

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ  
ИНСТИТУТ ПРОБЛЕМ МЕХАНИКИ ИМ. А.Ю. ИШЛИНСКОГО  
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

ЛАВРЕНТЬЕВ СЕРГЕЙ ЮРЬЕВИЧ

**ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В НЕПРЕРЫВНОМ И ИМПУЛЬСНО-  
ПЕРИОДИЧЕСКОМ ОПТИЧЕСКИХ РАЗРЯДАХ**

01.02.05 – механика жидкости, газа и плазмы

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
доктор физ.-мат. наук,  
Якимов М.Ю.

Москва 2021

## ОГЛАВЛЕНИЕ

<b>ВВЕДЕНИЕ .....</b>	<b>5</b>
<b>ГЛАВА 1. САМОИНДУЦИРОВАННЫЕ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ ПОТОКИ И УСТОЙЧИВОСТЬ НЕПРЕРЫВНЫХ И ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКИХ ОПТИЧЕСКИХ РАЗРЯДОВ.....</b>	<b>13</b>
1.1 Введение .....	13
1.2 Первые исследования оптических разрядов, получаемых с помощью лазеров большой мощности .....	14
1.3 Применения оптических разрядов большой мощности .....	16
1.4 Новый этап исследований оптических разрядов.....	18
1.5 Современные приложения оптических разрядов.....	22
1.6 Нестабильности оптических разрядов .....	25
1.6.1 Термогравитационная конвекция в оптических разрядах .....	25
1.6.2 Возбуждение акустических колебаний.....	29
1.6.3 Квазистационарные газовые потоки, генерируемые импульсно-периодическими оптическими разрядами .....	29
1.7 Выводы к первой главе .....	35
<b>ГЛАВА 2. МЕТОДЫ ОРГАНИЗАЦИИ НЕПРЕРЫВНЫХ И ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКИХ ОПТИЧЕСКИХ РАЗРЯДОВ В ПЛАЗМЕННЫХ ИСТОЧНИКАХ ИЗЛУЧЕНИЯ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ СХЕМАХ .....</b>	<b>37</b>
2.1 Метод поддержания НОР и ИПОР в области пересечения двух скрещенных лазерных лучей.....	40
2.2 Лазерно-плазменный источник широкополосного излучения высокой яркости ЛПИ-50 [79]. .....	43
2.3 Поддержание комбинированного ИПОР диодными лазерами с оптоволоконным выходом [78].....	45
2.4 Импульсно-периодический оптический разряд с накачкой фемтосекундным лазером со средней мощностью 1.25 Вт и частотой повторения до 10 кГц .....	50
2.5 Применение источника ЛПИ-50 в теновом приборе .....	56
<b>ГЛАВА 3. РЕГУЛЯРНЫЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ КОНВЕКТИВНОГО ФАКЕЛА НЕПРЕРЫВНОГО ОПТИЧЕСКОГО РАЗРЯДА.....</b>	<b>58</b>
3.1 Введение .....	58
3.2 Колебания яркости плазмы НОР.....	58

3.3 Закон подобия для частоты колебаний конвективного факела .....	66
3.4 Численное моделирование.....	69
3.4.1 Геометрия расчетной области.....	69
3.4.2 Постановка задачи и граничные условия .....	71
3.4.3 Этапы моделирования процесса .....	73
3.5 Результаты расчетов.....	75
3.6 Влияние дополнительного потока газа .....	84
3.7 Конвекция от нагретых электродов.....	86
3.8 Выводы к третьей главе .....	88
3.8.1 Частота пульсаций .....	88
3.8.2 Граница конвективного факела .....	89
<b>ГЛАВА 4. НЕУСТОЙЧИВОСТИ ИПОР, ВОЗНИКАЮЩИЕ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ РЕЗОНАНСНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ В ЗАМКНУТЫХ КОЛБАХ С КСЕНОНОМ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ.....</b>	<b>93</b>
4.1 Введение .....	93
4.2 Акустические резонансы в дуговых лампах .....	95
4.3 Методы исследования .....	96
4.4 Типы неустойчивостей ИПОР и частотные спектры возбуждаемых резонансных акустических колебаний.....	106
4.5 Анализ собственных частот.....	113
4.6 Выводы к четвертой главе .....	119
<b>ГЛАВА 5. ОБРАЗОВАНИЕ НАПРАВЛЕННЫХ ПОТОКОВ ГАЗА ПРИ ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКИМ ЛАЗЕРНОМ ПРОБОЕ ФЕМТОСЕКУНДНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ И ВЛИЯНИЕ ЭТИХ ПОТОКОВ НА УСТОЙЧИВОСТЬ РАЗРЯДА .....</b>	<b>123</b>
5.1 Введение .....	123
5.2 Плазма ИПОР.....	124
5.3 Квазистационарные потоки, генерируемые ИПОР.....	127
5.4 Условия образования квазистационарных потоков .....	133
5.5 Воздействие генерируемых потоков на ИПОР .....	134
5.6 Выводы к пятой главе .....	136
<b>ГЛАВА 6. ГЕНЕРАЦИЯ ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКИМИ РАЗРЯДАМИ ПОТОКОВ В ЖИДКОСТЯХ.....</b>	<b>139</b>

6.1 Введение .....	139
6.2 Постановка эксперимента.....	141
6.2.1 Расчет астигматизма, вносимого при смещении фокусирующей линзы ...	143
6.2.2 Оценка влияния самофокусировки.....	144
6.2.3 Поглощение несфокусированного излучения фемтосекундного лазера в жидкостях.....	147
6.3 Результаты экспериментов .....	151
6.3.1 Осевые и поперечные потоки при слабой самофокусировке .....	151
6.3.2 Осевые и поперечные потоки при доминирующем влиянии самофокусировки .....	152
6.3.3 Смещение фокуса в результате самофокусировки и поглощение в филаменте .....	155
6.4 Выводы к шестой главе.....	159
<b>ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....</b>	<b>161</b>
<b>БЛАГОДАРНОСТИ .....</b>	<b>163</b>
<b>ПУБЛИКАЦИИ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ.....</b>	<b>164</b>
<b>ЛИТЕРАТУРА.....</b>	<b>168</b>
<b>Приложение А.Феноменологический анализ процесса пульсации конвективного факела НОР .....</b>	<b>183</b>
<b>Приложение Б.Анализ данных наблюдения пульсаций конвективного факела, полученных теневым методом .....</b>	<b>189</b>
<b>Приложение В.Расчет энергетического баланса и рабочего давления в кварцевых лампах с ксеноновым наполнением, использовавшихся в экспериментах с ОР при различном давлении плазмообразующего газа .....</b>	<b>195</b>

## ВВЕДЕНИЕ

Оптические разряды (ОР), активно изучаются уже более 50 лет. В силу уникальности своих характеристик и, при наличии достаточно мощного источника лазерного излучения, простого способа реализации, ОР занимают особое место среди способов поддержания почти равновесной плазмы с высокой степенью ионизации.

С тех пор, как сравнительно недавно, в первом десятилетии этого века, была обнаружена возможность поддержания ОР в инертных газах высокого давления лазерами ближнего ИК-диапазона при относительно небольшой средней мощности, в том числе, диодными лазерами мощностью несколько десятков ватт при КПД выше 50%, а также волоконными лазерами, исследование оптических разрядов вновь стало актуальным. Благодаря высокому уровню развития и коммерческой доступности необходимых лазеров, начали стремительно развиваться применения оптических разрядов, в первую очередь в качестве широкополосных источников излучения исключительной стабильности и яркости, способных повысить чувствительность и эффективность многих оптических, спектральных и аналитических приборов.

Как чрезвычайно стабильные источники лазерного излучения, диодные и волоконные лазеры в принципе могут обеспечить исключительную стабильность плазмы ОР. Тем не менее, ОР, в силу характерной для них высокой плотности диссипации энергии, неизбежно порождают сильные возмущения в окружающей плазмообразующей среде, индуцируя потоки, оказывающие зачастую определяющее влияние на стабильность плазмы ОР.

Данная работа посвящена исследованию до сих пор мало изученных явлений самовоздействия ОР посредством ими же порождаемых гидро- и газодинамических потоков, таких как конвективные потоки вокруг непрерывных (НОР) и импульсно-периодических (ИПОР) оптических разрядов, струйные течения, индуцируемые при импульсно-периодических оптических разрядах в газах и жидкостях, а также гидродинамические возмущения, возникающие вследствие возбуждения резонансных акустических колебаний при поддержании ИПОР в замкнутом разрядном объеме.

### **Актуальность работы.**

Проявления пространственной и временной нестабильности НОР и ИПОР оказывает влияние на характеристики плазмы ОР, важные для их применений.

Известны опубликованные статьи и изобретения, посвященные регулярным колебаниям НОР, в которых изложены основные черты явления, зарегистрированы изобретения, предлагающие в некоторых частных случаях способы стабилизации колебаний НОР. Тем не менее, до сих пор в опубликованных источниках не было предложено удовлетворительного объяснения природы регулярных пульсаций плазмы НОР, что затрудняло в общем случае разработку методов ее стабилизации.

В случае ИПОР или комбинированного режима ИПОР, при котором на непрерывное лазерное излучение накладываются модулирующие импульсы, при которых плазма достигает значительно большей яркости и эффективности генерации коротковолнового УФ-излучения по сравнению с НОР, практически полностью отсутствуют исследования факторов, влияющих на стабильность и повторяемость от импульса к импульсу характеристик плазмы, физической природы наблюдаемых нарушений стабильности и повторяемости, и как следствие на момент начала работ по диссертации отсутствовали способы повышения стабильности плазмы ИПОР.

### **Цели и задачи работы.**

Целью работы было исследование потоков, порождаемых ОР, и неустойчивостей ОР, вызываемых порождаемыми ими потоками. Для достижения этой цели были поставлены следующие задачи:

1. Разработать и создать экспериментальные установки, позволяющие исследовать потоки, порождаемые ОР и влияющие на их стабильность, в том числе отработка схем теневой визуализации с излучением повышенной яркости, создаваемым плазмой НОР в качестве точечного источника излучения, достаточной для непрерывной скоростной видеосъемки.
2. Исследовать природу регулярных пульсаций НОР.
3. Исследовать условия возникновения и последствия возбуждения резонансных акустических колебаний при поддержании ИПОР (и комбинированного ИПОР) в замкнутом разрядном объеме.
4. Исследовать газодинамические струйные течения, индуцируемые ИПОР в инертных газах высокого давления и жидкостях.

### **Научная новизна работы.**

В работе получены следующие новые результаты:

1. Реализована и отработана схема теневой визуализации с плазмой НОР в качестве непрерывного точечного источника излучения высокой яркости.

2. Предложен закон подобия, позволяющий получить оценку частоты регулярных колебаний НОР, вызванных неустойчивостью факела термогравитационной конвекции. Установлено, что он совпадает с законом подобия, известным из исследований пламен, пульсирующих в условиях преобладающего влияния сил плавучести, что указывает на сходную причину наблюдаемой неустойчивости.
3. Путем сравнения результатов математического моделирования конвективного факела от сосредоточенного источника тепла, эквивалентного НОР, с результатами экспериментов доказана гидродинамическая природа регулярной осцилляции НОР.
4. Впервые экспериментально получены квазистационарные направленные потоки газа из зоны ИПОР в сфокусированном луче фемтосекундного лазера; доказано, что интенсивность и направление газовых потоков определяется формой области диссипации энергии ИПОР; предложен способ управления направлением индуцируемых ИПОР газовых потоков за счет настройки оптики, фокусирующей лазерное излучение.
5. Впервые наблюдались направленные потоки в жидкостях под действием излучения фемтосекундного импульсно-периодического лазера; показано, что направление и форма наблюдаемых потоков зависит от формы области диссипации энергии, изменяющейся в зависимости от настройки фокусирующей оптики и степени самофокусировки излучения в жидкости; наряду с различиями, установлены общие черты поведения потоков, порождаемых ИПОР в жидкостях и газах высокого давления, которые могут указывать на сходные динамические механизмы генерации струйных течений.
6. Впервые проведено исследование самовоздействия ИПОР, возникающего вследствие возбуждения резонансных акустических колебаний в замкнутом разрядном объеме; установлено, что наряду с нарушением стабильности и повторяемости ИПОР акустические колебания могут приводить к стабилизации ИПОР с подавлением конвективных пульсаций.

#### **Методология и методы исследования.**

При проведении исследований в данной диссертации использовались следующие методы:

1. Использование лазеров различных типов, в том числе диодных непрерывных и импульсно-периодических лазеров, а также фемтосекундного импульсно-периодического лазера для создания и поддержания НОР и ИПОР в инертных газах и жидкостях.

2. Применение НОР как метода создания широкополосного источника излучения высокой яркости для различных применений, в частности, создание и применение осветителя для шлирен-визуализаторов на его основе.
3. Теневой и шлирен методы визуализации течений нагретого газа и жидкости вокруг зон диссипации энергии ОР; метод скоростной шлирен-видеосъемки для регистрации динамического поведения газовых потоков.
4. Метод подсвечивания газовых пузырьков в жидкости лазерным листом – для визуализации структуры лазерно-индуцированных течений в жидкостях и оценки их скорости.
5. Аналитические и численные методы решения задач гидродинамики для построения аналитических и численных моделей конвективной неустойчивости НОР.
6. Методы волновой и многолучевой геометрической оптики для расчета положения и формы зон максимальной интенсивности лазерного излучения при точной фокусировке и фокусировке с астигматизмом.
7. Методы нелинейной оптики для оценки самофокусировки и дефокусировки излучения фемтосекундного лазера в жидкостях.

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

На защиту выносятся следующие научные положения:

1. Эффективные точечные источники широкополосного излучения высокой яркости с непрерывным оптическим разрядом разработаны и реализованы в экспериментальных схемах теневой и шлирен-визуализации для скоростной съемки объектов и сред с градиентами коэффициента преломления.
2. Установлено, что регулярные колебания конвективного факела НОР, служащие одной из главных причин пульсаций положения и яркости плазмы НОР и источников излучения на основе НОР, имеют гидродинамическую природу, сходную с природой пульсаций ламинарных пламен.
3. Установлено, что под действием импульсно-периодического оптического разряда (ИПОР) в замкнутом разрядном объеме при определенных частотах повторения импульсов возникают неустойчивости, связанные с возбуждением резонансных акустических колебаний, проявляющиеся в низкочастотных колебаниях скорости и направления конвективных потоков в окрестности плазмы ИПОР и приводящие к нарушению режима поддержания плазмы вплоть до ее погасания.
4. Установлено, что в определенных случаях возбуждение резонансных акустических колебаний приводит к прекращению пульсаций и стабилизации конвективного потока от ИПОР.

5. Установлено, что оптические разряды, поддерживаемые повторяющимися фемтосекундными лазерными импульсами, генерируют квазистационарные струйные течения, форма и направление которых зависит от формы области диссипации энергии, зависящей в свою очередь от способа фокусировки лазерного излучения. Генерируемые потоки, в зависимости от интенсивности и направления, могут вызывать или подавлять неустойчивости плазмы оптического разряда.
6. Экспериментально доказано, что интенсивностью и направлением потоков, индуцируемых импульсно-периодическим оптическим разрядом, можно управлять, контролируя форму области диссипации энергии разряда оптическими методами.
7. При взаимодействии с жидкостями сфокусированного излучения импульсно-периодического фемтосекундного лазера в области фокальных перетяжек образуются квазистационарные потоки, направленные вдоль оси лазерного луча в обе стороны от перетяжки.
8. В случае, когда перетяжек несколько (например, при самофокусировке, или фокусировке с астигматизмом) наряду с потоками вдоль луча наблюдаются участки с растекающимся в стороны от луча потоком, образующимся в результате столкновения встречных потоков, генерируемых в перетяжках с высокой интенсивностью лазерного излучения.

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

Обнаружены и исследованы новые явления, связанные со струйными течениями, индуцируемыми непрерывными и периодически повторяющимися ОР различных типов, способными оказывать как дестабилизирующее, так и стабилизирующее влияние на плазму ОР. Найдены способы управления направлением и интенсивностью генерируемых ОР потоков.

Успешно реализованная и отработанная схема теневой визуализации с плазмой НОР в качестве точечного источника излучения высокой яркости позволяет получать качественные теневые изображения при скоростной видеосъемке.

Результаты проведенных исследований НОР и ИПОР в инертных газах высокого давления позволяют добиться высокой стабильности и повторяемости характеристик плазмы ОР и могут служить основой для повышения эффективности применения ОР, в частности, в широкополосных источниках излучения высокой яркости.

Результаты проведенных исследований лазерно-индуцированных потоков в жидкостях могут использоваться в лазерных технологиях обработки или синтеза материалов с применением жидкостной среды, а также в оптомеханике.

Научные исследования, проведенные в работе, были выполнены в рамках проекта РФФИ 18-01-00534 А и госзадания № АААА-А17-117021310370-2.

### **Степень достоверности и апробация результатов работы.**

Достоверность результатов исследования обусловлена достаточным пространственно-временным разрешением регистрируемых в ходе экспериментов изображений газодинамических процессов, чтобы сделать качественные выводы об их структуре; подтверждением течения одних и тех же процессов разными способами их наблюдения (для ГЛАВЫ 5); согласованностью результатов, получаемых с помощью предложенных физических моделей и данными реальных экспериментов; в целом хорошим качественным и количественным соответствием данных эксперимента результатам гидродинамического моделирования, а также имеющимся литературным данным.

Основные результаты работы докладывались и обсуждались на всероссийских и международных конференциях и семинарах:

1. 9-я, 10-я, 11-я Международная конференция-школа молодых ученых «Волны и вихри в сложных средах», ИПМех РАН, Москва, 2018-2020 гг.
2. 10-я, 12-я, 13-я Всероссийские школы-семинары «Аэрофизика и физическая механика классических и квантовых систем», ИПМех РАН, г. Москва, 2016, 2018, 2019 гг.
3. Научные слушания, посвященные 110-летию со дня рождения С.А. Христиановича, "Современные проблемы механики и математики", ИПМех РАН, г. Москва, 2018 г.
4. 18-е и 19-е Международное Совещание по Магнитоплазменной Аэродинамике, ОИВТ РАН, г. Москва, 2019, 2020 гг.
5. 289-й Всероссийский семинар «Физико-химическая кинетика в газовой динамике», НИИ механики МГУ, г. Москва, 6 февраля 2020 г.
6. V Всероссийская научная конференция "Теплофизика и физическая гидродинамика", Крым, Ялта, 13–20 сентября 2020 г.

**Публикации.** Основные результаты работы изложены в 9 статьях, которые опубликованы в изданиях, входящих в перечень ВАК РФ и/или индексируемых в Web of

Science, Scopus, а также 12 работ, включенных в материалы школ и конференций и 1 патенте на изобретение.

**Личный вклад автора.** Автор непосредственно участвовал в постановке задач, планировании и проведении исследований, обработке, анализе и представлении полученных результатов. Экспериментальные схемы и установки создавались и эксплуатировались при непосредственном участии автора. Лабораторные эксперименты разрабатывались и проводились автором лично и при участии научного руководителя и соавторов по публикациям. Обсуждение и интерпретация результатов проводились совместно с соавторами. Все основные результаты диссертации были получены соискателем лично или при его непосредственном участии.

**Структура и объем работы.** Диссертация состоит из введения, 6 глав, заключения, списка литературы и 3 приложений. Общий объем диссертации составляет 202 страниц, включая 93 рисунков и 11 таблицы. Список литературы содержит 162 наименования.

Во **введении** освещена актуальность работы, сформулированы цели и задачи исследования.

В **первой главе** проведен обзор опубликованных работ и результатов исследований по тематике близких к теме диссертации. Определены основные направления исследований.

Во **второй главе** описаны используемые в диссертации методы организации непрерывных (НОР) и импульсно-периодических (ИПОР) оптических разрядов (ОР) как объектов исследования, а также созданные при выполнении данной работы экспериментальные схемы и устройства с НОР и ИПОР.

В **третьей главе** проведено исследование пульсаций яркости плазмы НОР, связанной с неустойчивостью термогравитационной конвекции вокруг НОР. Получены зависимости частоты пульсаций и условного радиуса конвективного факела от давления. На основе феноменологического анализа процесса пульсаций получен закон подобия, связывающий частоту регулярных колебаний НОР, вызванных неустойчивостью термогравитационной конвекции, с условным радиусом конвективного факела.

В **четвертой главе** исследована неустойчивость комбинированного ИПОР, возникающая вследствие возбуждения резонансных акустических колебаний в

замкнутом разрядном объеме. Обнаружено несколько типов нарушения регулярности колебаний конвективного факела при возбуждении резонансных акустических колебаний, свидетельствующих о присутствии акустических течений в разрядном объеме.

**В пятой главе** представлены результаты исследования квазистационарных газовых потоков, индуцируемых ИПОР, поддерживаемым периодическими импульсами лазерного излучения фемтосекундной длительности. Найдены условия, определяющие направление генерируемых потоков. В случае, когда генерируемый поток был направлен навстречу лазерному излучению, наблюдались пульсации плазмы ИПОР. Предложены способы устранения наблюдаемой неустойчивости путем управления интенсивностью и направлением потоков оптическими методами.

**В шестой главе** изложены результаты исследования квазистационарных направленных потоков, возникающих в жидкостях при воздействии периодических импульсов лазерного излучения фемтосекундной длительности в условиях сильной и слабой самофокусировки. Исследованы общие свойства образующихся течений. Исследована и выявлена зависимость конфигурации потоков от параметров лазерного излучения.

**В заключении** кратко сформулированы основные результаты, полученные в диссертации.

# ГЛАВА 1. САМОИНДУЦИРОВАННЫЕ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ ПОТОКИ И УСТОЙЧИВОСТЬ НЕПРЕРЫВНЫХ И ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКИХ ОПТИЧЕСКИХ РАЗРЯДОВ

## 1.1 Введение

Оптические разряды в газах, т.е. разряды, поддерживаемые электромагнитными полями оптического диапазона спектра, стали интенсивно изучаться после появления достаточно мощных лазеров. Термин «оптические разряды», используемый преимущественно в отечественной литературе, естественным образом вытекает из сложившейся классификации газовых разрядов по частотным диапазонам поддерживающего электромагнитного поля (ВЧ-, СВЧ- и т.п.) [1-4]. В зарубежной литературе для обозначения этого типа разрядов чаще используется термин «лазерная плазма» («laser plasma», или «laser sustained plasma» для непрерывного оптического разряда) [5].

Относительно «оптического диапазона спектра» существуют разные мнения. В самом узком понимании – это видимый диапазон 400 нм – 700 нм (750 ТГц – 430 ТГц). А в наиболее широком понимании: от 10 нм до 1 мм (3000 ТГц – 300 ГГц), т.е. диапазон между рентгеновским (по разным определениям короче 1-100нм) и СВЧ (1 ГГц – 1000 ГГц).

Излучения с энергией кванта выше 10 эВ (длина волны короче 124 нм) считаются ионизирующими. Строго говоря, минимальная энергия кванта, способная ионизовать самые легкоионизирующиеся атомы цезия 3.89 эВ (примерно 320 нм). Оптические разряды в поле ионизирующего излучения неизвестны. С другой стороны, в диапазоне частот  $< 0.5$  ТГц работают гиратроны (мощные генераторы СВЧ излучения). Таким образом в смысле оптических разрядов, «оптическим» следует считать диапазон неионизирующего оптического излучения, вплоть до границы микроволнового диапазона 0.3-1 мм.

На сегодняшний день оптические разряды получают в виде оптического пробоя (Laser Induced Breakdown, Laser Induced Plasma) во всем оптическом диапазоне от 100 нм до 200 мкм. Непрерывные оптические разряды (Laser Sustained Plasmas) получены в среднем инфракрасном диапазоне, главным образом на длинах волн CO<sub>2</sub>-лазера (9.4-10.6 мкм), ближнем и коротковолновом инфракрасном диапазонах (0.9-

1.1 мкм), а также в дальнем ИК-диапазоне (терагерцовом). А также изучаются явления распространения оптического разряда по лазерному лучу при допробойной интенсивности лазерного излучения – так называемое «световое горение» или «лазерная дефлаграция». Исторически исследования непрерывного оптического разряда в 1969-1970 г.г., а также современные исследования оптических разрядов, поддерживаемых непрерывными и импульсно-периодическими лазерами ближнего и коротковолнового ИК-диапазона, начались с исследования волн светового горения в газах и оптических волокнах [7, 9-12]

## **1.2 Первые исследования оптических разрядов, получаемых с помощью лазеров большой мощности**

Исторически исследование оптических разрядов началось с изучения пробоя газов сфокусированным излучением импульсных лазеров в режиме гигантских импульсов. Пороговые интенсивности для возникновения оптического пробоя зависят от множества параметров: рода газа, его давления, частоты лазерного излучения, параметров фокусировки, распределения интенсивности по сечению лазерного луча, длительности лазерного импульса и др. Характерная интенсивность излучения на длине волны 1 мкм, необходимая для достижения оптического пробоя в воздухе составляет порядка  $10^{11}$  Вт/см<sup>2</sup>.

В зависимости от интенсивности лазерного излучения оптический пробой может развиваться по механизму электронной лавины или многофотонной ионизации. Многофотонная ионизация требует интенсивности, на несколько порядков выше интенсивности обычного лазерного пробоя, в котором затравочные электроны получают обычно либо в результате фотоионизации – обычной, не многофотонной – чаще всего при наличии в газе легкоионизируемой примеси или отрицательных ионов, энергия связи электрона в которых порядка 1-2 электронвольта, либо в результате испарения пылинки. При условии, что в поле световой волны за время между двумя столкновениями электрон приобретает энергию, достаточную для ионизации, при очередном столкновении он ионизует атом; вместо одного быстрого электрона появляются два медленных; далее процесс повторяется. Таким образом, число свободных электронов лавинообразно растет, если вероятность ионизации на один электрон превышает вероятность рекомбинации.

Явление оптического пробоя стало возможным благодаря изобретению лазеров с модуляцией добротности, которые позволяли получать импульсы высокой интенсивности, и впервые было обнаружено в 1964 году, с тех пор довольно полно исследовано. Результаты этих исследований обобщены в монографии [3], посвященной этому вопросу. Идея стационарного поддержания плазмы при значительно меньших мощностях лазерного излучения, чем пробойные, появилась позже [6-8].

Теории и экспериментам по поддержанию плазмы непрерывным лазерным излучением предшествовали эксперименты по поддержанию так называемых волн «лазерного горения» (или светового горения). Это явление было предсказано теоретически в работе [6] и впервые исследовалось экспериментально в работе [7]. Наблюдалось распространение плазменного фронта в сфокусированном луче лазера на неодимовом стекле, работающего в режиме свободной генерации. Затравочная плазма создавалась с помощью искрового разряда. Излучение неодимового лазера (длина волны 1,06 мкм) слабо поглощается в плазме при температурах, характерных для оптических разрядов (коэффициент поглощения порядка  $10^{-3}$ - $10^{-2}$  см<sup>-1</sup>), поэтому плазменный фронт распространялся по лучу в обе стороны от точки инициирования. Движение фронтов прекращалось с окончанием импульса излучения. Скорости движения фронтов были существенно дозвуковыми ( $\sim 10 - 40$  м/с). Процесс распространения волны лазерного горения не реализуется при интенсивности излучения ниже некоторой пороговой, обусловленной особенностями энергетического баланса лазерной плазмы. Поскольку излучение неодимового лазера слабо поглощается в плазме, пороговая интенсивность поддержания лазерной плазмы довольно высока (около 1 МВт/см<sup>2</sup>), но гораздо ниже пробойных интенсивностей (1 ГВт/см<sup>2</sup> и выше).

Обзор последующих экспериментальных работ по лазерному горению можно найти в [3, 9, 13]. Исследовались пороги существования волн лазерного горения по интенсивности излучения в различных газах при различных давлениях, скорость распространения и структура плазменного фронта, а также параметры плазмы – температура, плотность электронов, коэффициент поглощения лазерного излучения. Из теоретических исследований следует в первую очередь упомянуть работы Ю.П. Райзера и С.Т. Суржикова с сотрудниками, обобщенные в [1-4, 14-18], а также работы ряда зарубежных авторов [19-25].

Стационарная лазерная плазма, или непрерывный оптический разряд (НОР), впервые предсказана теоретически в 1969 [8] и получена экспериментально в ИПМех РАН в 1970 [26]. Позже появился лазерный плазмотрон. С тех пор проводятся теоретические и экспериментальные исследования НОР, оригинальные результаты которых и обзоры можно найти в [1-4, 8, 14, 18, 23-48]. Исследованы свойства плазмы НОР, определены условия его поддержания, в основном разработаны теоретические модели и методы расчета характеристик НОР в сложных условиях плазменных генераторов для различных применений [14].

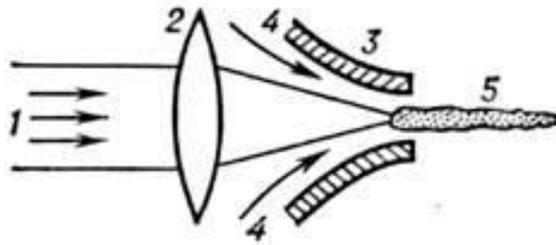
Интерес к исследованию НОР вызван рядом его уникальных свойств: высокая температура газа (до 20 кК), высокая плотность электронов (разряд хорошо горит при повышенном давлении), спектральная чистота плазмы, обусловленная отсутствием близкой стенки и электродов. С практической точки зрения НОР может играть как положительную, так и отрицательную роль. Возникновение лазерной плазмы при транспортировке мощного лазерного излучения к мишени через газ (чаще всего при обработке материалов лучом лазера в защитной атмосфере аргона), а также внутри резонатора или в устройствах вывода излучения приводит к диссипации энергии лазерного излучения и может вызывать нестабильность генерации [55].

### **1.3 Применения оптических разрядов большой мощности**

После открытия НОР начали изучаться возможности его применения, как правило, довольно экзотические, такие как лазерный реактивный двигатель [5, 28, 29], термоэмиссионный преобразователь энергии лазерного излучения в электричество [49], или, например, плазмохимический реактор для выращивания поликристаллических алмазов [50].

Фокусируя лазерный луч в пятно нужного диаметра и создавая в области фокуса поток газа с нужной скоростью, можно добиться того, что фронт волны лазерного горения будет неподвижен относительно лабораторной системы отсчета и будет находиться в таком сечении луча, где интенсивность излучения соответствует скорости потока. При этом скорость потока будет равна скорости распространения волны светового горения в луче соответствующего радиуса при данной мощности излучения. Эксперимент в такой постановке известен под названием лазерного плазмотрона [1-3, 8, 15, 27, 34, 35].

В работе [27] лазерный луч мощностью  $\sim 1$  кВт фокусировался в области сопла соосно с направлением потока, и из сопла вытекала плазменная "игла" радиусом  $\sim 1$  мм, длиной  $\sim 3$  см при максимальной температуре до 15 кК. Схема простейшего оптического плазмотрона показана на Рис. 1.1.



**Рис. 1.1** - Схема оптического плазмотрона (1-лазерное излучение, 2-фокусирующий элемент, 3-сопло, формирующее поток газа, 4-подача газа, 5-плазменная струя)

К настоящему времени хорошо изучены и применяются технологии синтеза материалов из лазерной плазмы с помощью лазерного плазмотрона [56-59], а также известны работы Института лазерной физики СО РАН по нанесению покрытий и модификации металлических поверхностей с помощью лазерной плазмы [60-63].

Возможность получения протяженных плазменных образований в воздухе представляет интерес с точки зрения создания отражателей и антенн для радиоволн, а также создания плазменных волноводов и каналов для пропускания частиц. Высокие температуры плазмы НОР позволяют с его помощью исследовать оптические свойства равновесной плазмы и газов в широком диапазоне температур. Пример такого исследования – работа [9].

Высокая температура плазмы НОР позволяет создать лазерные ракетные двигатели с удельным импульсом свыше 1500 с и относительно высоким уровнем тяги [28-30].

Техника НОР в принципе позволяет реализовать в лабораторных условиях стационарное поддержание существенно неидеальной плазмы [31-33], исследование которой представляет особый интерес.

Среди применений НОР можно выделить интересные возможности для имитации воздействия физических факторов на различных стадиях полета космических аппаратов, таких как коротковолновое ультрафиолетовое излучение, потоки нейтральных атомов с высокой кинетической энергией, а также воздействие высокоэнальпийных газовых потоков при входе спускаемого аппарата в атмосферу планеты со скоростью, превышающей первую космическую [64]. Удаленность от стенок, отсутствие электродов

и других источников примесей, а также высокая температура делают НОР удобным объектом для спектроскопии, проверки теоретических моделей лучистого теплообмена, а также для применения в качестве генератора плазмы для лабораторного моделирования условий полета космических аппаратов [65-68].

Тем не менее, для реализации описанных выше применений, получение НОР в лаборатории затруднено необходимостью использовать мощный лазер непрерывного действия. В начале 1970-х годов, когда непрерывные оптические разряды начали активно исследоваться, не просматривались перспективы для применения оптических разрядов, поддерживаемых лазерами малой средней мощности, за исключением применений в спектроскопии (LIBS). Поскольку установки для получения НОР, в частности лазеры, были дорогими и сложными, исследования сосредоточивались также на дорогих и экзотических применениях: лазерный плазмотрон, лазерный ракетный двигатель, термоэлектрическое преобразование энергии, имитация условий космического пространства (коротковолновое УФ-излучение и высокоэнергетические пучки нейтральных атомов), создание зоны энерговыделения в газе перед быстро летящим телом с целью управления сверхзвуковым (ударноволновым) обтеканием [69-70]. Такие применения могли бы оправдать высокую стоимость энергии, необходимой для осуществления оптических разрядов с помощью лазеров большой мощности, если бы обеспечивали так или иначе революционное решение актуальных проблем. К сожалению, можно уже констатировать, что многие надежды в этом отношении не оправдались. Тем не менее, на сегодняшний день продолжают исследования по лазерному реактивному движению, а также по использованию разрядов, в том числе и оптических, для управления сверхзвуковым обтеканием, например [30, 69].

