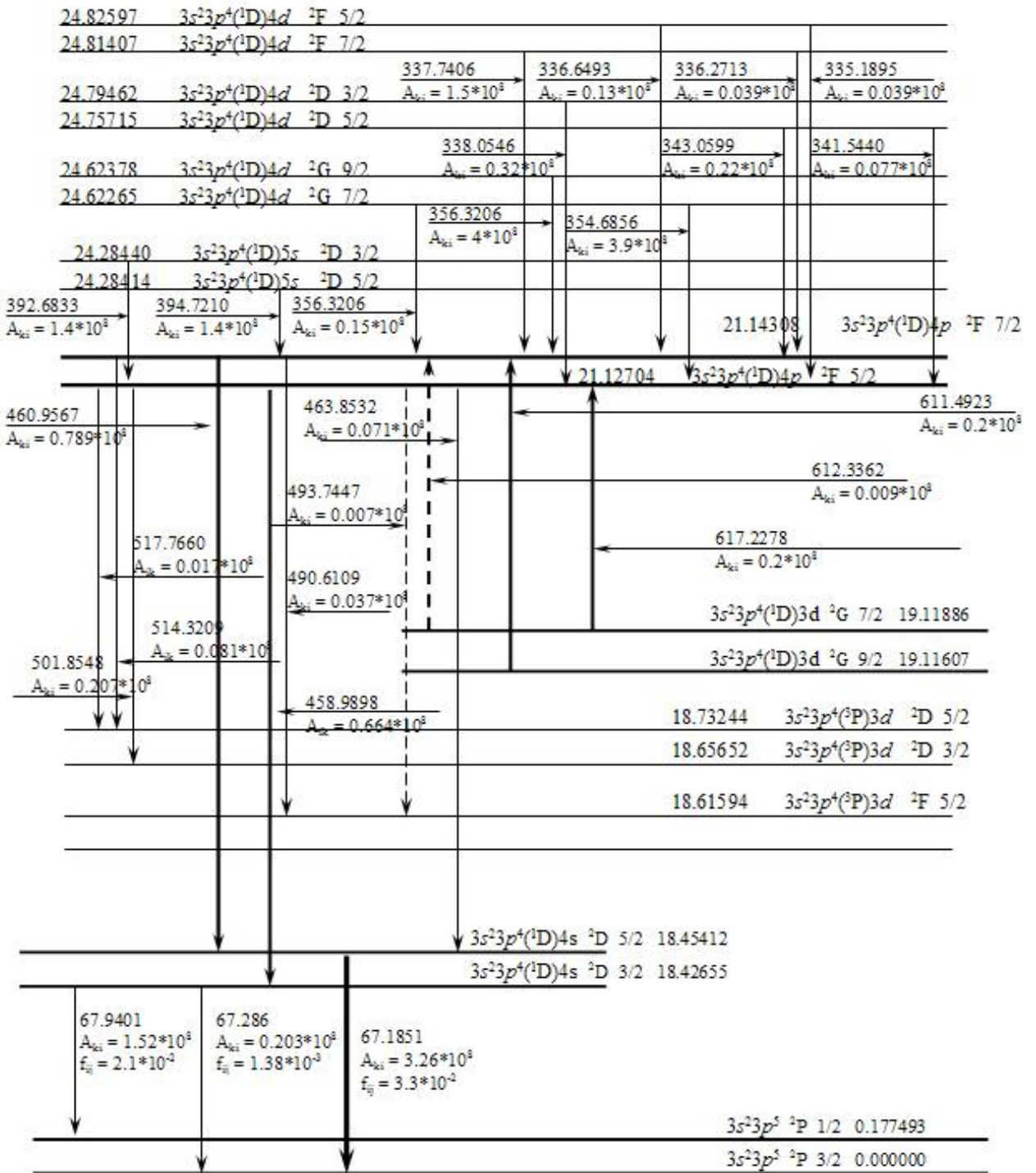


Рис. 3.2. Схема энергетических состояний иона Ar II

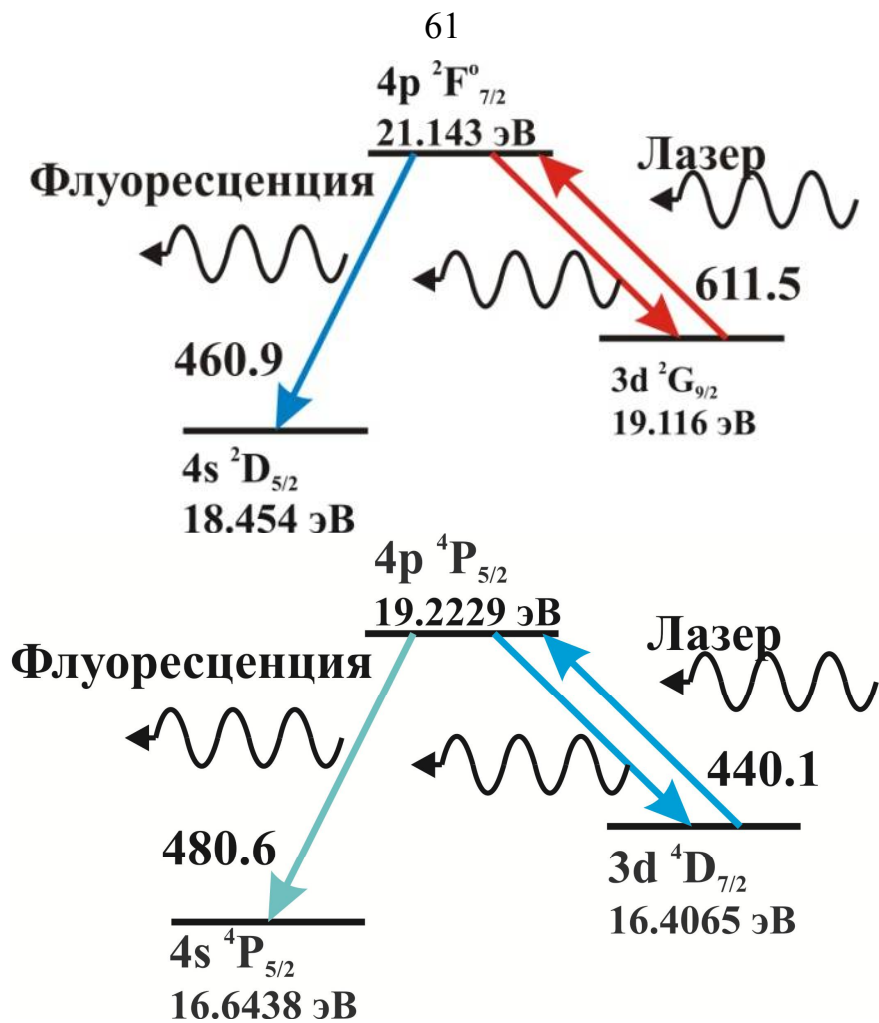


Рис. 3.3. Применяемые для иона аргона Ar II схемы ЛИФ

Две схемы были использованы с целью качественного определения температуры электронов методом ЛИФ посредством сравнения населенностей двух метастабильных состояний.

### Раздел 3.2. Однократно ионизованный ксенон Хе II.

Во время подготовки к диагностике ксенона, авторы столкнулись с тем, что, несмотря на широкое применение данного газа, по иону ксенона Хе II существует достаточно мало опубликованных атомных данных. На сайте NIST [56] вероятности переходов присутствуют только для небольшого количества линий иона ксенона (22 из 1115 линий), кроме того лишь в июле 2018 года вышла работа [58] из которой были взяты скоростные коэффициенты для возбуждения электронным ударом из основного состояния, там же были взяты силы осцилляторов для некоторых резонансных линий. Все это сделало невозможным применение хорошо известных схем оптической накачки флуоресцентного излучения [58,59,60], в результате была выбрана схема (см. рис.3.4) энергетических уровней для ХеII которая использует переход  $5p^4(^3P_2)5d^2[3] J=7/2 \rightarrow 5p^4(^3P_2)6p^2[3]^\circ J=7/2$  с  $\lambda_L = 547.3$  нм для накачки лазерным излучением верхнего уровня схемы из метастабильного уровня, ранее такая схема была использована в работе [61]. Для наблюдения флуоресцентного излучения используется переход  $5p^4(^3P_2)6p^2[3]^\circ J=7/2 \rightarrow 5p^4(^3P_2)6s^2[2]^\circ J=5/2$  с  $\lambda_{FLU} = 484.4$  нм. Модель для ХеII использует 4 уровня.

Расчетная столкновительно-излучательная модель для ХеII использует 4 уровня.

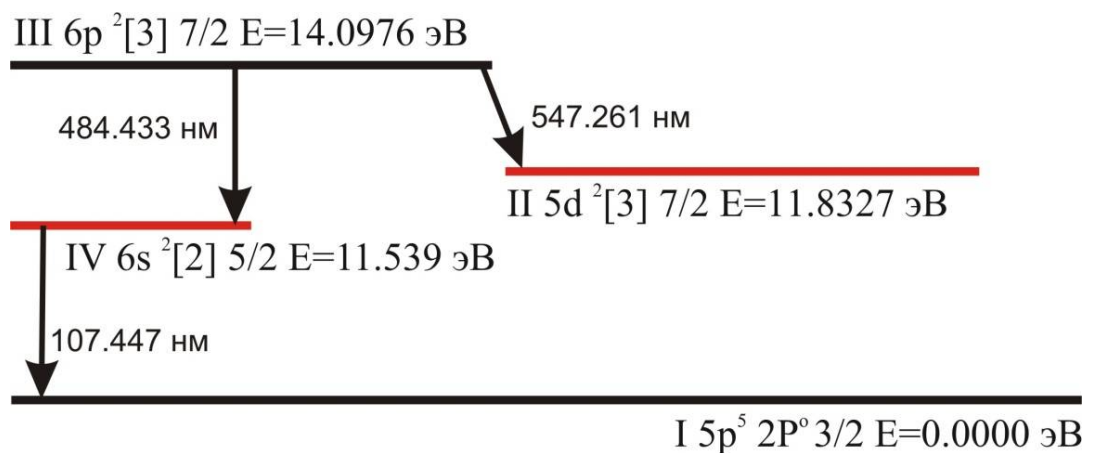


Рис. 3.4. Применяемые для иона ксенона Хе II схемы ЛИФ

Были испробованы иные схемы ( $\lambda_L=680 \text{ нм} \rightarrow \lambda_{\text{FLU}}=492 \text{ нм}$ ,  $\lambda_L=463 \text{ нм} \rightarrow \lambda_{\text{FLU}}=492 \text{ нм}$ ), но отсутствие для них атомных данных не позволило провести интерпретацию результатов. Для иона ксенона Xe II в динамической части модели использовались следующие уровни:  $5p^4(^3P_2)5d^2[3]$  (уровень 1),  $5p^4(^3P_2)6p^2[3]$  (уровень 2) и  $5p^4(^3P_2)6s^2[2]$  (уровень 3).

### Раздел 3.3. Нейтральный атом неона Ne I

В качестве рабочей схемы для ЛИФ методики по измерению концентрации атомов Ne I была выбрана следующая схема энергетических уровней, при которой накачка проводится из метастабильного состояния  $2s^22p^5(^2P^{\circ}_{3/2})3s$  терм  $^2[3/2]^{\circ}$  J=2 на линии  $\lambda_{\text{LASER}} = 588.2 \text{ нм}$ . Регистрация флуоресцентного сигнала ведется на 4-х линиях:  $\lambda_{\text{FLU}} = 603.0 \text{ нм}$  (переход  $2s^22p^5(^2P^{\circ}_{1/2})3p^2[1/2]$  J=1  $\rightarrow 2s^22p^5(^2P^{\circ}_{3/2})3s^2[3/2]^{\circ}$  J=1),  $\lambda_{\text{FLU}} = 616.4 \text{ нм}$  (переход  $2s^22p^5(^2P^{\circ}_{1/2})3p^2[1/2]$  J=1  $\rightarrow 2s^22p^5(^2P^{\circ}_{1/2})3s^2[1/2]^{\circ}$  J=0),  $\lambda_{\text{FLU}} = 659.9 \text{ нм}$  (переход  $2s^22p^5(^2P^{\circ}_{1/2})3p^2[1/2]$  J=1  $\rightarrow 2s^22p^5(^2P^{\circ}_{1/2})3s^2[1/2]^{\circ}$  J=1), а также на резонансной линии  $\lambda_{\text{FLU}} = \lambda_L = 588.2 \text{ нм}$ . Модель рассматривает 8 уровней атома неона Ne I (см. рис. 3.5). Информация об атомных энергетических уровнях взята из данных National Institute of Standards and Technology (NIST) [56].

Скоростные коэффициенты для возбуждения из основного состояния атома Ne I брались из работы [62]. Скоростные коэффициенты для перемешивания уровней от  $2s^22p^5(^2P^{\circ}_{1/2})3s$  до  $2s^22p^5(^2P^{\circ}_{3/2})3s$  электронным ударом для Ne I взяты из работы [63].

Помимо этого, для применения ЛИФ методики по измерению концентрации атомов Ne I была выбрана следующая схема энергетических уровней, при которой накачка проводится из метастабильного состояния  $2s^22p^5(^2P^{\circ}_{3/2})3s$  терм  $^2[3/2]^{\circ}$  J=1 на линии  $\lambda_{\text{LASER}} = 603 \text{ нм}$ .

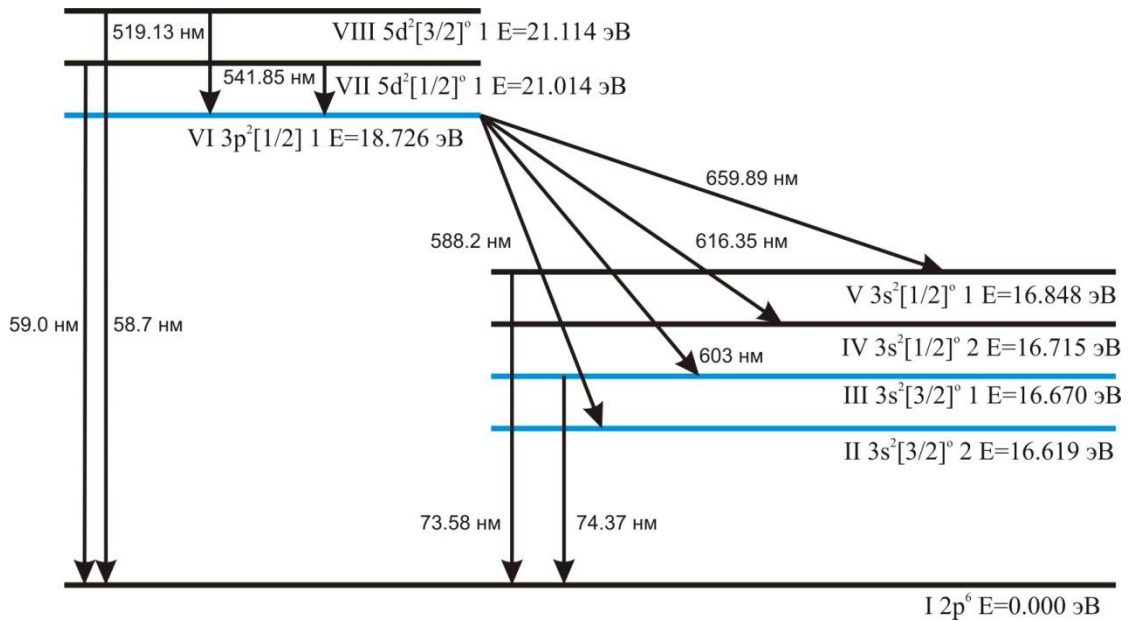


Рис. 3.5. Используемая схема ЛИФ. На рисунке указаны уровни, использованные в модели

Для повышения надежности расчета модель для неона включает 8 уровней. Учет уровней от  $2s^2 2p^5 ({}^2P^{\circ}_{1/2}) 3s$  до  $2s^2 2p^5 ({}^2P^{\circ}_{3/2}) 3s$  позволяет уточнить конечное значение населенности метастабильного уровня в результате учета электронно-столкновительного перемешивания внутри этой группы уровней. Два верхних уровня включены в модель для уточнения значения населенности верхнего уровня схемы ЛИФ.

### Раздел 3.4. Определение температуры электронов методом ЛИФ

Методы ЛИФ могут быть применены не только для определения скоростей, температуры и концентрации излучающих частиц, но и для определения концентрации электронов и электронной температуры см. [19].