#### **1.4 Новый этап исследований оптических разрядов**

Современный интерес к оптическим разрядам обусловлен в первую очередь открытием возможности низкопорогового поддержания непрерывного оптического разряда в инертных газах при высоком давлении лазерным излучением коротковолнового инфракрасного диапазона [73]; появлением эффективных (а также доступных и более компактных) диодных лазеров с оптоволоконным выходом излучения и волоконных лазеров, а также возможностью ввода излучения в кварцевую колбу с газом высокого давления прямо через стенку колбы, что чрезвычайно упрощает

технически создание устройств на непрерывных и импульсно-периодических оптических разрядах.

В настоящее время мы наблюдаем быстрый прогресс технологии твердотельных лазеров ближнего ИК-диапазона. Сочетание характеристик современных серийных мощных твердотельных лазеров превосходит лучшие образцы газовых лазеров, в течение многих лет широко и успешно применявшихся в промышленности и научных исследованиях. Сейчас доступны непрерывные лазеры с выходной мощностью свыше 10 кВт, в том числе одномодовые лазеры большой яркости. Полный КПД таких лазеров, наиболее эффективно излучающих в диапазоне длин волн около 1 мкм, достигает 30% и выше, а полупроводниковых лазерных модулей – 50%.

Появление новых типов лазеров, в свою очередь, привело к появлению ряда новых исследований, в результате которых была открыта возможность поддержания НОР лазерным излучением не только в среднем (9.4÷10.6 мкм), но и в ближнем (0.96÷1.1 мкм) ИК-диапазонах.

Исследование поддержания плазмы лазерным излучением исторически начали с излучения длиной волны 1.064 мкм (исследования волн «лазерного горения», см. раздел 1.2 [7, 9]). Тогда же было показано [8] что, если учитывать только поглощение за счет фотоионизации и процесса, обратного тормозному излучению, для непрерывного поддержания плазмы в воздухе при атмосферном давлении излучением с длиной волны 1.064 мкм нужно примерно в сто раз больше мощности, чем излучением CO<sub>2</sub>-лазера на длине волны 10.6 мкм. Такая разница получается из-за пропорциональности квадрату длины волны коэффициента поглощения по обратному тормозному механизму. Рост фотоионизации при уменьшении длины волны не компенсирует это уменьшение коэффициента поглощения.

В 1985 году в работе [71] сообщалось о попытке зажечь НОР в ксеноне при давлении 10 бар с помощью непрерывного Nd<sup>3+</sup> лазера на длине волны 1.064 мкм мощностью 60 Вт. Авторам работы [71] не удалось получить НОР, о чем они написали, ошибочно объяснив неудачу квадратичной зависимостью коэффициента поглощения от длины волны, сославшись на классические работы. Авторы более поздней работы [72] в 2016 году показали, что для получения НОР с лазером 1.064 мкм в работе [71] не хватило 20 Вт лазерной мощности или дополнительных 5-8 атмосфер давления ксенона.

В 2006 году Donald K. Smith подал заявку на изобретение источника широкополосного излучения высокой яркости с накачкой лазерным излучением на длине волны 0.95-1.1 мкм и в 2008 году получил патент на изобретение Laser Driven Light Source [73]. Однако, в последующей публикации авторы неверно интерпретировали высокий коэффициент поглощения лазерного излучения на этой длине волны в ксеноне [74].

В работе [72] были исследованы механизмы поглощения лазерного излучения, определяющие пороговую мощность и характеристики плазмы НОР в ксеноне и аргоне высокого давления при поддержании излучением  $\text{Yb}^{3+}$ -лазера на длине волны 1.07 мкм при температуре плазмы до 15 кК и давлении плазмообразующего газа  $3 \div 25$  бар. Наблюдаемое снижение пороговой мощности поддержания НОР с ростом давления до  $P_t < 30$  Вт в ксеноне при  $p > 20$  бар и  $P_t < 350$  Вт в аргоне при  $p > 15$  бар объяснялось ростом коэффициента поглощения лазерного излучения до  $20 \text{ см}^{-1}$  в Хе и до  $1-2 \text{ см}^{-1}$  в Аг за счет переходов  $6s - 6p$  в Хе и  $4s - 4p$  в Аг между уширенными возбужденными энергетическими уровнями атомов. Структура и устойчивость НОР зависела также от рефракции лазерного излучения в плазме и степени ее компенсации при фокусировке.

В работе [77] было экспериментально получено новое явление – квазистационарное поддержание импульсно-периодического оптического разряда (ИПОР) в ксеноне при  $p = 10-20$  бар в сфокусированном луче  $\text{Yb}^{3+}$ -лазера при частоте повторения импульсов  $f \geq 2$  кГц, длительности импульса  $\tau \geq 200$  мкс и мощности излучения  $P = 200-300$  Вт. В начальной фазе развития плазмы импульсная яркость ИПОР в несколько раз превышает стационарное значение для непрерывного оптического разряда (НОР) при той же лазерной мощности, что свидетельствует об увеличении температуры плазмы в режиме ИПОР. По окончании лазерного импульса плазма распадалась вследствие электрон-ионной рекомбинации и возобновлялась в следующем импульсе. В импульсно-периодическом оптическом разряде оптический пробой и развитие плазмы происходит в возбужденном предыдущим импульсом газе с остаточной ионизацией и значительной плотностью возбужденных атомов от предшествующего импульса.

ИПОР отличается от оптических разрядов других типов при частоте повторения импульсов не слишком высокой, чтобы это не был квазинепрерывный разряд с теми же свойствами, что и НОР, но и не слишком низкой, чтобы ионизованные и возбужденные

атомы, оставшиеся от предыдущего импульса, не успевают полностью релаксировать к приходу следующего. В последнем случае это будет просто периодический оптический или лазерный пробой.

В работе [78] в ксеноне при высоком давлении получены и исследованы импульсно-периодические оптические разряды, поддерживаемые в комбинированном режиме лазерным излучением с длиной волны  $0.97\div 0.98$  мкм. При комбинированном режиме оптического разряда сфокусированные лучи непрерывных или импульсно-периодических лазеров пересекаются под углом в области вблизи фокуса, оптимальной для поддержания плазмы. Такая схема дает более устойчивую плазму с повышенным в несколько раз поглощением и яркостью по сравнению с одиночным лучом.

В условиях преобладающего влияния рефракции яркость плазмы НОР слабо зависит от мощности излучения лазера. Яркость НОР может быть повышена путем компенсации эффектов рефракции за счет усиления фокусировки лазерного излучения или создания коаксиального потока газа. Комбинированные НОР/ИПОР в пересекающихся под углом сфокусированных лазерных лучах позволяют при той же мощности излучения в десятки раз увеличить яркость излучения плазмы. Комбинация непрерывного и импульсно-периодического лазера автоматически снимает ограничение снизу на частоту повторения импульсов в ИПОР. Яркость плазменного источника света на основе комбинированного разряда НОР/ИПОР находится в пределах  $3\div 10$  Вт см<sup>-2</sup> нм<sup>-1</sup> ср<sup>-1</sup> и превышает максимальную яркость дугового разряда в  $3\div 5$  раз в видимой области и более чем на порядок в ультрафиолетовой. Эффекты рефракции, ограничивающие возможности ввода энергии лазерного излучения в плазму, усугубляются по мере увеличения давления плазмообразующего газа, а также при наличии близких к полосе генерации лазера линий поглощения. В этой области параметров импульсно-периодические и комбинированные режимы предоставляют возможность выхода из ситуации. Чем сильнее влияние рефракции, тем сильнее выигрыш по параметрам плазмы дают ИПОР и комбинированные режимы по сравнению с НОР. Длительность импульса порядка десятков микросекунд при частоте повторения до нескольких десятков кГц позволяет применять ИПОР в тех же приборах, что и НОР, только с большей эффективностью.

Отдельно стоит отметить появление и развитие технологий лазеров с ультракороткими (фемтосекундными) импульсами и их развивающуюся коммерческую

доступность. Фемтосекундный лазер с длительностью импульса не более 500 фс позволяет поддерживать оптический разряд в воздухе в форме рекомбинирующей плазмы при атмосферном давлении при средней мощности излучения всего 1 Вт (при условии фокусировки, при которой интенсивность в фокусе достигает порога многофотонной ионизации – порядка  $10^{12}$ - $10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>, в зависимости от рода газа [123]).

### **1.5 Современные приложения оптических разрядов**

С появлением относительно доступных, легко обслуживаемых лазеров с высоким КПД, как импульсных, так и непрерывных, оптические разряды начинают находить более широкие применения как, например, технология LIBS (Laser Induced Breakdown Spectroscopy) – спектроскопия лазерного пробоя в импульсных оптических разрядах или технология LDLS (Laser Driven Light Sources) – источники света на лазерной плазме.

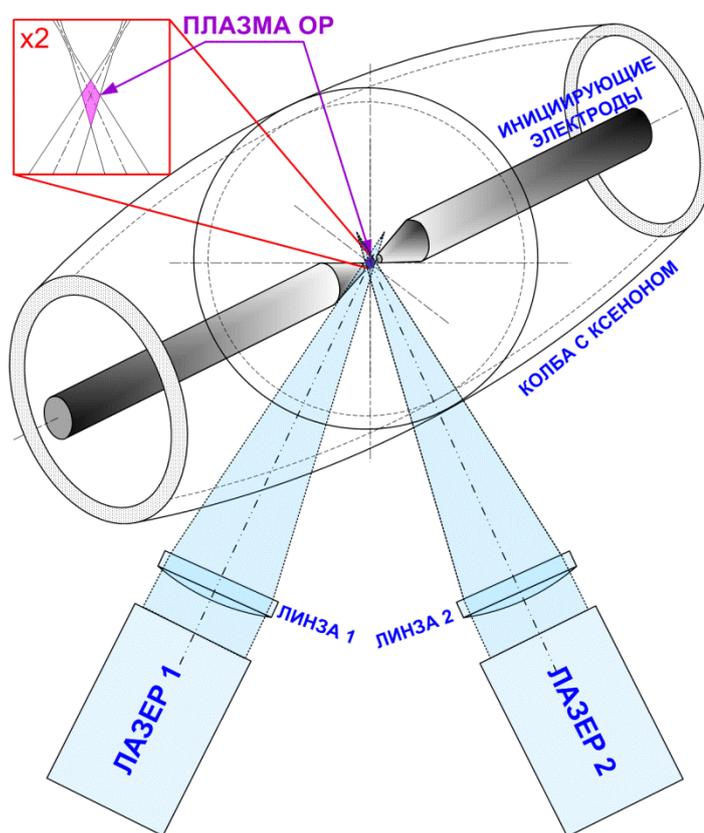
К настоящему времени технологии оптических разрядов находят все более широкое применение в различных областях науки и техники [79-82]. В машиностроении и производстве инструмента отчетливо наблюдается ускоренное развитие методов и широкое внедрение технологий поверхностной обработки, связанных с термическим воздействием на поверхностный слой или получением защитных и ударопрочных покрытий [81]. В этом направлении в Институте лазерной физики СО РАН (совместно с ИНХ СО РАН) в последние годы разработаны основы новых высокопроизводительных лазерно-плазменных (ЛП) методов упрочнения поверхности металлов и синтеза защитных (износо- и коррозионноустойчивых) или функциональных (сверхтвердых, ударопрочных, эмитирующих) покрытий на металлах [60-63].

Ультрафиолетовая составляющая спектра оптических разрядов может использоваться в медицине с целью обеззараживания [82] и для флуоресцентных методов диагностики, микроскопии и т.п. Важное свойство оптических разрядов – малый размер плазмы при очень высокой яркости – позволяет эффективно вводить излучение в оптические волокна с целью использования при лапароскопических операциях, а также для внутренней терапии УФ-излучением. Что касается применения УФ-излучения для уничтожения болезнетворных микроорганизмов внутри человеческого тела (один из возможных методов УФ-терапии), в настоящее время считается перспективным диапазон 190-220 нм, поскольку в этом диапазоне человеческие клетки более устойчивы к УФ-излучению, чем болезнетворные организмы

[157, 158]. В этом коротковолновом УФ-диапазоне практически нет источников излучения по яркости сравнимых с оптическим разрядами.

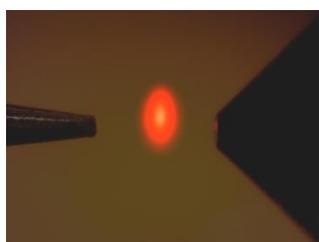
К наиболее важным качествам оптических разрядов следует отнести высокую повторяемость и стабильность характеристик, возможность создания плазмы высокой плотности и малых размеров, возможность управления формой и размерами плазмы оптическими методами, и конечно реализацию всех названных преимуществ в небольших масштабах в составе приборов в лабораторных условиях. Для создания и поддержания оптических разрядов могут использоваться лазеры с различной длиной волны в области среднего и ближнего инфракрасного диапазонов. Характеристики оптических разрядов, зависящие от параметров лазерного излучения, рода газа, его давления и температуры, в силу прозрачности плазмы в некоторых спектральных диапазонах, могут контролироваться спектральными оптическими методами.

Высокая температура плазмы при малых размерах и соответственно высокая яркость в широком спектральном диапазоне, в том числе в диапазоне коротковолнового УФ-излучения – это решающее преимущество для использования плазмы оптических разрядов в качестве источника широкополосного излучения, в том числе очень большой яркости. Например, лазерно-плазменный источник излучения ЛПИ-50 [79], схема организации ОР в котором показана на Рис. 1.2. В ЛПИ-50 применяется схема скрещенных лазерных лучей, в которой плазма поддерживается излучением двух работающих одновременно и синхронно лазеров, лучи которых, сфокусированные по отдельности, пересекаются в области фокусов внутри кварцевой колбы с ксеноном под давлением, как показано на Рис. 1.2. В области пересечения лучей формируется поле лазерного излучения, оптимальное для поддержания и стабилизации плазмы ОР с высокой яркостью. Подобные источники находят применение в задачах спектроскопии, визуализации градиентов плотности в потоках газа, эллипсометрии, микроскопии светового листа, а также в уже упомянутых выше медицинских приложениях. Одно из наиболее востребованных на сегодняшний день применений таких источников – инспекция результатов фотолитографического процесса при производстве микросхем [159].

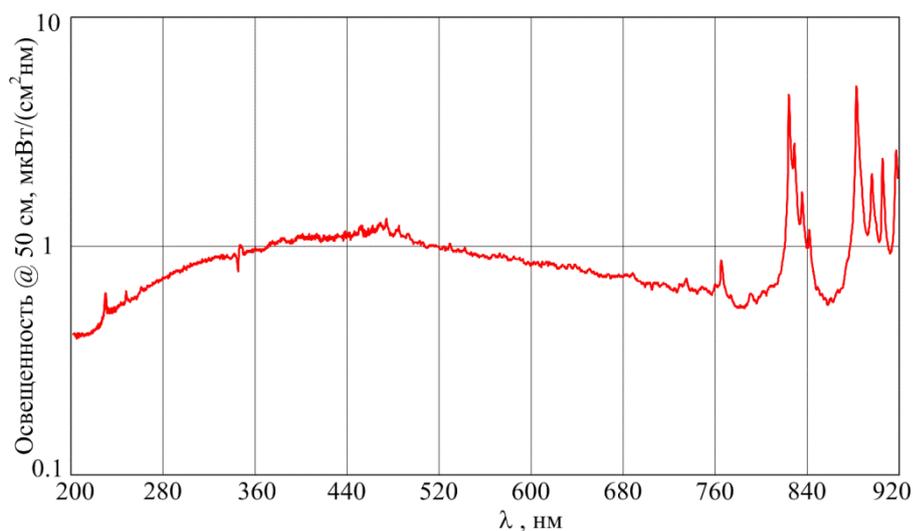


**Рис. 1.2** - Схема организации ОР в лазерно-плазменном источнике излучения ЛПИ-50 [79]

Малые линейные размеры плазмы (Рис. 1.3, а) оптического разряда в сочетании с очень высокой яркостью позволяют повысить чувствительность и разрешающую способность оптических приборов. Плазма оптического разряда создает излучение высокой яркости в широком спектральном диапазоне от УФ до ИК (Рис. 1.3, б).



**а)**



**б)**

**Рис. 1.3** – **а)** Фотография НОР в ЛПИ-50 через светофильтр 656 нм в колбе стандартной ксеноновой дуговой лампы OSRAM XBO 75 W, расстояние между электродами 0.9 мм, рабочее давление Хе 25 бар; **б)** спектр освещенности, создаваемой НОР источника ЛПИ-50 на расстоянии 50 см.

Для спектральной эллипсометрии лазеры, как правило, неприменимы, так как необходимо сканирование в широком спектральном диапазоне, а лазеры работают в узких диапазонах длин волн. Поэтому в спектральных эллипсометрах используют плазменные источники излучения, работающие на короткодуговых ксеноновых лампах высокого давления [83, 84]. Благодаря малому размеру плазмы и относительно высокой температуре, прикатодную область электродугового разряда можно считать точечным источником света с высокой яркостью.

У дуговых ламп есть недостаток, при высокой стоимости у неё малый срок службы вследствие выгорания электродов. При этом изменяется межэлектродное расстояние и характеристики плазмы. Также материал, который испаряется с электродов, оседает на стенках колбы и уменьшается её прозрачность. Плазма дуги имеет неравномерное распределение яркости и температуры. Поэтому после появления широкополосных источников света на основе НОР, превосходящих дуговые источники по характеристикам и свободных от их главных недостатков, связанных с присутствием электродов, эти новые источники начали использоваться в эллипсометрии с целью значительного повышения характеристик приборов без изменения их схемы [156].

## **1.6 Нестабильности оптических разрядов**

Важные для применения в качестве источников света характеристики оптического разряда – пространственная и временная стабильность (однородность, стабильность излучения и положения плазмы, повторяемость) могут нарушаться из-за таких эффектов как самоиндуцированная конвекция, воздействие самой плазмы на лазерное излучение, самофокусировка лазерного излучения в нелинейной среде.

### **1.6.1 Термогравитационная конвекция в оптических разрядах**

Уже в первых экспериментах по НОР были зарегистрированы автоколебания плазмы, сопровождающиеся колебаниями факела термогравитационной конвекции [26].

Причину колебаний НОР относили к возможной неустойчивости волны светового горения. В параллельном луче невозможно существование неподвижной волны светового горения, поскольку при уменьшении мощности до пороговой скорость волны не падает до нуля: существует не равная нулю минимальная скорость распространения волны светового горения по параллельному лучу [4, 34, 35]. Существование минимальной скорости обусловлено особенностями энергетического баланса волны [4].

Конкретной причиной является спад мощности излучения вглубь плазмы из-за поглощения, вследствие чего уменьшается тепловыделение, происходит охлаждение плазмы и потеря способности поглощать лазерное излучение. В сфокусированном пучке уменьшение радиуса луча вглубь разряда позволяет плазме компенсировать снижение тепловыделения соответствующим уменьшением радиуса плазменной области: с уменьшением радиуса снижаются как лучистые [37], так и теплопроводностные энергетические потери [19].

Такой взгляд на НОР позволяет объяснить границы его стабильности при увеличении давления и мощности, при уменьшении степени фокусировки излучения, а также то, почему НОР расположен, как правило, в сходящейся части сфокусированного луча. Поток газа, направленный вдоль оптической оси, позволяет устранить все эти ограничения, кроме последнего [34, 35].

Исчезновение верхнего предела устойчивости НОР по мощности излучения и давлению обнаружили в работе [36], когда лазерный луч, поддерживающий НОР, располагали вертикально, а излучение подводилось к НОР снизу. В этом случае НОР стабилизировался собственными конвективными потоками.

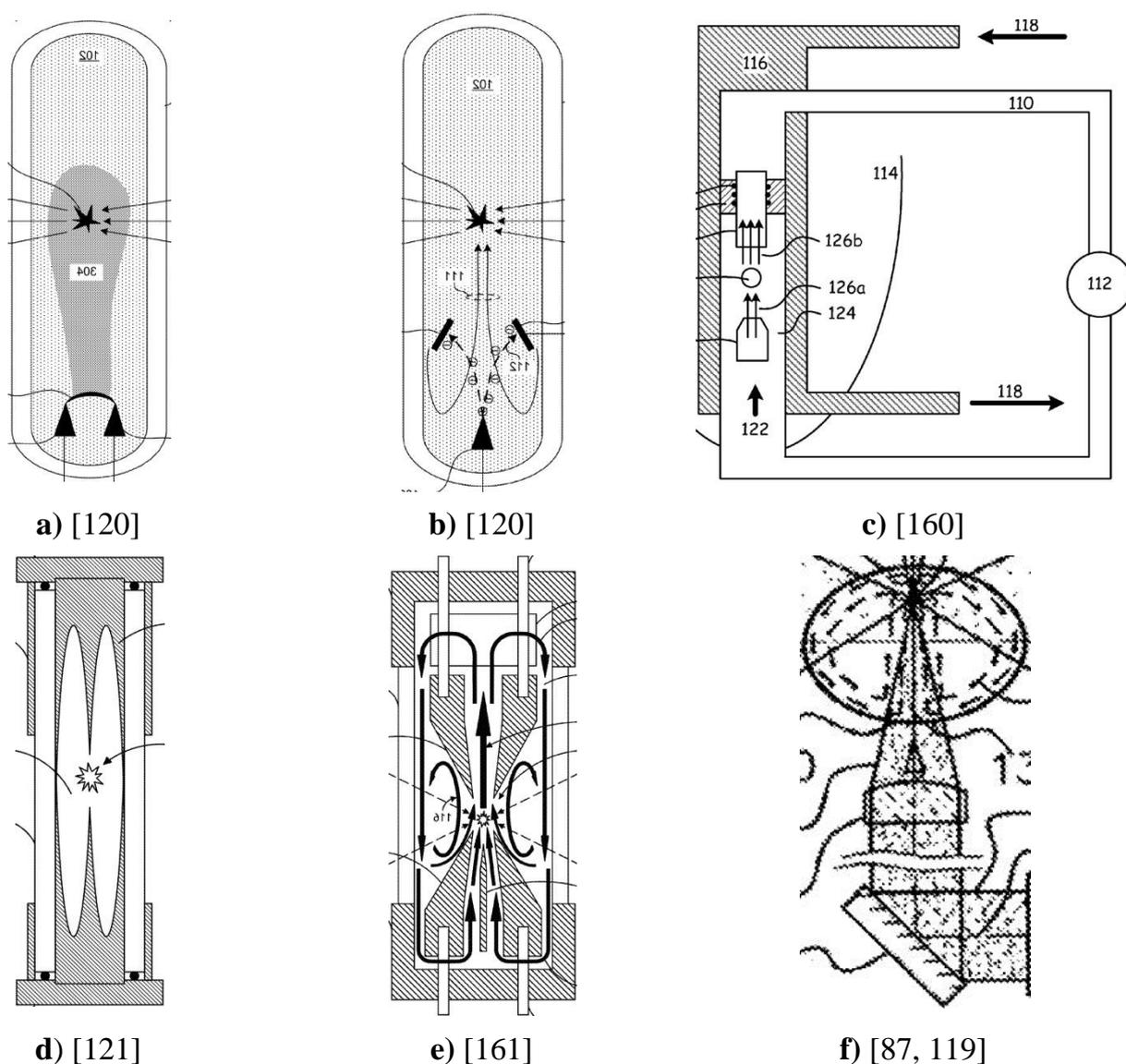
Подробное экспериментальное исследование НОР в потоке газа впервые проведено в [34, 35]. Основное внимание в [34, 35] было уделено механизму стабилизации НОР потоком газа и возможности получения на этой основе плазмы с высокой температурой и плотностью заряженных частиц (неидеальной плазмы) в лабораторных условиях. В аргоне при  $p = 1$  атм с потоком удалось наблюдать стационарное поддержание НОР при фокусировке излучения линзами с  $F = 200$  мм и с  $F = 400$  мм, существование которого без потока газа в таких системах невозможно. Были определены пороги существования НОР в зависимости от скорости потока и мощности луча в различных газах.

Как было показано в разделах выше, в современных приложениях и исследованиях оптические разряды все чаще получают в лампах высокого давления, в которых стабилизация плазмы потоком газа (дополнительно вводимым в область горения) невозможна.

Автоколебания плазмы НОР были подробно исследованы в работе [85]. Авторы наблюдали и регистрировали теневыми методами колебания конвективного факела НОР, поддерживаемого излучением непрерывного  $\text{CO}_2$ -лазера, в разрядной камере с ксеноном при давлении 3-5 бар и с аргоном в более широком диапазоне давлений 3-23

бар. Наблюдаемые пульсации с частотами 19-33 Гц авторы объясняли неустойчивостью фронта оптического разряда (так называемой волны светового горения) в набегающем потоке газа. Однако, как было вскоре доказано в работе [86], волна светового горения в рассматриваемых условиях свободной конвекции принципиально устойчива, следовательно, объяснение механизма пульсаций, предложенное в [85], неверно.

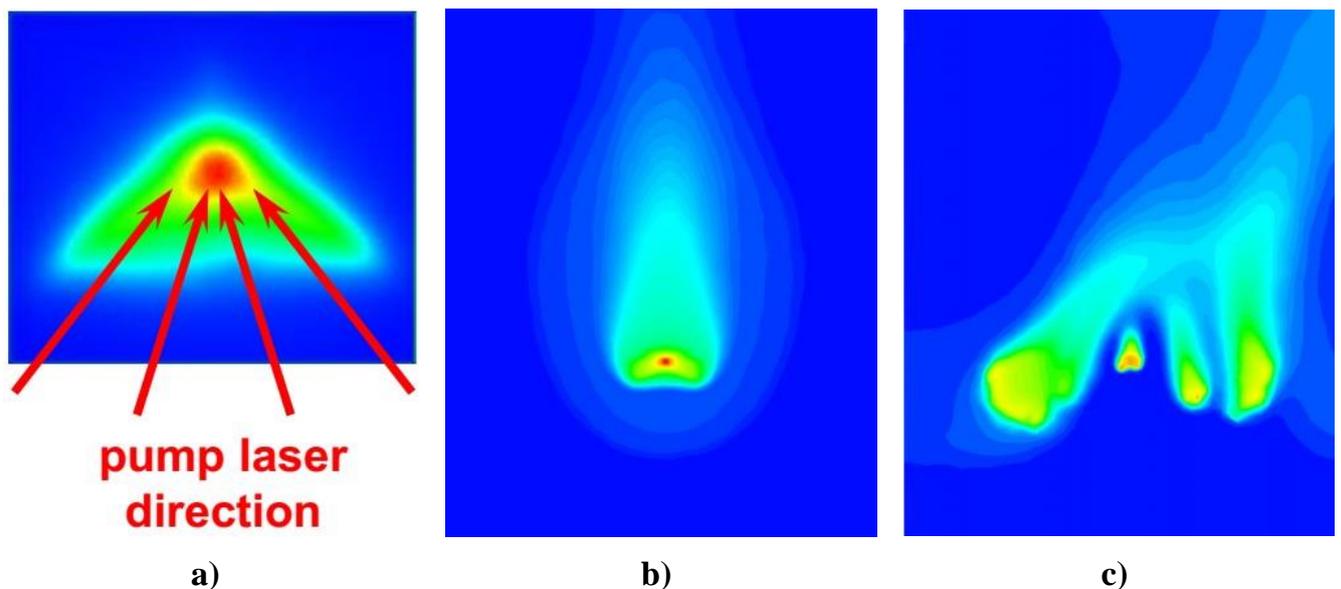
Для борьбы с нежелательными последствиями термогравитационной конвекции (нестабильность излучения) в конкретных разрядных камерах предлагают принимать специальные меры, например, как в патентах на изобретения [87, 119-121, 160-161], Рис. 1.4. Все эти методы основаны на различных способах создания дополнительного потока плазмообразующего газа в разрядном объеме для контроля конвекции.



**Рис. 1.4** - Активные (**a-c**) и пассивные (**d-f**) способы управления конвективными потоками в источниках света с лазерной накачкой: дополнительный поток **a)** от электрического нагревателя, **b)** от генератора ионного ветра **c)** от внешнего нагнетателя; **d)** deflectоры конвективного потока; **e)** каналы для формирования потока; **d)** смещение плазмы к стенке камеры [87, 119-121, 160-161]

Метод подавления регулярных пульсаций конвективного факела НОР дополнительным конвективным потоком от расположенного снизу нагревателя был предложен впервые в работе [85]. В изобретении [120] предлагается стабилизировать НОР конвективным потоком от электрической дуги (Рис. 1.4, а) или от устройства генерации «ионного ветра» (Рис. 1.4, b). В изобретении [160] дополнительный поток создается внешним средством прокачки. В изобретениях [121, 161] конвективный поток вокруг НОР формируется с помощью пассивных элементов, устанавливаемых внутри разрядного объема, за счет их формы и локального нагрева излучением плазмы и горячим газом. В изобретениях [87, 119] (Рис. 1.4, f) плазме НОР предлагается сместить к верхней стенке разрядного объема. Предполагается, что пульсации конвективного факела будут подавляться за счет близости стенки и соответствующего изменения конвективных потоков в разрядном объеме. При этом надо принимать дополнительные меры для защиты стенки от расплавления.

Большинство процитированных патентов принадлежит компании KLA-Tencor, уделявшей большое внимание разработкам источников излучения с НОР большой мощности [89]. На Рис. 1.5 показаны полученные в результате математического моделирования распределения температуры газа вокруг НОР при мощности лазерного излучения более 1кВт, демонстрирующие разрушение структуры плазмы оптического разряда в результате развития неустойчивости при увеличении мощности накачки.



**Рис. 1.5** – Распад плазмы НОР из-за неустойчивости при увеличении мощности и размеров НОР. **а)** схема подвода лазерного излучения накачки; **б)** распределение температуры газа вокруг НОР при средней мощности накачки; **с)** распад плазмы при дальнейшем увеличении мощности [89]

Тем не менее, до начала работ по диссертации в опубликованной литературе отсутствовали публикации, в которых были бы выяснены основные закономерности и причины нестабильности плазмы НОР, связанные с пульсациями конвективного факела, что затрудняло выработку технических методов стабилизации НОР и источников света на их основе.

### **1.6.2 Возбуждение акустических колебаний**

Импульсно-периодический и комбинированный режимы поддержания ОР [78, 79, 88] интересны, в частности, возможностью увеличения яркости широкополосного излучения плазмы ОР, особенно в ультрафиолетовом диапазоне. В этих режимах необходимо учитывать особенности газодинамического и акустического воздействия ОР на плазмообразующий газ. В частности, известно, что при импульсно-периодической модуляции электродуговых разрядов могут развиваться неустойчивости, обусловленные генерацией резонансных звуковых колебаний в замкнутом разрядном объеме [90]. Неустойчивости импульсно-периодических ОР, связанные с генерацией акустических колебаний, до начала работ по диссертации не изучались, как и причины неустойчивости импульсно-периодических и комбинированных ОР вообще.

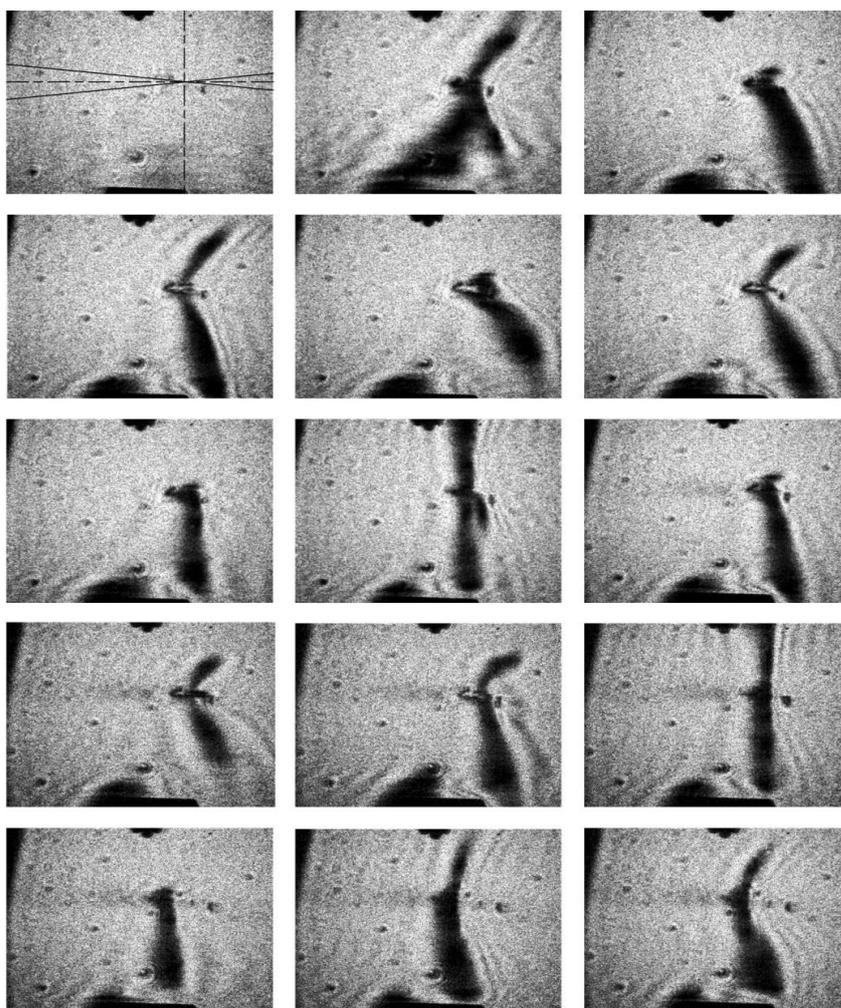
### **1.6.3 Квазистационарные газовые потоки, генерируемые импульсно-периодическими оптическими разрядами**

Высокая плотность диссипации энергии, характерная для оптических разрядов, вызывает значительные газодинамические возмущения в плазмообразующем газе, способные повлиять на характеристики плазмы разряда. Одним из важных свойств импульсно-периодических ОР, создаваемых лазерными импульсами субпикосекундного (фемтосекундного) диапазона, является исключительная стабильность и повторяемость характеристик от импульса к импульсу [91]. Однако при переходе к высоким частотам повторения импульсов (несколько сотен герц и выше) было отмечено снижение стабильности излучения плазмы ОР [91].

К настоящему времени об образовании направленных потоков вследствие выделения энергии при лазерном пробое сообщалось во многих работах, например, [76, 92-95]. В том числе работы, в которых описывается формирование квазистационарных потоков при импульсно-периодическом пробое [95, 76].

В работе [76] сообщалось о первом экспериментальном наблюдении необычной вынужденной конвекции в импульсно-периодическом оптическом разряде, при которой генерируемый разрядом квазистационарный газовый поток был направлен перпендикулярно лазерной оси независимо от её направления относительно силы тяжести. Такой необычный тип конвекции наблюдался в так называемом «тихом» оптическом разряде (Рис. 1.6), поддерживаемом в ксеноне высокого давления периодическими лазерными импульсами с интенсивностью ниже необходимой для оптического пробоя при высокой частоте повторения импульсов.

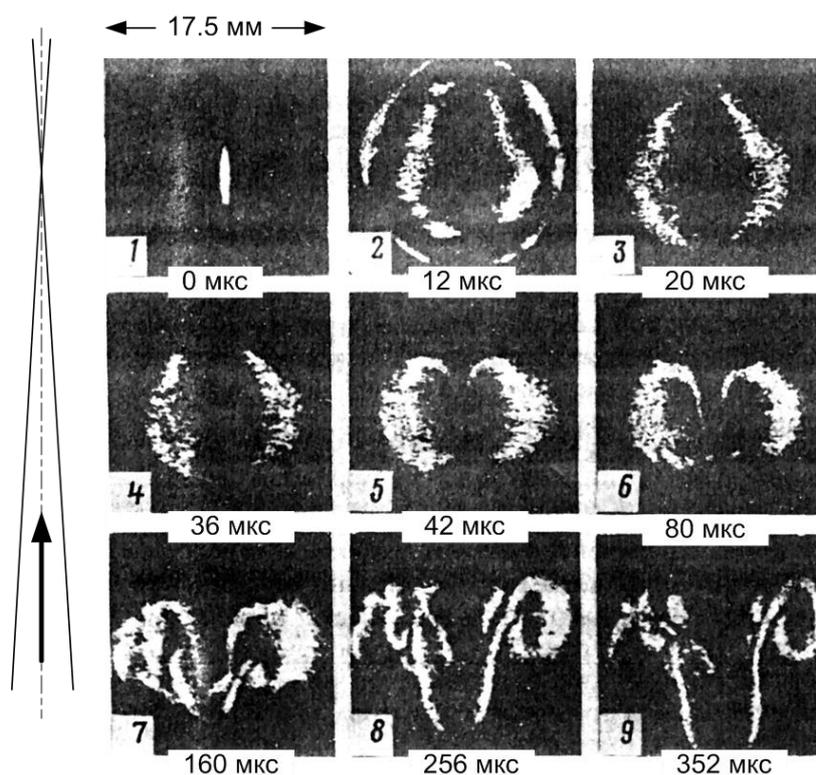
Для плазмы этого разряда было характерно низкое поглощение падающего на нее излучения на уровне нескольких процентов при диссипации мощности не более 50 мкДж/имп. Плазма отличалась высокой стабильностью и симметрией, и её действие наиболее сильно проявлялось в искажении проходящего через неё лазерного излучения и формировании интенсивного газового потока в поперечном направлении.



**Рис. 1.6-**Последовательные теньевые изображения, снятые с интервалом 1 с, показывающие временную эволюцию конвективных потоков: темные полосы вверх и вниз от зоны ИПОР чуть справа от центра кадра. На первом кадре линиями показан ход лазерного луча [76]

Формирование потока обсуждалось в [76] на основе известных теоретических моделей картины течений, возникающих на поздних стадиях релаксации облака горячего газа после одиночного лазерного пробоя.

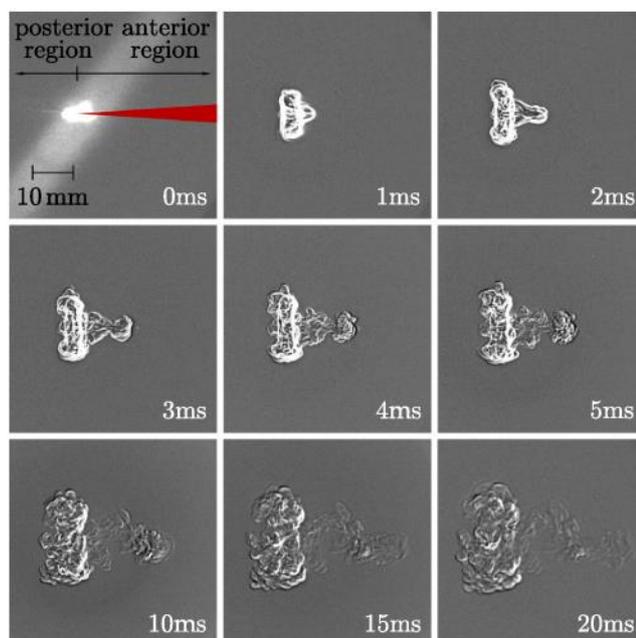
На присущую лазерному пробую асимметрию энерговыведения как основную причину образования направленного потока указывали уже в ранних работах, например, [92]. На теневых картинах (Рис. 1.7) можно увидеть первичный лазерный пробой, ударную волну, которая отходит и не влияет на дальнейший процесс в зоне пробоя. Остается расширяющееся облако горячего газа, которое до определенного момента расширяется, а потом начинает коллапсировать. Из-за начальной асимметрии энерговыведения это облако коллапсирует за фокусом и перед ним неодинаково (на рисунке начинает сначала за фокусом коллапсировать, потом перед фокусом). В результате образуются два встречных потока при взаимодействии которых формируется один поток (который был интенсивней), а также характерное для таких процессов тороидальное облако.



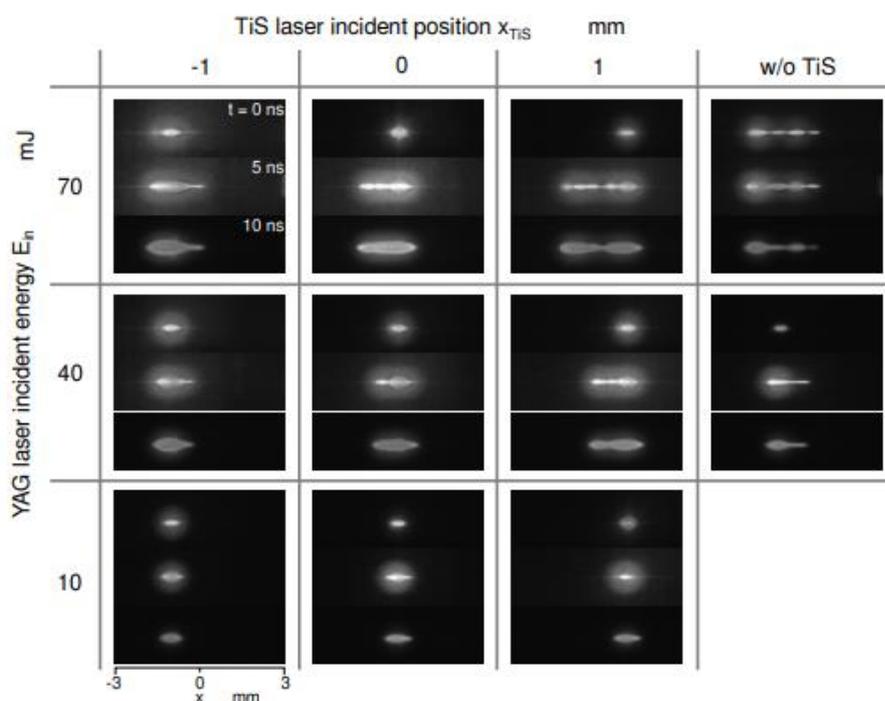
**Рис. 1.7-** Гидродинамическая релаксация облака горячего газа после лазерного пробоя в воздухе. Слева показан ход лазерного луча [92]

О потоке газа вдоль оптической оси, образующемся после однократного лазерного пробоя, который может быть направлен как в сторону лазера, так и в противоположную

сторону, сообщали в [93]. В [93] было показано, что направление газового потока определяется положением точки инициирования лазерного пробоя относительно центра фокальной перетяжки луча: в эксперименте положение точки инициирования могло случайным образом смещаться в сторону лазера или в противоположную сторону, Рис. 1.8.



**Рис. 1.8-**Изображения постплазменного газообразования (полученные шпирен-методом), возникающего в воздухе при атмосферном давлении. На первом кадре показан ход лазерного луча [93]

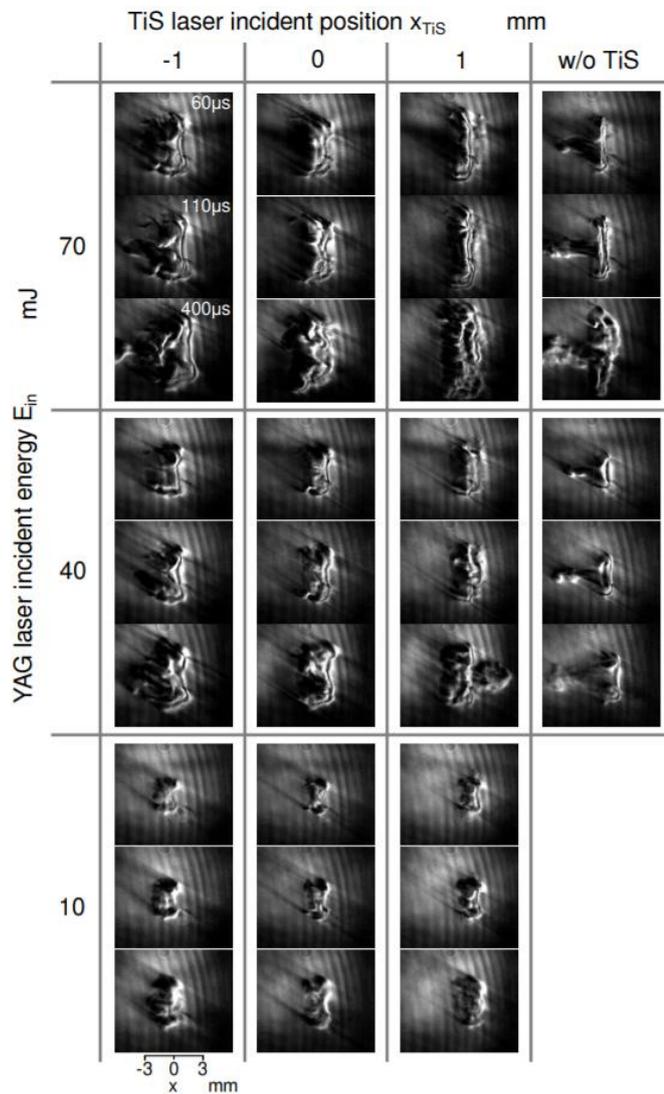


**Рис. 1.9-**Изображения плазмы оптического разряда в различных случаях инициирования [94]

Авторы [94] могли контролировать направление образующегося после однократного лазерного импульса потока, создавая искусственную точку развития лазерного пробоя на оптической оси основного лазерного луча с помощью дополнительного лазера, Рис. 1.9.

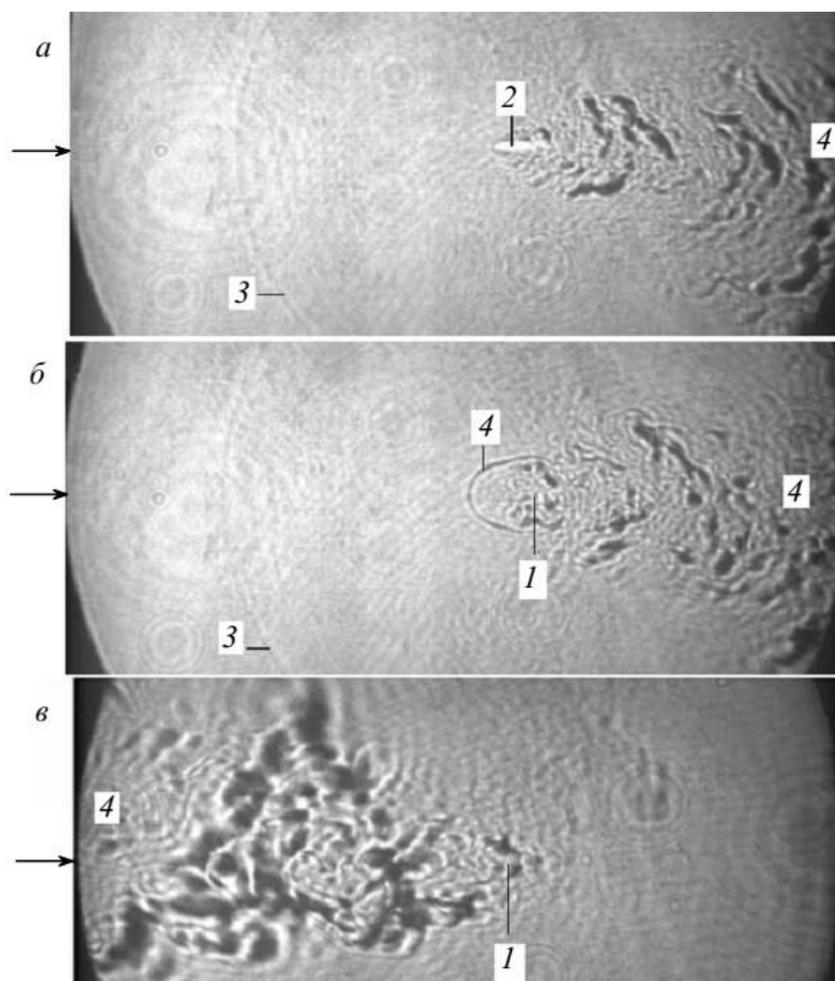
Было отмечено, что в сторону лазера поток возникает более мощный (т.е. максимум энерговыделения все же смещен в сторону лазера), Рис. 1.10.

В случае импульсно-периодических разрядов, потенциально важном для различных применений, повторяющиеся газодинамические возмущения могут приобретать кумулятивный эффект и нарушать работу приборов на основе таких разрядов.



**Рис. 1.10-**Шлирен-изображения потоков газа после окончания лазерного импульса [94]

Упомянутые выше работы, как и многие другие, сообщали об образовании кратковременных затухающих направленных потоков, возникающих вследствие однократного лазерного пробоя. О квазистационарных направленных газовых потоках, генерируемых импульсно-периодическим оптическим разрядом, впервые сообщили авторы [95]. В работе [95] для исследования газодинамики импульсно-периодического газового разряда использовался  $\text{CO}_2$ -лазер в режиме модуляции добротности с высокой средней мощностью. Наряду с другими эффектами был найден режим при сравнительно низкой энергии лазерных импульсов, в котором наблюдались квазистационарные газовые потоки вдоль оптической оси, генерируемые разрядом, преимущественно направленные в сторону лазера, и иногда в противоположном направлении. На Рис. 1.11 теневое изображение потока, полученного в работе [95]. Скорость потока порядка 100 м/с, энергия в импульсе 60 мДж при частоте следования импульсов 30 кГц.



**Рис. 1.11**-Теневые изображения квазистационарного потока (4), генерируемого областью ИПОР (1, 2) [95]

Физические причины образования направленных потоков в импульсно-периодическом режиме были, по-видимому, аналогичны причинам образования направленных потоков при однократном лазерном пробое.

В работе [96] представлена двумерная математическая модель двухимпульсного лазерного зажигания горючей смеси путем нагрева газа лазерным пробоем импульсом инфракрасного лазера с предварительной ионизацией импульсом ультрафиолетового лазера. Результаты работы показали, что динамика ядра зажигания зависит от взаимного расположения областей воздействия инфракрасного и ультрафиолетового лазерных импульсов. Результаты расчета авторов хорошо согласуются с экспериментальными данными других авторов в части формирования классических тороидальных структур газовых потоков после однократного лазерного пробоя. В расчетах в случае, когда фокус ультрафиолетового лазера был смещен относительно фокуса инфракрасного лазера, поток получался меньшей интенсивности (при тех же лазерных мощностях) асимметричен и направлен перпендикулярно лучу лазера.

Тем не менее, в абсолютном большинстве опубликованных экспериментальных работ по газодинамике однократного лазерного пробоя релаксирующее облако горячего газа формировало направленный поток вдоль оси лазерного излучения. Вопросы же образования квазистационарных потоков при импульсно-периодических ОР в направлении вдоль, а особенно перпендикулярно или под углом к оси лазерного излучения до начала работ по диссертации оставались неизученными.

## 1.7 Выводы к первой главе

Исследования и приложения непрерывных и импульсно-периодических ОР можно разделить на два этапа. В первом этапе преимущественно использовались  $\text{CO}_2$ -лазеры высокой мощности. Однако, несмотря на успехи в изучении и понимании НОР, его производственное и технологическое применение было ограничено высокой стоимостью эксплуатации, а также относительно низким КПД таких лазеров.

Современный этап связан с появлением коммерчески доступных эффективных диодных и волоконных лазеров, эффективно излучающих в диапазоне длин волн около 1 мкм с КПД до 50% (для полупроводниковых лазерных модулей), а также с обнаружением возможности эффективного поддержания НОР лазерным излучением в ближнем ИК-диапазоне при сравнительно низком уровне лазерной мощности.

Проявления пространственной и временной неустойчивости непрерывных и импульсно-периодических оптических разрядов оказывает влияние на характеристики плазмы оптических разрядов, важные для их применений.

В случае импульсно-периодических оптических разрядов главными факторами, определяющим неустойчивость плазмы, выступают самоиндуцированная конвекция (генерируемые импульсно-периодическим излучением квазистационарные газовые потоки), а также неустойчивость, возникающая вследствие возбуждения резонансных акустических колебаний в замкнутом объеме.

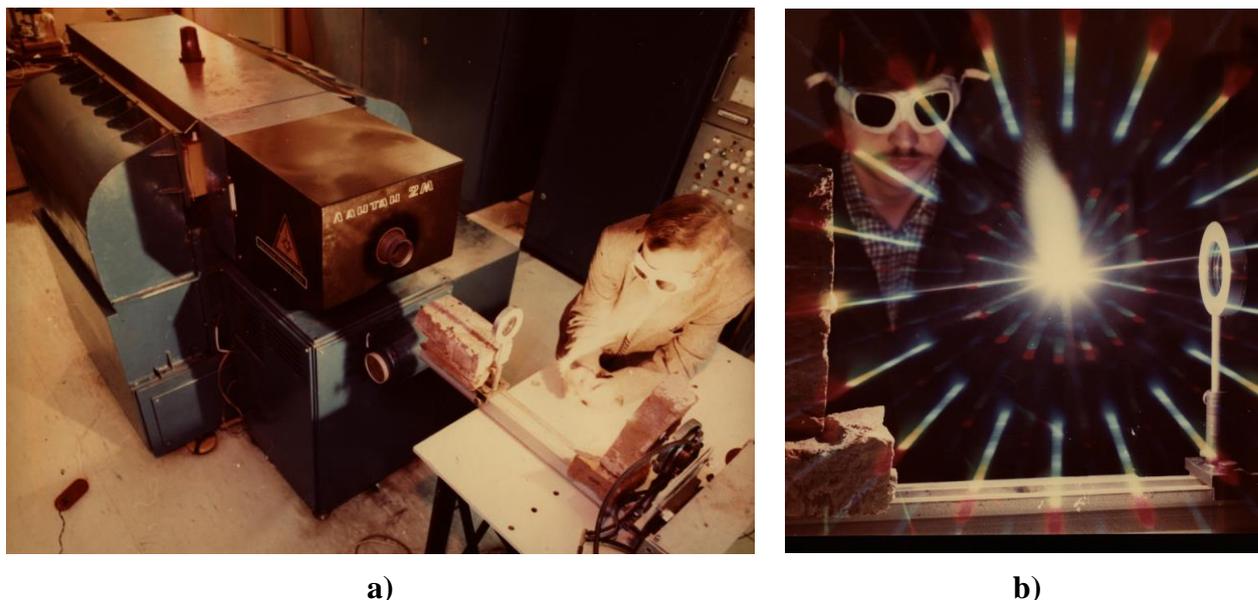
Для непрерывного оптического разряда фактором, определяющим стабильность горения, является проявление неустойчивости термогравитационной конвекции.

До начала работ по диссертации в опубликованной литературе этот круг вопросов был освещен недостаточно и требовал экспериментального и теоретического исследования. Поэтому предметом исследования в данной диссертации являются:

1. неустойчивость непрерывного оптического разряда, связанная с колебаниями конвективного факела;
2. неустойчивость импульсно-периодического оптического разряда и комбинированного оптического разряда, возникающая при определенных частотах повторения импульсов с возбуждением резонансных акустических колебаний в замкнутом разрядном объеме;
3. квазистационарные газовые потоки, генерируемые при воздействии импульсно-периодического лазерного излучения высокой интенсивности на газы и жидкости;
4. как основной метод исследования потоков, генерируемых ОР, применяется теневой метод визуализации оптических неоднородностей в средах с градиентами коэффициента преломления, усовершенствованный за счет использования широкополосного источника излучения высокой яркости с НОР в качестве точечного источника света.

## ГЛАВА 2. МЕТОДЫ ОРГАНИЗАЦИИ НЕПРЕРЫВНЫХ И ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКИХ ОПТИЧЕСКИХ РАЗРЯДОВ В ПЛАЗМЕННЫХ ИСТОЧНИКАХ ИЗЛУЧЕНИЯ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ СХЕМАХ

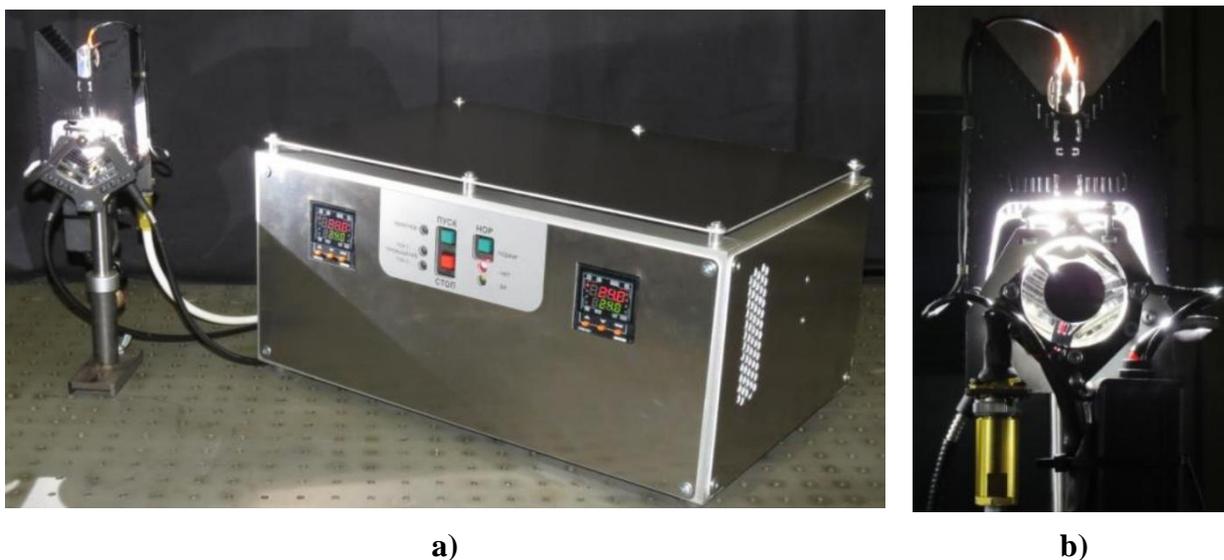
С появлением достаточно мощных импульсных и непрерывных инфракрасных лазеров начались исследования газовых разрядов в оптическом диапазоне частот электромагнитного излучения. Интерес к практическому применению оптических разрядов (ОР) как генераторов плазмы был в значительной степени стимулирован пионерскими работами по лазерной искре в режиме «медленного горения», а также по непрерывному оптическому разряду (НОР) в Институте общей физики РАН и Институте проблем механики РАН [7, 8, 26]. НОР уникален как метод стационарного поддержания плазмы с температурой полной однократной ионизации, который не требует конструктивных элементов, электродов, волноводов, индукторов и т.д. для подвода энергии к плазме. Это позволяет поддерживать плазму, например, в закрытой колбе с инертным газом высокого давления, пропуская лазерное излучение через прозрачное для излучения окно или непосредственно через стенку. К преимуществам оптических разрядов относится возможность их реализации в небольших масштабах в лабораторных условиях. Современные мощные инфракрасные лазеры средневолнового (в первую очередь, CO<sub>2</sub>-лазер  $\lambda = 10,6$  мкм) или коротковолнового (диодные и волоконные Yb<sup>3+</sup>  $\lambda = 0,97-1,09$  мкм) диапазонов имеют КПД от 15 до 50 %. Такие устройства при длительной непрерывной и/или средней импульсно-периодической выходной мощности от 1 до 10 кВт могут занимать площадь от одного до нескольких квадратных метров. Для поддержания стабильной плазмы с температурой 18-20 кК необходимо сфокусировать лазерное излучение достаточной мощности в нужном месте и инициировать плазму каким-либо посторонним источником (Рис. 2.1).



**Рис. 2.1**-Демонстрация НОР в лабораторном воздухе. Фотографии сделаны в ИПМех РАН: **а)** В.П. Зимаков инициирует НОР с помощью вольфрамовой проволоки, испаряющейся в фокусе луча мощного  $\text{CO}_2$ -лазера; **б)** Н.Г.Соловьев наблюдает с близкого расстояния плазму НОР. Радиальные цветные лучи – спектры теплового излучения воздуха, нагретого НОР, полученные при съемке через дифракционный светофильтр.

Параметры плазмы оптических разрядов определяются мощностью и условиями фокусировки лазерного излучения, типом плазмообразующего газа и его давлением, а также легко контролируются, например, оптическими спектральными методами. Анализ лазерного излучения, проходящего через плазму, позволяет путем измерения поглощения и рефракции лазерного излучения в плазме уточнить распределение температуры и концентрации электронов в ее наиболее горячей центральной части, где спектральные методы дают максимальные ошибки. Такие измерения важны для использования НОР в качестве эталонного объекта для проверки теоретических моделей излучательного энергообмена при высоких температурах [14].

Описанные выше основные принципы НОР наряду с возможностью эффективного поддержания НОР в ксеноне излучением на длине волны около 1 мкм лежат в основе широкополосных лазерно-плазменных источников излучения высокой яркости [74, 79, 119-121] (Рис. 2.2).



**Рис. 2.2-**Прототип лазерно-плазменного широкополосного источника излучения со скрещенными лазерными пучками [79]: **(а)** - общий вид излучателя открытого типа и сервисного модуля; **(б)** - излучатель открытого типа, предназначенный для работы в составе оптического прибора.

Для эффективного применения плазмы НОР в качестве источника излучения высокой спектральной яркости необходимым условием является ее высокая плотность, т.е. возможность осуществления разряда при высоком давлении плазмообразующего газа, а также при температуре, обеспечивающей высокую степень ионизации. Высокая плотность электронов при достаточно высокой температуре обеспечивает одновременно высокую излучательную способность плазмы и высокий коэффициент поглощения лазерного излучения. С другой стороны, при высокой плотности плазмообразующего газа и высокой концентрации электронов возрастает рефракция лазерного излучения на градиентах плотности газа и в плазме. Оба фактора в случае оптического разряда приводят к дефокусировке лазерного луча, что нарушает условия устойчивости оптического разряда в лазерном луче. Поэтому при повышении давления газа, а также для увеличения температуры, спектральной яркости и повышения устойчивости требуется обеспечивать наиболее острую фокусировку лазерного излучения. Для улучшения фокусировки применяют фокусирующую систему с минимально возможным параметром фокусировки  $f/D$ , где  $f$  – фокусное расстояние линзы,  $D$  – диаметр лазерного луча на задней главной плоскости линзы (или, что то же самое, с максимальной числовой апертурой  $NA = \sin \theta$ , где  $\text{tg } \theta = D/(2f)$ ). При этом надо выполнить условия минимума оптических aberrаций при фокусировке, поскольку для оптического разряда особенно важен ход лучей вблизи фокальной перетяжки. При параметре фокусировки

$f/D < 3$  для уменьшения сферической аберрации необходимо использовать дорогие асферические линзы или асферические зеркала, например, внеосевые параболоидические зеркала, чтобы исключить сферическую аберрацию. Но и в этом случае, если фокусировка осуществляется через стенку кварцевой колбы, как в современных источниках широкополосного излучения, повышаются требования к точности формы, качеству поверхности и материала стенки колбы, через которую проходит излучение.

Удачным решением, позволяющим использовать сферическую оптику и пропускать излучение через поверхности кварцевых колб стандартного качества и произвольной формы, является оптическая схема поддержания непрерывного оптического разряда в скрещенных сфокусированных лазерных лучах, пересекающихся в области фокальной перетяжки. Такая схема организации НОР используется, в частности, в лазерно-плазменном источнике широкополосного излучения высокой яркости ЛПИ-50. Расположение плазмы в области пересечения двух лучей, расположенных под углом не менее  $60^\circ$  друг к другу, в отношении НОР фактически создает эффект сильной фокусировки, несмотря на то, что каждый луч в отдельности сфокусирован слабо [78].

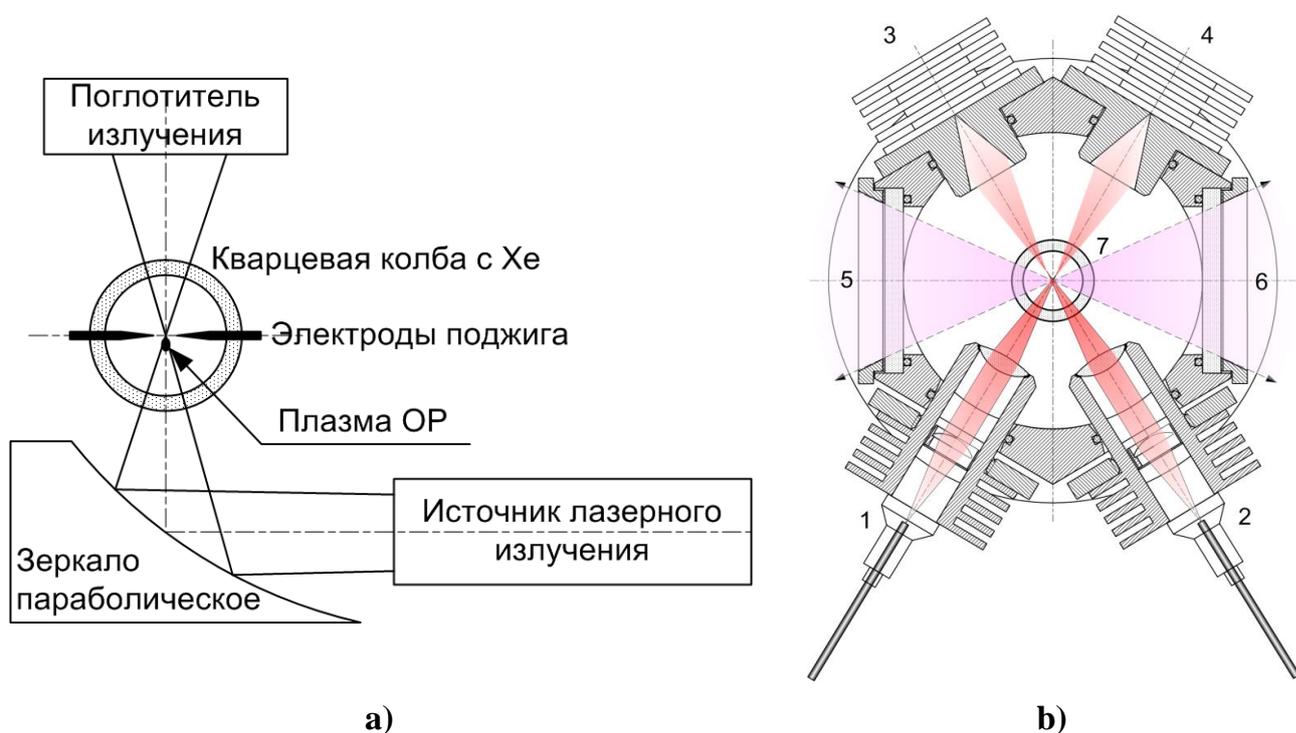
## **2.1 Метод поддержания НОР и ИПОР в области пересечения двух скрещенных лазерных лучей.**

Оптическая схема поддержания непрерывного оптического разряда в скрещенных сфокусированных лазерных лучах, пересекающихся в области фокальной перетяжки, была предложена в патенте [88]. Эта схема предложена как альтернатива однолучевой схеме с короткофокусной линзой или зеркалом (Рис. 2.3, а), внешне более простой, но требующей применения сложной асферической фокусирующей оптики.