В данной работе был предложен метод определения электронной температуры основанный на сравнении населенностей двух метастабильных состояний. Как видно из рис. 3.3 метастабильные уровни имеют разные энергии: 16.406 эВ для уровня  $3d {}^4D_{7/2}$  и 19.116 эВ для уровня  $3d {}^2G_{9/2}$ . На основании этого нами была предложен метод оценки электронной температуры по соотношению



сигналов двух схем ЛИФ (рис 3.6). В связи с тем, что в работе [57] было показано, что отношение населенности метастабильных состояний к населенности основного состояния аргона не зависит от электронной концентрации вплоть до значений  $10^{13}$ -  $10^{14}$   $\text{см}^{-3}$ , а число исходных атомов одинаково для обоих случаев, населенности уровней двух метастабильных состояний будут в основном зависеть от электронной температуры (см рис. 3.7). Так как источником заселения для сигнала ЛИФ в нашем случае является метастабильное состояние, то, сравнивая сигналы двух схем с  $\lambda_{\text{FLU}} = 461$  нм и  $\lambda_{\text{FLU}} = 480.5$ , имеется возможность оценить электронную температуру в наблюдаемой пространственной точке. Необходимо, безусловно, правильно оценить сигналы с учетом коэффициентов ветвления для каждой из схем, т.к. в эксперименте наблюдаются не все оптические переходы с верхних уровней спектроскопической схемы, а только их часть.

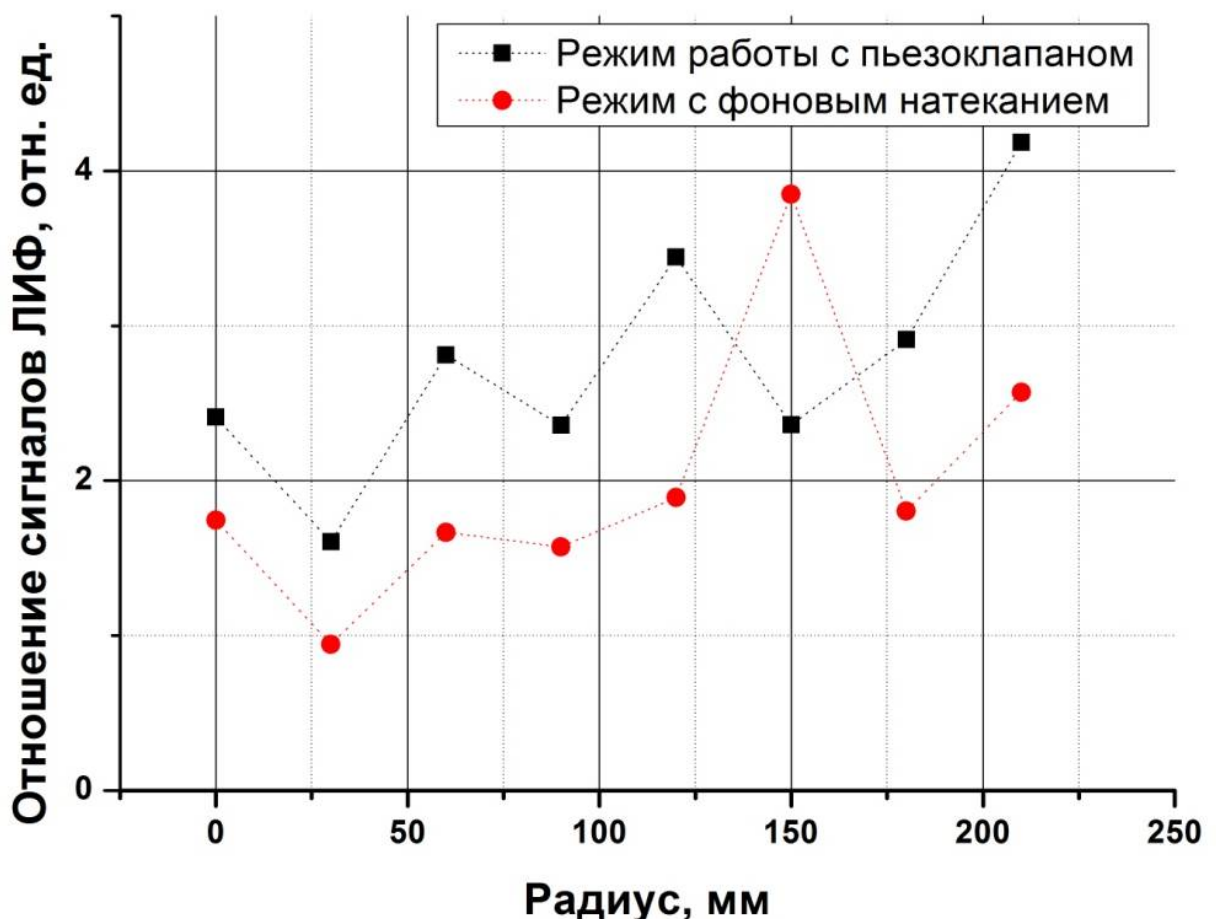


Рис. 3.6. Отношение сигналов ЛИФ, полученных с использованием двух схем ЛИФ

Таким образом, было получено модельное соотношение населенностей метастабильных уровней. Затем полученные данные сравнивались с отношением интенсивностей сигналов ЛИФ. Полученные значения температуры были сравнены с данными полученными при помощи ленгмюровских зондов. Сравнение показало качественное совпадение результатов. Дальнейшая разработка расчетной модели может улучшить точность метода.

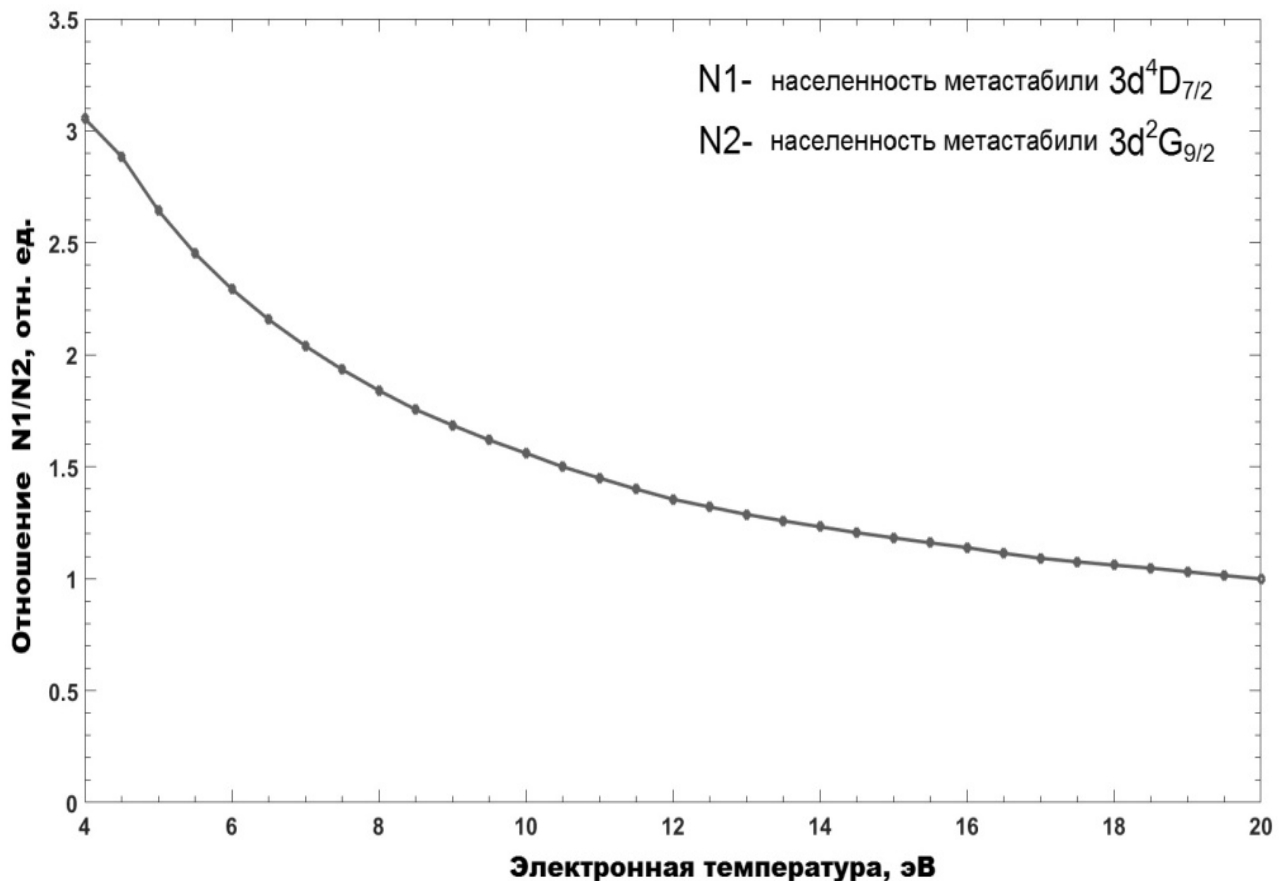


Рис. 3.7. Отношение населенностей метастабильных уровней двух использованных схем

Как видно из рисунка 3.8 полученные значения температуры качественно совпадают с данными полученными методом ленгмюровских зондов для аналогичного режима работы установки. Повысить точность метода можно, применив более подробную столкновительно-радиационную модель, а также уточнив т.н. коэффициенты ветвления, определяемые как отношения Эйнштейновских констант для различных уровней с которых происходит флуоресцентный распад. Экспериментальные данные получены при следующем режиме работы установки: фоновое давление  $P=1 \cdot 10^{-4}$  Торр, ток катушек

$I_{\text{кат}}=1.2$  кА, вводимая мощность  $W=9$  кВт, время измерения от начала импульса  $\Delta t=50$  мс.

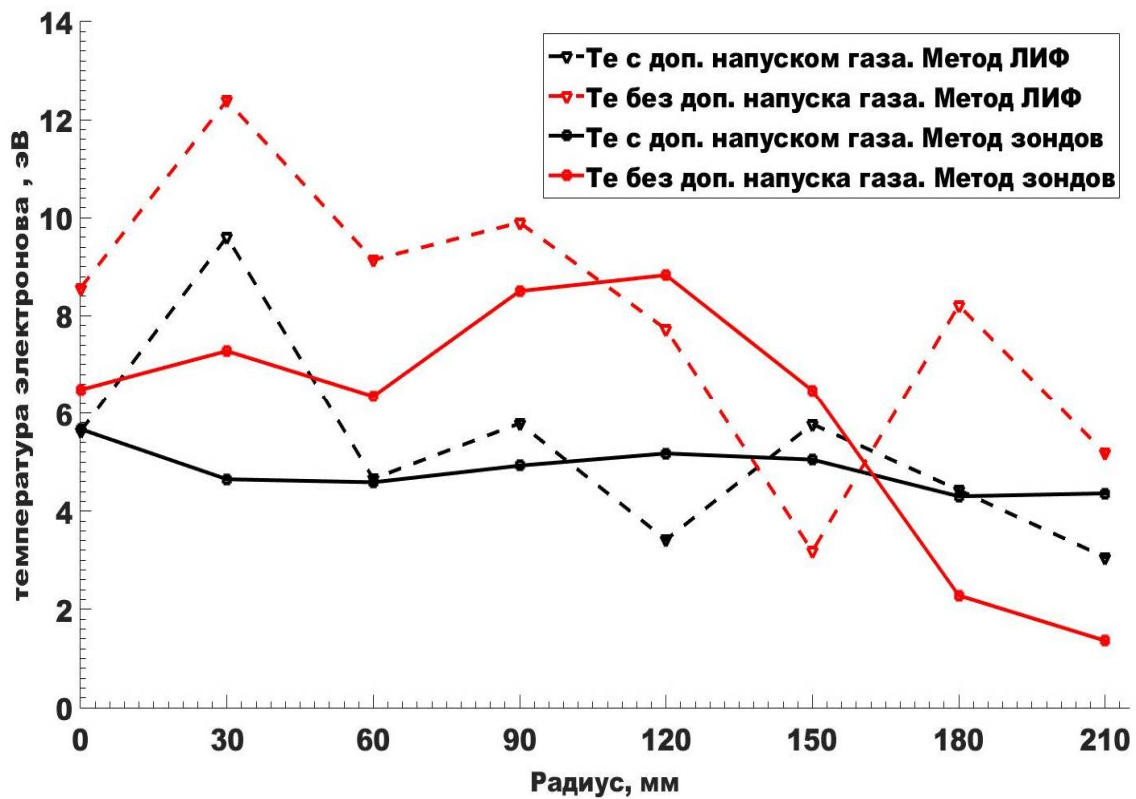


Рис. 3.8. Радиальное распределения температуры полученные методы ЛИФ и методом ленгмюровских зондов

## Глава 4. Эксперименты на плазменной установке ПС-1

Лазерные методики исследования плазмы, в том числе и методы лазерной флуоресценции, обладают хорошим пространственным и временным разрешением, но, одновременно, требуют применения технически сложных систем. По мере технического усложнения методов диагностики применяемых на плазменных установках, всё большее значение приобретает предварительная проверка работоспособности разрабатываемых методик.

Отработка методик, являющихся кандидатами на включение в диагностические комплексы с целью демонстрации их реальных возможностей, является важной частью программ разработки соответствующих методов плазменных измерений. При этом такие испытания практически проходят несколько стадий: от стендовых испытаний входящей в состав диагностической системы аппаратуры с целью измерения её технических характеристик, до применения в современных плазменных экспериментах.

Помимо применения ЛИФ методики на установки ПС-1 применялись такие методы диагностики как ленгмюровские зонды, масс-анализаторы, сеточные анализаторы, оптическая спектроскопия. Методом СВЧ интерферометрии на частоте 70 ГГц измерялась линейная плотность плазмы. Отслеживались основные параметры установки: давление в камере источника и приемном объеме, прямая и отраженная СВЧ мощность.

В экспериментах в основном применялись схемы названные в работе [3] "трёхуровневыми", тем не менее, были проведены измерения и при использовании резонансных схем накачки флуоресцентного излучения, где  $\lambda_L = \lambda_{FLU}$ . В обоих случаях параметры лазерного излучения могут обеспечивать работу в режиме насыщения сигналов флуоресценции [16]. Значительная отстройка  $\lambda_L$  от  $\lambda_{FLU}$  в случае использования "трехуровневых" схем практически исключает влияние рассеянного "паразитного" излучения.

Используя осциллограммы сигналов флуоресценции на фоне излучения плазмы можно оценивать величины отношения "сигнал/шум"; типичное значение

этого параметра оказалось равным  $\approx 8$ . следует отметить, что отношение  $V_{PL}/V_{FLU} \geq 20$ , где  $V_{PL}$  – объём плазмы, находящейся внутри каустики приёмной аппаратуры. Общая относительная погрешность результатов составляет  $\approx 20\%$ .

В качестве рабочих газов для демонстрации применимости диагностики и возможности проведения регистрации сигналов ЛИФ были выбраны следующие инертные газы: неон, аргон, ксенон. Все представленные газы широко используются в программах по исследованию плазмы. Первые два газа, Ne и Ar, нашли применение в программах УТС, при использовании в качестве диагностических примесей, а также при контроле различного рода нестабильностей на границе плазмы. Ксенон, в свою очередь, широко используется в области электроракетных двигателей благодаря низкому порогу ионизации ( $E_i=12.1$  эВ) и большой атомной массе ( $M_A=131.3$  а.е.), что обеспечивает большой удельный импульс при использовании данного газа. Тем не менее, ксенон достаточно редкий элемент, что затрудняет его широкое применение и сказывается на стоимости использования.

#### **Раздел 4.1. Эксперименты по измерению концентрации ионов аргона Ar II методами ЛИФ**

Аргон является наиболее часто используемым в прикладных плазмо-физических экспериментах инертным газом. Он достаточно хорошо изучен, по нему существует развитая база спектроскопических параметров, сечений элементарных процессов.

Параметры рабочего режима установки были следующие: мощность нагрева СВЧ  $W_{свч}=8$  кВ, ток магнитных катушек системы  $I_{кат}=1.2$  кА, что обеспечивало магнитное поле в центре ловушке  $B=0.25$  Тл, фоновое давление рабочего газа в камере на уровне  $P=1 \cdot 10^{-4}$  Торр, давление при использовании пьезоклапана составляло  $P=2 \cdot 10^{-4}$  Торр. На рис 4.1 приведена динамика давления во время разряда.

Характерные времена начала измерений составляли 50 мс, 100 мс, 200 мс и 400 мс. Так же проводились измерения на протяжении всего времени разряда.

Сигналы ЛИФ были получены следующим образом: начиная с заданного времени  $T_{\text{старт}}$  включается лазер и производит 4 импульса с частотой 20 Гц, в процессе, полученные в результате работы лазера импульсы флуоресцентного излучения регистрируются ФЭУ и поступают на осциллограф где суммируются и усредняются. Выбор количества импульсов для осреднения определяется свойствами осциллографа позволяющего усреднять по  $2^n$  импульсов, где  $n=1..8$ . Измерения повторялись для каждой области наблюдения 5 раз для увеличения точности и исключения случайных погрешностей.