Возможность подвода излучения ближнего ИК-диапазона с помощью оптоволоконна позволяет простыми средствами реализовать эту схему, например, как показано на Рис. 2.3, б). Для оптимальных условий горения оптического разряда область взаимного пересечения лучей не должна быть большого объема, поэтому сами лучи должны быть достаточно высокого исходного качества и должны быть предварительно сфокусированы, а зона их пересечения должна находиться вблизи фокуса приблизительно в том месте, где локализуется оптический разряд при минимальной мощности у порога его погасания в каждом из лучей. Требования к фокусировке в

случае такого расположения лучей могут быть снижены, что позволяет использовать объективы с малой числовой апертурой со сферическими преломляющими поверхностями. В случае узких лучей обычные неоднородности стенок кварцевой колбы не приводят к дефокусировке лучей, а только меняют положение точек фокусов, что можно легко исправить простой регулировкой.

На Рис. 2.3, б) показана одна из возможных конструкций излучателя на основе плазмы, стабилизированной в области пересечения двух относительно слабо сфокусированных лазерных лучей. Каждый из двух лазерных лучей, подводимых по оптоволоконным, коллимируется и фокусируется отдельной оптической системой (1, 2).



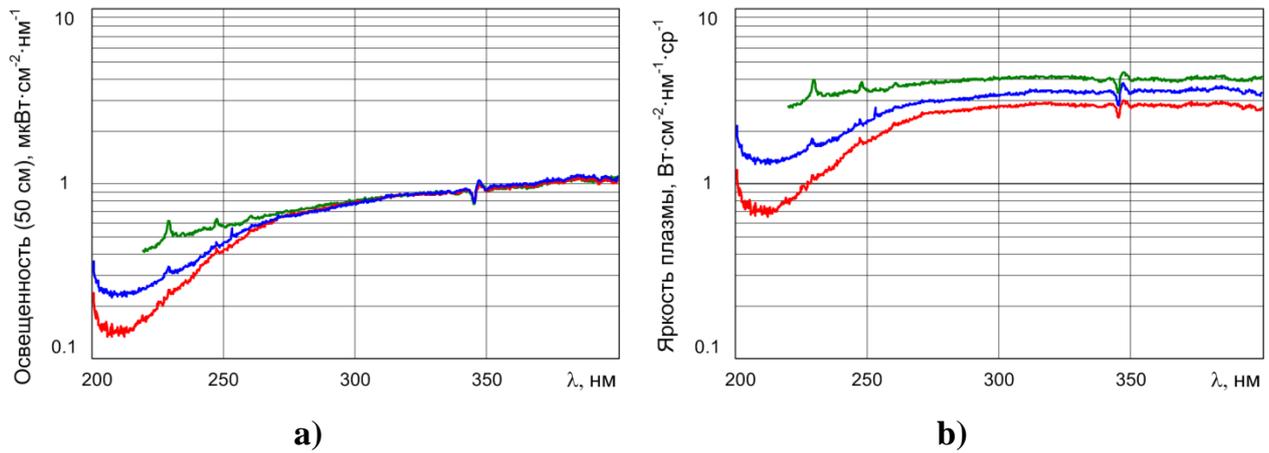
**Рис. 2.3- а)** Схема организации оптического разряда с короткофокусным асферическим зеркалом  
**б)** Поперечное сечение излучателя на оптическом разряде, стабилизированном в области пересечения лазерных лучей.

Лучи пересекаются вблизи фокуса внутри заполненной ксеноном кварцевой колбы (7), формируя зону, оптимальную для стабилизации компактной плазмы оптического разряда с высокой яркостью. Излучение плазмы выводится через широкоапертурные окна из кварцевого стекла типа КУ-1 (5, 6). Проходящая через плазму небольшая часть мощности лазерного излучения задерживается в поглотителях (3, 4). Полость излучателя вентилируется инертным газом под небольшим давлением для исключения образования озона и снижения поглощения УФ-компоненты широкополосного излучения.

Поддержание ОР в схеме пересекающихся лучей может осуществляться в импульсно периодическом (ИПОР) или комбинированном ИПОР за счет импульсно-периодического режима работы обоих лазеров или одного из них [78, 122]. Плазма в зоне пересечения лучей менее подвержена пространственным колебаниям и менее чувствительна к изменению пространственно-временных характеристик каждого из лазеров в отдельности, т.е. можно говорить о пассивной стабилизации характеристик плазмы.

В экспериментах [78] показано, что в данной схеме по сравнению со случаем ОР в одиночном слабо сфокусированном луче почти на порядок величины увеличивается коэффициент поглощения лазерного излучения, а также яркость и температура плазмы. При этом сохраняются небольшие размеры излучающей области плазмы, примерно соответствующие размерам области пересечения лазерных лучей.

На Рис. 2.4, а) приведены результаты измерения спектральной освещенности, создаваемой плазмой НОР в пересекающихся пучках, а также для сравнения на Рис. 2.4, б) показаны графики определенной в тех же условиях спектральной яркости плазмы НОР. Плазма поддерживалась в специально изготовленных кварцевых лампах со стандартным оптическим качеством стенок колбы и различным давлением наполнения  $p = 15, 20, 25$  бар соответственно. Суммарная мощность излучателей выбиралась в диапазоне  $P = 50 \div 60$  Вт ( $\lambda = 0.970 \div 0.976$  мкм) такой, чтобы при различном давлении газа освещенность, создаваемая плазмой на расстоянии 50 см, была примерно одинаковой в видимом и ближнем УФ-диапазонах. Размер излучающей плазмы в видимом диапазоне не превышал  $0.15 \times 0.30$  мм<sup>2</sup>. Спектральная яркость плазмы при измерении усреднялась по части изображения диаметром менее 0.1 мм вокруг ее наиболее яркой центральной области. Видно, что спектр плазмы, полученной при максимальном давлении (верхняя линия), демонстрирует значительно большую интенсивность в области вакуумного ультрафиолета. Большее давление соответствует большим значениям освещенности и яркости. Спад спектральных характеристик в области  $\lambda < 250$  нм увеличивается при уменьшении давления ксенона.



**Рис. 2.4 а)** Спектральная освещенность, создаваемая плазмой оптического разряда в ксеноне в пересекающихся лучах на расстоянии 50 см от разряда; **б)** спектральная яркость плазмы в ультрафиолетовом диапазоне при различном давлении ксенона, соответственно,  $p \approx 15$  бар (красная кривая – внизу),  $p \approx 20$  бар (синяя) и  $p \approx 25$  (зеленая – сверху).

Отличие графиков спектральной яркости указывает на то, что размеры плазмы уменьшаются с давлением, а также на то, что размер изображения плазмы зависит от длины волны и уменьшается в области ультрафиолета, что вызывает дополнительное увеличение спектральной яркости плазмы в ультрафиолетовой области. При суммарной мощности лазерного излучения около 50 Вт была достигнута максимальная спектральная яркость излучения на уровне  $4 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{нм}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}$  при давлении ксенона свыше 25 бар.

Дополнительного увеличения спектральной яркости до  $10 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{нм}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}$  и выше в области длин волн  $300 \div 350$  нм удастся достичь в комбинированном режиме ИПОР в пересекающихся лучах в случае, когда лазер 1 работает в непрерывном режиме при мощности излучения до 30 Вт, а лазер 2 – в импульсно-периодическом с большой скважностью и примерно удвоенной по сравнению с непрерывным режимом импульсной мощностью до 60 Вт. При этом по сравнению с НОР, максимальная импульсная яркость плазмы в комбинированном режиме разряда возрастает в  $3 \div 5$  раз [88].

## 2.2 Лазерно-плазменный источник широкополосного излучения высокой яркости ЛПИ-50 [79].

На основе технологии оптического разряда со стабилизацией плазмы в области пересечения сфокусированных лучей диодных лазеров был разработан и создан

прототип лазерно-плазменного источника широкополосного излучения высокой яркости ЛПИ-50 [79], показанный на Рис. 2.2.

Прибор состоит из излучателя и служебного блока, соединенных двумя оптоволоконными и одним электрическим кабелем. Основным элементом излучателя открытого типа (Рис. 2.2, b) является специализированная колба из кварцевого стекла с высоким пропусканием в ультрафиолетовой области, заполненная ксеноном при высоком давлении. Плазма инициируется кратковременным дуговым разрядом между поджигающими электродами. Лазерное излучение подводится по двум оптоволоконкам с отдельными выходными коллиматорами и фокусаторами, снабженными юстировочными устройствами для настройки положения области пересечения лучей вблизи фокальных перетяжек и поджигающих электродов. Излучатель содержит также поглотители неиспользуемого лазерного и плазменного излучения, обеспечивающие защиту прибора и минимальный фон рассеянного лазерного и широкополосного излучения.

Служебный блок (Рис. 2.2, a) конструктивно объединяет модуль лазерных диодов, модуль управления, модуль питания. Модуль лазерных диодов содержит два лазерных диода типа PLD-40 (IPG Photonics Corp.) с оптоволоконным выводом излучения, схемы питания, управления и охлаждения. Модуль управления обеспечивает контроль и стабилизацию тока диодов в режимах инициирования и стабильного поддержания плазмы, а также контроль датчиков безопасности и отключение диодов при их срабатывании. Кроме того, отдельная система управления обеспечивает термостабилизацию корпусов лазерных диодов с точностью  $0.1\text{ }^{\circ}\text{C}$  путем управления током элементов Пельтье. Система обеспечивает также работу источника излучения во всех режимах под управлением внешнего устройства управления при работе в составе оптического прибора.

Жесткая стабилизация температуры лазерных диодов вместе со стабилизацией тока питания диодов и схемой пассивной стабилизации плазмы в пересекающихся лазерных пучках обеспечивают необходимые условия для пространственной и временной стабилизации характеристик плазмы, что важно для многих приложений.

Источник предназначен для работы в качестве спектрального осветителя высокой яркости в системах аналитических спектрометров, спектрофотометров, эллипсометров, микроскопов, теневых и интерферометрических визуализаторов, а также различных

оптико-волоконных устройств, требующих интенсивного широкополосного ультрафиолетового излучения при малых размерах излучающего тела и высокой спектральной яркости.

Технические характеристики разработанного и изготовленного рабочего прототипа прибора приведены в Табл. 2.1.

**Табл. 2.1** – Технические характеристики источника излучения с лазерной плазмой, стабилизированной в зоне пересечения лазерных лучей

Группа параметров	Параметр	Значение	
Оптические характеристики	Спектральный диапазон, нм	190÷2100	
	Максимальная спектральная яркость в диапазоне $\lambda = 450 \div 500$ нм, Вт·см <sup>-2</sup> ·нм <sup>-1</sup> ·ср <sup>-1</sup> , не менее	3	
	Соотношение спектральных яркостей $B(\lambda = 200 \text{ нм}) : B(\lambda = 350 \text{ нм})$ , не менее	1:3	
	Размеры излучающей области плазмы при $\lambda = 350$ нм, диаметр×длина, мкм, не более	170×350	
	Нестабильность временных и пространственных характеристик, RMS, %, не более	0.2	
	Тип излучателя	открытый	
	Вывод излучения, 2 отверстия с числовой апертурой NA, не менее	2×0.5	
Общие характеристики	Мощность лазерного излучения, макс/рабочая, Вт	60/50	
	Интегральная мощность широкополосного излучения, макс/рабочая, Вт, не менее	40/30	
	Плазмообразующий газ	ксенон высокого давления	
	Потребляемая мощность, Вт, не более	350	
	Тип охлаждения	воздушное	
Массогабаритные характеристики прототипа	Излучатель	размер, д×ш×в, мм	100×100×200
		масса, кг	1.5
	Служебный блок	размер, д×ш×в, мм	420×290×190
		масса, кг	10
Соединение блоков, оптоволоконный и электрический кабель, длина, м, не менее		1	

### 2.3 Поддержание комбинированного ИПОР диодными лазерами с оптоволоконным выходом [78].

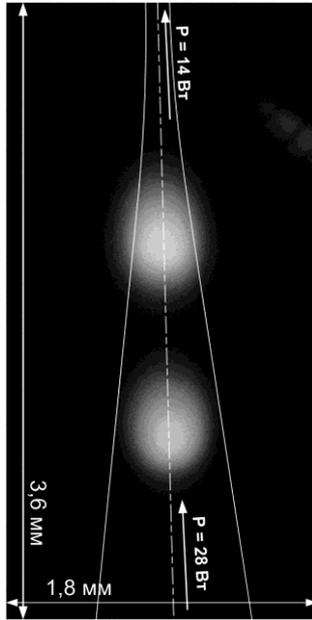
Для поддержания оптических разрядов лазерным излучением с длиной волны в диапазоне линий поглощения ксенона вблизи длины волны 980 нм подходят диодные лазерные модули накачки волоконных Yb<sup>3+</sup> лазеров, работающие в диапазоне длин волн

0.97 ÷ 0.98 мкм. Лазерные модули с оптоволоконным выходом типа PLD (IPG Photonics Corp.) [98] имеют выходную мощность от 30 до 60 Вт в оптическом волокне диаметром 100 мкм с числовой апертурой  $NA < 0.15$ . Последнее означает, что при фокусировке излучения оптической системой с  $NA > 0.15$  ( $F < 3$ ) можно получить диаметр луча в перетяжке менее 100 мкм, что не намного хуже пространственных параметров излучения, характерных для  $CO_2$ -лазеров. С учетом высокого коэффициента поглощения ксеноновой плазмы в области 980 нм это необходимое и достаточное условие для эффективного поддержания НОР.

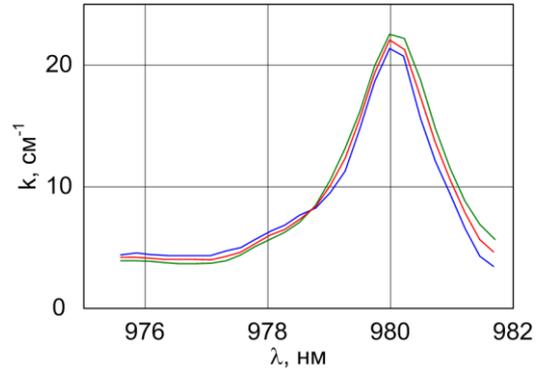
На Рис. 2.5 приведена фотография НОР в ксеноне при  $p \cong 25$  бар, поддерживаемого излучением диодного лазерного модуля PLD-40 с максимальной выходной мощностью около 30 Вт, излучающего в спектральной полосе шириной около 6 нм с центром  $\lambda = 978$  нм. Плазма НОР состоит из двух почти отдельных частей в результате астигматизма, возникшего вследствие неточной установки фокусирующего элемента (в данном случае внеосевого параболического зеркала, подобного показанному на Рис. 2.3, а)). Каждый из двух плазмоидов горит вблизи своего астигматического фокуса, фокусы разделены примерно на 1 мм. В каждом из фокусов мог существовать НОР также в виде одного плазмоида с меньшим поглощением, причем одиночный плазмоид мог перемещаться из одного фокуса в другой при небольших искусственных колебаниях мощности лазерного излучения.

Во всех случаях в [78] был измерен усредненный коэффициент поглощения лазерного излучения, результат приведен на Рис. 2.6 На графике хорошо видна уширенная линия поглощения ксенона  $\lambda = 980$  нм.

Пороговая мощность поддержания НОР диодным лазером вблизи линии поглощения была около 20 Вт, тем не менее, температура и спектральная яркость плазмы в этом случае оказались низкими. При настройке на линию поглощения достаточно высокий коэффициент поглощения достигается при сравнительно низкой температуре плазмы.



**Рис. 2.5-** Двойной НОР в луче диодного лазера PLD-40.  $P$  – мощность лазерного излучения на входе и выходе из плазмы, параметр фокусировки  $F = 4$ . Линиями показаны границы лазерного луча. Хе,  $p \cong 25$  бар [78].



**Рис. 2.6-** Усредненный спектр коэффициента поглощения  $k$  лазерного излучения плазмой НОР в Хе,  $p \cong 25$  бар [78].

Для того, чтобы повысить температуру до уровня, при котором яркость плазмы возрастает в несколько раз, оказалось достаточно использовать более мощный лазерный модуль той же серии PLD-70, обеспечивающий необходимую для поддержания НОР мощность излучения при меньшем токе накачки. Особенность заключается в том, что от тока накачки зависит температура излучающего перехода, вследствие чего с увеличением тока полоса излучения лазера смещается в сторону увеличения длины волны с коэффициентом около 1 нм/А. Поэтому при одинаковых условиях охлаждения и мощности излучения более мощный модуль дает полосу генерации, смещенную на несколько нанометров в коротковолновую область. При этом порог поддержания НОР увеличивается примерно в 1.5 раза, поскольку уменьшается коэффициент поглощения лазерного излучения, а яркость плазмы значительно возрастает.

Более мощный лазерный модуль позволяет также за счет модуляции тока накачки получить импульсно-периодический режим и реализовать ИПОР. Допускается модуляция разрядного тока с частотой до 50 кГц без потери или даже с некоторым увеличением импульсной мощности излучения по сравнению с непрерывным режимом.

Компактность и доступность диодных лазерных модулей позволяет естественным образом реализовать схему оптического разряда в пересекающихся лучах, например, как

показано на Рис. 2.3, b). Для оптимальных условий горения оптического разряда область взаимного пересечения лучей не должна быть большого объема, поэтому каждый из лучей должен быть предварительно сфокусирован, угол между оптическими осями лучей должен быть не меньше  $60^\circ$ , а зона их пересечения должна находиться вблизи фокуса приблизительно в том месте, где локализуется оптический разряд при минимальной мощности у порога его погасания в каждом из лучей, или еще дальше от точки фокуса.

Поддержание НОР в схеме пересекающихся лучей дает широкие возможности повышения температуры и управления характеристиками плазмы НОР (оба лазера непрерывные), ИПОР (оба лазера импульсные, работают синхронно или с фиксированным временным сдвигом), комбинированный ИПОР (один лазер в непрерывном режиме, другой в импульсном).

На Рис. 2.7 приведены результаты измерения спектральной яркости плазмы непрерывного и комбинированного разрядов в пересекающихся пучках, а также для сравнения на том же графике показаны определенные в тех же условиях спектральная яркость НОР и ИПОР в одиночных лучах, а также спектральная яркость катодной области дугового разряда. Во всех случаях разряд возбуждался в одной и той же колбе ксеноновой дуговой лампы OSRAM XBO 75W OFR мощностью 75 Вт, колба которой была изготовлена из безозонового кварцевого стекла, не пропускавшего излучение с длиной волны короче 230-240 нм.



следования импульсов, а у чисто импульсного разряда есть минимальная частота, и эта минимальная частота тем выше, чем меньше энергия в импульсе [78].

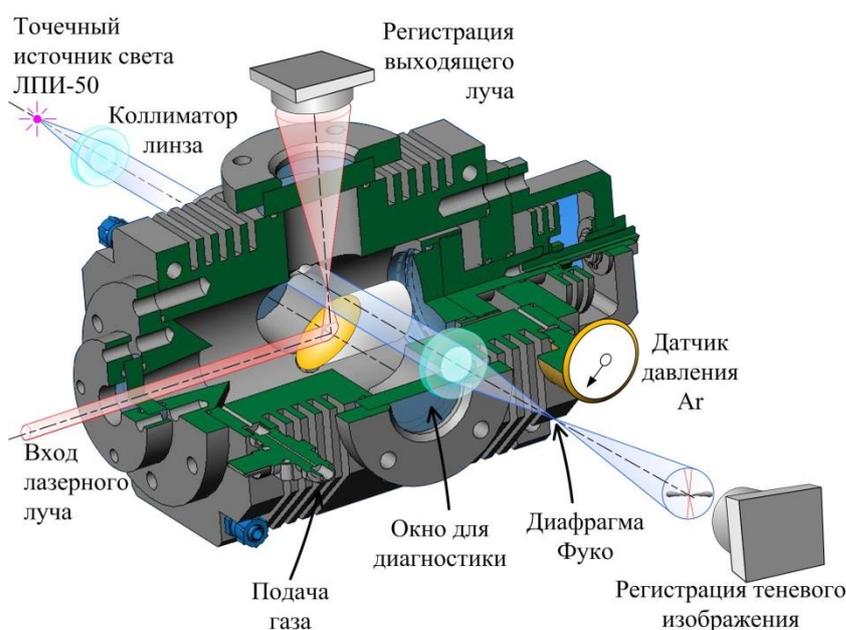
Поэтому в экспериментах с волоконным лазером удавалось при 2 кГц поддерживать ИПОР, а с диодными лазерами, у которых меньше мощность и хуже фокусировка (выше расходимость) частоту приходится устанавливать выше 10 кГц, а длительность импульса брать такой же или больше, чем пауза между импульсами. Таким образом, комбинированный режим ИПОР решает проблему получения импульсно-периодического режима оптического разряда с лазерами небольшой мощности и компромиссного качества излучения, какими являются диодные лазеры накачки с оптоволоконным выходом.

#### **2.4 Импульсно-периодический оптический разряд с накачкой фемтосекундным лазером со средней мощностью 1.25 Вт и частотой повторения до 10 кГц**

При достаточно высокой интенсивности излучения лазеров коротких импульсов становится возможной полная однократная или даже двукратная ионизация при прохождении импульса излучения через фокальную перетяжку, в которой достигается необходимая для этого интенсивность. Так на длине волны 1.064 мкм для однократной ионизации аргона (одновременное поглощение 14 квантов) достаточно интенсивности  $2\text{--}3 \times 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> [123]. При несколько большей интенсивности до  $10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> достаточно эффективно проходит также однократная ионизация  $\text{Ar}^+$  или двукратная ионизация  $\text{Ar}$ . Широкополосное излучение плазмы такого разряда продолжается в течение более длительного времени порядка сотен наносекунд (Рис. 2.11) после прохождения лазерного импульса вследствие электрон-ионной рекомбинации. Одной из главных особенностей рекомбинирующей плазмы импульсно-периодических оптических разрядов, создаваемых импульсами суб-пикосекундного или фемтосекундного диапазона, является исключительная стабильность от импульса к импульсу, хотя с увеличением частоты повторения до нескольких сотен герц и выше отмечалось нарушение стабильности [91].

Источником лазерного излучения в экспериментах служила коммерческая модель фемтосекундного импульсно-периодического лазера непрерывного действия с усилителем типа S-pulse (Amplitude Systèmes), настроенная на два предварительно установленных уровня энергии лазерных импульсов 135 и 270 мкДж/имп и частоты

повторения импульсов  $f_p = 1.66, 3.33, 5$  и  $10$  кГц. Длительность импульса составляла  $\tau = 450$  фс, длина волны  $\lambda = 1023$  нм, диаметр луча на выходе  $d = 2.5$  мм. Пространственные характеристики излучения были близки к характеристикам основной поперечной моды с параметром распространения  $M^2 = 1.2$ , произведением параметров луча  $BPP = 0.4$  мм·мрад и соответствующей расходимостью в дальней зоне  $\theta = 0.63$  мрад (полный угол). Диаметр перетяжки лазерного луча  $d_0 \approx 10$  мкм мог быть достигнут при значении параметра фокусировки  $f/d = 5.8$  (или  $f/5.8$ ), где  $d$  – диаметр луча на главной плоскости фокусирующего объектива (линзового или зеркального),  $f$  – фокусное расстояние (числовая апертура, соответственно,  $NA = 0.086$ ). Пиковая мощность излучения на выходе лазера составляла до  $1$  ГВт. Достижимая плотность мощности при фокусировке – до  $10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup> – позволяла получить оптический пробой, контролируемый многофотонным поглощением в аргоне, ксеноне и при максимальной энергии в импульсе в воздухе при атмосферном давлении. Данная интенсивность почти на два порядка превышала пороговую интенсивность многофотонной ионизации инертных газов излучением с данной длиной волны [123]. На практике плазма возникала при фокусировке импульсно-периодического излучения в камере высокого давления, наполненной аргоном при давлении  $10$  бар, с параметром фокусировки  $f/5.8$  и энергии в импульсе не менее  $50$  мкДж/имп в той части фокальной перетяжки, где интенсивность превышала пороговую для многофотонной ионизации.

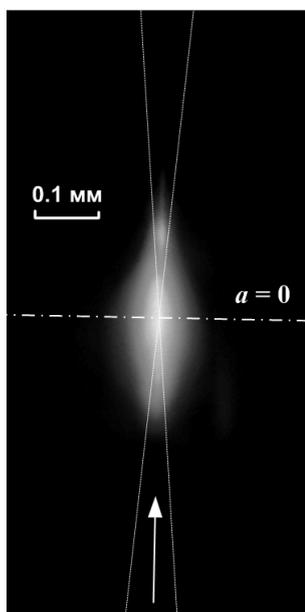


**Рис. 2.8**—Экспериментальная установка для исследования квазистационарной плазмы, поддерживаемой фемтосекундными периодическими лазерными импульсами в аргоне  $p = 10$  бар и наблюдения газových потоков методом Теплера. Параметр фокусировки  $f/5.8$  ( $NA = 0.086$ ), импульсная мощность лазера  $P_L \leq 1$  ГВт, средняя мощность  $P = 0.5 \div 1.5$  Вт, длительность импульса  $\tau = 450$  фс, частота повторения импульсов  $f_p = 1.66, 3.3, 5, 10$  кГц.

Схема экспериментальной установки для поддержания импульсно-периодического оптического разряда, регистрации параметров лазерного излучения, прошедшего через плазму, а также теневых изображений плазмы и создаваемых ею конвективных потоков по методу Теплера, показана на Рис. 2.8. Лазерное излучение вводилось в камеру высокого давления через окно из прозрачного кварцевого стекла без покрытий. Далее лазерный луч фокусировался внеосевым ( $90^\circ$ ) параболическим фокусирующим зеркалом  $f/5.8$  с апертурой 12 мм и эффективным фокусным расстоянием 15 мм. Зеркало имело металлическое отражающее покрытие из золота, достаточно хорошо отражающее на рабочей длине волны излучения 1.023 мкм. Защитных покрытий для золотого отражающего слоя не требовалось, что важно при работе с импульсами интенсивностью до  $10^{10}$  Вт/см<sup>2</sup> на поверхности зеркала из-за риска отслойки защитного покрытия. Минимальный диаметр луча в фокусе составлял 10 мкм.

Камера наполнялась аргонem под избыточным давлением 10 бар (11 бар абсолютного давления). Высокое давление было необходимо для облегчения формирования лазерной плазмы и увеличения чувствительности схемы визуализации газových потоков по методу Теплера. Вследствие многофотонной ионизации как

основного механизма ионизации излучением фемтосекундного лазера, плотная плазма возникала вблизи той фокальной перетяжки, где интенсивность излучения достигала максимума. В процессе последующей электрон-ионной рекомбинации газ нагревался до высокой температуры. В результате вблизи фокуса возникала зона теплового и рекомбинационного излучения высокой яркости размером  $l \approx 0.1-0.2$  мм (Рис. 2.9).



**Рис. 2.9**–Пространственные характеристики среднего по времени излучения плазмы разряда.  $\alpha \approx 0^\circ$ ,  $a \approx 0$  мм, где  $\alpha$  – угол наклона параболического зеркала,  $a$  – параметр астигматизма. Рамка  $0.5 \times 1$  мм<sup>2</sup>. Ar,  $p = 10$  бар,  $f/5.8$ ,  $f_r = 5$  кГц.

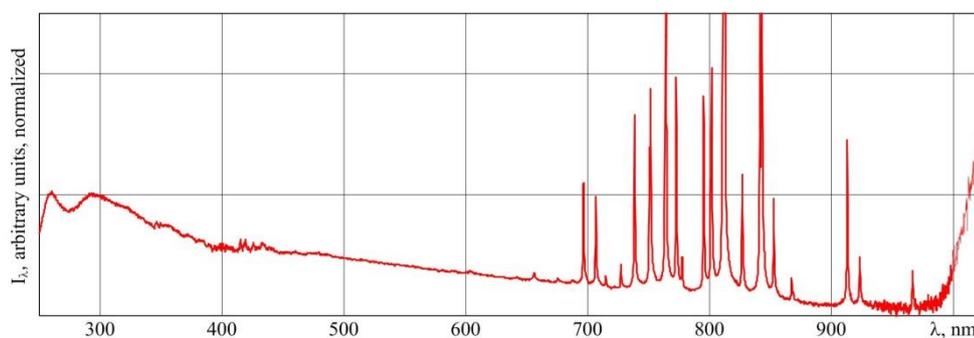
Свечение разряда было белым; усредненный по времени спектр (Рис. 2.10) был однородным в видимой области, с интенсивным континуумом в ультрафиолете и сильными линиями атома аргона в ближнем ИК. В целом спектр выглядел похожим на рекомбинационный.

Вид спектра свечения плазмы, а также искажение проходящего лазерного луча вследствие рефракции указывали на возможность достижения высокой газовой температуры в зоне разряда. Форма импульса свечения плазмы на Рис. 2.11 показывает, что заметное свечение плазмы, указывающее на процесс рекомбинации, после которого возможен нагрев газа, происходит уже после окончания ультракороткого лазерного импульса.

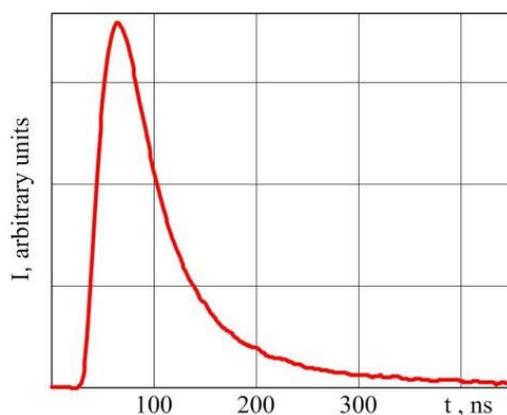
С учетом потерь в системе подвода излучения от лазера до зоны фокусировки в камере высокого давления, регистрация проходящего через камеру среднего по времени излучения показала, что средняя мощность излучения в фокусе в экспериментах не

превышала 0.85 Вт. Среднее по времени поглощение в аргоне 10 бар в зависимости от угла отклонения параболического фокусатора составляло от 0.3 до 0.5 Вт или от 30 до 100 мкДж/имп. Такой уровень поглощенной энергии сравним с опубликованными ранее экспериментальными результатами по генерации потоков в оптическом разряде, поддерживаемом наносекундными лазерными импульсами [79, 162], и способен обеспечить газовую температуру до 10 кК в объеме до  $10^{-7}$  см<sup>3</sup> вблизи фокуса. Периодически повторяемые раз за разом с высокой стабильностью и частотой повторения циклы расширений облака нагретого газа и его последующего коллапса порождают направленные потоки, наблюдавшиеся в данной диссертации.

Форма импульса свечения плазмы (Рис. 2.11) и вид интегрального свечения плазмы, показанный на Рис. 2.9, позволяют заключить, что плазма возникает в той части фокальной перетяжки, где интенсивность превышает порог многофотонной ионизации. Размер плазмы вдоль лазерного луча составляет около  $\sim 100$  мкм (Рис. 2.9), ширина светящегося канала по порядку величины соответствует ширине лазерного луча с учетом его газодинамического расширения за время свечения вследствие рекомбинации  $\sim 100$  нс.



**Рис. 2.10-** Усредненный по времени спектр широкополосного излучения плазмы, наблюдаемой в фокальной перетяжке лазерного луча в Ar, 10 бар. Полоса лазерного излучения с максимумом 1022 нм уширена за счет эффекта фазовой самомодуляции. Интенсивный УФ-континуум указывает на высокую электронную температуру, превышающую 1 эВ.



**Рис. 2.11**-Форма импульса широкополосного излучения плазмы зоны оптического разряда в аргоне  $p = 10 \text{ bar}$ ,  $f/5.8$ ,  $\tau_{\text{FWHM}} = 70 \text{ нс}$ ,  $f_p = 5 \text{ кГц}$ .

За время 100-300 мкс между последовательными импульсами свободные электроны при давлении 10 бар полностью рекомбинируют и не могут вносить вклад в искажение (поглощение) лазерного луча. Тем не менее, зона нагретого газа и атомов в электронно-возбужденных состояниях может остаться в области фокуса от предыдущего импульса. Возбужденные атомы могут обеспечить небольшое поглощение на длине волны 1.023 мкм благодаря уширенным спектральным переходам атома аргона.

Некоторые оценки характеристик наведенной тепловой линзы могут быть сделаны из наблюдаемой величины искажений проходящего луча и известной температурной зависимости коэффициента преломления аргона под давлением 10 бар.

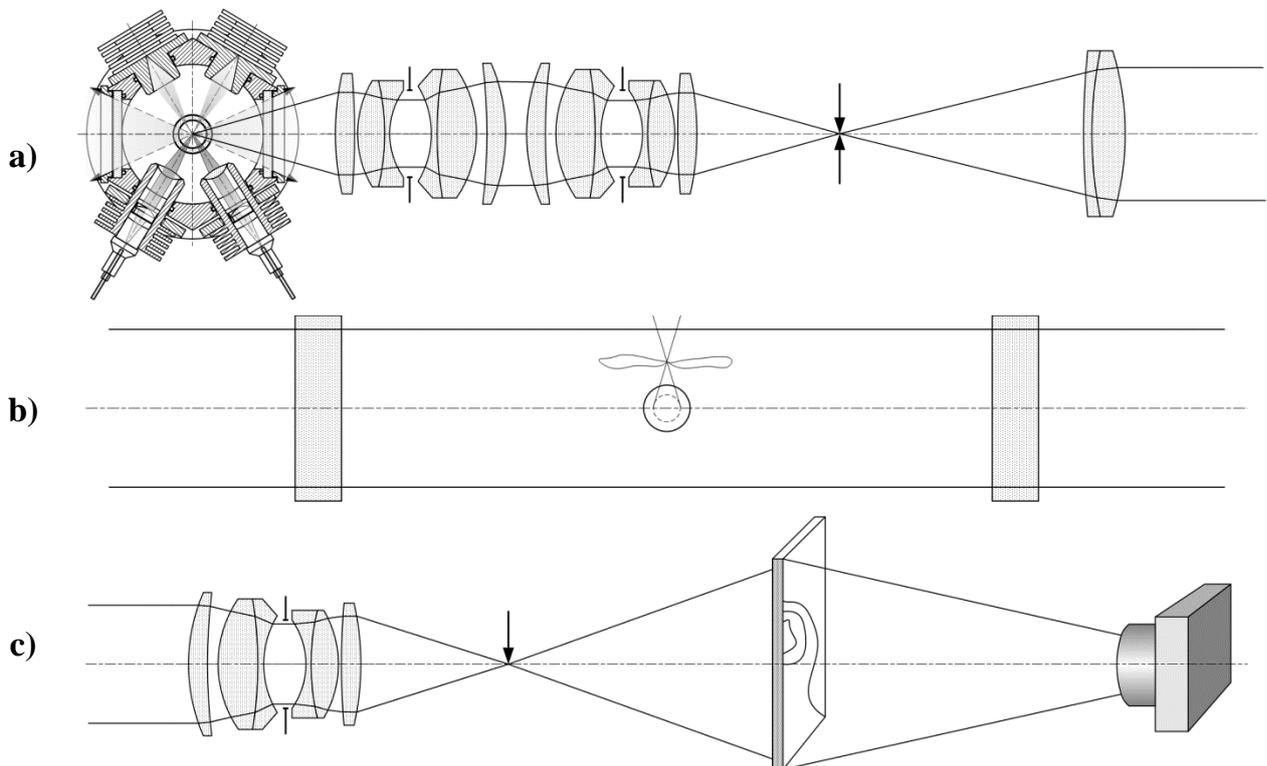
Ширина нагретой области, очевидно, больше ширины луча  $\sim 10 \text{ мкм}$ , по крайней мере, на величину расширения области разряда примерно со скоростью звука в аргоне 320 м/с за время, соответствующее характерному времени спада рекомбинационного излучения  $\sim 100 \text{ нс}$ . За это время зона нагретого газа расширяется до  $\sim 75 \text{ мкм}$ .

Оценка энергии, достаточной для нагрева газа, первоначально находящегося в объеме астигматической фокальной перетяжки в виде диска толщиной  $\sim 10 \text{ мкм}$  и диаметром  $\sim 100 \text{ мкм}$  до  $\sim 10 \text{ кК}$ , дает примерно  $\sim 10 \text{ мкДж}$ , или примерно 10 % от полной энергии лазерного импульса, то есть укладывается в наблюдаемое соотношение поглощенной и излученной энергии в оптическом разряде.

## 2.5 Применение источника ЛПИ-50 в теновом приборе

Лазерно-плазменный источник широкополосного излучения ЛПИ-50 [79] использовался в качестве точечного источника высокой яркости для визуализации потоков теновыми и шпирен методами [124, 125].

Тело свечения оптического разряда ЛПИ-50 имеет эллиптическую форму, вытянутую в вертикальном направлении, размером  $350 \times 200$  мкм. Поскольку размер тела свечения мал, теновая система в некоторых экспериментах была устроена так, как показано на Рис. 2.8: коллимирующая линза и объектив теновой системы имели фокусные расстояния, соответственно, 400 мм и 110 мм. Объектив теновой системы устанавливался таким образом, чтобы вместе с теновой картиной давать четкое изображение плазмы на визуализирующем рассеивающем экране. В фокусе объектива за линзой располагался нож Фуко, который мог быть вертикальным или горизонтальным в зависимости от преимущественной ориентации градиентов плотности исследуемого газа.



**Рис. 2.12-** Элементы системы получения теновых изображений с ЛПИ-50 в качестве точечного источника излучения. **а)** слева направо: излучатель ЛПИ-50, многолинзовый конденсор из двух объективов Гелиос-44, микродиафрагма, линзовый коллиматор; **б)** входное и выходное окна разрядной камеры и исследуемый фазовый объект посередине; **с)** слева направо: объектив Гелиос-44, нож Фуко или диафрагма, рассеивающий экран обратной проекции, скоростная видеокамера.

Тем не менее, поскольку в экспериментах с разрядами фемтосекундного лазера при небольшой частоте повторения средняя мощность тепловыделения была небольшой и соответственно небольшой была разница коэффициента преломления окружающего газа и исследуемого фазового объекта, необходимо было повысить чувствительность теневой системы при сохранении высокой светосилы для скоростной съемки.

На Рис. 2.12 изображена теневая система, решавшая задачу получения качественных теневых изображений в данных условиях. Для уменьшения влияния рассеянного элементами конструкции излучателя широкополосного излучения был использован многолинзовый конденсор, собиравший излучение плазмы и создававший ее изображение на микродиафрагме (Рис. 2.12, а) без увеличения.

Поскольку тело свечения плазмы мало, а отверстие в микродиафрагме было такого же малого размера, потери света на диафрагме были минимальны, а рассеянное излучение эффективно отсекалось. Параллельный зондирующий пучок после диафрагмы формировался линзовым коллиматором. После прохождения лучом разрядной камеры и исследуемого фазового объекта (Рис. 2.12, б) пучок собирался объективом (Рис. 2.12, с), при этом объектив настраивался так, чтобы создавать изображение фазового объекта на рассеивающем экране обратной проекции. В точке фокусировки параллельного зондирующего пучка между объективом и экраном располагался регулируемый нож Фуко или диафрагма, щелевая или круглая. Тип и положение диафрагмы подбирались для получения наиболее качественного и информативного изображения в каждом случае.

## **ГЛАВА 3. РЕГУЛЯРНЫЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ КОНВЕКТИВНОГО ФАКЕЛА НЕПРЕРЫВНОГО ОПТИЧЕСКОГО РАЗРЯДА**

### **3.1 Введение**

Одним из основных требований к широкополосным лазерно-плазменным источникам излучения высокой яркости [74, 79, 119-121] является высокая временная и пространственная стабильность излучения [119, 126, 127]. Тем не менее, даже при условии полной стабилизации всех параметров поддержания плазмы, большие градиенты температуры и плотности в газе, окружающем НОР, вызывают интенсивную конвекцию, которая сопровождается характерными пульсациями, негативно влияющими на стабильность положения и яркости плазмы НОР [85, 126, 127]. Для борьбы с этим явлением необходимо принимать специальные меры, которые не всегда успешны и часто трудновыполнимы [119].

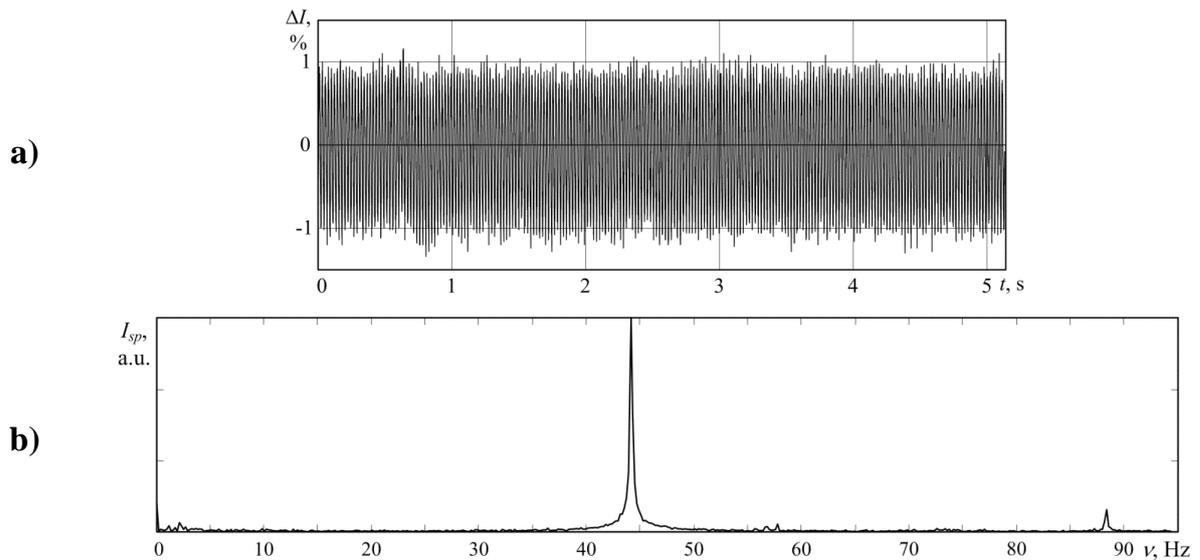
В разное время в специальной литературе рассматривались и выдвигались в качестве основных различные физические механизмы, которые могли служить причиной рассматриваемого типа колебаний НОР [47, 85, 86, 99, 128]. В данной главе проведено сопоставление экспериментальных данных по характеристикам регулярных пульсаций НОР, полученных в широком диапазоне давлений плазмообразующего газа, с результатами математического моделирования пульсаций конвективного факела от концентрированного источника тепла, эквивалентного НОР. Предложена аналитическая модель конвекции, с помощью которой проведено сравнение результатов математического моделирования с экспериментальными результатами, полученными при тех же условиях. Качественное и количественное совпадение результатов численного моделирования и данных эксперимента доказывает гидродинамическую природу данного типа неустойчивости.

### **3.2 Колебания яркости плазмы НОР**

В работах [126, 127] было проведено исследование относительно небольших (около 1%) пульсаций яркости плазмы НОР. Аналогичные пульсации наблюдаются в широкополосных источниках излучения на основе НОР. Эти колебания имеют физическую природу, и не связаны с возможными пульсациями лазерного излучения, механическими вибрациями от вентиляторов системы охлаждения, оптоволоконных

световодов и другими механическими вибрациями, исключение которых не приводило к стабилизации параметров плазмы.

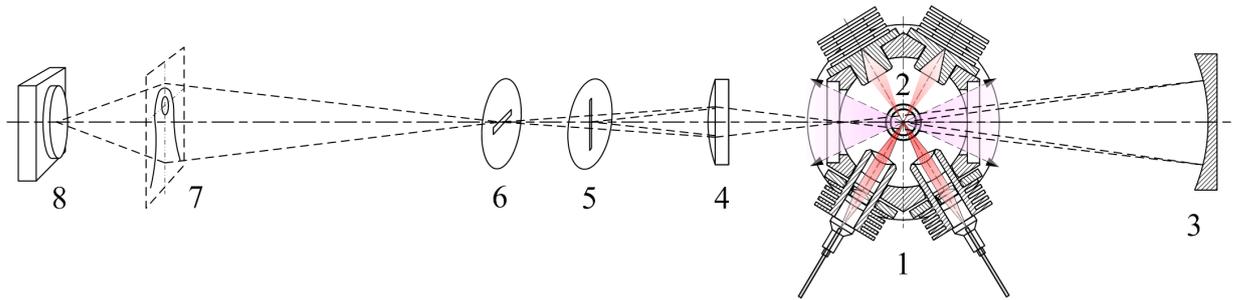
Плазма поддерживалась двумя диодными лазерами, излучающими на длине волны  $\lambda = 0,97$  мкм при мощности излучения  $P = 2 \times 26$  Вт. Лазерные лучи фокусировались и пересекались под углом  $60^\circ$  вблизи фокуса. Плазма поддерживалась в зоне пересечения лучей внутри кварцевой колбы с ксеноном под высоким давлением. Колебания яркости излучения регистрировались с помощью ФЭУ и записывались цифровым осциллографом. На Рис. 3.1, а) показана осциллограмма колебаний яркости НОР при  $p_{Xe} = 30$  бар. На Рис. 3.1, б) показан результат быстрого преобразования Фурье, полученного из осциллограммы, указывающий на основную частоту колебаний. Было обнаружено, что частота колебаний увеличивается с ростом давления, но мало изменяется с изменением мощности лазера несмотря на то, что вблизи порога поддержания мощность, поглощаемая НОР, в эксперименте изменялась не менее чем в 10 раз. Полученный результат в целом согласуется с результатами [85], полученными для НОР с  $CO_2$ -лазером в другом диапазоне давлений и характеристик плазмы. Объяснение полученных результатов, подробно представленное в [85], нельзя считать удовлетворительным, как показано в [86]. Механизм возникновения пульсаций, описанный в [99], не учитывает преломление лазерного излучения в плазме. Он также противоречит результатам анализа устойчивости фронта одномерной световой волны горения, последовательно проведенного в [86].



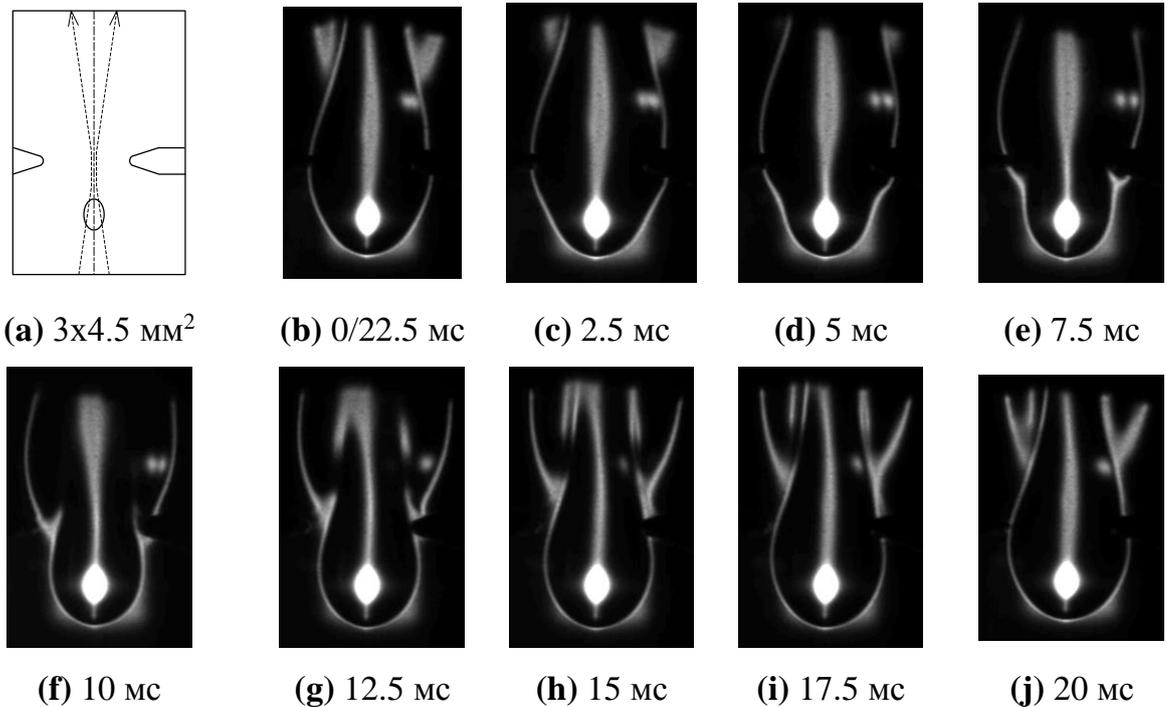
**Рис. 3.1.** а) Типичная осциллограмма пульсаций яркости НОР в ксеноне, поддерживаемого на пересечении двух сфокусированных пучков диодного лазера ( $\lambda = 0,97$  мкм,  $P = 2 \times 26$  Вт,  $p_{Xe} = 30$  бар); б) частотный спектр пульсаций, полученный с помощью быстрого преобразования Фурье; основная частота 44.4 Гц.

Для выяснения причин явления плазменных колебаний проводилась детальная высокоскоростная видеосъемка теневой картины окрестностей плазмы. Схема получения теневых изображений показана на Рис. 3.2. При прохождении пучка зондирующего излучения через относительно толстые стенки кварцевых колб, имеющие различную кривизну в вертикальном и горизонтальном направлениях, пучок приобретал астигматизм и другие искажения волнового фронта, что затрудняло выбор места для расположения ножа Фуко при использовании шлирен-метода получения теневых изображений. Поэтому в экспериментах использовалась комбинация шлирен и прямотеневых методов, при которой в астигматических фокусах располагались щелевые диафрагмы, но их роль заключалась не в получении шлирен-изображения, а в ослаблении, насколько возможно, прямого излучения исследуемого оптического разряда с целью повышения контрастности теневого изображения на экране обратной проекции. Таким образом, светлые линии на теневых изображениях конвективного факела от НОР отвечают областям с отрицательной производной радиального градента коэффициента преломления. Подробнее об интерпретации теневых изображений и соответствии наблюдаемых линий на теневом изображении изолиниям плотности, коэффициента преломления и изотермам конвективного факела написано в Приложении Б. В качестве точечного источника излучения для теневого прибора использовался лазерно-

плазменный источник излучения ЛПИ-50, показанный на Рис. 2.2. На Рис. 3.3 показаны кадры, полученные для случая  $p_{Xe} = 30$  бар.



**Рис. 3.2-** Схема теневого метода визуализации оптических неоднородностей в окрестности ИПОР: (1) оптоволоконная система с коллиматорами и линзами для фокусировки лазерного излучения; (2) лампа с системой инициирования ИПОР; (3) сферическое зеркало (или линзовый конденсор при использовании внешнего источника света); (4) объектив, (5), (6) щелевые диафрагмы; (7) экран обратной проекции для получения изображений; (8) цифровая камера.



**Рис. 3.3-** Теневые картины, показывающие движение вверх и рост пузырька горячего газа вокруг НОР в течение одного периода пульсации (22,5 мс): **a)** размер рамки  $3 \times 4,5 \text{ мм}^2$  и расположение плазмы относительно лазерного луча и плазмы; **b)** 0/22,5 мс – пузырек нагретого газа диаметром 2 мм начинает движение вверх; **d)** 5 мс - радиус фронта падает до 1,2 мм в спутном потоке; **f)** 10 мс - начинается вовлечение окружающего газа в факел тороидальным вихрем; **h) j)** 15-20 мс - вихрь движется вверх и отделяется от факела.

На представленных кадрах из видеозаписи можно наблюдать один цикл колебаний области нагретого газа вокруг НОР. Белые линии на кадрах соответствуют относительно

резкому температурному фронту, на котором плотность газа и показатель преломления падают с ростом температуры (в диапазоне температур 1-3 кК, как описано в [126, 127]).

Нагретая газовая область приблизительно сферической формы с минимальным радиусом около 0,6 мм увеличивается до 1 мм за 13 мс, а затем пузырек нагретого газа всплывает вверх со скоростью тепловой конвекции. Когда пузырек нагретого газа всплывает вверх, фронт нагретой зоны вокруг плазмы входит в более быстрый спутный поток за пузырьком, заставляя его радиус уменьшаться до минимума, и цикл повторяется снова. Весь процесс занимает 22,5 мс, что соответствует частоте пульсаций 44,4 Гц. Частота пульсаций яркости такая же, как видно на Рис. 3.1 а).

Простая модель конвекции была предложена в [126, 127]. Образование конвективного факела происходит за счет тепловой мощности, рассеиваемой в НОР, которая составляет от 10% до 20% от падающей мощности лазера в типичных экспериментальных условиях. Конвекция описывалась как всплытие нагретого газа за счет плавучести со скоростью  $V_c$ , определяемой как функция от радиуса пузырька  $r$ . Скорость роста радиуса зоны нагрева  $V_t$  также рассматривалась в зависимости в основном от  $r$ . Следуя схеме на Рис. 3.4, а) и имея в виду, что рассеиваемая тепловая энергия  $Q$  расходуется в основном на нагрев газа, входящего в полусферический фронт факела, в [126, 127] были написаны простые формулы для  $V_t$  и  $V_c$ :

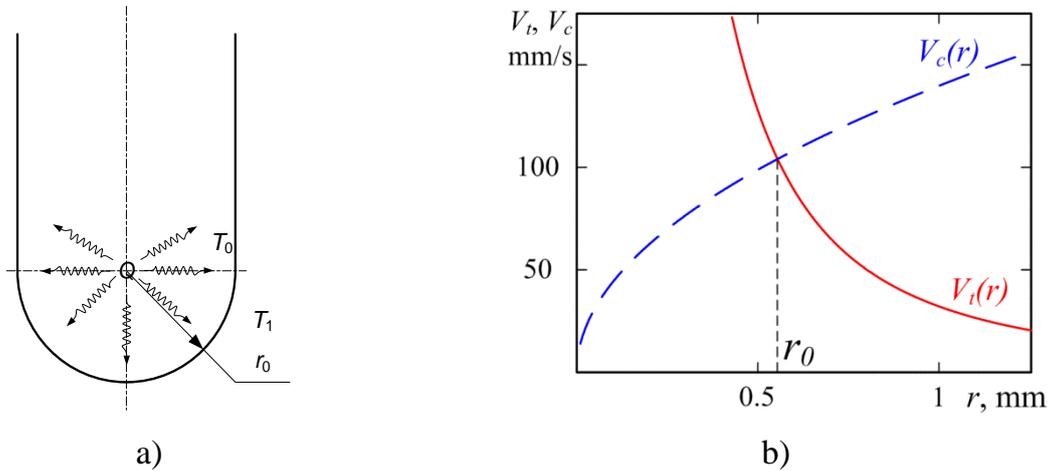
$$V_t(r) = \frac{Q}{2\pi C_p r^2 \rho(T_1)(T_0 - T_1)} \quad (3.1)$$

$$V_c(r) = \sqrt{2rg} \quad (3.2)$$

здесь  $Q$  - рассеиваемая тепловая мощность;  $C_p$  - удельная теплоемкость ксенона;  $\rho(p, T_1)$  - плотность окружающего газа в зависимости от его температуры  $T_1$  и давления  $p$ ;  $g$  - ускорение свободного падения;  $T_0$  - характерная температура нагрева газа, входящего во фронт.

Большая часть газа, входящего во фронт конвективного факела, обтекает зону максимальных температур вблизи плазмы. Резкое расширение из-за высоких градиентов температуры выталкивает газ в область более низких температур. Средняя температура, до которой нагревался газ, принималась  $T_0 = 3$  кК, поскольку уже при этой температуре плотность газа падает в 6 раз, если  $T_1 = 0.5$  кК. На Рис. 3.4, б) построены зависимости  $V_t(r)$  (3.1) и  $V_c(r)$  (3.2) для случая  $p_{Xe} = 30$  бар, соответствующего данным на Рис. 3.1,

Рис. 3.3. Точка пересечения кривых задает радиус стационарного факела, устанавливающегося при остановке расширения фронта нагрева за счет охлаждения конвекцией вблизи значения  $r = r_0$  (примерно соответствует минимальному радиусу зоны нагрева на Рис. 3.3, d).  $r_0$  имеет смысл равновесного радиуса стационарного конвективного факела.



**Рис. 3.4 а)** Схема формирования стационарного конвективного факела. **б)** Графики скорости роста зоны нагрева газа вокруг НОР  $V_i$  и скорости термогравитационной конвекции  $V_c$  в зависимости от радиуса зоны нагрева  $r$ . Расчет проводился при  $Q = 8$  Вт,  $T_1 = 0,5$  кК,  $T = 3$  кК,  $p_{xc} = 30$  бар.  $r_0$  - расчетный радиус конвективного факела.

Таким образом, наблюдаемая картина термогравитационных колебаний конвективного факела НОР отвечает следующей физической последовательности. Достигнув равновесного радиуса  $r_0$ , зона нагрева продолжает расти за счет того, что часть горячего газа, уносимого конвекцией, возвращается обратно вследствие вихревого движения газа вблизи головки факела. Поскольку скорость всплывания нагретой области увеличивается с ростом радиуса, нагретый газ периодически, по достижении определенного радиуса  $r_{mx} > r_0$  поднимается вверх из окрестности НОР. При этом головка факела, оказавшись в более быстром спутном потоке за всплывающей частью факела уменьшает свой радиус до величины  $r_{mn} < r_0$ , после чего процесс роста возобновляется и цикл повторяется, порождая релаксационные колебания.

В Приложении А подробно излагается простое феноменологическое рассмотрение процесса колебаний конвективного факела, которое позволяет вывести формулу для частоты колебаний, соответствующую наблюдаемой зависимости частоты пульсаций от давления и радиуса факела. Кроме того, получено простое соотношение, позволяющее связать равновесный радиус конвективного факела  $r_0$  с минимальным  $r_{mx}$  и

максимальным  $r_{mn}$  радиусами факела в процессе пульсации. В Приложении А получены соотношения:

$$r_0^5 = r_{mx} \cdot r_{mn}^4, \quad (3.3)$$

откуда, если ввести обозначение  $a = r_{mn}/r_{mx}$

$$r_{mx} = \frac{r_0}{a^{0.8}}, \quad r_{mn} = r_0 a^{0.2}. \quad (3.4)$$

Далее, из рассмотрения времен описанного цикла пульсации для зависимости частоты пульсации  $\nu$  от равновесного радиуса факела  $r_0$  получена формула

$$\nu \cong a \sqrt{\frac{g}{2r_0}} \quad (3.5)$$

справедливая при  $0.5 \leq a \leq 1$ . Как показали эксперименты, в условиях, когда движение газа обусловлено силами плавучести,  $a \approx 0.5$ , и в этом случае выражение (5) преобразуется к виду

$$\nu \cong 0.5 \sqrt{\frac{g}{2r_0}}, \quad (3.6)$$

В Табл. 3.1 приведены экспериментальные данные по измеренным значениям частоты регулярных осцилляций конвективного факела  $\nu$ , амплитуды осцилляций в виде минимального и максимального радиусов факела  $r_{mn}$  и  $r_{mx}$ , определенных из соответствующих последовательностей теневых изображений (скорость видеосъемки 800-1000 кадров в секунду) с поправками, представленными в Приложении Б в Табл. Б.1.

Параметры конвективного факела НОР и частот пульсаций получены в условиях поддержания НОР излучением диодных лазеров на длине волны 976 нм в ксеноне при различном рабочем давлении. НОР поддерживался в схеме со скрещенными лазерными лучами. Такая же оптическая схема используется в конструкции лазерно-плазменного источника излучения ЛПИ-50 (LPS-50). Излучение каждого из двух лазерных диодных модулей типа PLD-40 с помощью коллиматора и фокусирующей линзы направлялось в замкнутую кварцевую колбу с ксеноном высокого давления. Лучи пересекались в области фокуса каждого из лучей вблизи центра колбы. НОР инициировался

кратковременным дуговым разрядом, после чего поддерживался за счет поглощения лазерного излучения.

При проведении экспериментов в качестве замкнутых разрядных объемов с ксеноном высокого давления использовались как стандартные дуговые ксеноновые лампы (ДКсШ-150, Osram XBO 100WOFR, Osram XBO 150W2), так и специально изготовленные (ARC(American Radiation Company) #1, #2, СпКс-500, ДКсШ 15 бар, ДКсШ 30 бар). Специальные лампы отличались от стандартных повышенным давлением ксенона и более тонкими электродами, предназначенными только для кратковременного инициирования ОР. С увеличением давления пороговая мощность лазерного излучения для поддержания НОР снижалась. В лампах с минимальным рабочим давлением  $p < 20$  бар пороговая мощность составляла  $P_{th} \approx 30$  Вт, в лампах с максимальным рабочим давлением  $p > 46$  бар  $P_{th} \approx 20$  Вт. В большинстве экспериментов суммарная мощность лазерного излучения, подводимого к плазме, находилась в пределах  $P_{in} = 20 \div 50$  Вт. Прямой зависимости частоты регулярных колебаний конвективного факела от мощности лазерного излучения не наблюдалось. При этом максимальная частота  $\nu = 53 \pm 0.5$  Гц была зарегистрирована в эксперименте с малой мощностью излучения  $P_{in} = 22$  Вт вблизи пороговой.

Рабочее давление в замкнутом разрядном объеме превышало давление наполнения, как правило, в 1.6-1.7 раза. Тепловая составляющая энергии, диссипирующей в НОР, приводила к нагреву газа и стенок колбы разрядного объема, и соответственно к росту давления. Рабочая температура газа в колбе (около 500 К) и рабочее давление были результатом установления теплового баланса. Средняя по объему плотность ксенона при этом, очевидно, не менялась. В Приложении В приведены характеристики колб всех ксеноновых ламп, использовавшихся в экспериментах и результаты расчетов энергетического баланса ламп, исходя из которых определялось рабочее давление ксенона. В Табл. 3.1  $d$  – это расстояние между иницирующими электродами, используемое как масштаб длины при анализе кадров видеосъемки.

**Табл. 3.1** – Экспериментальные данные по частоте регулярных колебаний НОР и размерам конвективного факела в зависимости от рабочего давления газа в разрядном объеме

Тип лампы	$p$ , бар	$d$ , мм	$P_{in}$ , Вт	$\nu$ , Гц	$r_{mn}$ , мм	$r_{mx}$ , мм	$r_0$ , мм	$\sqrt{g/(2r_0)}$ , с <sup>-1</sup>
Osram XBO 150W2	19±2	2.5	46	39.5±0.5	0.66±0.03	1.1±0.04	0.68±0.023	84±1.5
ДКсШ 15 bar	24±2	0.83	46	44±0.5	0.64±0.03	1±0.04	0.635±0.023	88±1.5
ARC #1	26.5±2	1.57	44	44.5±0.5	0.62±0.03	0.85±0.04	0.577±0.023	92±2
ARC #2	25±2	1.56	44	43±0.5	0.64±0.03	0.86±0.04	0.597±0.023	91±2
СпКс-500	35±2.5	1.1	47	49.5±0.5	0.48±0.03	0.92±0.04	0.52±0.03	97±3
Osram XBO 100W OFR	28±3	1	43	45.7±0.5	0.7±0.03	0.75±0.03	0.6±0.02	90±1.5
ДКсШ 30 bar	50±4	1.1	41	50.5±0.5	0.6±0.03	0.8±0.03	0.55±0.033	95±3
ДКсШ 30 bar	50±4	1.1	41	51±0.5	0.56±0.03	0.75±0.03	0.52±0.033	97±3
ДКсШ 30 bar	50±4	1.1	21.5	51.5±0.5	0.52±0.03	0.59±0.03	0.46±0.032	103±3.5
ДКсШ 30 bar	50±4	1.1	22	53±0.5	0.5±0.03	0.6±0.03	0.446±0.033	105±4

Радиус стационарного факела  $r_0$  вычислялся из  $r_{mn}$  и  $r_{mx}$  по формулам (3.3), (3.4). В последнем столбце таблицы представлен параметр, вычисленный с использованием  $r_0$  по формуле (3.6) и имеющий размерность частоты.

### 3.3 Закон подобия для частоты колебаний конвективного факела

Регулярные колебания факела термогравитационной конвекции НОР были зарегистрированы уже в первых экспериментах [26]. Впервые этот тип автоколебаний был подробно исследован в работе [85]. Авторы [85] наблюдали и регистрировали теньевыми методами колебания конвективного факела НОР, поддерживаемого излучением непрерывного СО<sub>2</sub>-лазера в разрядной камере с ксеноном при давлении 3-5 бар и с аргоном в более широком диапазоне давлений 3-23 бар. Наблюдаемые пульсации с частотами 19-33 Гц авторы [85] объясняли неустойчивостью фронта оптического разряда в набегающем потоке газа, называемой также волной светового горения. Однако, как вскоре было доказано в [86], волна светового горения в рассматриваемых условиях свободной конвекции принципиально устойчива, поэтому предложенное в [85] объяснение механизма пульсаций неверно.

Общее правило, изложенное в [86], допускает исключения в некоторых особых случаях. В ряде работ исследовались пульсации НОР, возникающие вследствие

неоднородности газовых потоков, обдувающих плазму, или одновременного действия поглощения и преломления лазерного излучения, поддерживающего плазму (в частности, с учетом преломления на границе конвективной зоны) [47, 99, 128]. Однако результаты этих исследований не объясняют природу регулярных осцилляций конвективного факела.

На основе значений из Табл. 3.1 и работы [127] построена зависимость частоты пульсаций и радиуса конвективного факела от давления Рис. 3.5.