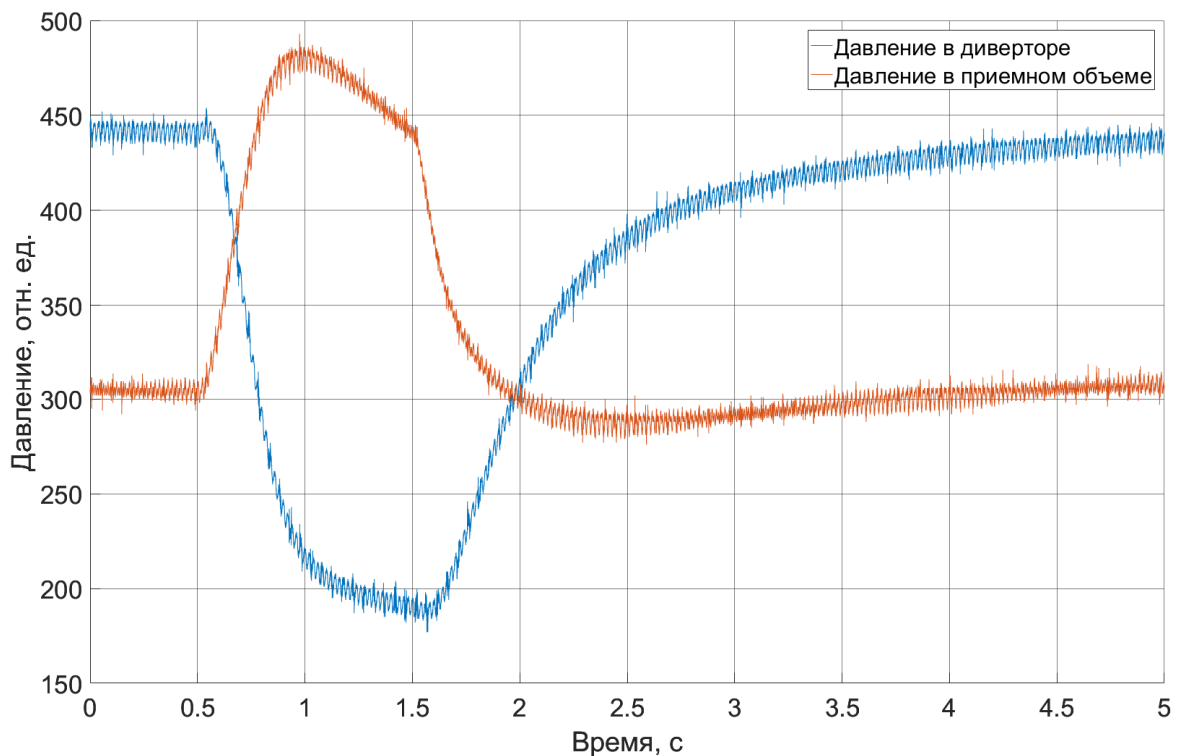


Рис. 4.1. Давление в камерах установки при фоновом натекании

Область наблюдения представляет собой участок лазерной линии, попадающий в сектор наблюдения собирающей оптики. Система сбора излучения наблюдает участок лазерной линии длиной 70 мм и шириной 12 мм, затем, при помощи диафрагм, установленных на выходной щели монохроматора, длина наблюдаемого участка уменьшается до 30 мм. Диаметр лазерной линии в области

наблюдения составляет 10 мм, что дает нам наблюдаемый объем области, где проходит флуоресценция  $V_{\text{FLU}} = 2.35 \text{ см}^3$ .

Как было показано в гл. 3, в работе были использованы хорошо зарекомендовавшие себя схемы ЛИФ для диагностики иона аргона Ar II. Первая схема использует накачку  $\lambda_{\text{LASER}} = 611.5 \text{ нм}$ , а регистрация сигнала производится на  $\lambda_{\text{FLU}} = 460.9 \text{ нм}$ , и вторая схема использует  $\lambda_{\text{LASER}} = 440.1 \text{ нм}$ , а регистрация сигнала ведется на линии  $\lambda_{\text{FLU}} = 480.5 \text{ нм}$ . Схемы представлены на рис 4.2. и рис 4.3.

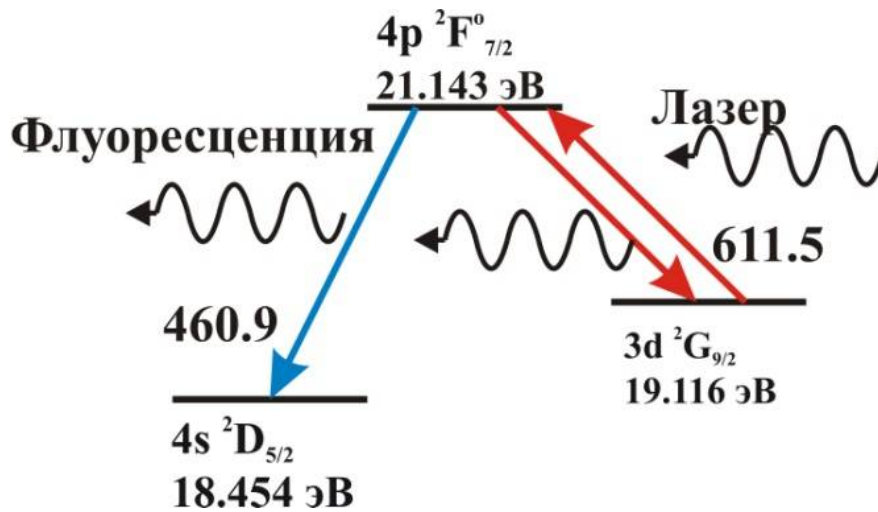


Рис. 4.2. Схема ЛИФ №1

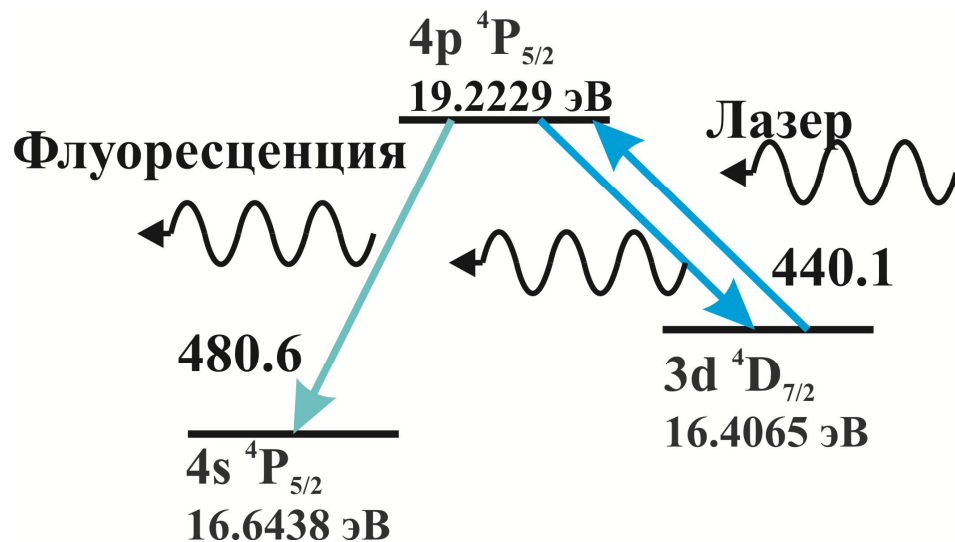


Рис. 4.3. Схема ЛИФ №2

На рис. 4.4 и 4.5 представлены характерные сигналы ЛИФ для двух указанных выше схем.

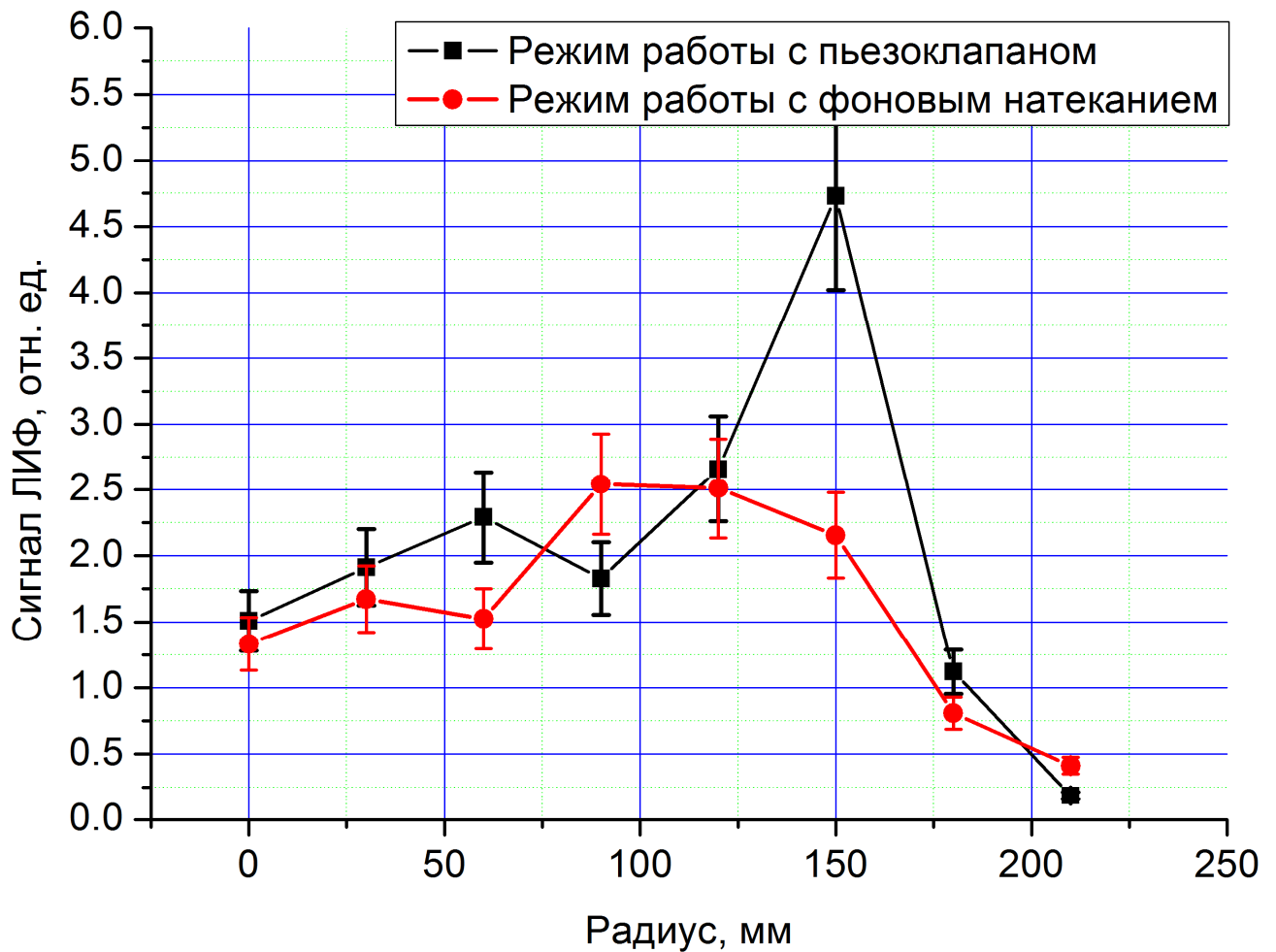


Рис. 4.4. Радиальное распределение интегральных сигналов ЛИФ. Схема 611.5 нм - 460.9 нм

Можно заметить резкий рост интенсивности излучения вблизи сепаратрисы, разделяющей область плазмы ловушки и область диверторной плазмы, находящейся на координате 175 мм по радиусу. Согласно работе [54] интенсивность сигнала ЛИФ определяется электронной температурой и количеством излучающих частиц, так как вплоть до значений электронной плотности  $10^{13} \text{ см}^{-3}$  электронная плотность  $N_e$  не имеет влияния на населенность метастабильного уровня. После обработки полученных сигналов ЛИФ с использованием расчетных моделей и проведенной калибровки были получены



значения концентрации иона аргона Ar II для данного режима, где  $P=1 \cdot 10^{-4}$  Торр,  $W=8$  кВ.

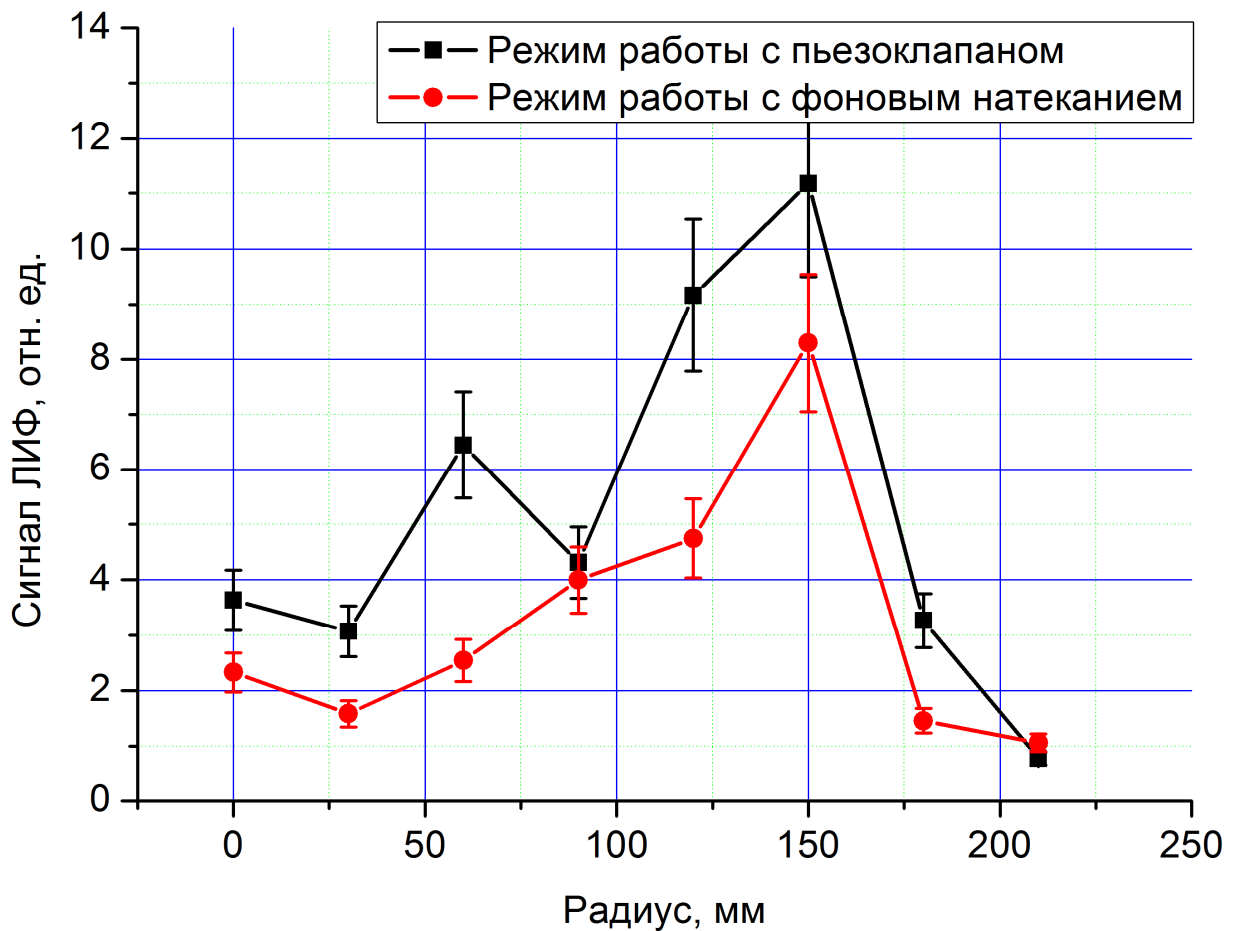


Рис. 4.5. Радиальное распределение интегральных сигналов. Схема 440.1нм-480.6нм

Ниже, на рис. 4.6 приведено значение электронной температуры для данного эксперимента. Данные получены при использовании ленгмюровских зондов. Измерения были проведены в том же сечении, что эксперименты ЛИФ. Использовался одиночный зонд Ленгмюра. В связи с небольшой частотой используемой АЦП составлявшей 10 кГц на канал, за время импульса было снято 5 температурных точек, полученных обработкой экспериментальных вольт-амперных характеристик снятых АЦП. Наиболее близкая по времени к лазерному импульсу точка использовалась при расчетах. Электрическая компенсация зонда не проводилась.