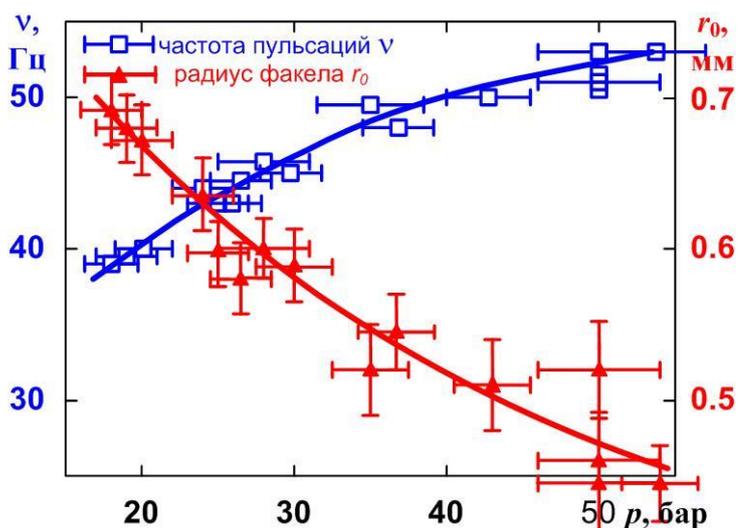
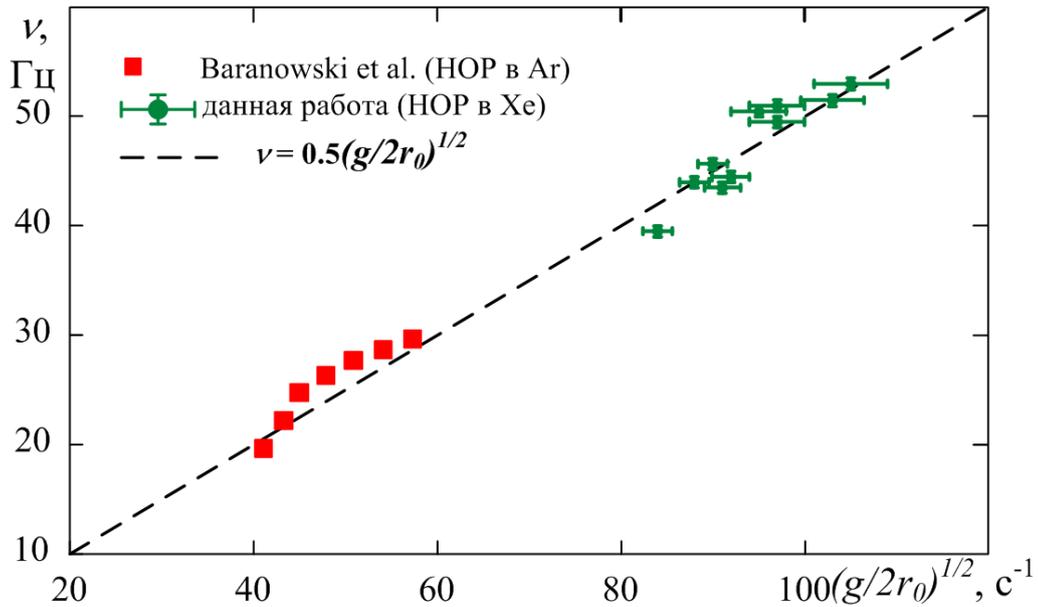


Рис. 3.5-Зависимость частоты пульсаций и радиуса факела от давления (Табл. 3.1 и [127]).

В [126, 127] пульсации конвективного факела НОР в ксеноне исследовались в диапазоне давлений 15-50 бар. Этот диапазон используется в широкополосных источниках излучения высокой яркости на основе НОР. На основе наблюдений было предложено использовать соотношение подобия типа (3.6), которое описывает обнаруженную экспериментально зависимость частоты пульсаций и других параметров конвективного факела НОР от давления.



**Рис. 3.6-** Закон подобия для частот колебаний конвективного факела НОР (формула (3.6), пунктирная линия) сравнивается с экспериментальными данными [85] (красные прямоугольники) и данной диссертации. Данные на графике хорошо согласуются с обобщенными данными по пульсациям диффузионных пламен в условиях термогравитационной конвекции, представленными в [131].

В Табл. 3.1 приведены результаты экспериментального исследования, также согласующиеся с соотношением подобия (3.6). Зависимость  $\nu = \nu(\sqrt{g/(2r_0)})$  построена на Рис. 3.6 соответственно данным из Табл. 3.1 вместе с линейной зависимостью, выраженной формулой (3.6). Видно, что экспериментальные точки удовлетворительно описываются соотношением подобия (3.6). Данные из [85], полученные ранее при других условиях, также хорошо описываются прямой линией, определяемой соотношением (3.6). При расчете  $r_0$  по данным [85] для получения точек, изображенных на Рис. 3.6, мы также использовали соотношения (3.3), (3.4) и поправочные коэффициенты, в соответствии с представленными в Приложении Б Табл. Б.1, с учетом того, что картины конвективных факелов в [85] были получены путем шпирен-фотографии.

Как указано в [127], закон подобия (3.6) практически совпадает с аналогичным законом для пульсирующих диффузионных пламен, таких как пламя над поверхностью жидкости или при ламинарном горении смесей при малой скорости подачи [131, 132]. В экспериментальных работах по горению это соотношение подобия часто представляют в виде  $St \cong A Fr^{-b}$ , где  $St$  – число Струхала,  $Fr$  – число Фруда, коэффициенты  $A$  и  $b$  могут быть различными, но в указанных условиях  $A \approx 0,5$  и  $b \approx 0,5$ . В применении к

оптическим разрядам вычисление чисел Фруда и Струхаля встречает дополнительную неопределенность в виде входящей в формулы неопределенной величины скорости  $V$ .

Аналогия с горением также указывает на то, что в случае НОР в условиях свободной конвекции, как и в случае ламинарного пламени, основная причина колебаний связана с гидродинамикой конвективного теплообмена, а не с особенностями взаимодействия лазерного излучения с плазмой НОР или химических реакций горения в случае пламен.

### **3.4 Численное моделирование**

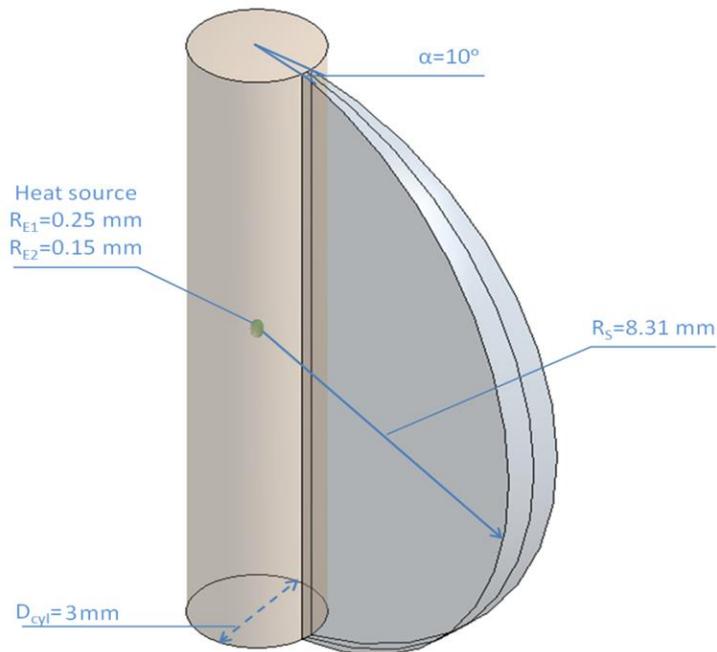
Для доказательства гидродинамической природы пульсаций было проведено математическое моделирование динамики конвективного факела от концентрированного источника тепла, который эквивалентен НОР по размерам области тепловыделения и тепловой мощности. При такой постановке задачи исключается класс неустойчивостей, возникающих при взаимодействии лазерного излучения с плазмой и также приводящих к осцилляциям [47, 85, 86, 99, 128]. В полной постановке, с учетом преломления и поглощения лазерного излучения в плазме, моделирование конвективных потоков вокруг НОР было проведено в работе [100], однако размер расчетной области в работе [100] был слишком мал по сравнению с размерами конвективного факела. Поэтому ни самого конвективного факела, ни соответствующих пульсаций в расчетах [100] не возникало, было отмечено только образование тороидальных вихрей, которое отмечено и в данном разделе. Для возникновения рассматриваемых пульсаций большое значение имеет движение вихрей. В [100] вихри не двигались, поскольку они были заперты в ограниченной расчетной области.

#### **3.4.1 Геометрия расчетной области**

С помощью вычислительных инструментов программного пакета Ansys CFX [117] было проведено вычислительное гидродинамическое исследование движения газа вокруг НОР, обусловленного теплопроводностью и гравитационной конвекцией. Колбы дуговых ксеноновых ламп высокого давления, используемых для поддержания НОР в эксперименте, имеют форму вытянутого сфероида с отношением полуосей 1,5-1,9. Для математического моделирования из соображений симметрии была выбрана аппроксимация сферической колбы при соблюдении равенства прочих условий в реальном объеме используемой лампы и модельной сферической. Радиус сферы

выбирался из условия равенства теплоотовода с поверхности сфероида, близкого к реальному, и модельной сферы, что в первом приближении соответствует условию равенства площади внешней поверхности модельной и реальной форм.

При постановке модельной задачи сферический объем газа для экономии вычислительных ресурсов аппроксимировался квазисферической геометрией – сферическим сектором с углом  $\alpha = 10^\circ$  (Рис. 3.7).



**Рис. 3.7-** Геометрия вычислительной области.

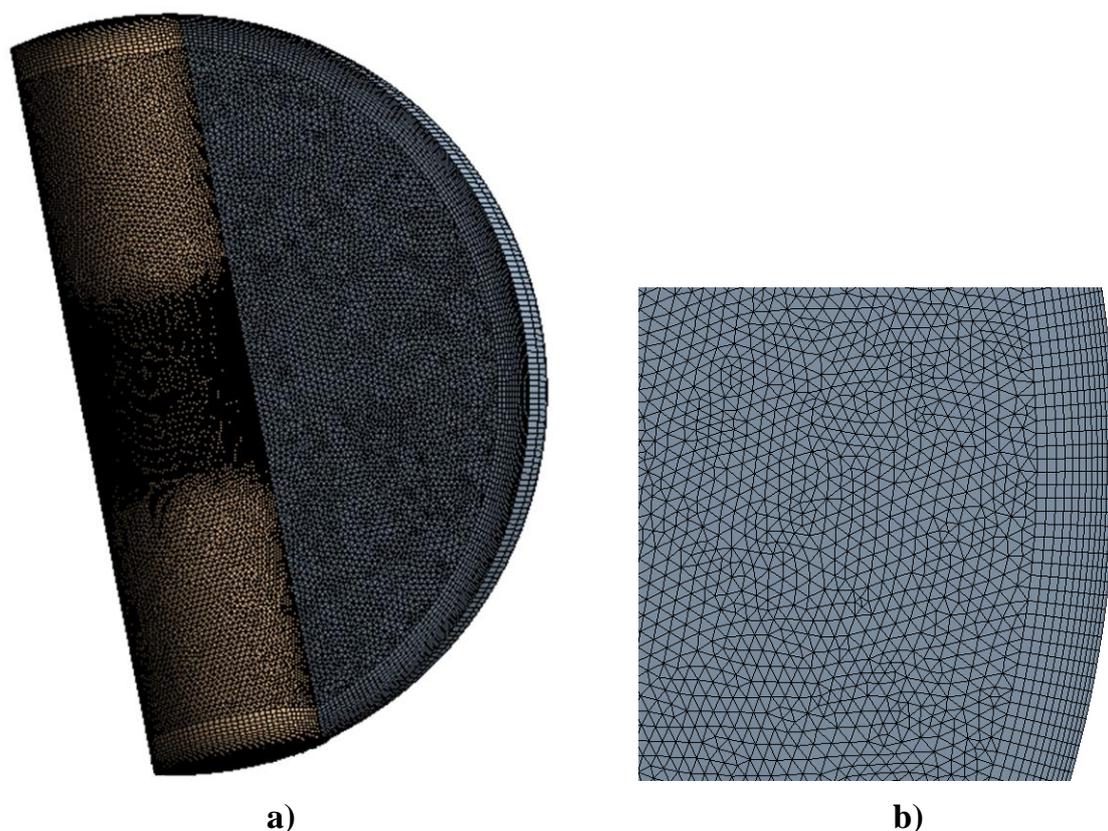
Радиус сектора  $R_s = 8.31 \text{ мм}$ , на его боковых поверхностях задавались условия циклической симметрии. В центре сектора на оси симметрии задана область источника тепловыделения в виде эллипсоида с радиусами  $RE_1 = 0,25 \text{ мм}$  и  $RE_2 = 0,15 \text{ мм}$ . Для более точного разрешения газодинамических структур, возникающих вблизи источника тепла, и для задания более детального уточнения расчетной сетки в области основного конвективного потока задана цилиндрическая область диаметром  $D_{\text{cyl}} = 3 \text{ мм}$ . Ось симметрии цилиндрической области, ось циклической симметрии и диаметр сектора совпадали.

На Рис. 3.8 показана используемая расчетная сетка. Она состоит из 2 178 895 тетраэдрических и гексагональных элементов и включает 420 292 узла. Узлы сетки сгущаются в области источника тепла для более точного разрешения зарождающихся газодинамических структур. При приближении к внешним стенкам камеры

осуществляется переход к шестиугольникам с последующим их сгущением для более точного моделирования потоков в области отвода тепла.

### 3.4.2 Постановка задачи и граничные условия

Как отмечалось выше, поддержание НОР в условиях, характерных для лазерно-плазменных источников широкополосного излучения высокой спектральной яркости [74, 79, 119-121], осуществляется в герметичной кварцевой колбе, заполненной ксеноном под высоким давлением. Энергия, необходимая для компенсации энергетических потерь плазмы, подается в виде сфокусированного лазерного луча ближнего инфракрасного диапазона непосредственно через кварцевую стенку колбы.



**Рис. 3.8** а) Расчетная сетка; б) переход к структурированной сетке и ее адаптация на внешней границе для моделирования условия теплоотвода.

В экспериментах использовался лазерно-плазменный источник излучения ЛПИ-50 (Рис. 2.2). Общая мощность лазерного излучения, подводимого к НОР, составляет 50 Вт. В разделе 3.2 уже отмечалось, что около 20% энергии лазерного излучения, подводимого к НОР, выделяется в виде тепловой энергии. Это происходит по следующим причинам. Плазма НОР поглощает около половины мощности лазерного излучения, лазерное излучение, прошедшее через плазму, покидает объем газоразрядной

лампы и не участвует в рассматриваемом процессе. Большая часть энергии, поглощенной плазмой (не менее 50%), переизлучается в виде полезного широкополосного теплового излучения. Излучение плазмы, за исключением коротковолновой ультрафиолетовой составляющей, слабо взаимодействует с окружающим газом и покидает рассматриваемый объем, не нагревая его. Таким образом, из общей мощности лазерного излучения, подводимого к НОР (50 Вт), от 10 до 20% (от 5 до 10 Вт) удаляется за счет теплопроводности и конвекции. Поэтому мощность источника тепла устанавливалась в диапазоне 5-10 Вт.

Газообразная среда задавалась вязкой и несжимаемой с возможностью создания турбулентных потоков. Термодинамические характеристики и коэффициенты переноса ксенона при высоких значениях температуры и давления были взяты из [118,129-130]. В работе [118] эти значения были рассчитаны с учетом лучистого теплообмена при температурах выше 6 кК. Следует отметить, что учет излучения в исследуемой гидродинамической задаче гравитационной конвекции не мог играть важной роли. При температурах ниже 6 кК степень ионизации и доля излучения в энергетическом балансе ксенона малы. Когда газ течет вокруг источника тепла малого размера и высокой концентрации тепла, такого как НОР, только небольшая часть газа проходит через наиболее горячие ионизированные и излучающие области плазмы; поэтому учет ионизации и радиационной теплопередачи мало влияет на течение газа в более холодных областях при заданной скорости тепловыделения. В интересующей нас области вне зоны тепловыделения температура газа не превышает 6 кК; поэтому косвенный учет излучения через термодинамические характеристики и коэффициенты переноса, рассчитанные с учетом лучистого теплопереноса, не выглядит грубым приближением.

В расчетной задаче температура на внешней поверхности стенки сферической камеры задавалась постоянной, ее значение определялось условиями охлаждения внешней поверхности стенки и заданной мощностью, отводимой от области теплоотдачи. Постоянство температуры внешней поверхности расчетной области задавало условия для отвода тепла через стенку колбы толщиной 2 мм - теплопроводность модельной кварцевой колбы была равна  $\chi_{quartz} = \frac{1.5 \frac{W}{m \cdot K}}{2mm}$ .

Это условие предполагает, что существует эффективный отвод тепла от внешней стенки за счет теплопроводности, конвекции и теплового излучения в диапазоне длин волн непрозрачности кварцевой стенки (более 3 мкм).

### 3.4.3 Этапы моделирования процесса

На внешней границе расчетной области были заданы условия отсутствия проскальзывания стенки. Процесс моделировался в два этапа. Сначала решалась задача конвекции газа в замкнутом объеме в трехмерной стационарной постановке. Плотность мощности и общая скорость тепловыделения считались постоянными в фиксированной области выделения мощности. Система дифференциальных уравнений включает уравнение неразрывности, три уравнения сохранения импульса для компонент вектора импульса и уравнение теплопроводности:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial \omega}{\partial z} = 0, \quad (3.7)$$

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + \omega \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left( \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right), \quad (3.8)$$

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + \omega \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \left( \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) + g_y, \quad (3.9)$$

$$u \frac{\partial \omega}{\partial x} + v \frac{\partial \omega}{\partial y} + \omega \frac{\partial \omega}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \left( \frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial z^2} \right), \quad (3.10)$$

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + \omega \frac{\partial T}{\partial z} = a \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + q, \quad (3.11)$$

где  $u$ ,  $v$ ,  $\omega$  –  $x$ -,  $y$ - и  $z$ -компоненты скорости газа, соответственно;  $\rho$  – плотность газа;  $p$  – давление газа;  $\nu$  – кинематическая вязкость;  $a = \frac{\chi}{c_p \rho}$  – температуропроводность газа, где  $\chi$  – теплопроводность,  $c_p$  – изобарная удельная теплоемкость;  $g_y$  – гравитационное ускорение;  $q$  – член источника, описывающий мощность источника тепла и равный нулю вне области тепловыделения.

В расчетной области было задано значение интенсивности турбулентности (степень турбулентности)  $I = \frac{100\% \cdot u'}{U}$ , где  $u'$  – среднеквадратичное значение пульсаций турбулентной скорости (пульсационная составляющая) и может быть

выражено в терминах энергии турбулентности  $k - u' = \sqrt{\frac{1}{3}(u_x'^2 + u_y'^2 + u_z'^2)} = \sqrt{\frac{2}{3}k}$ ,  $U$  – скорость, осредненная по Рейнольдсу,  $U = \frac{1}{T} \int u(t) dt$ , где  $T$  – характерное время осреднения флуктуаций скорости.

Интенсивность турбулентности может быть также выражена через коэффициент вихревой вязкости  $\frac{\mu_t}{\mu}$ , где  $\mu_t$  – вязкость, обусловленная турбулентностью,  $\mu$  – молекулярная динамическая вязкость.

В данной задаче расчет проводился при значении интенсивности турбулентности  $I = 5\%$  (коэффициент вихревой вязкости  $\frac{\mu_t}{\mu} = 10$ ). Следует отметить, что, скорее всего, учет турбулентности при таких условиях внесет небольшой вклад в наблюдаемую картину из-за быстрого затухания турбулентности.

После решения стационарной задачи и получения распределения газодинамических параметров была решена нестационарная система уравнений, позволяющая моделировать конвективные газодинамические колебания от источника тепла:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial \omega}{\partial z} = 0 \quad (3.12)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + \omega \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left( \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \quad (3.13)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + \omega \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \left( \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) + g_y \quad (3.14)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + u \frac{\partial \omega}{\partial x} + v \frac{\partial \omega}{\partial y} + \omega \frac{\partial \omega}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \left( \frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial z^2} \right) \quad (3.15)$$

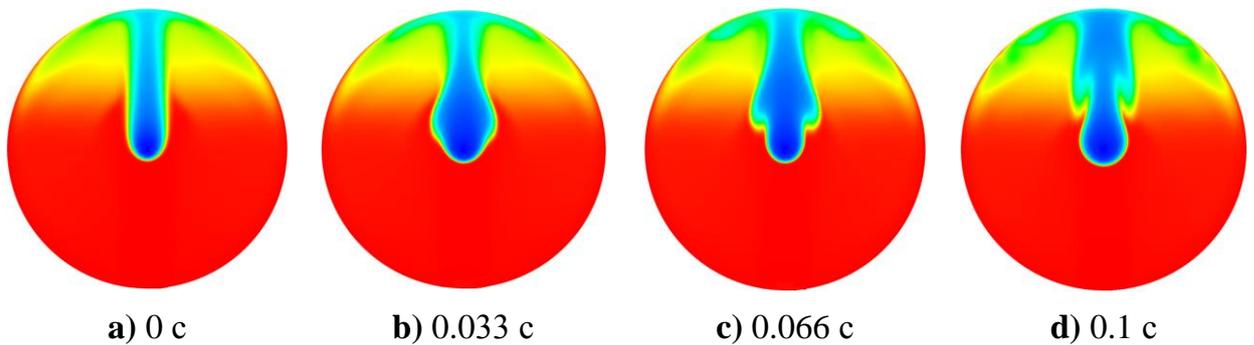
$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + \omega \frac{\partial T}{\partial z} = a \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + q \quad (3.16)$$

В качестве начального распределения для динамической задачи берется решение задачи о конвективном факеле, полученное на предыдущем этапе, которое близко к стационарному, как на Рис. 3.9, а). При такой формулировке начальных условий удалось сократить время расчета, за которое успевают развиваться колебания пламени, до

нескольких периодов колебаний (Рис. 3.9, b-d). Расчеты были искусственно ограничены временем 0,1 с, поскольку этого было в основном достаточно для установления колебаний. Параметры плотности, теплопроводности, теплоемкости и вязкости ксенона были взяты из [118,129-130] и зависели от давления и температуры ( $\rho = \rho(p,T)$ ,  $\nu = \nu(p,T)$ ,  $a = a(p,T) = \frac{\chi(p,T)}{C_p(p,T)\rho(p,T)}$ ). В [118] значения термодинамических параметров и коэффициентов переноса в области температур выше 3 кК были указаны при  $p = 20$  и  $p = 50$  бар в диапазоне  $T = 0,5-30$  кК. Поэтому конкретные распределения параметров при решении стационарных и нестационарных задач рассчитывались на каждом временном шаге следующим образом:

$$x(T) = x_{20bar}(T) + (x_{50bar}(T) - x_{20bar}(T)) \frac{(P - 20bar)}{20bar}, \quad (3.17)$$

где вместо  $x$  подставляется нужный теплофизический параметр ( $x = \rho, \nu, C_p, \chi$ ),  $T$  – температура ( $T = 0,5...30$  кК),  $P = P(t)$  – значение абсолютного давления в колбе на данном шаге времени.

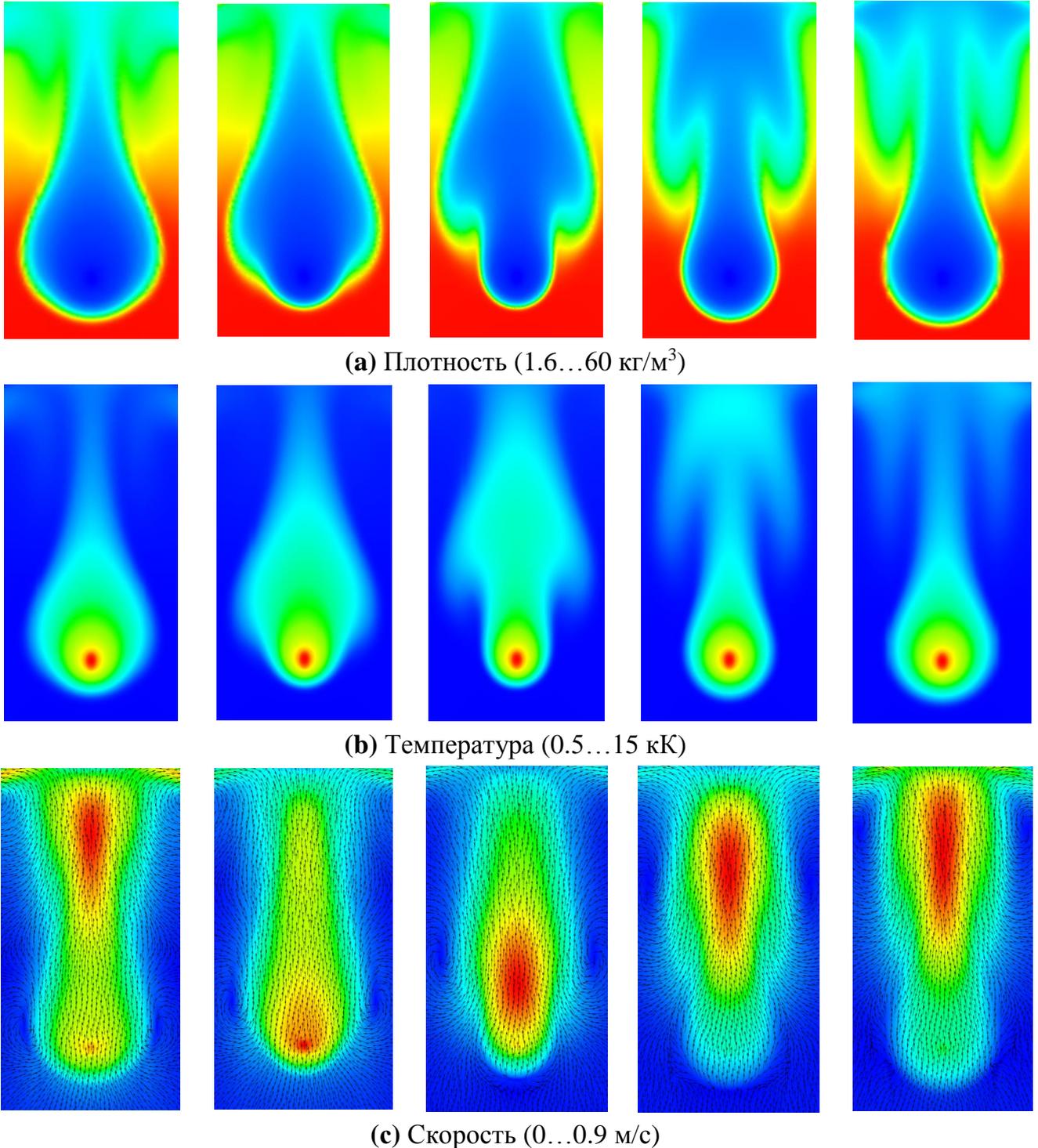


**Рис. 3.9-** Пример хода решения вычислительной задачи (показано двумерное распределение плотности): **(a)** решение близко к стационарному; **b)-d)** - развитие колебаний при  $t = 0-0.1$  с.

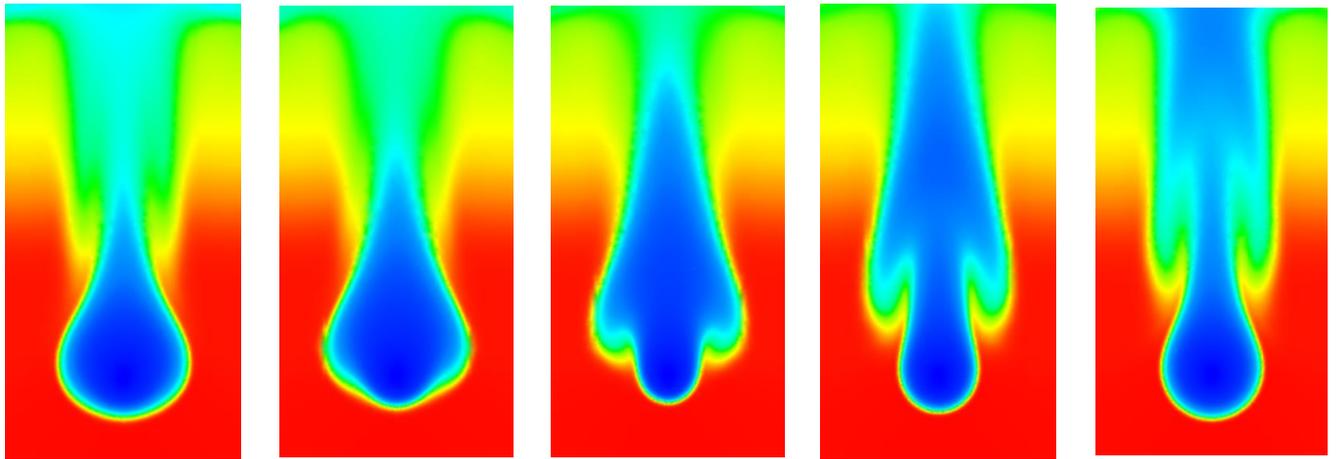
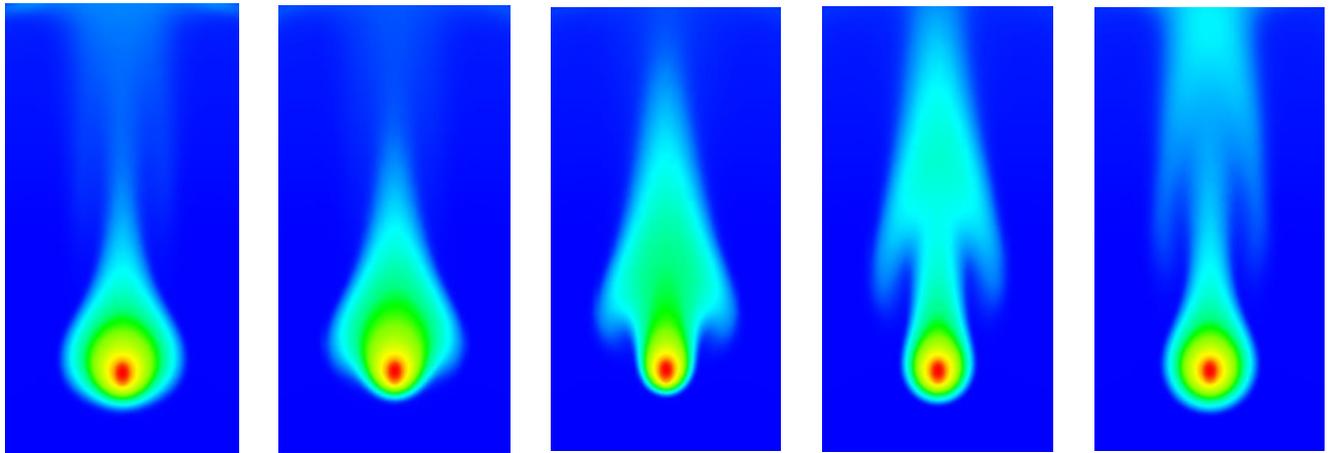
### 3.5 Результаты расчетов

В расчетах были получены динамические распределения температуры, плотности и скорости газа вокруг области тепловыделения при значениях давления  $p = 20...50$  бар, установившихся при нагреве газа в замкнутом объеме колбы. Примеры полученных результатов приведены на Рис. 3.10-Рис. 3.12. На них представлены двумерные распределения температуры, скорости и плотности в градациях цветов (красный соответствует максимальному, а синий – минимальному значению параметра). Размеры кадра составляют  $5 \times 9,5$  мм<sup>2</sup>. На распределениях скоростей стрелками показаны

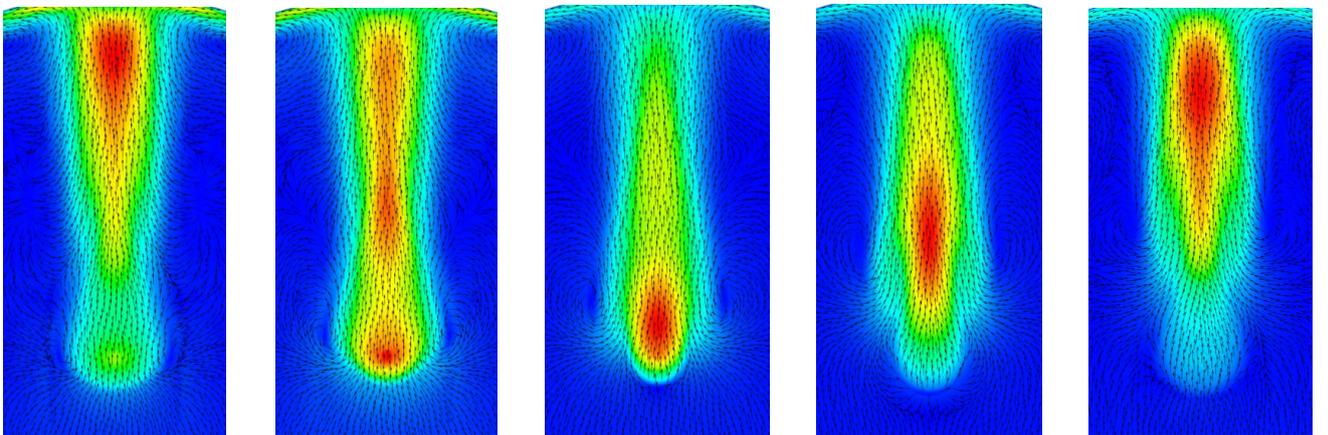
направления векторов скорости газа в зоне конвекции. На кадрах показаны фазы пульсации: зарождение тороидального вихря, его подъем и отделение от основного потока. Представленные на Рис. 3.10-Рис. 3.12 периоды полных колебаний специально показаны ближе к концу расчетных интервалов (когда время стремится к  $t = 0.1$  с) для наглядности демонстрации хода выдачи результатов, полученных в процессе решения.