Из рис. 4.4 - рис. 4.6 можно сделать вывод, что зона свечения связана с зоной падения температуры, а значит и с ростом концентрации исследуемых частиц. При измеренной температуре центральной области плазмы присутствуют многозарядные ионы, количество которых уменьшается к периферии вместе с падением температуры.

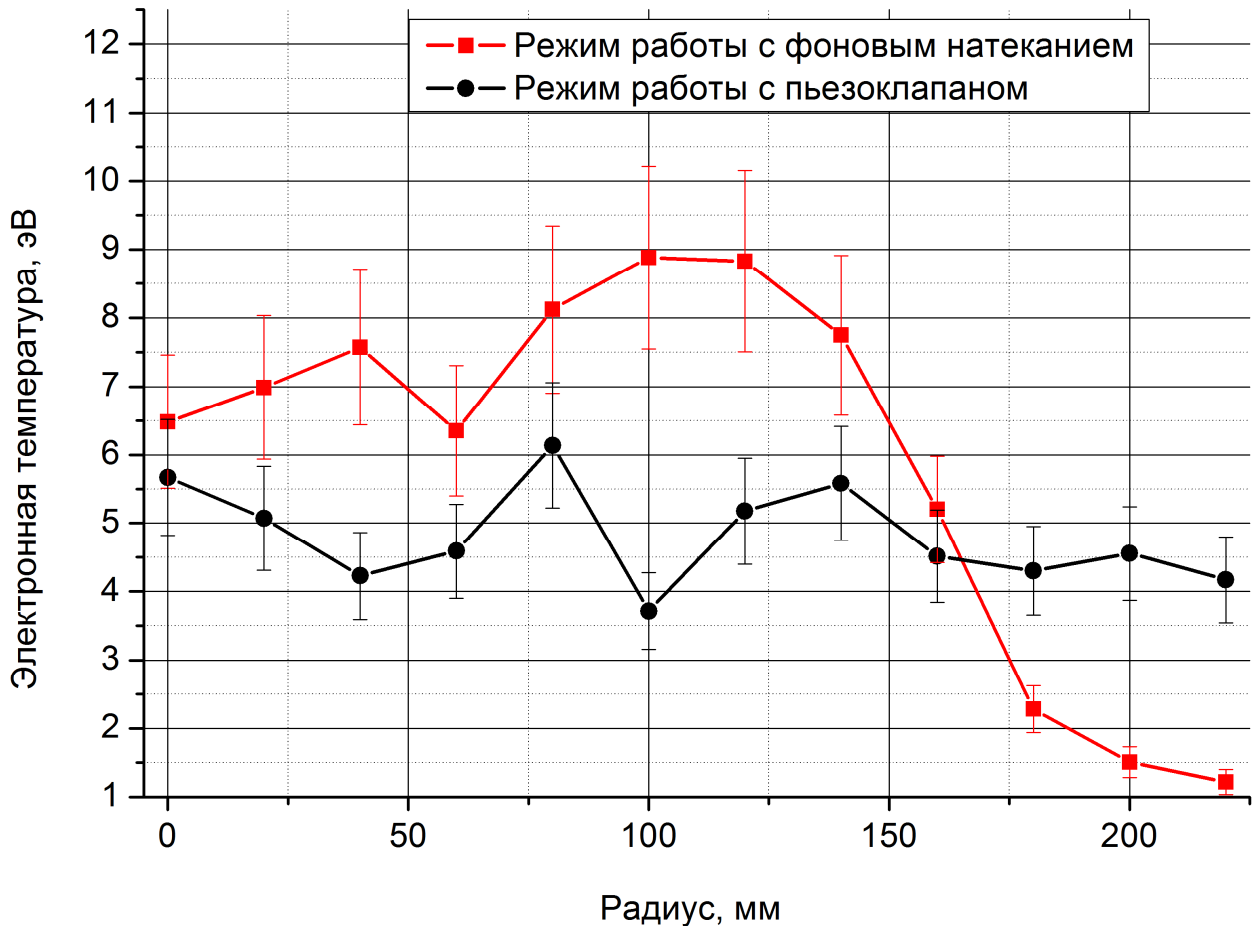


Рис. 4.6. Радиальное распределение электронной температуры при использовании аргона в качестве рабочего газа

Были получены следующие значения плотности иона аргона  $\text{Ar II}$  (см рис. 4.7)  $N_{\text{ArII}}=6 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$  в точке на радиусе  $R=0$  мм для режима работы установки с давлением  $1 \times 10^{-4}$  Торр, током катушек 1.2 кА и вкладываемой мощностью 5 кВт. Плотность в центральной точке возросла до значения  $N_{\text{ArII}}=9 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$  при включении пьезоклапана. Основные различия плотности ионов аргона наблюдаются на периферии плазменного шнура, на границе с сепаратрисой и точкой минимума поля, расположенной на  $R=175$  мм. Максимальная плотность в

данном сечении достигается в режиме с работой пьезоклапана на радиусе  $R=150$  мм и составляет  $N_{\text{ArII}}=(3.7\pm 0.7)\times 10^{11}$  см<sup>-3</sup>. При использовании для расчета концентрации схемы с  $\lambda_{\text{FLU}} = 480.5$  нм получаемые значения в среднем в полтора раза меньше значений получаемых при схеме с линией накачки  $\lambda = 611.5$  нм. Полученные данные свидетельствуют о необходимости уточнения интерпретационных моделей

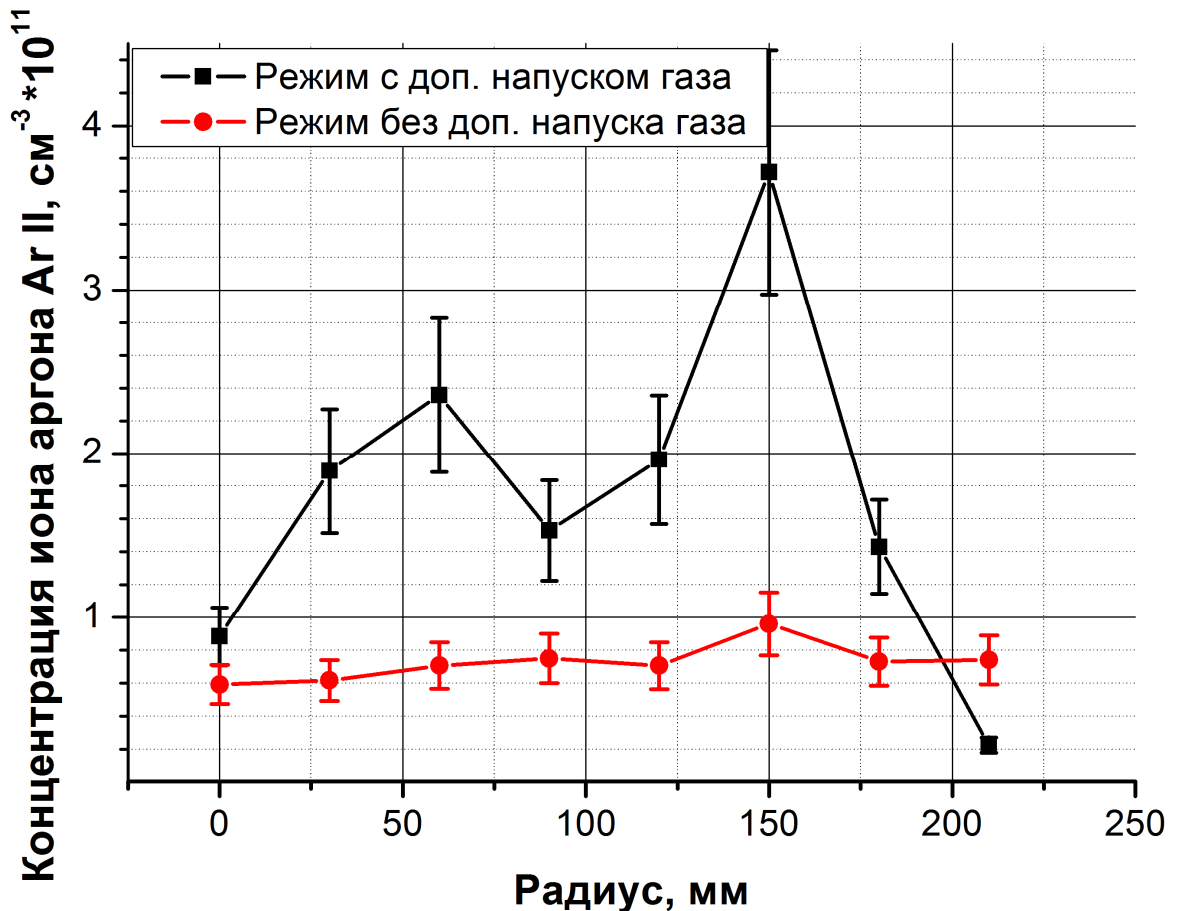


Рис. 4.7. Радиальное распределение концентрации иона аргона Ar II

В связи с тем, что при вводе СВЧ мощности поперек магнитных силовых линий существует некоторая плотность плазмы, при которой происходит экранировка электромагнитных волн (для частоты 7 ГГц это около  $1\cdot 10^{12}$  см<sup>-3</sup>), было предложено использовать ввод СВЧ мощности вдоль магнитных силовых линий, т.к. конструкция установки позволяет осуществить такой ввод (рис. 4.8). Ниже приведены ЛИФ сигналы для двух газовых режимов при продольном вводе СВЧ (рис 4.9).

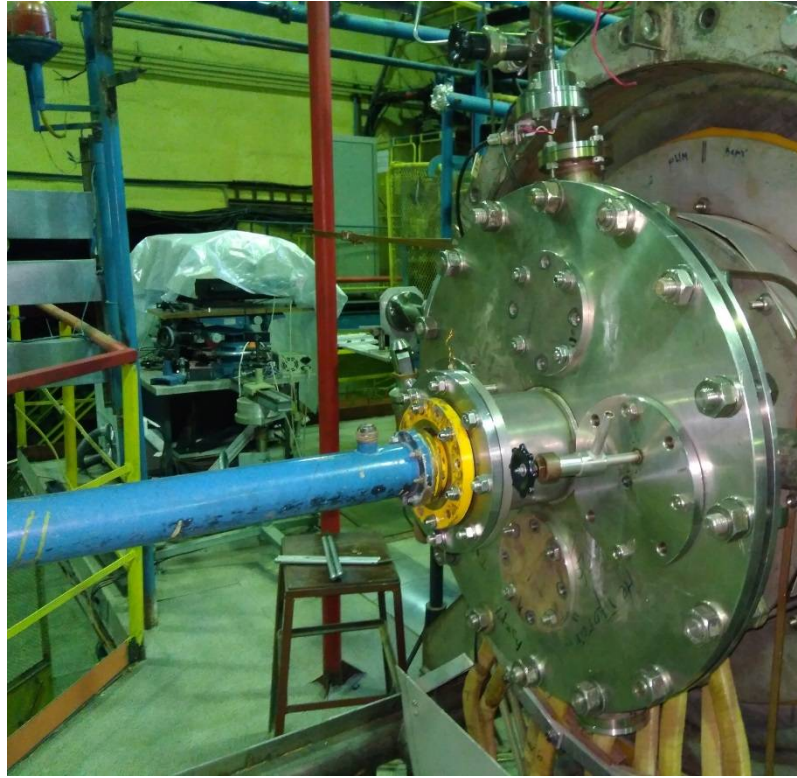


Рис. 4.8. Волновод продольного ввода СВЧ-мощности в установку

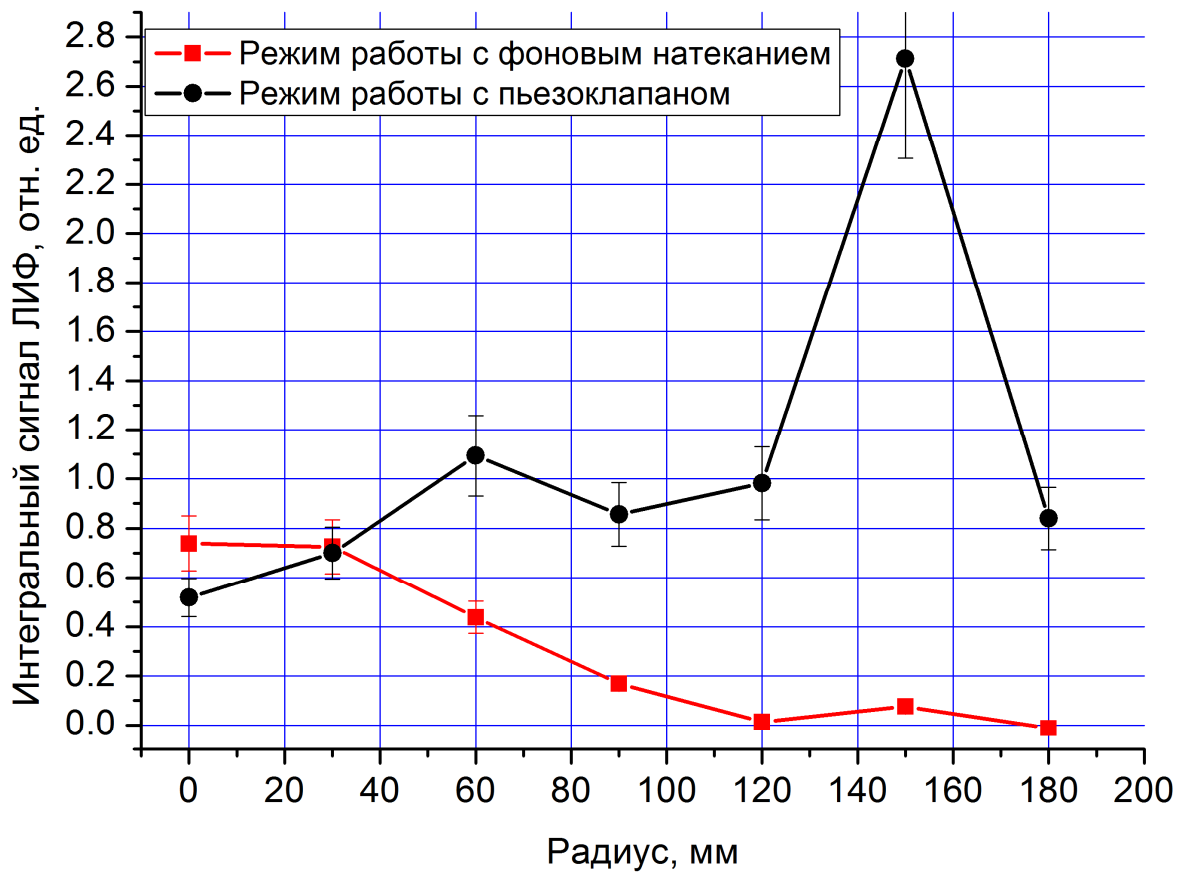


Рис. 4.9. Радиальное распределение интенсивности ЛИФ сигнала при продольном вводе СВЧ мощности

Ниже представлен вид зависимости концентрации ионов аргона от радиуса при работе с пьезоклапаном (рис. 4.10). Входная мощность СВЧ в таком режиме ниже и составляет  $W_{\text{свч}}=4$  кВт.

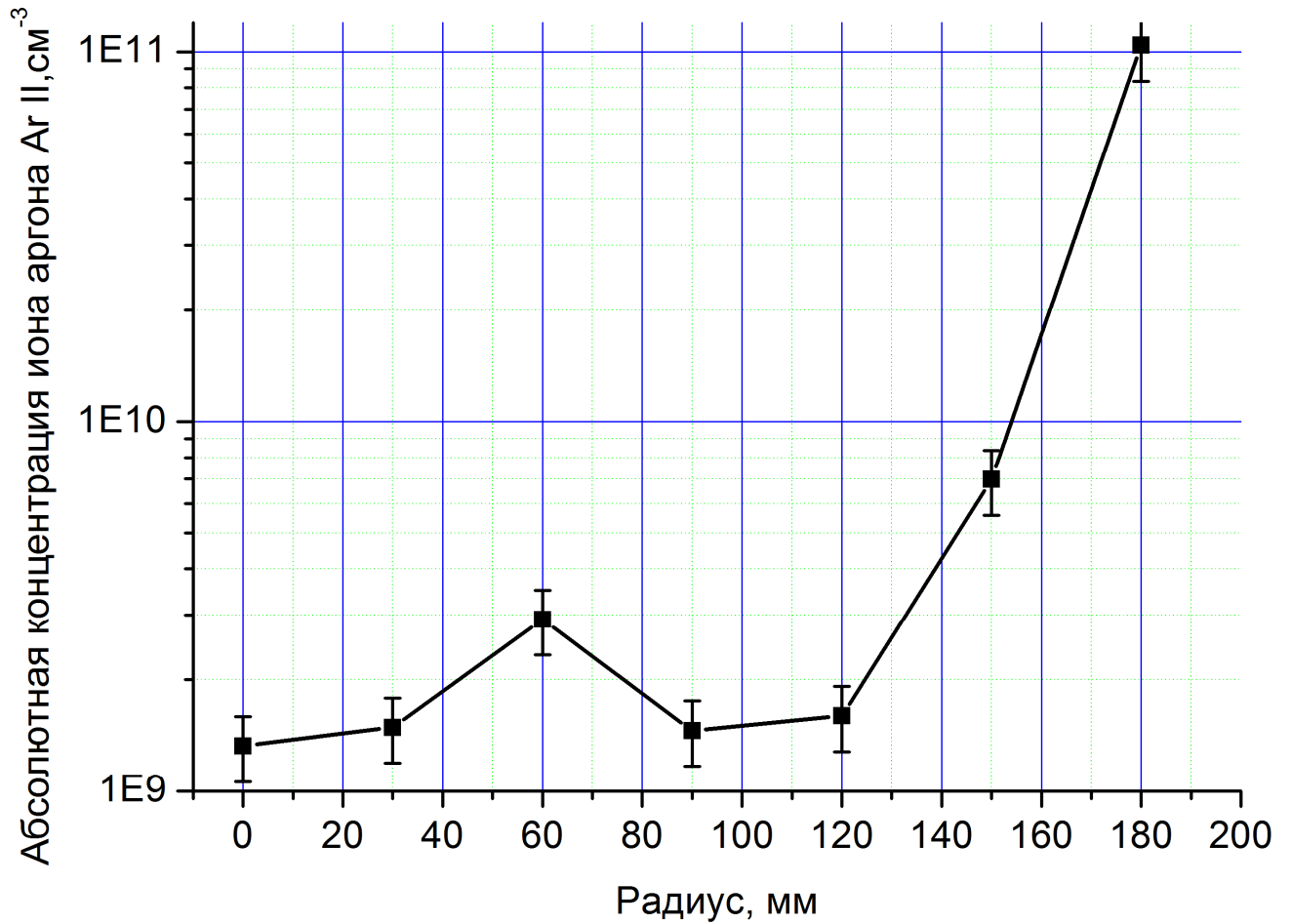


Рис. 4.10. Радиальное распределение концентрации ионов аргона при продольном вводе СВЧ мощности, в режиме с использованием пьезоклапана

## Раздел 4.2. Эксперименты по измерению концентрации ионов ксенона Хе II методами ЛИФ

Ксенон является тяжелым инертным газом. Наиболее часто он применяется в космической технике, в качестве рабочего газа электроракетных установок, так же существуют предложения по использованию его в радиационно-улучшенных режимах ИТЭР. Таким образом, исследования методов диагностики параметров атомов и ионов ксенона в плазменных установках различного типа являются актуальными и востребованными в настоящее время. В рамках данной работы были проведены измерения концентрации однократно заряженных ионов ксенона Хе II в плазме открытой ловушки. При измерениях концентрации ксенона методика эксперимента оставалась той же, что и при экспериментах на аргоне, за тем исключением, что для работы в более стабильных условиях измерения проводились в диапазоне времени разряда 400мс-550мс. Подача газа осуществлялась с торца установки.

Была выбрана схема энергетических уровней для ХеII (см. рис. 4.11) которая использует переход с  $\lambda_L = 547.3$  нм для накачки лазерным излучением верхнего уровня схемы из метастабильного уровня. Для наблюдения флуоресцентного излучения используется переход с  $\lambda_{FLU} = 484.4$  нм.

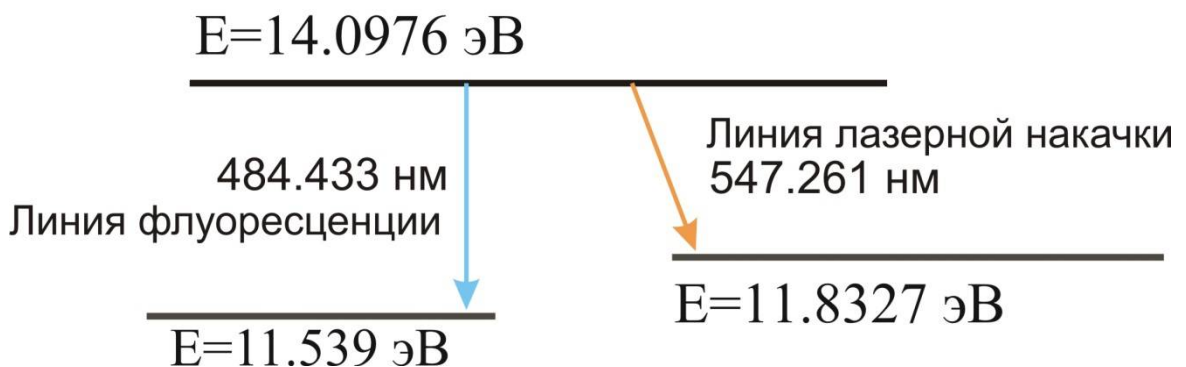


Рис. 4.11. Схема ЛИФ для иона ксенона Хе II

Данные по температуре электронов были получены методом ленгмюровских зондов (рис. 4.12). Ниже приведены результаты измерения ЛИФ

сигналов. В результате проведенных экспериментов были получены сигналы ЛИФ и рассчитаны концентрации Хе II (рис. 4.13).

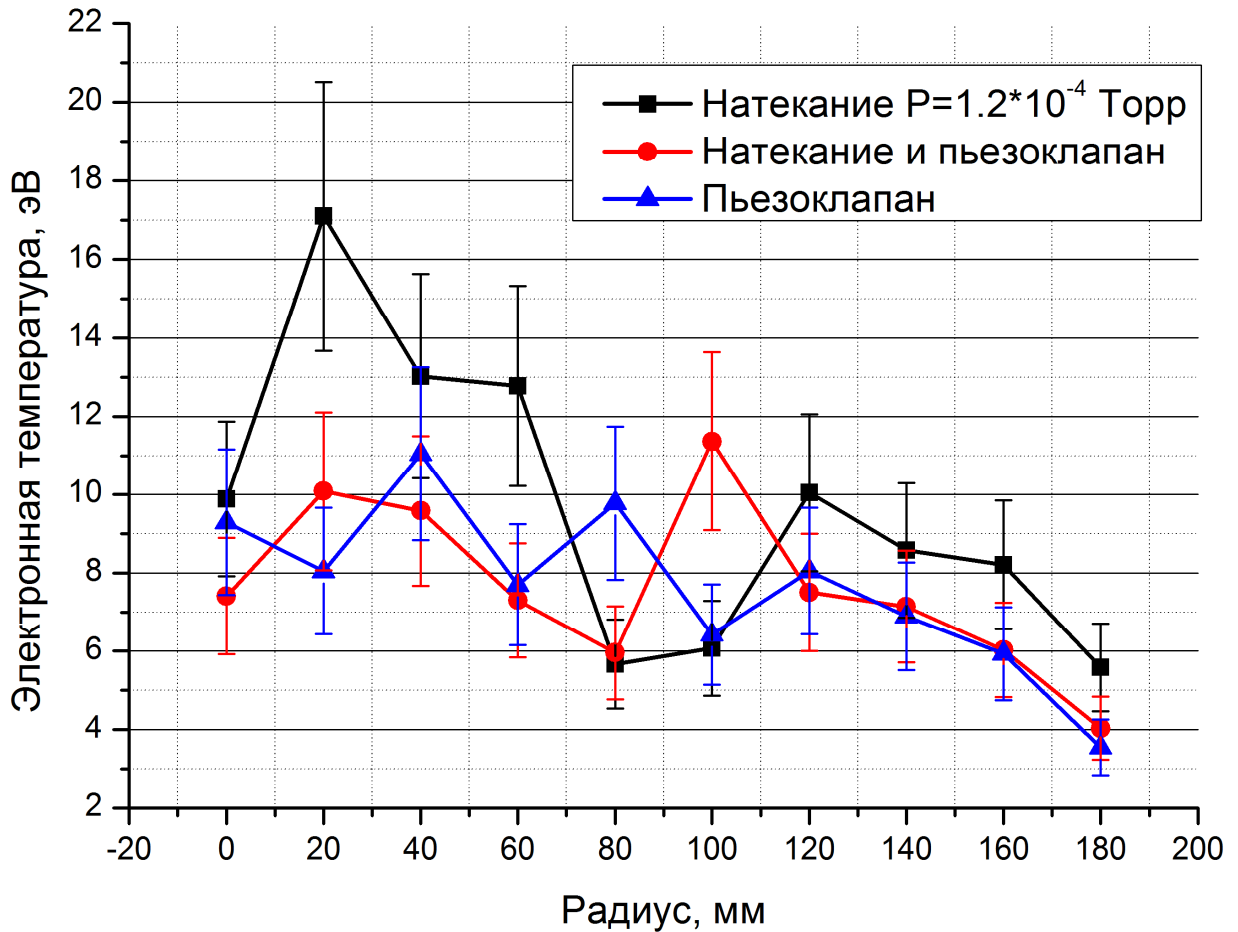


Рис. 4.12. Радиальное распределение электронной температуры для плазмы ксенона

Максимальная концентрация составила  $N=5.2\pm 1.0\cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$  в точке 120 мм, а минимальная  $N=2\pm 1.0\cdot 10^7$  на периферии. В центре концентрация составляет  $N=4\pm 1.0\cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$ . Концентрация Хе II заметно ниже концентрации ионов аргона в одинаковых условиях [15]. Возможно, это связано с тем, что потенциал ионизации иона Хе II составляет примерно 21 эВ, а Хе III — 32 эВ, таким образом, можно видеть, что при температурах в экспериментах с ксеноном в 12–14 эВ концентрация ионов Хе III, действительно, должна быть преобладающей.

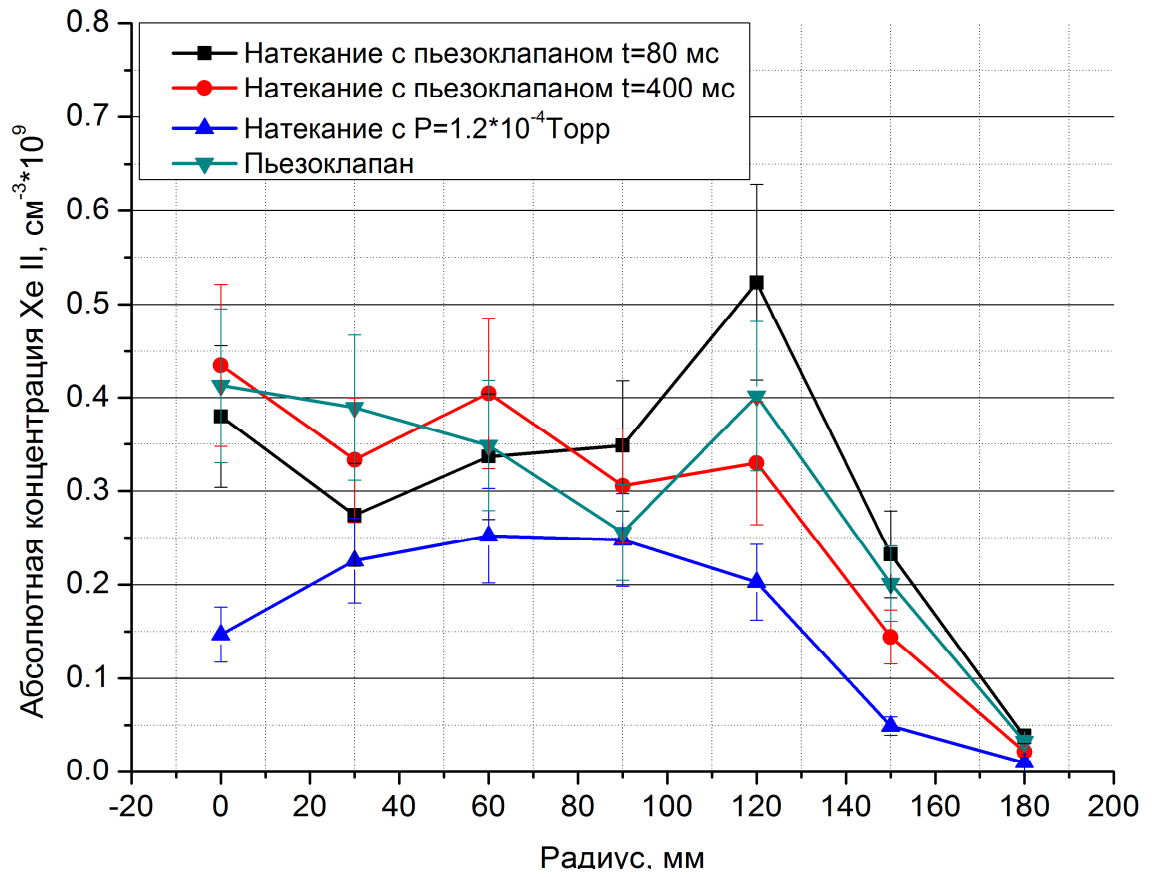


Рис. 4.13 Радиальное распределение концентрации иона ксенона Хе II



### Раздел 4.3. Применение метода ЛИФ для диагностики неона

Метод ЛИФ возможно применять не только для диагностики ионов. Концентрация нейтральных частиц так же является важной характеристикой плазмы, показывая степень ионизация, границы плазмы, а так же характеризуя процессы резонансной перезарядки. В связи с достаточно высокой температурой электронов в открытой ловушке ПС-1 для демонстрации методики был выбран газ неон. Потенциал ионизации неона составляет 21.56 эВ, в то время как потенциал ионизации аргона равен 15.75 эВ. Это приводит к увеличению количества нейтралов в установке при использовании неона в качестве рабочего газа, что упрощает его обнаружение.

Таким образом, видно, что накачка излучения и наблюдение флуоресцентного сигнала происходили в дальней части видимого диапазона ближе к красной области спектра, что упрощало техническую реализацию эксперимента и позволяло использовать имеющееся оборудование. В том случае если бы подобный эксперимент проводился для нейтральных атомов аргона, пришлось бы использовать накачку излучения и наблюдение ЛИФ сигнала в области ближнего ИК, что было бы не оптимального с точки зрения использованной аппаратуры. Это связано как с особенностями использованного лазерного комплекса, так и применяемых ФЭУ.

Для ЛИФ методики по измерению концентрации атомов Ne I была выбрана следующая схема энергетических уровней (см. рис 4.14).

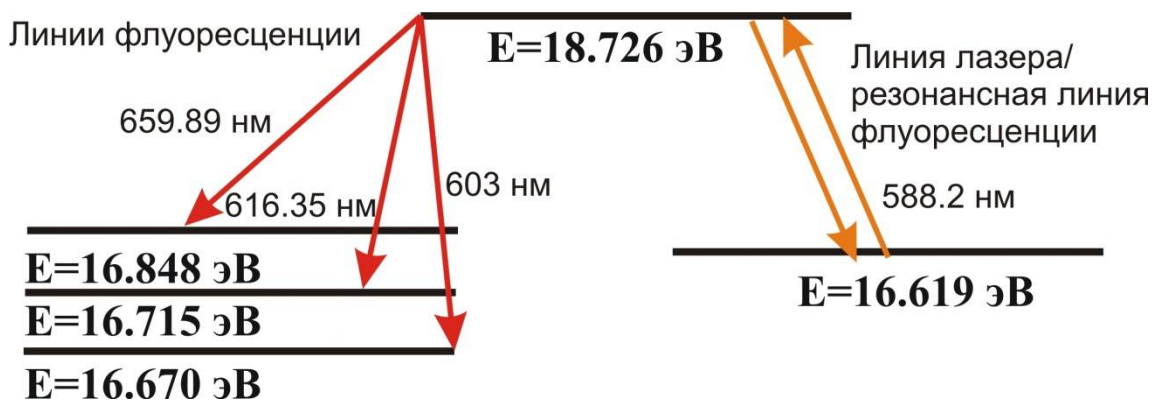


Рис. 4.14. Схема ЛИФ для атома неона

Накачка проводится из метастабильного состояния на линии  $\lambda_{\text{LASER}} = 588.2$  нм, а регистрация флуоресцентного сигнала ведется на 4-х линиях:  $\lambda_{\text{FLU}} = 603.0$  нм,  $\lambda_{\text{FLU}} = 616.4$  нм  $\lambda_{\text{FLU}} = 659.9$  нм а также на резонансной линии  $\lambda_{\text{FLU}} = \lambda_{\text{L}} = 588.2$  нм.