**Рис. 3.10-** Распределение параметров в области конвективного факела для рассчитанного цикла пульсаций для  $p = 19$  бар,  $f = 28,9$  Гц. Кадры временной шкалы  $t = (0.072$  с;  $0.079$  с;  $0.086$  с;  $0.093$  с;  $0.1$  с) показаны слева направо.

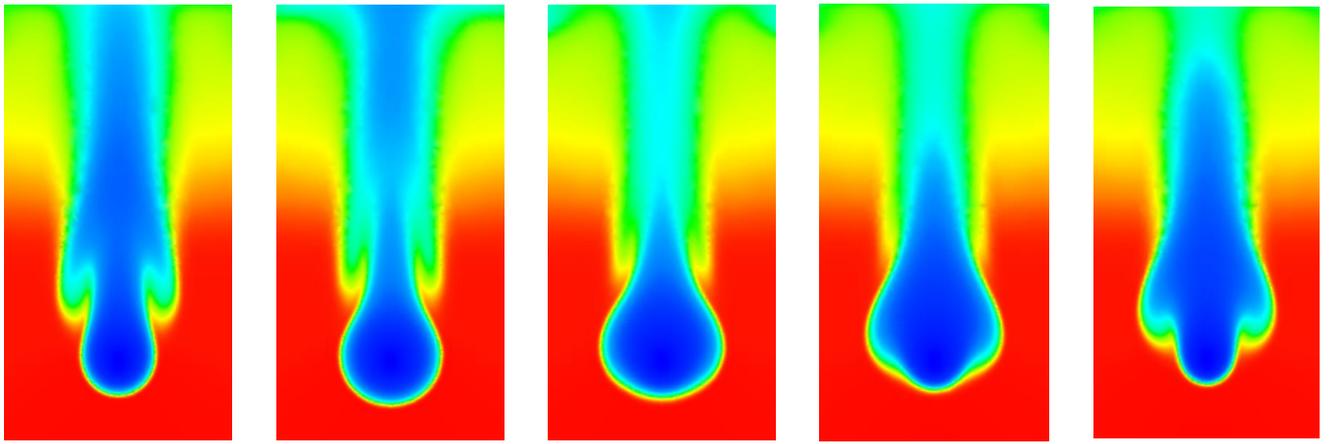
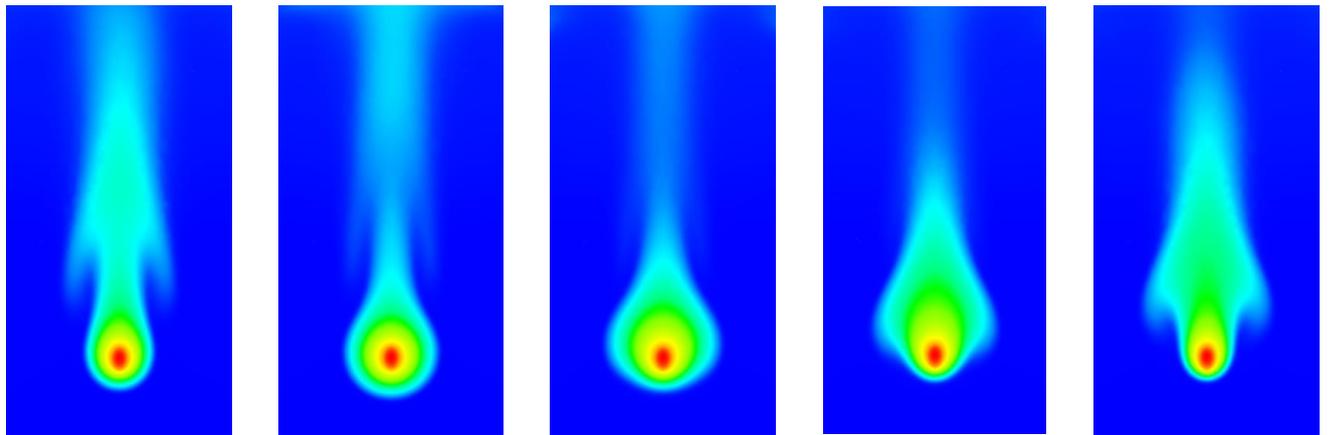
(a) Плотность (4.1...140 кг/м<sup>3</sup>)

(b) Температура (0.5...15 кК)

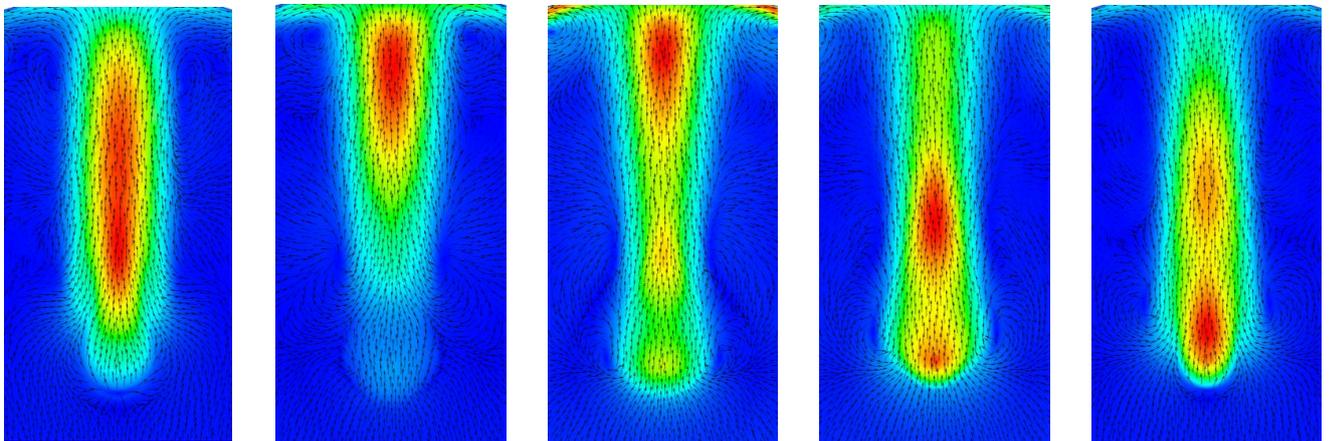


(c) Скорость (0...0.9 м/с)

**Рис. 3.11-** Распределение параметров в области конвективного факела для рассчитанного цикла пульсаций для  $p = 43$  бар,  $f = 37,4$  Гц. Кадры временной шкалы  $t = (0,079$  с;  $0,084$  с;  $0,090$  с;  $0,095$  с;  $0,1$  с) показаны слева направо.

(a) Плотность (4.7...158 кг/м<sup>3</sup>)

(b) Температура (0.5...15 кК)



(c) Скорость (0...0.9 м/с)

**Рис. 3.12-** Распределение параметров в области конвективного факела для рассчитанного цикла пульсаций для  $p = 50$  бар,  $f = 42$  Гц. Кадры временной шкалы  $t = (0,08$  с;  $0,085$  с;  $0,090$  с;  $0,095$  с;  $0,1$  с) показаны слева направо.

Обращает на себя внимание разница в размерах зон конвективных факелов. При большом значении давления ксенона  $p$ , вследствие большей плотности газа при неизменном тепловыделении радиус головки факела, при котором достигается равновесие скорости тепловой волны и скорости конвекции, уменьшается. При этом

уменьшается диаметр как самого конвективного факела, так и образующегося вокруг него тороидального вихря. Подъем и отделение вихря от основного потока происходят быстрее, а частота колебаний пламени увеличивается.

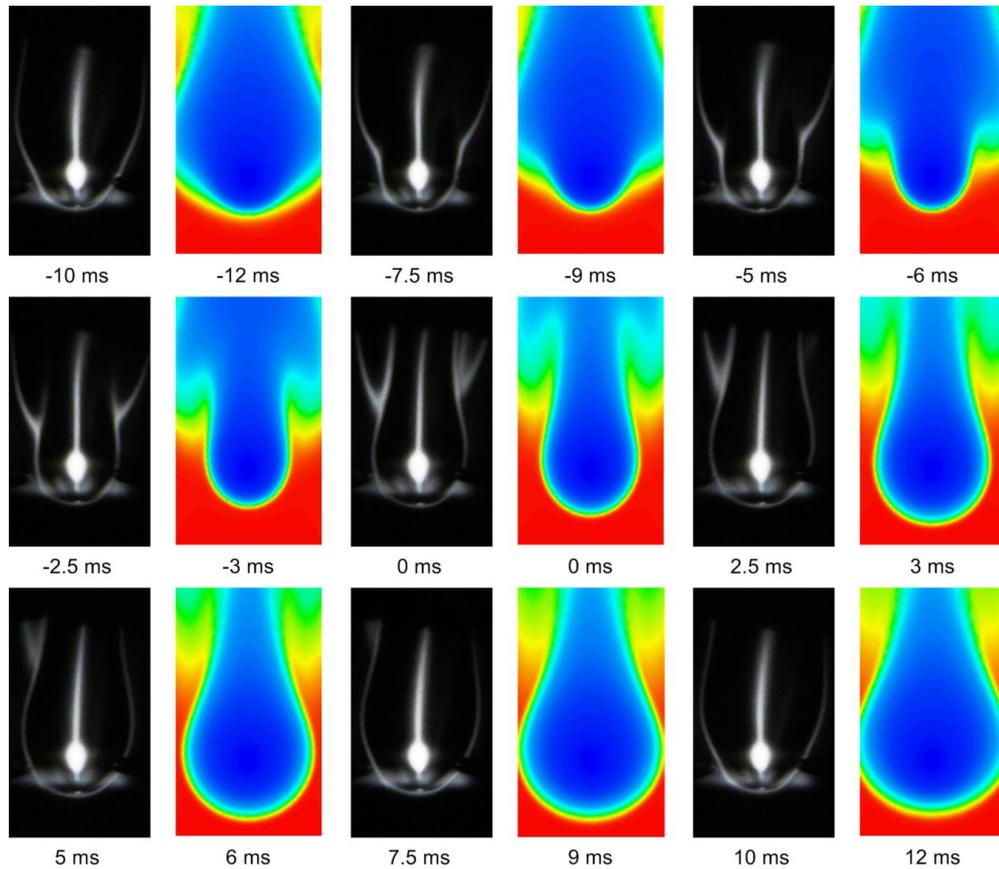
На Рис. 3.13 показаны временные фазы одного периода пульсаций, полученные экспериментально в виде теневых изображений темного поля конвективного факела от НОР при суммарной выходной мощности лазеров 50 Вт в Хе при  $p = 20-25$  бар [127]. Рядом с ними приведены распределения плотности, рассчитанные в области того же размера в условных цветах, соответствующие тем же фазам периода пульсаций модели при тепловой мощности 10 Вт в Хе при  $p = 29$  бар. Как следует из данных Табл. Б.1 (Приложение Б), светлые линии на экспериментальных изображениях в рассматриваемом диапазоне давлений, образующиеся в результате преломления зондирующего луча на градиентах плотности газа у границ конвективного факела, соответствуют значениям температуры газа между  $T_1 = 1$  кК и  $T_3 = 3$  кК. На цветных изображениях максимальная плотность выше  $90 \text{ кг/м}^3$  показана красным цветом, минимальная, менее  $10 \text{ кг/м}^3$  – синим. Промежуточные значения показаны оттенками желтого, зеленого и синего цветов в порядке убывания плотности. Цветные изображения плотности справа от рисунков темного поля соответствуют одной и той же фазе пульсации. Разные временные метки одних и тех же фаз указывают на разницу в периоде колебаний. Размеры черно-белых и цветных кадров составляют  $3 \times 5 \text{ мм}^2$ . Скорость газа у нижнего края рамки рассчитанных распределений не превышает  $2 \text{ см/с}$ . Экспериментальная частота колебаний –  $42 \text{ Гц}$ , расчетная –  $32 \text{ Гц}$ . Видно, что моделирование дает картину пульсаций, качественно близкую к наблюдаемой экспериментально. Различия в данных могут быть связаны с недооценкой в расчете вертикальной компоненты скорости вблизи головки конвективного факела, направленной снизу вверх. В пользу этого говорит большая, чем в эксперименте, амплитуда колебаний пузыря нагретого газа в области головки факела, особенно навстречу набегающему снизу потоку вдоль вертикальной оси (Рис. 3.13, нижний ряд кадров).

На Рис. 3.14 показано количественное графическое представление сходства и различия между экспериментальными данными и результатами численного моделирования. Представлено сравнение изменения рассчитанных и измеренных радиусов изотермы  $3 \text{ кК}$  для одного периода пульсации. Точки соответствуют

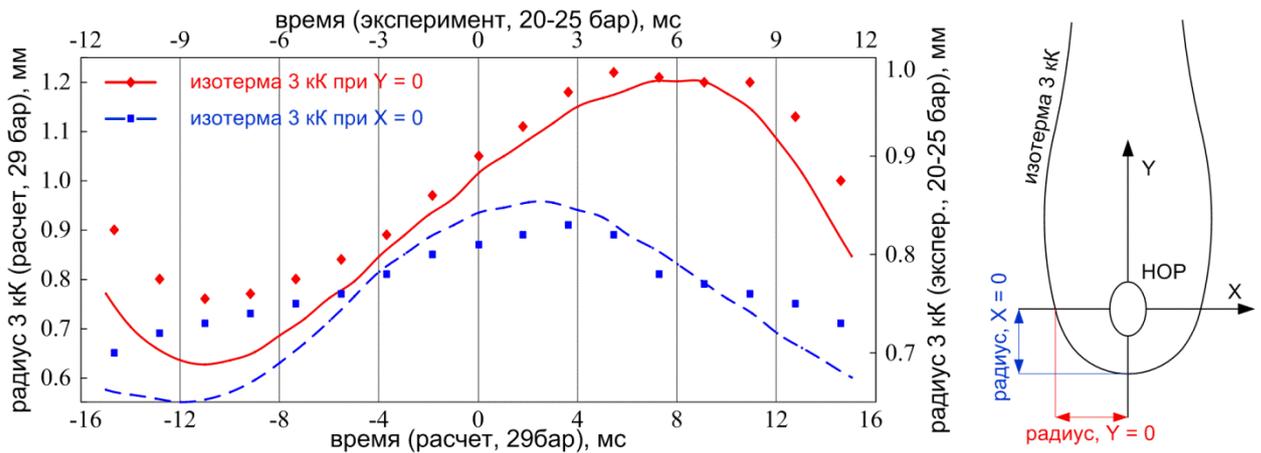
экспериментальным значениям, линии – результатам численного моделирования. Синим цветом показан радиус изотермы 3 кК в направлении вертикальной оси  $Y$ , красным – в направлении горизонтальной оси  $X$ , проходящей через центр НОР. Положение осей относительно плазмы и изотермы 3 кК схематично показано справа от графика.

Очевидно качественное сходство в характере изменения обеих величин за период. Количественное различие показано на Рис. 3.14 разницей масштабов по осям графика, соответствующих экспериментальному и численному случаям. Можно предположить, что меньшая амплитуда пульсаций в 2,45 раза в горизонтальном и в 3,7 раза в вертикальном направлениях, наблюдаемая в эксперименте по сравнению с результатом расчета, свидетельствует о наличии дополнительной вертикальной, направленной снизу вверх компоненты скорости холодного газа на входе в конвективную область. Эта компонента скорости, возможно, не учитывается при формировании начальных распределений на этапе решения нестационарной задачи при численном моделировании. Этот же фактор может быть ответственен за различие частоты колебаний (32 Гц в случае численного моделирования и 42 Гц в экспериментальном), отображаемое на графике на Рис. 3.14 различными временными масштабами по горизонтальным осям.

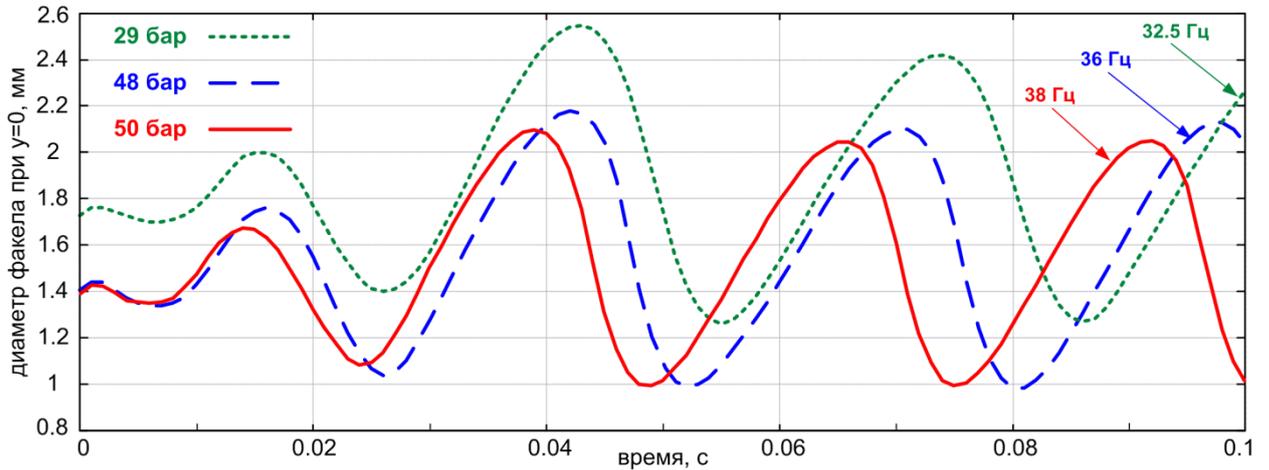
На Рис. 3.15 показан процесс установления колебаний диаметра пламени вдоль изотермы  $T = 3$  кК. Видно, что чем выше давление, тем быстрее происходит процесс установления колебательного режима пламени и тем выше частота. Как отмечалось ранее, динамические расчеты были искусственно ограничены временем 0,1 с, поскольку этого было, в основном, достаточно для установления колебаний, особенно при высоком давлении. При проведенных для проверки расчетах на больших временных интервалах, действительно, не происходило существенного изменения установившихся в течение первых 0,1 с колебаний. Вторым фактором, способным повлиять на расчетную частоту колебаний, был ограниченный размер центральной цилиндрической расчетной области, в которой проводился трехмерный расчет при моделировании, показанной на Рис. 3.7-Рис. 3.8, поскольку в большинстве расчетов размер тороидального вихря, служащего непосредственной причиной пульсаций, превышал диаметр  $D_{\text{cyl}} = 3$  мм.



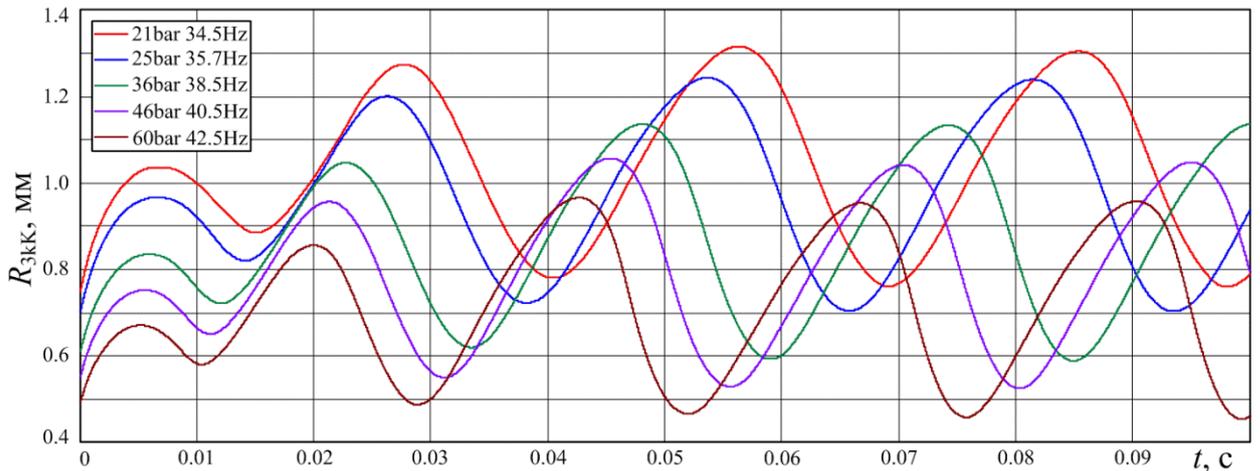
**Рис. 3.13-** Сравнение последовательных фаз одного периода пульсации: слева – экспериментальные теневые изображения конвективного факела НОР, справа – соответствующие фазы модельных распределений плотности, показанные в условных цветах (красный – максимальная плотность, синий – минимальная). Различие временных меток обусловлено различием модельной и реальной частоты пульсаций.



**Рис. 3.14-** Изменение радиусов изотермы 3 кК за один период пульсаций. Точки соответствуют экспериментальным горизонтальному ( $Y = 0$ , ромбики, сплошная линия) и вертикальному осевому ( $X = 0$ , квадратики, пунктир) радиусам изотермы (светлые линии на черном фоне на Рис. 3.13). Линии на графике представляют горизонтальный ( $Y = 0$ ) и вертикальный, вдоль оси ( $X = 0$ ) радиусы той же изотермы 3 кК по результатам численного моделирования.



**Рис. 3.15-** Временные диаграммы изменения диаметра конвективного факела по изотерме  $T = 3$  кК в горизонтальном сечении при  $Y = 0$ . Давление ксенона указано в левом верхнем углу. Установившиеся частоты колебаний показаны верху справа. Диаметр цилиндрической области трехмерного счета  $D_{\text{cyl}} = 3$  мм.

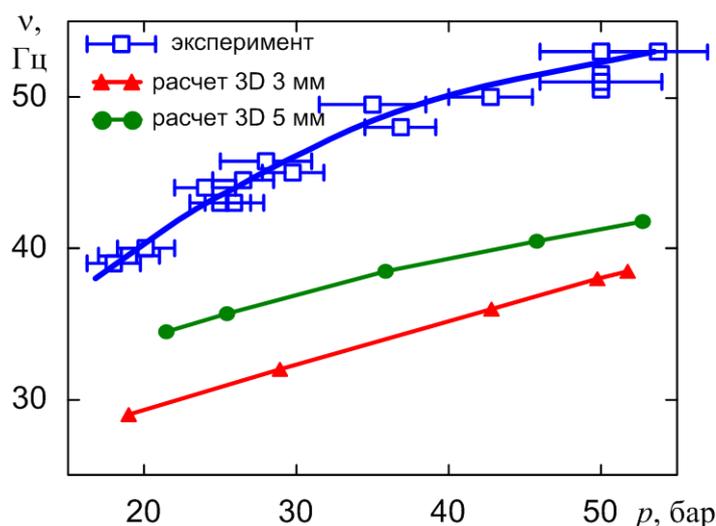


**Рис. 3.16-** Временные диаграммы изменения диаметра конвективного факела по изотерме  $T = 3$  кК в горизонтальном сечении при  $Y = 0$ . Давление ксенона указано в левом верхнем углу вместе с установившимися частотами колебаний. Диаметр цилиндрической области трехмерного счета  $D_{\text{cyl}} = 5$  мм.

На Рис. 3.16, а приведены результаты аналогичного расчета при диаметре трехмерной расчетной области  $D_{\text{cyl}} = 5$  мм. Временные диаграммы также были получены при различных значениях давления. Вертикальные компоненты скорости (как до, так и после источника тепла) несколько увеличились. Характерные размеры моделируемых структур в распределениях плотности, температуры и скорости оставались без заметных изменений, что также говорит в пользу правильного разрешения и учета особенностей вихревых потоков в течение всего периода колебаний. Эти расчеты занимали гораздо больше машинного времени, но установившаяся частота пульсаций конвективного

факела при прочих равных условиях действительно оказалась выше, чем при расчете с диаметром области трехмерных расчетов  $D_{\text{cyl}} = 3$  мм.

На Рис. 3.17 приведен график зависимости частоты гидродинамических пульсаций конвективного факела от давления ксенона по данным экспериментов и расчетов с  $D_{\text{cyl}} = 3$  и 5 мм. Небольшая неопределенность частоты в эксперименте связана с шириной пика при быстром преобразовании Фурье, большая неопределенность давления – с трудностью определения давления в замкнутой колбе при нагреве газа разрядом. На расчетных графиках не показана неопределенность частоты  $\pm 1$  Гц, связанная с ограниченным временем установления периода колебаний в численном расчете.



**Рис. 3.17-** Зависимость частоты гидродинамических пульсаций конвективного факела от давления ксенона. Приведены данные экспериментов из Табл. 3.1 и [127], расчеты выполнены при  $D_{\text{cyl}} = 3; 5$  мм.

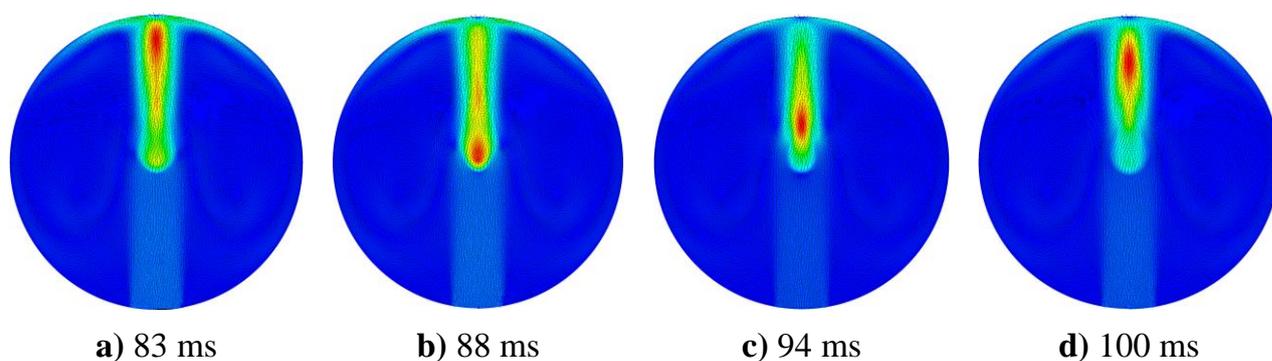
Видно, что небольшое увеличение области трехмерных расчетов не решает полностью проблему различия экспериментальной и расчетной частоты колебаний конвективного факела. Не исключено, что полностью трехмерный расчет по всему объему колбы решил бы проблему, однако в этом случае наряду с установлением колебаний пришлось бы следить за установлением течений по всему разрядному объему, а этот процесс занимает гораздо больше расчетного времени, чем определенные для установления колебаний 0.1 с. Вместе с условием трехмерного счета во всей области это делало задачу слишком затратной для имевшихся технических возможностей.

Поэтому для проверки гипотезы недооценки осевой скорости газа на входе в конвективный факел были проведены расчеты с целью изучения влияния искусственно введенного потока, направленного снизу-вверх.

### 3.6 Влияние дополнительного потока газа

Как уже было отмечено выше, при моделировании наблюдаются более высокие амплитуды пульсаций по сравнению с экспериментальными, особенно вдоль направления вертикальной оси. В эксперименте нижняя граница конвективного факела остается практически стабильной, развитие пульсаций наблюдается в основном в боковые стороны. Эти особенности также были отмечены в [134]. Расхождение может быть связано с проявлением дополнительной скоростной компоненты газового потока, входящего в конвективный факел снизу, которая не проявляется при численном моделировании, вероятно, по причине неточности расчетной модели вне цилиндрической области трехмерного расчета. Это предположение также следует из прямого сравнения расчетного диаметра факела, изображенного на рис.10-12, с экспериментальным, представленным на Рис. 3.3, Рис. 3.13. Такое сравнение демонстрирует разницу в амплитудах колебаний. Влияние предположительно недостающей компоненты скорости было изучено при моделировании путем задания дополнительного потока газа снизу-вверх, искусственно вводимого внутрь объема через дно колбы. Без дополнительного потока расчетная средняя осевая скорость газа на входе снизу в головку факела составляет около 2 см/с. Поэтому скорость дополнительного потока задавалась в диапазоне  $u = 0-20$  см/с. По мере втекания дополнительного газа в разрядный объем, плотность и давление газа увеличивались. Однако, поскольку временная область была ограничена 0,1 с, а диаметр потока был небольшим, результирующее изменение давления при расчете не превышало 5%.

На Рис. 3.18 а)-d) показаны временные последовательности поля скоростей газа, которые отличаются от показанных на Рис. 3.10-Рис. 3.12 наличием дополнительного потока газа. Равномерный поток газа с температурой и плотностью, равными плотности окружающего газа, был задан из нижней части цилиндрического сечения квазисферической расчетной области (Рис. 3.7). Входная струя диаметром 3 мм видна как немного более светлая полоса под конвективным факелом на Рис. 3.18. На Рис. 3.18 показана последовательность из четырех различных фаз одного цикла пульсаций.

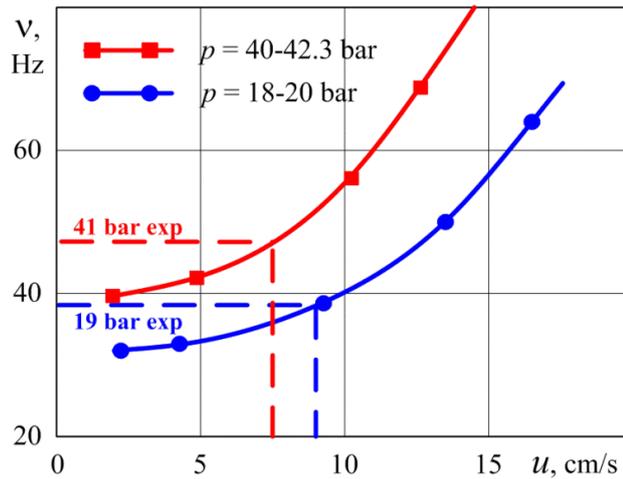


**Рис. 3.18-** Временная последовательность условных цветковых картин скорости газа (0...0.9 м/с, от синего к красному) для одного цикла пульсаций с дополнительным потоком газа  $u = 7.7$  см/с при  $p = 30$  бар,  $\nu = 44$  Гц.

Как и ожидалось, дополнительная вертикальная компонента скорости газового потока, втекающего в разрядный объем, повышает частоту конвективных колебаний. Моделирование проводилось при различных давлениях в диапазоне  $p = 20...60$  бар.

Некоторые из наблюдаемых зависимостей частоты колебаний конвективного факела  $\nu$  от дополнительной скорости потока газа  $u$  представлены на Рис. 3.19. Видно, что частота колебаний увеличивается с ростом осевой скорости входящего газа  $u$ . Диапазоны давлений, обозначенные на Рис. 3.19, указывают на пределы изменения давления в результате втекания дополнительного газа: чем выше  $u$ , тем шире диапазон изменения давления. Пунктирные линии представляют собой точки, соответствующие экспериментальным значениям  $\nu$  при соответствующем давлении. На основании представленных результатов можно сказать, что наблюдаемое расхождение между расчетными и экспериментальными значениями частоты пульсаций может быть связано с наличием дополнительной составляющей скорости, направленной снизу-вверх вдоль оси перед источником тепла в диапазоне  $u = 7-9$  см/с.

При увеличении скорости дополнительного потока до  $u = 16-20$  см/с в зависимости от давления, при моделировании наблюдалась стабилизация конвективного факела. Пульсации затухали к концу расчетного периода, а форма факела после короткого времени установления практически не менялась.



**Рис. 3.19-** Зависимость расчетной частоты пульсаций  $\nu$  от скорости дополнительного осевого потока газа  $u$  при давлениях  $p = 18-20$ ;  $40-42,3$  бар. Пунктирными линиями показаны экспериментальные значения частот пульсаций при  $p = 19$ ;  $41$  бар соответственно.