Данные по электронной температуре получены методом ленгмюровских зондов (см. рис 4.15).

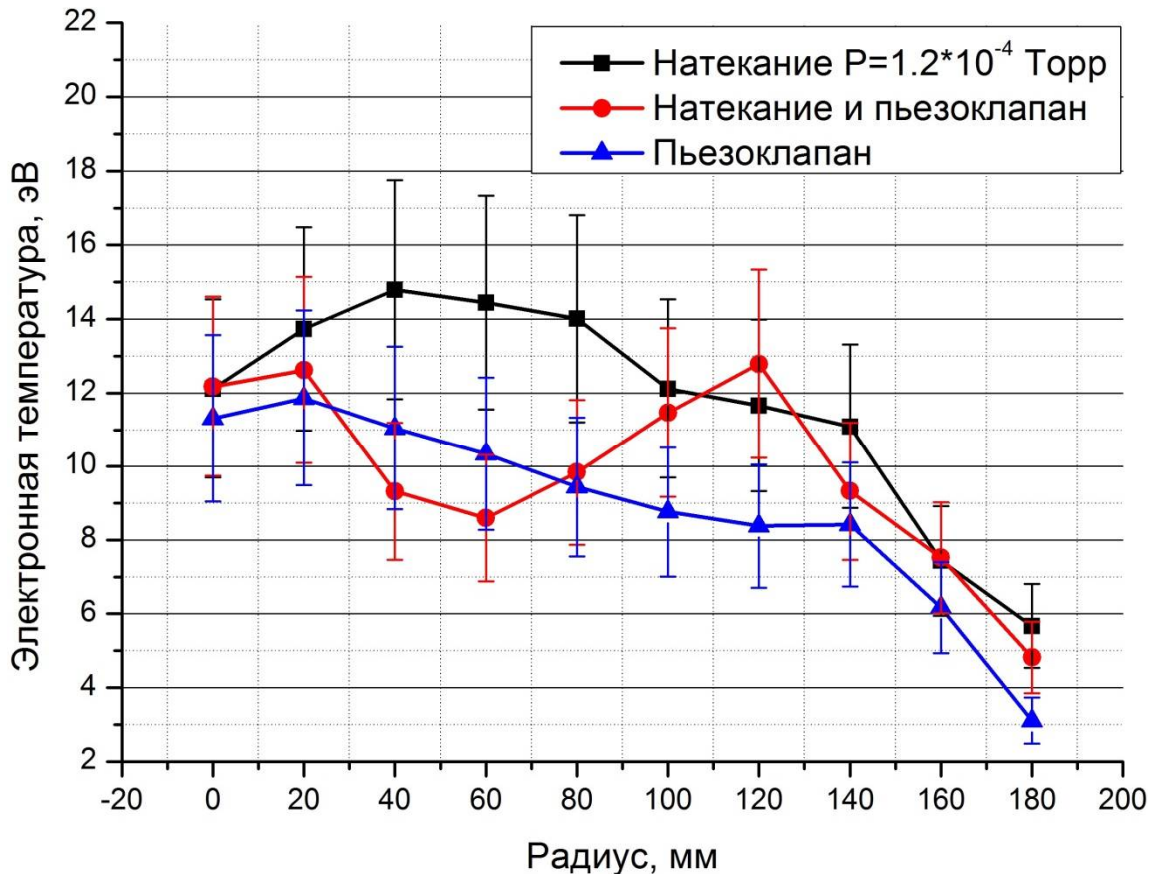


Рис. 4.15. Радиальное распределение электронной температуры для плазмы неона

Был проведен анализ наиболее подходящей для наблюдения линии флуоресценции (см.рис 4.16). Измерения проводились с целью выбора оптимальной линии наблюдения, а также верификации результатов. Экспериментальные данные получены при следующем режиме работы установки: фоновое давление  $P=1.1 \cdot 10^{-4}$  Торр, ток катушек  $I_{\text{кат}}=1.2$  кА, вводимая мощность  $W=9$  кВт, время измерения от начала импульса  $\Delta t=200$ мс.

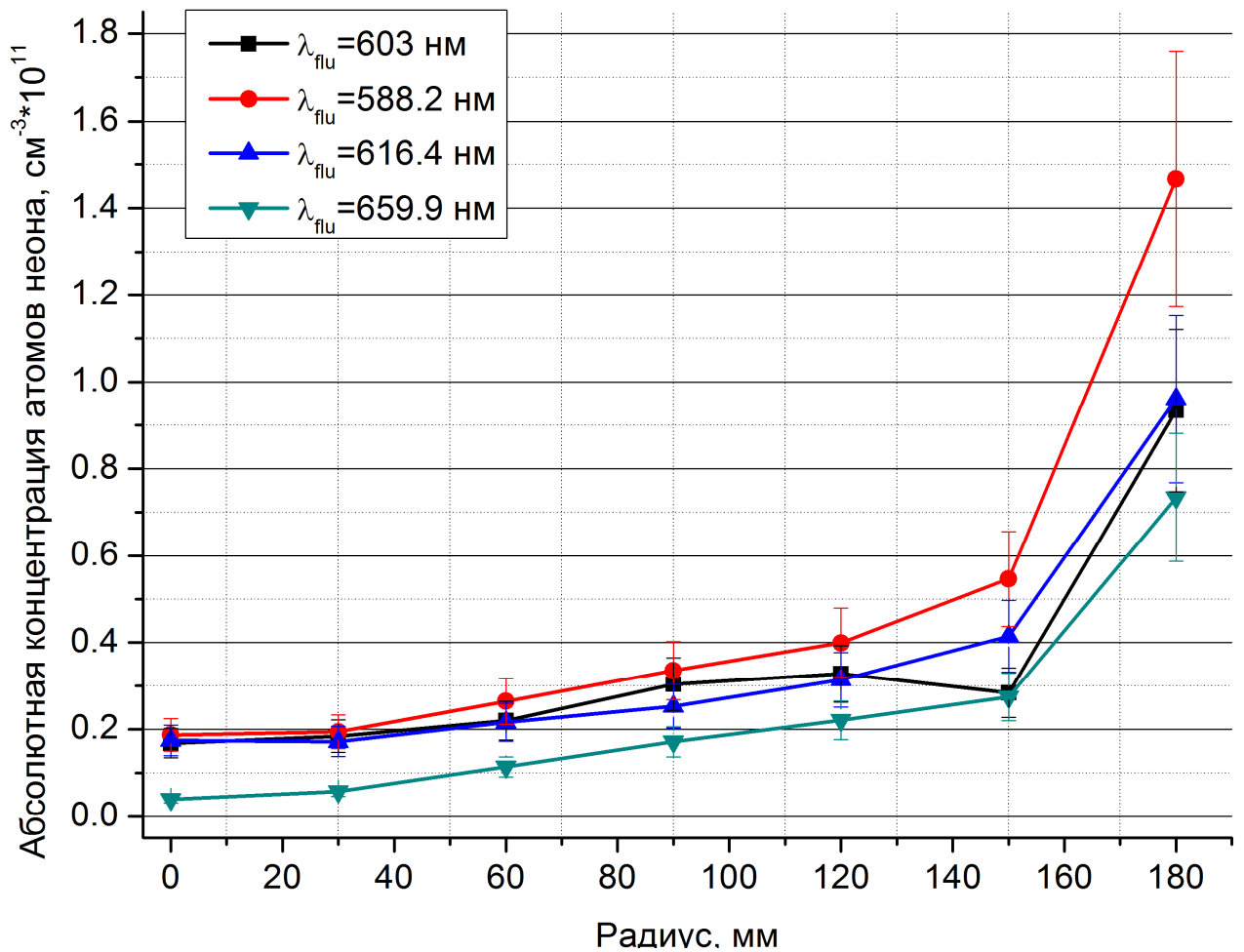


Рис. 4.16. Радиальные распределения концентрации атомов неона, полученные при регистрации различных линий флуоресценции

Максимальные концентрации атомов неона, ожидаемо, зафиксированы на периферии установки, что связано как с падением электронной температуры к стенке установки, так и с наличием у стенки холодного нейтрального газа. Максимальные концентрации (см. рис. 4.17) зафиксированы на точке 180 мм и составляют  $N=2.0\pm 0.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ , минимальные концентрации зафиксированы в центральной области плазмы и составляют  $N=1\pm 0.2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ . Можно отметить скачки концентрации в диапазоне от 60 мм до 120 мм. По всей вероятности, изменения концентрации нейтральных атомов Ne I связано со скачками температуры электронов, которые достаточно хорошо коррелируют друг с другом. Изменение температуры электронов, очевидно, приводит к изменению

константы скорости реакции ионизации и напрямую влияет на концентрацию нейтральных частиц в плазме.

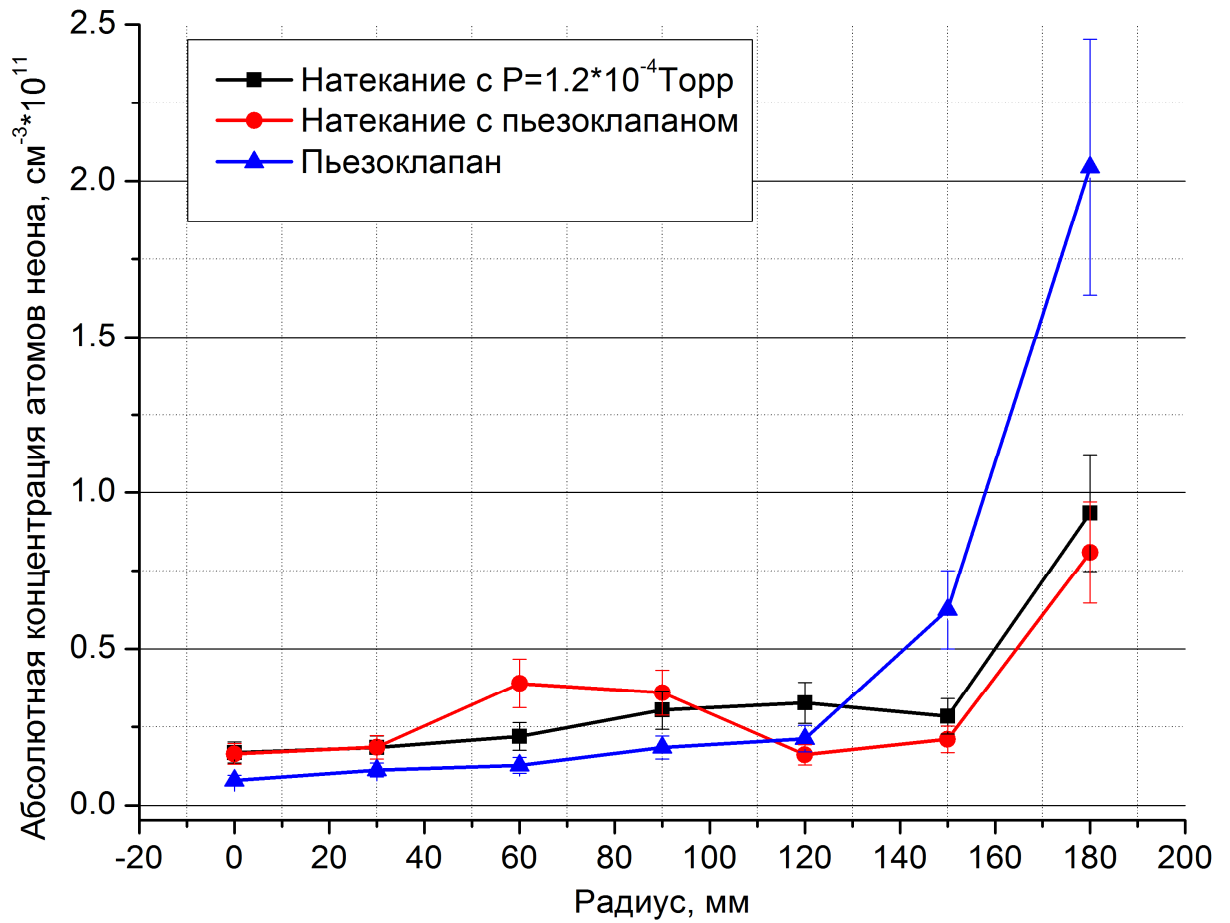


Рис. 4.17 Радиальные распределения концентрации атомов неона

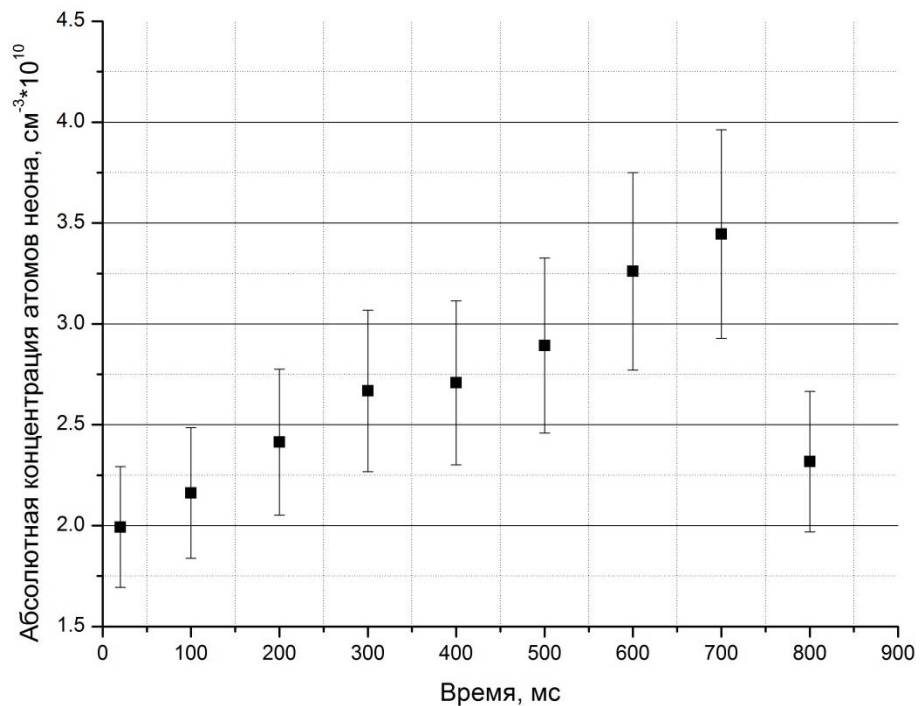


Рис. 4.18 Временная зависимость концентрации атомов неона на оси установки.

#### **Раздел 4.4. Эмиссионная спектроскопия как вспомогательная часть оптических диагностик**

ЛИФ диагностика являлась основной методикой в описываемых экспериментах на установке ПС-1. Эмиссионная спектроскопия играет важную вспомогательную роль для мониторинга разрядов, оценки яркости линий, получения радиальных распределений, оценки степени ионизации и изменения пропускания оптического тракта путём использования линий инертных газов, например аргон используется в качестве рабочего газа в плазмохимических реакторах [64].

Применение на физических установках оптических диагностик, таких как эмиссионная спектроскопия, томсоновское рассеяние и лазерная флуоресценция, может быть осложнено деградацией оптических внутрикамерных элементов (оптические окна, зеркала, призмы и пр.). Для решения данной проблемы должна проводиться оценка ухудшения пропускания оптического тракта диагностической системы в ходе эксплуатации установки. В работе предложен метод оценки ухудшения пропускания оптического тракта, основанный на измерении интенсивности спектральных линий. Принципы методики были продемонстрированы на плазменной установке ПС-1.

Наиболее сложной задачей при использовании оптических систем диагностики является оценка параметров внутрикамерных элементов (оптические окна, зеркала, призмы и пр.) при длительной работе установки. Эта проблема связана со сложностью разгерметизации установки с целью измерения деградации оптического тракта (особенно для больших установок). Характерным рабочим диапазоном для эмиссионной спектроскопии является область  $200 \text{ нм} < \lambda < 1000 \text{ нм}$ , поэтому оценку параметров оптического тракта требуется проводить в широком спектральном диапазоне. Если система сбора излучения содержит элементы, расположенные внутри вакуумной камеры (например, оптические окна, зеркала, призмы и др.), то радиационное воздействие, плазменное распыление и осаждение плёнок могут существенно изменить их оптические характеристики.

Например, осаждение плёнок оказалось серьёзной проблемой в экспериментах на установке TFTR с графитовым лимитером. При высокой мощности нагрева плазмы ошибка измерений электронной температуры методом TP превысила 25% при  $T_e = 9$  кэВ. Это явилось результатом образования углеродной плёнки на внутренней поверхности окна в ходе серии экспериментов. Для углеродных плёнок характерна сильная зависимость коэффициента пропускания  $\tau_\lambda$  от длины волны, что оказалось существенным при проведении серии измерений методом ЛИФ на гелиподобном ионе углерода  $C V$  и особенно при измерении методом ОЭС в разрядах с графитовым лимитером на токамаке T-10 [9]. Оценка состояния оптического тракта диагностической системы являлась одной из задач диссертации и представлена в работе [65]. Для оценки состояния оптического тракта был предложен метод использования регистрации интенсивности двух и более спектральных линий конкретного энергетического уровня. Фактически рассматривается методика, использованная в работе [9], поскольку речь идёт о регистрации излучения разрядов плазменной установки. При разработке методики учитывались возможность проведения оценки пропускания оптических элементов в широком спектральном диапазоне и слабая зависимость результатов от параметров исследуемых разрядов. Для подтверждения работоспособности предложенного в настоящей статье метода и уточнения полученной с его помощью спектральной характеристики аппаратуры, применяемой для ОЭС, используется метод рэлеевского рассеяния.

Демонстрация возможности предложенной методики было проведено на установке ПС-1. Плазма создавалась вводом СВЧ-мощности в условиях электронного циклотронного резонанса, длительность разряда варьировалась в пределах 1—20 с.

Основным рабочим газом установки являлся аргон, поэтому все спектроскопические измерения были проведены на линиях атома Ar I и иона Ar II. Интерес к аргону связан, в частности, ещё и с тем, что этот газ наиболее часто применяется на плазменных установках, связанных с разработкой и применением плазменных технологий.

Спектроскопические измерения были проведены через зазор в диверторных катушках перпендикулярно оси установки, в этой же плоскости располагался передвижной одиночный ленгмюровский зонд для измерения температуры и плотности электронов плазмы, а также СВЧ-интерферометр, и раструб СВЧ антенны. Система регистрации спектральных линий включает модуль пространственного сканирования, монохроматор МДР-23 со сменными дифракционными решётками. В качестве фотодетекторов были использованы фотоумножители ФЭУ 84-5 и Hamamatsu R562, сигналы регистрировались осциллографом Tektronix E-3032 с выводом на персональный компьютер. Предварительная калибровка чувствительности диагностики была проведена с помощью вольфрамовой лампы СИРШ 6-40, причём геометрия установки ПС-1 и условия её эксплуатации позволили выполнить калибровку с размещением лампы накаливания в объёме установки. Длительная эксплуатация установки приводит к образованию плёнок на оптических окнах установки, геометрия и размеры данной установки позволяют измерять пропускание окон и затем проводить их очистку. Оценка ухудшения пропускания оптического тракта основана на измерении интенсивности спектральных линий.

В основе метода относительных интенсивностей были рассмотрены процесс излучения линий с конкретного выбранного энергетического уровня и их регистрация приёмной аппаратурой. Отношение потоков регистрируемых фотонов  $S_1/S_2$ , где  $S = A_{ki}n_k$ , пропорционально отношению вероятностей спонтанных радиационных переходов  $A_1/A_2$ . В этом случае отношение измеренных сигналов  $\Phi_1/\Phi_2$  позволяет определить отношение спектральных чувствительностей всей системы наблюдения в целом  $k(\lambda) = \tau_\lambda(\lambda)R(\lambda)$ , где  $\tau_\lambda(\lambda)$  — пропускание оптического тракта на соответствующих длинах волн,  $R(\lambda)$  — спектральная чувствительность всей остальной части диагностики:

$$\frac{k(\lambda_1)}{k(\lambda_2)} = \frac{\Phi_1 A_2}{\Phi_2 A_1}. \quad (4.1)$$

Например, если требуется определить отношение коэффициентов пропускания окна как единственного элемента оптического тракта в простейшей системе

наблюдения, а калибровка аппаратуры, расположенной вне установки, проведена (известно отношение коэффициентов  $R(\lambda_1)/R(\lambda_2)$ ), то параметр  $\tau_\lambda(\lambda_1)/\tau_\lambda(\lambda_2)$  может быть найден по формуле

$$\frac{\tau_\lambda(\lambda_1)}{\tau_\lambda(\lambda_2)} = \frac{\Phi_1 R(\lambda_2) A_2}{\Phi_2 R(\lambda_1) A_1}. \quad (4.2)$$

Первым этапом программы ОЭС было составление групп из спектральных линий атома и ионов аргона, объединённых по номеру верхнего энергетического уровня данных линий. Для получения информации о спектральных переходах использовалась база данных NIST [56]. Длины волн отобранных линий приведены в табл. 1. Содержащийся в базе данных набор линий позволяет проводить измерения в спектральном диапазоне 250—1050 нм. Измерения методом ОЭС были выполнены с использованием всех групп линий Ar II, содержащихся в табл. 1, и линий атома аргона. Было проведено сравнение экспериментальных данных (значений  $k(\lambda_1)/k(\lambda_2)$ ) и соответствующих значений, полученных при калибровке с помощью вольфрамовой лампы СИРШ 6-40 № 208 03.84.. Следует отметить, что приведённая на рис. 2.13 система регистрации используется в экспериментах с применением ЛИФ и является перестраиваемой в широком спектральном диапазоне одноканальной аппаратурой. Воспроизводимость параметров разряда оценивалась исходя из данных ряда других диагностик (интерферометрия плазмы, данные о вводимой и отражённой СВЧ-мощности). Благодаря размерам установки имеется возможность оперативно снять окна и провести мониторинг их пропускания на спектрофотометре либо другим удобным способом. На ПС-1 существует независимая возможность измерять пропускание окон при помощи оптического параметрического осциллятора (ОПО) на основе Nd:YAG-лазера. Было показано, что изменение пропускания  $\tau_\lambda$  слабо зависит от серии разрядов.

В том случае, если основной задачей оценки пропускания оптического окна является мониторинг начального участка ИК-диапазона (680 нм— 860 нм) представляется возможным использовать всего две группы по три линии.



Таблица 3. Список групп линий, применяемых в работе

№	Длина волны линий в серии, нм			
1	912	966	1047	
2	801	842	978	
3	772	810	667	
4	764	801	922	
5	707	738	841	
6	715	747	841	
7	697	727	787	826
8	461	611		
9	443	668		
10	425	664		
11	459	617		
12	488	624		
13	379	488		
14	440	595	811	838
15	250,9	525,5	335,2	
16	348	272,5	266	
17	351,2	274,4	267,838	263,2
18	263,2	267,8	350	350,3

Так как в короткой серии экспериментов на ПС-1, проведённых с целью демонстрации методики, изменение пропускания окон не происходило, т.е. сохранялась интенсивность спектральных линий при фиксированных параметрах разряда, было предложено продемонстрировать работоспособность методики, измерив относительную спектральную чувствительность всего измерительного тракта диагностики. Соответствующая зависимость отношений интенсивности спектральных линий, а значит, следуя формуле (4.1), и чувствительности  $k(\lambda)$  от длины волны показана на рис. 4.18 и 4.19. Измерены интенсивности спектральных линий 696—727—772 нм и 706—738—840 нм. Для технической реализации мониторинга спектральной характеристики оптического тракта в заданном спектральном диапазоне необходимо применение многоканального фильтрового полихроматора. В табл. 3 указаны длины волн линий, объединённых по уровням, с которых происходит распад.

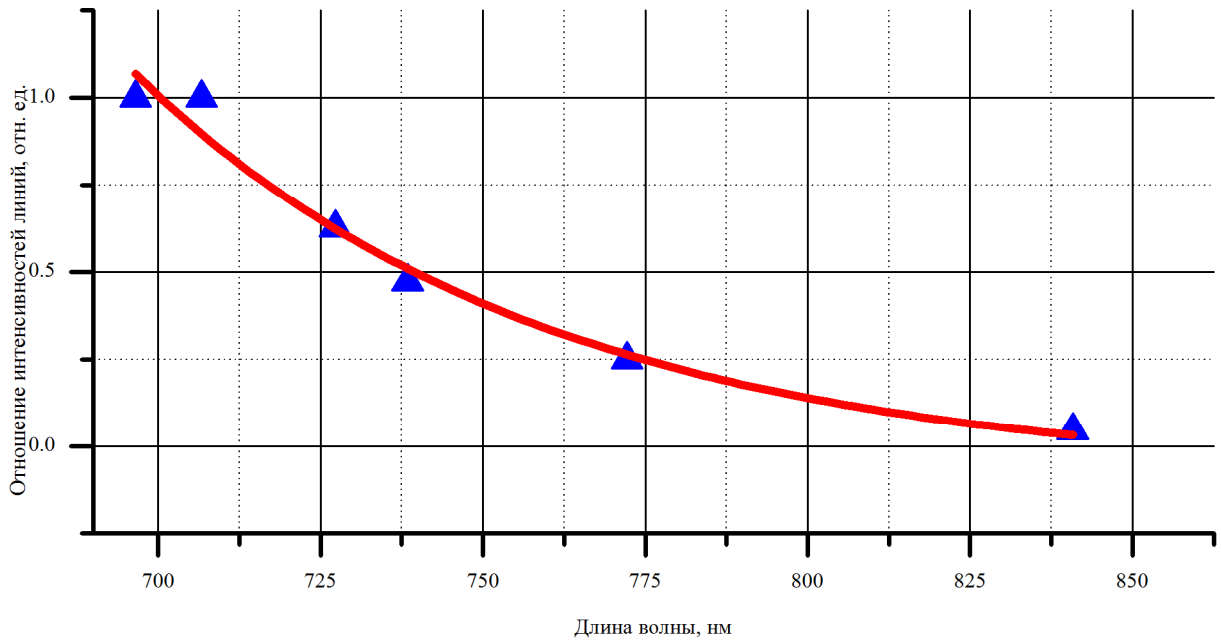


Рис.4.18. Зависимость отношений интенсивности линий Ag II от длин волн для диапазона 680-840 нм

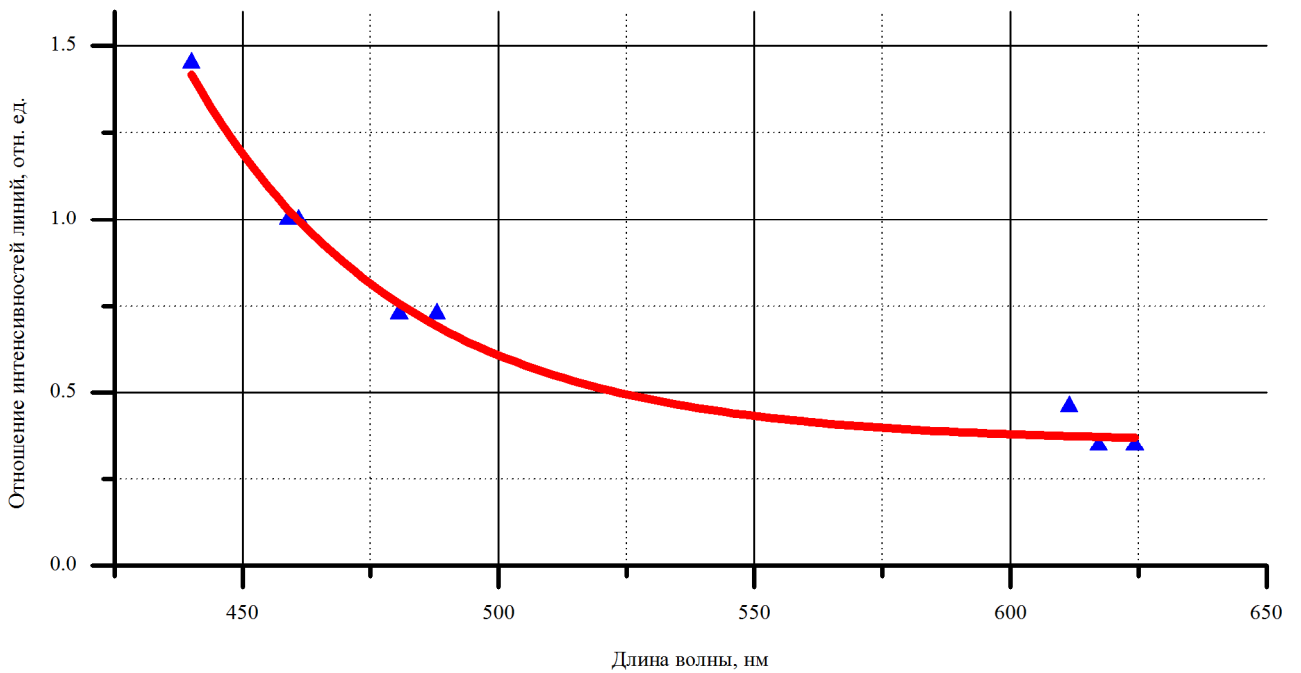


Рис.4.19. Зависимость отношений интенсивности линий Ag II от длин волн для диапазона 440-640 нм

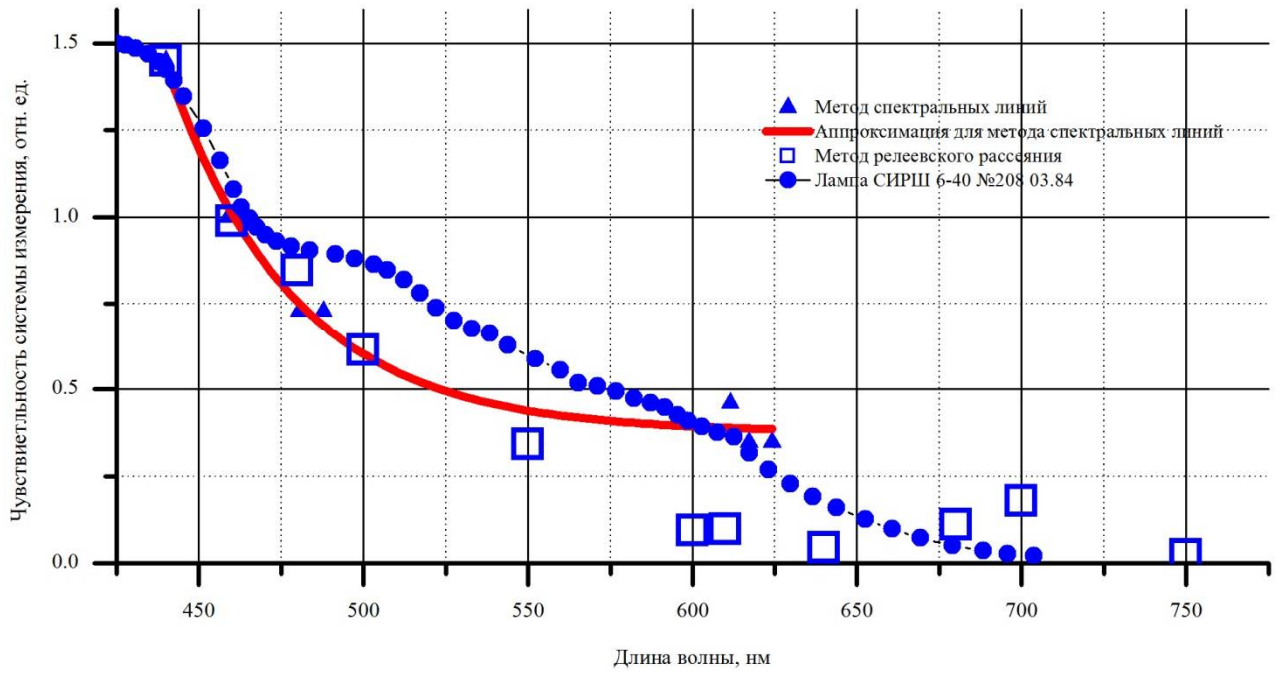


Рис.4.20. Относительная чувствительность системы пропускания.

На установке ПС-1 была продемонстрирована методика измерений спектральной чувствительности оптической системы путём регистрации интенсивности наборов спектральных линий. Результаты этих измерений согласуются с данными, полученными с помощью рэлеевского рассеяния (рис. 4.20).

## Заключение

1. Создана универсальная автоматизированная диагностическая система для измерения параметров плазмы в системах с магнитной термоизоляцией, работающая в широком диапазоне длин волн в импульсно-периодическом режиме.
2. Проведена серия измерений в системах с магнитной термоизоляцией. Некоторые использованные спектроскопические схемы были применены впервые.
3. Методом ЛИФ получены в измерениях на установке ПС-1 детальные пространственно-временные значения абсолютной концентрации ионов аргона, ксенона и атомов неона. Значения получены за один импульс зондирующего излучения без сканирования линии поглощения.
4. Представлены расчетные модели для атома неона NeI, иона аргона ArII и иона ксенона XeII.
5. Показано, что в определенных условиях существует возможность измерения локальных значений электронной температуры по отношению интенсивностей двух линий флуоресценции.

Автор выражает глубокую благодарность своему научному руководителю Москаленко И.В. за помощь в написании диссертации, полученные навыки самостоятельной работы и постановки эксперимента. Особую благодарность автор выражает Молодцову Н.А. за полученные инженерные навыки, Щеглову Д.А., Кукушкину А.Б., Шуваеву Д.А. и Кошелеву К.Н. за полученные теоретические знания и помощь при работе с диссертацией. Отдельно автор благодарит Жильцова В.А., Брагина Е.Ю. и Янченкова С.В. за непосредственную помощь в проведении экспериментов и эксплуатации установки ПС-1. Автор выражает благодарность Кулыгину В.М., Спицыну А.В., Калинин Ю.Г., Арсенину В.В., Зубореву В.Ф., Сухову А.Е., а также всему коллективу установки ПС-1 и всем помогавшим автору в его работе.

**Список литературы**

1. Москаленко И. В., Щеглов Д. А. Лазерная флуоресценция в диагностике высокотемпературной плазмы. Состояние и перспективы // В сб.: Диагностика плазмы. под ред. М.И. Пергамента. М.: Энергоатомиздат. 1990. вып. 7. с. 5-56.
2. Князев Б. А. Эксперименты с применением метода резонансной флуоресценции для диагностики плазмы // Препринт ИЯФ 78 - 103, Новосибирск. 1978. с. 32.
3. Летохов В. С. Чеботаев В. П., Принципы нелинейной лазерной спектроскопии, Москва, 1975.
4. Менкке Г., Менке Л., Введение в лазерный микроспектральный анализ, пер. с немецкого, Москва, 1968.
5. Berezkin A. V., Bragin E. Yu., Zhil'tsov V. A., Kulygin V. M., Yanchenkov S. V. Experimental investigation of plasma flows in open trap with toroidal diverter under ECR discharge // Physics of Atomic Nuclei, 2015, Vol. 78, No. 10, pp. 1120–1127.
6. Kosarev P. M., Molodtsov N. A., Moskalenko I. V., Shuvaev D. A., Skovoroda A. A., Spitsyn A. V., Yanchenkov S. V., and Zhil'tsov V. A. High ionized large volume microwave argon plasma for energetic H<sup>+</sup> ion neutralization // 30th EPS Conference on Contr. Fusion and Plasma Phys. St. Petersburg. ECA. 7-11 July 2003. v. 27A, p. 3-218.
7. Moskalenko I. V., Vetrov S. I., Molodtsov N. A., Shuvaev D. A., Shcheglov D. A. Development of Laser-Induced fluorescence system for diagnosing of ITER divertor plasmas // Plasma Devices and Operations. 2004. v. 12, No. 4, p. 1-20.
8. Elern A., Hintz E., Schweer B. Measurement of the velocity distribution of metal atoms sputtered by light and heavy particles // J. Nucl. Mat. 1978. v.76/77, p. 143-148.

9. Moskalenko I. V., Shcyeglov D. A. The use of the laser induced fluorescence method in the study of helium-like carbon ions in a tokamak plasma // Nuclear Fusion. 1988. v. 28, No 1. p. 169-171.
10. Schweer B., Bogen P., Hintz E., Rusbüldt D., Goto S., Steuer K. H. Application of laser-induced fluorescence to the measurement of the release, the transport and the ionization of Ti-atoms at the ASDEX divertor plates // Journ. Nucl. Mat. 1982. v.111/112, p. 71-74.
11. Раздобарин. Г. Т., Фоломкин И. П. Диагностика плазмы методом рассеяния на атомах // ЖТФ. 1979. т.49, № 7. с. 1353–1372.
12. Physics of Plasma-Wall Interactions in Controlled Fusion. Edited by D.E. Post, R.Behrish. NATO ASI Series. Series B: Physics Vol.131., Plenum Publishing Corporation, 1986, p. 211-280.
13. Hintz E. Plasma boundary diagnostics by laser induced fluorescence // Physica Scripta. 1982. v. T2/2, p. 454-458.
14. Bogen P., Schweer B., Ringler H., Ott W. Measurement of sputtered Mo-atom densities in front of the W-VIIA beam dump by fluorescence spectroscopy // Nucl. Mat. 1982. v.111/112, p. 67-70.
15. Томпсон М. У. Распределение расплывённых атомов по скоростям // УФН. 1988. т. 156, вып. 3. с. 513-543.
16. Гайтлер В., Квантовая теория излучения. Пер. с англ. М.: ИЛ. 1956.
17. Боген П., Мертенс Ф. Диагностика пристеночной плазмы методом лазерной флуоресценции в ВУФ-области // В сб.: Диагностика плазмы. Под. ред. М.И.Пергамента. М.: Энергоатомиздат. 1986. вып. 5. с. 200-205.
18. Кутузов Д. С., Москаленко И. В., Брагин Е. Ю., Жильцов В. А., Янченков С. В. Измерение параметров плазмы в пробочной ловушке методом лазерно-индуцированной флуоресценции // Физика плазмы, 2018, том 44, № 9, с. 698–705.
19. Москаленко И. В., Шуваев Д. А., Щеглов Д. А. Измерения локальной электронной плотности при помощи лазерной флуоресценции // Тезисы 10-й

Российской конференции по диагностике высокотемпературной плазмы. 8-13 июля 2003. Троицк. с. 51.

20. Горюшкин Г. В., Лазаренко Ю. В., Москаленко И. В., Щеглов Д. А. Применение лазерной резонансной флуоресценции для исследования гелия в пристеночной плазме // Физика плазмы. 1986. т. 12, вып. 11. с. 1390-1393.

21. Бураков В. С., Мишаков П. Я., Науменков П. А. и др. Применение метода резонансной флуоресценции с использованием лазера на красителях в установке токамак ФТ-1 // Письма в ЖТФ. 1977. т. 26, вып. 7. с. 547-550.

22. Ларионов М. М., Раздобарин Г. Т., Фоломкин И. П. Определение локальных величин коэффициента диффузии в плазме токамака ФТ-1 // Письма в ЖТФ. 1980. т. 6, вып. 22. с. 1375-1379.

23. Razdobarin G. T., Semenov V. V., Sokolova V. V., Folomkin I.P., Burakov V.S., Misakov P.Ya., Naumenkov P.A., Nechaev S.V. Measurement of the neutral density profile in the tokamak plasma by an absolute resonance fluorescence on the  $H_{\alpha}$  line // Nucl. Fus. 1979. v. 19, No 11. p. 1439-1446.

24. Bogen P., Dreyful R. W., Lie T. Y., Langer H. Measurement of atomic hydrogen densities and velocities by laser-induced fluorescence // J. Nucl. Mater. 1982. v.111/112, p. 75-80.

25. Mertens Ph., Pospieszczyk A. Radial and spectral profiles of atomic deuterium in front of a limiter in TEXTOR 94: Results of laser-induced fluorescence at Lyman- $\alpha$  // J. Nucl. Mater. 1999. v. 266/269, p. 884-889.

26. Bogen P., Lie Y. T. Detection of atomic hydrogen by resonance fluorescence using two-step excitation with  $L_{\alpha}$  and  $H_{\alpha}$  radiation // J. Nucl. Mater. 1980. v. 93/94, p. 363-367.

27. Muraoka K., Shinkawa T., Maeda M., Sudo S., Obiki T. Application of two-photon excited LIF to atomic hydrogen measurements in edge region of high temperature plasmas on Heliotron E // International symposium on LAPD; Bad Honnef (Germany); 19-23 Aug 1991, p. 59-62.

28. Grahom W. G., Burns B. F. et al. //Proc. 5 th Symposium on LAPD Bad-Honnef. 1991. p. 248-253.



29. Okada T., Kumudini K. A., Nakata Y., Maeda M. Laser spectroscopic diagnostics of pulse-laser deposition process for high- $T_c$  films // Proc. 6<sup>th</sup> Intern. Symposium on Laser-Aided plasma diagnostics. Bar-Harbor. USA. 1993. p. 239-244.
30. Bathgate S. N., Bilek M. M. M., Mckenzie D. R. Electrodeless plasma thrusters for spacecraft: a review // Plasma Sci. Technol., vol. 19, (2017), 083001, (24pp)
31. Жильцов В. А., Кулыгин В. М. Термояд и космос // ВАИТ. Сер. Термоядерный синтез, 2018, т. 41, вып. 3
32. Squire J. P. *et al.* Direct measurements of classical and enhanced gradient-aligned cross-field ion flows in a helicon plasma source using laser-induced fluorescence // Proc. 52nd AIAA/SAE/ASEE Joint Propulsion Conf. ,2016, (Salt Lake City, UT)
33. Biloiu C., Sun X., Choueiri E. Evolution of the parallel and perpendicular ion velocity distribution functions in pulsed helicon plasma sources obtained by time resolved laser induced fluorescence // Plasma Sources Sci. Technol., vol.14 (2005), 766–776
34. Tanida Y., Kuwahara D., Shinohara S. Spatial profile of ion velocity distribution function in helicon high-density plasma by laser induced fluorescence method. // IEPS-2015-323/ISTS-2015-b-323, Joint Conference of 30th ISTS, 34th IEPC and 6th NSAT, Kobe-Hyogo, Japan, July 4 – 10, 2015
35. Elias P.-Q., Jarrige J., Cucchetti E., Packan D. Full Ion Velocity Distribution Function measurement in an Electric Thruster, using LIF-based tomographic reconstruction // IEPS-2015-235/ISTS-2015-b-235, Joint Conference of 30th ISTS, 34th IEPC and 6th NSAT, Kobe-Hyogo, Japan, July 4 – 10, 2015
36. Mazouffre S., Kulaev V., Luna J. P´erez, Ion diagnostics of a discharge in crossed electric and magnetic fields for electric propulsion // Plasma Sources Sci. Technol., vol. 18, (2009), 034022, (12pp)
37. Dorval N., Bonnet J., Marque J. P., Rosencher E., Chable S., Rogier F., Lasgorceix P. Determination of the ionization and acceleration zones in a stationary

plasma thruster by optical spectroscopy study: Experiments and model // *Journal of Applied Physics* 91, 4811 (2002).

38. Chakraborty Thakur S., Adriany K., Gosselin J. J., McKee J., Scime E. E., Sears S. H., Tynan G. R. Laser induced fluorescence measurements of axial velocity, velocity shear, and parallel ion temperature profiles during the route to plasma turbulence in a linear magnetized plasma device // *Review of Scientific Instruments* 87, 11E513 (2016).

39. Spektor R., Diamant K. D., Beiting E., Raites J.Y., Fisch N. J. Laser induced fluorescence measurements of the cylindrical Hall thruster plume // *Phys. of Plasm.*, vol. 17, (2010), 093502

40. Yang J., Yokota S., Kaneko R. Diagnosing on plasma plume from xenon Hall thruster with collisional-radiative model // *Phys. of Plasm.*, vol. 17, 103504

41. Hintz E. Plasma boundary diagnostics by laser induced fluorescence // *Physica Scripta*. 1982. v. T2/2, p. 454-458.

42. Бураков В. С., Мошкалёв С. А., Науменков П. А., Раздобарин Г. Т., Семенов В. В., Талыбов В. М., Тарасенко Н. В. Применение метода резонансной флуоресценции для диагностики плазмы вблизи стенки разрядной камеры на установке «Туман-3» // *Письма в ЖЭТФ*. 1983. т. 37, вып. 7. с. 308–310.

43. Lebedev S. V., Moshkalev S. A., Razdobarin G. T., Semenov V.V., Shakhovets K.G. Study of impurity behaviors in tokamak near-wall region by laser-induced fluorescence // *Nucl. Fusion*. 1985. v.25, No 8. p. 931–938.

44. Dullini E., Bogen P., Hintz E., Rusbüldt D., Schweer B., Goto S., Steuer K.H. Measurement of the titanium flux emitted from the divertor plates of the ASDEX tokamak using laser induced fluorescence // *Phys. Lett.* 1982. v. 88, № 1, p. 40-43.

45. Husinsky W. R., King P. W., Roberto J. B. Bull. Studies of the Cr impurities from limiter-like probe in ISX-B // *Amer. Phys. Soc.* 1980. v. 25, No 8. p. 977

46. Москаленко И. В., Берик Е. Б., Михкельсон В. Т., Щеглов Д. А. Диагностическая система для регистрации иона CV методом резонансной флуоресценции // *Письма в ЖТФ*. 1985. т. 11, вып. 6. с. 351-354.

47. Москаленко И. В., Щеглов Д. А. Применение метода резонансной флуоресценции к диагностике гелиеподобного углерода на токамаке T-10 // Препринт ИАЭ-4227/7. М. 1985. с. 21.
48. Князев Б. А., Чикунов В. В. и др. Измерение напряженности электрического поля в мегавольтном вакуумном диоде методом активной штарковской спектроскопии // Препринт ИЯФ 90-148. Новосибирск. 1990. с. 12.
49. West W. P., McChesney J., Thomas M. K., Yang X. Z. Magnetic pitch angle measurements on TEXT using laser-enhanced attenuation of a Li beam // Rev. Sci. Instrum. 1990. v. 61, No 10. p. 2929-2935.
50. Gelbwachs J. A. Impurity monitoring by laser induced fluorescence technique // Rev. Sci. Instrum. 1985. v. 56, No 5. Part II. p. 1000-1005.
51. Москаленко И. В., Шуваев Д. А., Щеглов Д. А. Разработка столкновительно-излучательных моделей для иона Ar II и атома гелия. Применение их для интерпретации данных, полученных методами эмиссионной и лазерной спектроскопии // Тезисы XVII Конференции Фундаментальная Атомная Спектроскопия. 2003. с. 79.
52. Arsenin V.V., Dlougach E.D., Kulygin V.M., Kuyanov A. Yu., Skovoroda A. A., Timofeev A. V., Zhil'tsov V. A., Zvonkov A. V. The EPSILON experimental pseudo-symmetric trap // Nuclear Fusion, 2001, vol. 41, № 7, p. 945.
53. Hamamatsu Photomultiplier Tubes (Hamamatsu Photonics, Electron Tube Center, Hamamatsu, 1991), pp. 46, 47, 77.
54. Вайнштейн Л. А., Собельман И. И., Юков Е. А. Возбуждение атомов и уширение спектральных линий // М.: Наука, 1979
55. Ballance C. P., Ludlow J. A., Pindzola M.S., Loch S.D. Electron-impact ionization of ground and metastable neon // Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., vol. 42,(2009), 175202, (6pp)
56. National Institute Of Standards And Technology, Atomic Spectra Database, <https://www.nist.gov/pml/atomic-spectra-database>

57. Moskalenko I. V., Shuvaev D. A. Development of a collisional radiative model for interpreting the spectroscopic measurements of ArII line emission // *Plas. Phys. Rep.* 2003, vol. 29, № 11, p. 978-982.
58. Gupta S., Sharma L., Srivastava Rajesh Electron-impact excitation of  $Xe^+$  and polarization of its subsequent emissions // *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, vol. 219 (2018) 7–22
59. Hershkowitz N., Yip C.S., Severn G.D. Experimental test of instability enhanced collisional friction for determining ion loss in two ion species plasmas // *Phys. of Plasm.*, vol. 18, (2011), 057102
60. Spektor R., Diamant K. D., Beiting E. J., Raitses Y., Fisch N. J. Laser induced fluorescence measurements of the cylindrical Hall thruster plume // *Phys. of Plasm.*, vol. 17, (2010), 093502
61. Krivoruchko D. D., Skrylev A. V. Investigation of excited states populations density of Hall thruster plasma in three dimensions by laser-induced fluorescence spectroscopy // *IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series* 946 (2018) 012161
62. Phillips Mark H., Anderson L. W., and Chun C. Lin. Electron excitation cross sections for the metastable and resonant levels of  $Ne(2p53s)$  // *Phys. Rev. A*, vol. 32, (1985), № 4, 2117-2127
63. Borthwick I. S., Paterson A. M., Smith D. J. The application of CW laser collisionally induced fluorescence modelling to determine neon excited-state electron collisional rate coefficients // *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, vol. 33(2000) 4513–4524.
64. Битюрин В. А., Григоренко А. В., Ефимов А. В., Климов А. И., Коршунов О. В., Кутузов Д.С., Чиннов В. Ф. Спектральный и кинетический анализ газоразрядной гетерогенной плазмы в потоке смеси Al, H<sub>2</sub>O, Ar // *Теплофизика высоких температур*, 2014, том 52, № 1, с. 3–13
65. Кутузов Д.С., Щеглов Д.А., Молодцов Н.А. Применение эмиссионной спектроскопии для оценки изменения пропускания оптического тракта из-за деградации внутрикамерных элементов плазменных установок // *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*, 2019, т. 42, вып. 1.