### 3.7 Конвекция от нагретых электродов

При моделировании с использованием квазисферической расчетной области (Рис. 3.7) предполагалось, что внутри области нет электродов. Тем не менее, иницирующие электроды присутствуют в реальном случае (Рис. 3.20, а), и они могут быть нагреты излучением НОР до высокой температуры. Для оценки возможности возникновения дополнительной вертикальной скорости газа вследствие конвекции вокруг нагретых электродов было проведено двумерное моделирование задачи стационарной конвекции в горизонтальном цилиндрическом слое со следующими условиями:

- газ движется между коаксиальной центральной цилиндрической поверхностью диаметром 2 мм и внешней поверхностью диаметром 13 мм. Эти размеры были взяты по аналогии с реальными размерами электродов и центрального сечения одной из кварцевых колб в форме вытянутого сфероида, использованных в экспериментах (Рис. 3.20, а);

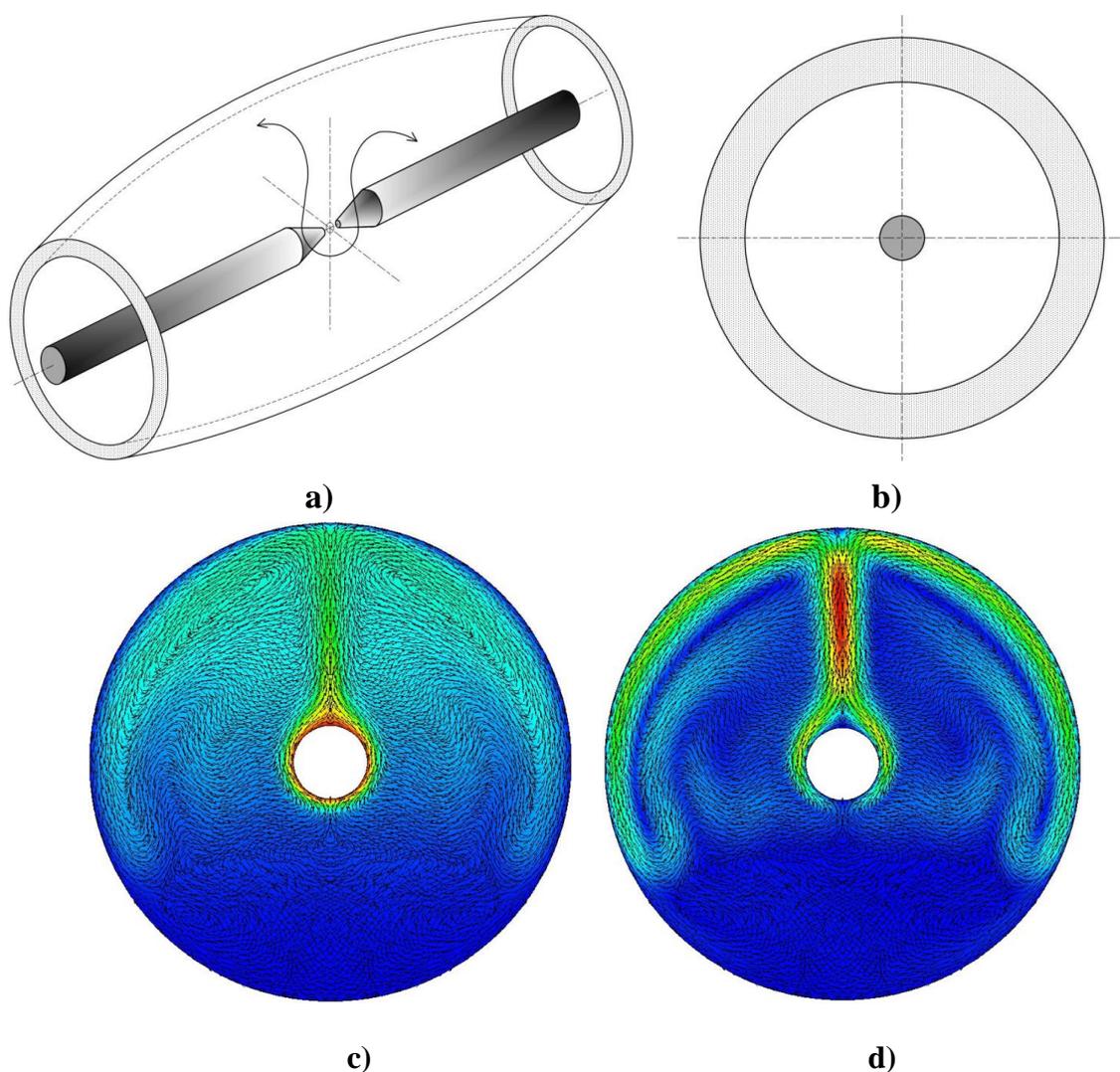
- полость между цилиндрическими поверхностями заполнена ксеноном под давлением  $p = 25$  бар;

- центральный цилиндр поддерживается при температуре  $T = 1,5$  кК, имитируя, таким образом, электроды, нагревающиеся от НОР.

Другие условия в части начальных значений, свойств газа и отвода тепла были аналогичны тем, которые использовались в рассмотренной ранее конвективной модели.

По сути, была смоделирована двумерная версия той же задачи, только для стационарного случая. Характеристики среды и граничные условия были аналогичны, но в отличие от предыдущей модели центральный цилиндр, служивший источником тепла, был непроницаем для газа. Вектор силы тяжести был перпендикулярен общей оси цилиндрических поверхностей.

На Рис. 3.20, с), d) показаны полученные распределения температуры и скорости. Вертикальная компонента скорости газа перед нижней границей центрального цилиндра не превышает 1 см/с (Рис. 3.20, d). Таким образом, можно сделать вывод, что конвективные потоки от нагретых электродов, присутствующих в газовой колбе, не оказывают существенного влияния на общую картину исследуемых конвективных колебаний НОР.



**Рис. 3.20.** **a)** Расположение электродов внутри колбы в форме вытянутого сфероида. **b)** Геометрия расчетной области в цилиндрическом приближении. Рассчитанные двумерные распределения вокруг нагретого цилиндра в цилиндрической области: **c)** температура (0,5-1,5 кК, от синего к красному); **d)** скорость (0-15 см/с, от синего к красному).

### 3.8 Выводы к третьей главе

#### 3.8.1 Частота пульсаций

Численное решение трехмерной задачи в полной форме системы уравнений Навье-Стокса позволяет увидеть множество деталей, таких как направление и скорость потока газа в каждой точке, распределения температуры и плотности. Результаты показывают детали возникновения и эволюции тороидального вихря вокруг конвективного факела, который является непосредственной причиной наблюдаемых пульсаций. Периодическое образование и эволюция вихрей является проявлением хорошо известной неустойчивости Кельвина-Гельмгольца сдвигового течения. Сравнение результатов численного моделирования с экспериментальными данными показывает достоверность численной модели и выделяет направление дальнейшего совершенствования модели. Однако для понимания физической картины явления может оказаться полезным выяснение некоторых общих соотношений, таких как соотношения подобия в механике. Для случая пульсаций конвективного факела это может быть формула для частоты пульсаций (3.6) с радиусом, определяемым формулами (3.3), (3.4).

В работе [127] это соотношение было выведено из самых общих соображений, скорее оценочных, чем количественных. В данной главе сделан более детальный вывод и получено то же соотношение с условием, что коэффициент  $a$  в формуле (3.5) зависит от амплитуды пульсаций и равен 0,5 в случае максимальной амплитуды, которая наблюдается, когда движение газа в конвективном факеле обусловлено архимедовыми силами плавучести.

Здесь следует подчеркнуть, что в [127] вопрос о том, как радиус  $r_0$  в формуле (3.6) связан с радиусом конвективного факела, остался открытым. Ведь радиус факела, очевидно, зависит от выбора изотермы и, кроме того, от фазы пульсации. Следует также отметить, что в случае диффузионного ламинарного пламени или пламени над поверхностью горючей жидкости вопрос о радиусе не возникает - это, естественно, радиус горелки или радиус открытой поверхности жидкости [131, 132]. В случае НОР радиус плазмы на порядок меньше радиуса факела; поэтому радиус конвективного факела является самосогласованной величиной.

Закон подобия (3.6), полученный в разделе 3.2 данной главы и Приложении А для частоты колебаний конвективного факела, также позволяет определить радиус  $r_0$  по минимальному  $r_{mn}$  и максимальному  $r_{mx}$  радиусам пульсирующего факела в

соответствии с соотношением  $r_0 = \sqrt[5]{r_{\text{mx}} \cdot r_{\text{mn}}^4}$ , непосредственно следующим из уравнений (3.3)-(3.4).

Эта формула также предоставляет метод расчета  $r_0$  при обработке экспериментальных данных или результатов численных расчетов для представления в виде зависимости. Следует отметить, что значение  $r_0$ , рассчитанное по этой формуле, очень близко к  $r_{\text{mn}}$ , но немного больше.

### 3.8.2 Граница конвективного факела

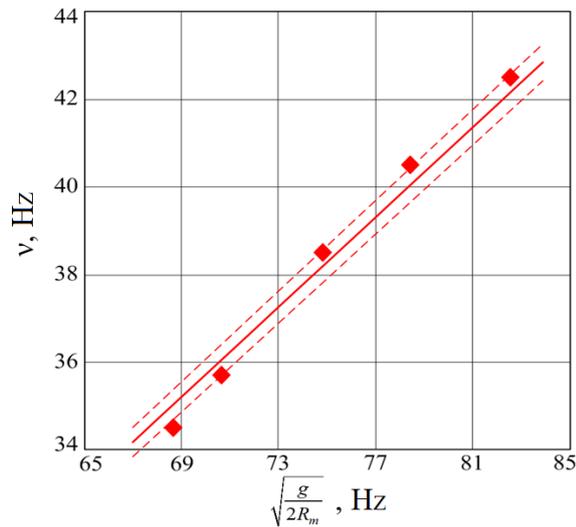
Вопрос определения  $r_0$  по тeneвым изображениям заслуживает отдельного обсуждения. Кроме того, границы факела на шпирен-фотографиях (граница между темным и светлым) и на фотографиях, полученных прямотеневым методом (в виде светлой линии) будут несколько отличаться. В Приложении Б показана связь между видимым радиусом и радиусами различных изотерм. Подробный анализ формирования изображения прямотеневым методом приведен для случая, когда распределения плотности и показателя преломления такие же, как при численном моделировании. Показано, как связаны кажущийся радиус факела на изображении, определяемый световой линией, и радиус, определяемый изотермами 3 кК и 1 кК (соответствующие значения приведены в Табл. 3.1 и Табл. Б.1 Приложения Б), при условии, что температура газа, окружающего факел в разрядном объеме, равна 0,5 кК.

Можно сказать, что изотерма 1 кК больше подходит на роль границы, так как этот уровень соответствует уменьшению плотности примерно вдвое по отношению к плотности окружающего газа, в отличие от 3 кК – в 6 раз. При этом показатель преломления, точнее  $\Delta n = n - 1$ , также уменьшается вдвое при увеличении температуры от 0,5 до 1 кК и, соответственно, в 6 раз при дальнейшем увеличении температуры до 3 кК. В разделе 3.5 приведены Рис. 3.15, Рис. 3.16, где построены графики изменения радиуса головки факела по результатам численного моделирования для уровня 3 кК. Аналогичный график для уровня 1 кК также был построен.

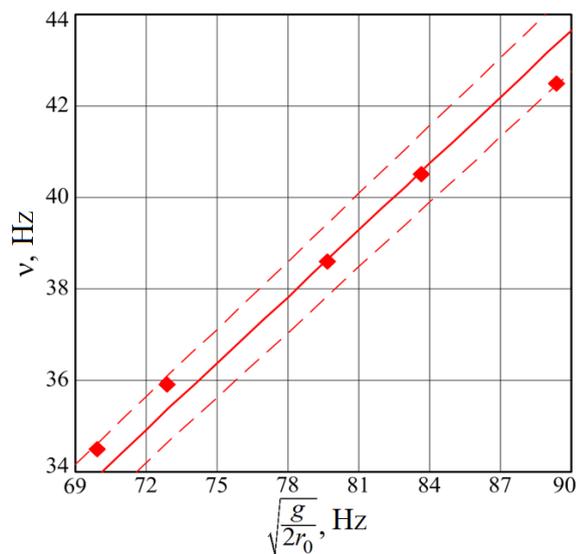
Для того, чтобы понять, как при том или ином определении границы выполняется закон подобия для частоты пульсаций, были построены графики для этих двух случаев (Рис. 3.21, Рис. 3.22). Радиус измерялся с помощью по изотермам 1 кК и 3 кК соответственно по результатам численного моделирования при пяти различных уровнях давления в разрядной камере (колбе). Время  $t = 0$  с – начальное условие для решения

нестационарной задачи, которое дает размер почти стационарного факела, полученный в результате приближенного решения стационарной задачи (подробнее об этом в разделе 3.7).

Особо отметим, что при построении графика на Рис. 3.21 вместо  $r_0$  были взяты средние радиусы  $R_m$ , что не совсем логично и не соответствует принятому в данной диссертации определению  $r_0$ .



**Рис. 3.21-** Закон подобия, выражающий частоту колебаний для каждой из кривых на Рис. 3.16 в зависимости от  $R_m$ , где  $R_m$  - средний радиус конвективного факела по изотерме 3 кК за последний расчетный период пульсаций,  $R_m = 0.5(r_{mx} + r_{mn})$ . Коэффициенты линейной зависимости 0,51 для сплошной линии и 0,505 и 0,515 для нижней и верхней пунктирных линий.



**Рис. 3.22-** Закон подобия, выражающий частоту колебаний конвективного факела в зависимости от  $r_0$ , где  $r_0$  - стационарный радиус факела, определяемый из расчетных максимального и минимального радиусов изотермы 1 кК и вычисляемый по формулам (3.3), (3.4). Коэффициенты линейной зависимости составляют 0,485 для сплошной линии и, соответственно, 0,475 и 0,495 для нижней и верхней пунктирных линий.

Рассмотрим случай определения радиусов по изотерме 1 кК на Рис. 3.22. Как видно из Рис. 3.22, график, близкий к зависимости (3.6), содержит точки, определяемые радиусом, определяемым по формулам (3.3), (3.4). Интересно, что стационарный радиус при  $t = 0$  с (т.е. радиус, с которого начинают развиваться колебания) очень близок к  $r_0$ , что говорит о правильности выбора метода определения радиуса факела по изотерме 1 кК.

Температура газа, окружающего факел,  $T_1$  по смыслу представляет собой среднюю температуру газа, втекающего в факел.  $T_0$  - характерная температура газа после нагрева во фронте факела. Это также средняя температура факела – температура, до которой нагревается газ, принимая тепловую мощность  $Q$ . Можно сказать, что газ в основном нагревается до  $T_0 = 3$  кК и дальнейшего нагрева по существу не происходит. Сравнение рассчитанных распределений плотности, скорости и температуры (Рис. 3.10-Рис. 3.12) показывает, что плотность слишком мала при температурах выше 3 кК. Это означает, что при более высоких температурах газа очень мало, и его массовый вклад в общий баланс тепловой энергии в факеле несущественен. Из-за резкого теплового расширения газ в основном обтекает самые горячие области, ограниченные уровнем температуры порядка 3 кК, и поэтому нагревается в среднем до этой температуры. Аналогичные выводы были сделаны ранее в [135, 136].

Таким образом, основные результаты данной главы заключаются в следующем.

Неустойчивости, связанные с конвективным движением газа, вызывают флуктуации яркости плазмы НОР и влияют на характеристики плазмы, важные для приложений. Установлено, что регулярные пульсации плазмы НОР с характерной частотой, возрастающей с ростом давления, возникают из-за гидродинамической неустойчивости термогравитационной конвекции. Осцилляции конвективного факела НОР непосредственно обусловлены периодическим образованием и отрывом тороидальных вихрей от основного конвективного потока.

Зависимость частоты осцилляций конвективного факела НОР от давления подчиняется соотношению подобия, близкому к аналогичному, известному из исследований колебаний ламинарных пламен. Численное моделирование на основе модели гидродинамической конвекции от концентрированного источника тепла, эквивалентного НОР, дает динамические распределения плотности, температуры и

скорости газа, которые хорошо согласуются с экспериментально наблюдаемой динамикой реального конвективного факела НОР в аналогичных условиях.

Полученное соотношение подобия для частоты колебаний конвективного факела НОР показывает, что частота колебаний связана с радиусом конвективного факела. Вопросы правильного определения радиуса по теневым изображениям рассматриваются с использованием соотношения между видимым радиусом и радиусами различных изотерм. Показано, как эти радиусы связаны друг с другом. Особое внимание было уделено разработке точной связи между переменным радиусом пульсирующего конвективного факела, наблюдаемого в эксперименте или при численном моделировании, и его характерным значением, определяющим номинальную частоту в соотношении подобия.

На основании хорошего качественного и количественного согласия между экспериментальными данными, результатами гидродинамического численного моделирования и теоретическими оценками можно сделать вывод, что причина регулярных колебаний конвективного факела и плазмы НОР имеет чисто гидродинамическую природу. Учет этих особенностей играет решающую роль в решении инженерных задач временной и пространственной устойчивости излучения лазерной плазмы. Полученные результаты будут полезны для изучения оптических разрядов и улучшения параметров широкополосных лазерно-плазменных источников излучения высокой яркости на их основе.

## **ГЛАВА 4. НЕУСТОЙЧИВОСТИ ИПОР, ВОЗНИКАЮЩИЕ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ РЕЗОНАНСНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ В ЗАМКНУТЫХ КОЛБАХ С КСЕНОМ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ**

### **4.1 Введение**

На основе оптических разрядов в настоящее время создаются перспективные источники широкополосного излучения высокой яркости. Применение импульсно-периодического режима накачки оптического разряда (ИПОР) позволяет значительно повысить спектральную яркость плазмы в ультрафиолетовой области спектра. Тем не менее, при импульсно-периодическом выделении мощности может происходить возбуждение резонансных акустических колебаний в замкнутом разрядном объеме, проявляющееся в нарушении стабильности и повторяемости импульсов ИПОР вплоть до срыва разряда. Набор резонансных частот определяется размерами разрядного объема и температурой газа. Резонансным колебаниям с частотами того же порядка величины, что и разрядный объем, подвержен также конвективный факел оптического разряда, поскольку он представляет собой наполненную горячим разреженным газом полость в более холодной и плотной среде. В данной главе исследованы типы нарушения регулярных пульсаций конвективного факела ИПОР в разрядном объеме с ксеноном при давлении в диапазоне 20-55 бар, возникающие при определенных частотах повторения импульсов в диапазоне 1-100 кГц.

Было обнаружено, что резонансные акустические колебания возбуждаются в разрядном объеме одновременно с появлением сбоев регулярных пульсаций конвективного факела и плазмы. Были получены шлирен-фотографии неоднородностей коэффициента преломления газа в окрестности разряда и частотные спектры возбуждаемых акустических колебаний. Обнаружено несколько типов неустойчивостей, соответствующих различным модам резонансных колебаний. При определенных частотах акустических колебаний наблюдалось противоположное явление стабилизации конвективного факела, при котором подавляются даже регулярные пульсации.

Для качественного понимания наблюдаемых явлений было проведено численное моделирование идеализированного резонатора в виде сфероидального объема с ксеноном, по форме близкого к разрядному объему, определены собственные частоты и типы резонансных мод. Поведение факела интерпретировалось как результат действия

потоков газа, возникающих под действием возбуждаемых акустических колебаний – так называемых акустических течений. Получено качественное и количественное согласие с экспериментальными данными. Данный подход позволяет заранее рассчитать значения частот, на которых будут наблюдаться возмущения, считая, что низшие собственные частоты резонансных колебаний будут кратны «опасным» частотам повторения импульсов.

В работе [137] было экспериментально обнаружено новое на тот момент явление – квазистационарное поддержание ИПОР в ксеноне при  $p=10-20$  бар в сфокусированном пучке  $Yb^{3+}$ -лазера при частоте следования импульсов  $\sim 2$  кГц, длительности импульса  $\sim 200$  мкс и мощности излучения 200-300 Вт. На начальной стадии развития плазмы импульсная яркость ИПОР в несколько раз превышала стационарную яркость НОР при том же давлении и той же мощности лазера. Это свидетельствовало о повышении температуры плазмы в режиме ИПОР по сравнению с НОР. В конце лазерного импульса плазма распадалась по мере электронно-ионной рекомбинации и возобновлялась в следующем импульсе за счет начального поглощения электронно-возбужденными атомами, оставшимися в области фокуса лазерного луча после предыдущего импульса.

Для реализации дополнительных возможностей повышения яркости плазмы (особенно в ультрафиолетовом диапазоне), поддерживаемой ИПОР, необходимо учитывать особенности газодинамического и акустического воздействия импульсно-периодических режимов накачки на плазмообразующий газ. В этом режиме лазерное излучение поступает в разрядный объем не непрерывно, а импульсами с частотой от 2 до нескольких десятков килогерц. В начале импульса яркость и температура в ИПОР превышают эти показатели по сравнению с НОР. К концу достаточно длинного импульса плазма по температуре и яркости приближается к состоянию НОР. После окончания лазерного импульса плазма еще некоторое время продолжает излучать за счет электронно-ионной рекомбинации. Но поскольку при рекомбинации также образуются возбужденные атомы ксенона, и их достаточно высокая концентрация сохраняется до 200 мкс, то с приходом следующего лазерного импульса плазма инициируется при интенсивности излучения на два порядка ниже величины, необходимой пробоя невозбужденного газа.

Неустойчивости ИПОР, связанные с генерацией акустических колебаний, до начала работы над диссертацией практически не изучались. В данной главе на основе наблюдения теневыми методами конвективного факела ИПОР исследуются эффекты сбоя стационарного горения, имеющие акустическую природу и приводящие к неустойчивости оптического разряда вплоть до его погасания.

#### **4.2 Акустические резонансы в дуговых лампах**

Известно, что при импульсно-периодической модуляции электродуговых разрядов в лампах развиваются неустойчивости, связанные с генерацией звуковых колебаний в замкнутом объеме разряда при определенной частоте модуляции [90]. Напряжение, приложенное к электродам внутри дуговой лампы, создает плазменную дугу, излучающую свет. Чтобы избежать эрозии электродов и нарушения состава газовой смеси, высокоинтенсивные газоразрядные лампы (НID) работают на переменном токе. В работах [138, 139] было показано, что оптимальная рабочая частота питания таких ламп составляет около 300 кГц. Это означает, что с электронной точки зрения при таких частотах достигается максимальная эффективность. Когда ток колеблется на резонансной акустической частоте, генерируется резонансная стоячая звуковая волна. В сильной звуковой волне возникают стационарные акустические потоки, которые могут нарастать со временем. Эти потоки могут вызвать неустойчивое движение дуги, мерцание света и тем самым непосредственно влиять на гашение дуги и преждевременный выход лампы из строя. В некоторых случаях акустические колебания возбуждаются в дуговых лампах намеренно, например, с целью управления формой дуги посредством возникающих акустических течений.

Обычно для простоты оценки низшей резонансной акустической частоты разрядного объема рассматривается сферическая или сфероидальная полость, а иногда полость в форме цилиндра или параллелепипеда. Минимальная резонансная частота коррелирует с максимальным размером полости разрядного объема, при этом длина волны в зависимости от рассматриваемой формы составляет от  $3/2$  до 2 размеров полости. Зависимость резонансной частоты от размера лампы, давления, температуры и атомной массы плазмообразующего газа может быть определена из теории акустических резонаторов. Реальные внутренние полости компактных дуговых ламп имеют сложную форму, кроме того, внутри находятся электроды, способные повлиять

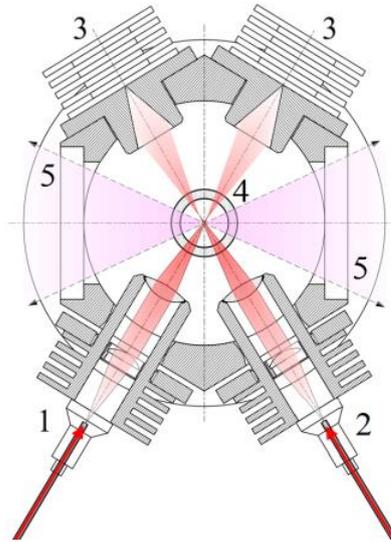
на условия резонанса. Расстояние между электродами образующими разрядный промежуток, в котором находится плазма, обычно мало по сравнению с размерами колбы, что также нарушает симметрию полости. Имеются также многочисленные резонансы, возникающие на более высоких частотах.

Для снижения негативного влияния акустических резонансов используются различные геометрические схемы и рабочие частоты лампы. Специальная конструкция лампы в сочетании с высокочастотной работой с частотной модуляцией может уменьшить нестабильность [140]. Из-за сложной формы на концах электродов считается, что большинство акустических волн, распространяющихся между концами электродов, будут сильно затухающими по своей природе. Таким образом, фундаментальные акустические моды будут приближаться к акустическим модам цилиндра, сферы или эллипсоида. Однако все еще существует потребность в модели акустического резонанса, которую можно было бы использовать в качестве быстрого и удобного инструмента для проектирования HID-ламп, не содержащих акустического резонанса в заданных областях частот. В связи с этим большое внимание уделяется фундаментальному пониманию и моделированию акустических явлений такого рода.

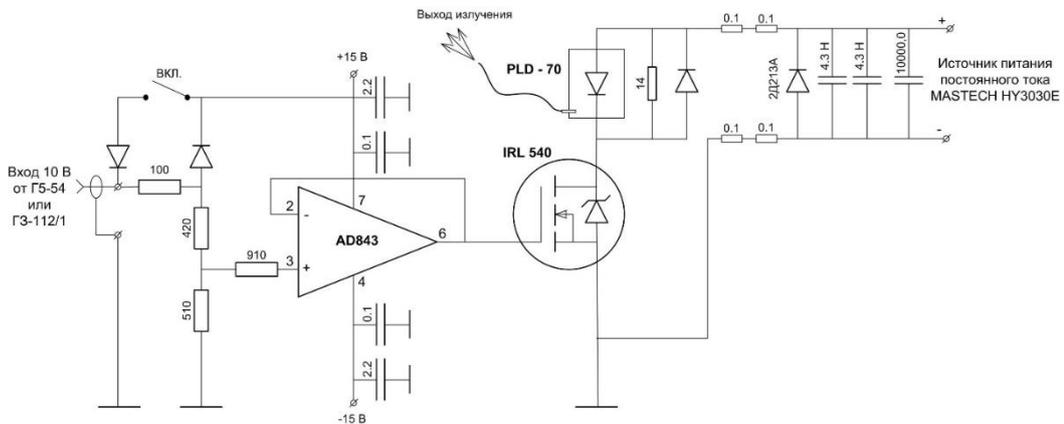
### **4.3 Методы исследования**

Следует отметить, что характер конвекции в электродуговых лампах существенно отличается от случая оптического разряда. В электрической дуге, особенно постоянного тока, наблюдается сильный эффект увлечения нейтрального газа потоком электронов в канале дуги лампы, так что в области канала дуги конвекция, индуцированная током дуги, значительно превосходит термогравитационную конвекцию. В случае НОР вынужденное движение газа непосредственно под действием разряда отсутствует, и конвективный факел формируется исключительно за счет архимедовых сил, действующих на менее плотный горячий газ. При импульсно-периодическом вкладе энергии в ИПОР конвективный факел формируется аналогично факелу НОР, за исключением случаев, когда частота повторения оказывается в резонансе с собственными акустическими модами разрядного объема. В этом случае возбуждение резонансного акустического колебания приводит к сбою установившейся регулярной конвекции, и именно по изменению характера конвекции и внешнего вида конвективного факела можно судить о появлении течений, связанных с возбуждением

резонансного колебания. Кроме того, амплитуда резонансных звуковых колебаний, как правило, достаточно велика и может быть зарегистрирована звуковым датчиком, соединенным с оболочкой разрядного объема.



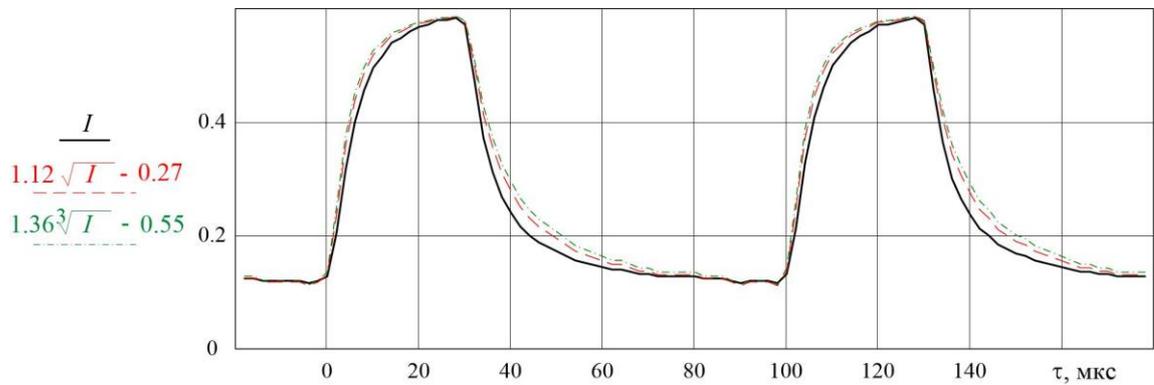
**Рис. 4.1-** Схема комбинированного ИПОР: (1) непрерывное лазерное излучение 25-30 Вт, 0,97 мкм, PLD-33; (2) импульсное лазерное излучение 55-60 Вт, 0,97 мкм, PLD-70; (3) поглотитель излучения; (4) кварцевая колба с ксеноном; (5) выход излучения ИПОР.



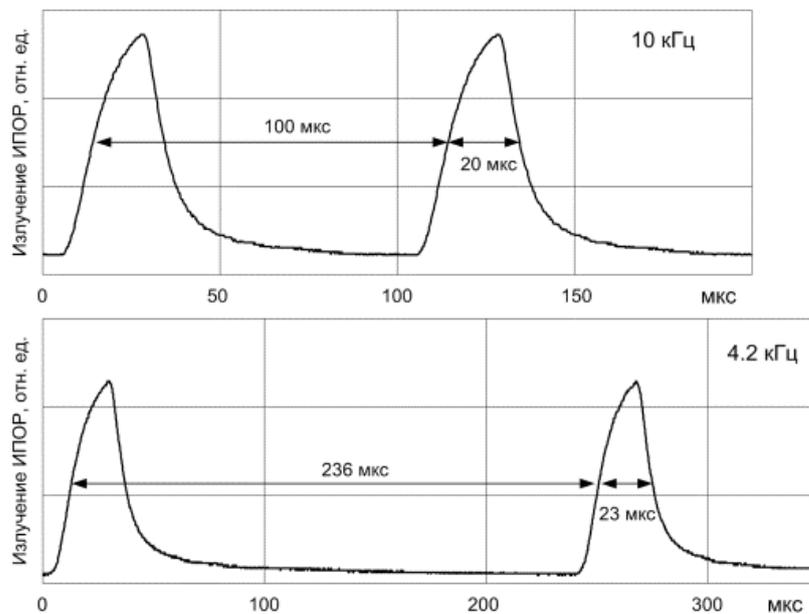
**Рис. 4.2-** Схема модуляции тока лазерного диодного модуля PLD-70.

Для того, чтобы максимально расширить диапазон частот повторения импульсов, сохранив во всем диапазоне устойчивость ИПОР, в экспериментах вместо ИПОР использовался комбинированный разряд, при котором импульсный вклад мощности осуществляется на фоне непрерывного лазерного излучения, поддерживающего плазму ИПОР в промежутке между импульсами. Комбинированный ИПОР поддерживался в ксеноне при давлении от 20 до 55 бар в оптической схеме с двумя пересекающимися сфокусированными лазерными лучами (Рис. 4.1). В качестве непрерывного лазера

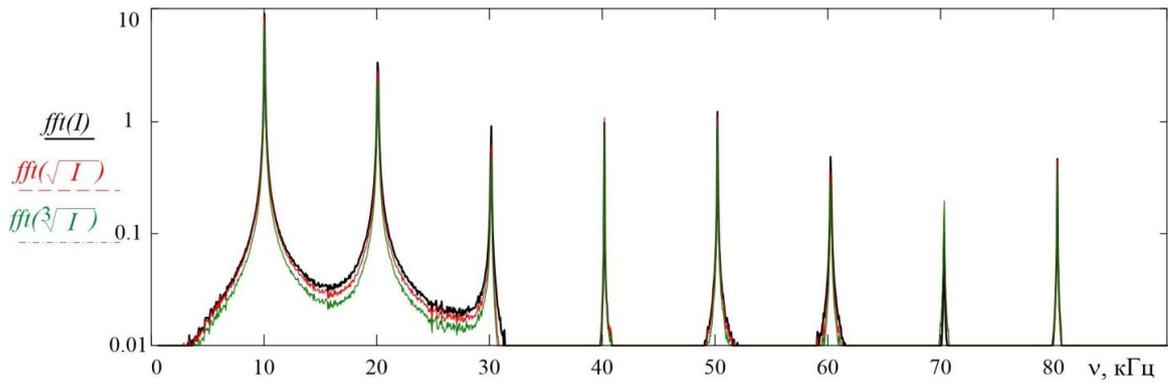
использовался стандартный диодный лазерный модуль PLD-33, а в качестве импульсного лазера - лазерный диодный модуль PLD-70 с драйвером, управляемым от стандартного звукового генератора ГЗ-112/1 или генератора импульсов Г5-54. Электронная схема драйвера показана на Рис. 4.2. Комбинированный оптический разряд, способ организации которого аналогичен описанному в [78], инициировался кратковременным электрическим разрядом, после чего поддерживался за счет поглощения лазерного излучения на пересечении сфокусированных лучей непрерывного и импульсно-периодического диодных лазеров. Частота следования лазерных импульсов могла меняться в пределах от сотен герц до нескольких десятков килогерц, длительность импульсов – от 10 до 100 мкс.



**Рис. 4.3-** Осциллограммы интегрального излучения плазмы ИПОР. Квадратный и кубический корни показаны красным и зеленым цветом. Сквозность импульсов 3:1.



**Рис. 4.4-** Осциллограммы интегрального излучения плазмы ИПОР. Сквозность 5:1 и 10:1.



**Рис. 4.5-** Фурье-спектры осциллограммы интегрального излучения плазмы Рис. 4.3, а также квадратного и кубического корней из него (соответственно, черный, красный и зеленый).

На Рис. 4.3, Рис. 4.4 показаны типичные осциллограммы излучения плазмы комбинированного ИПОР. В случае Рис. 4.3 управление драйвером осуществляется от генератора ГЗ-112/1, генерирующего прямоугольные импульсы со скважностью, не зависящей от частоты, а в случае рис. 4 – от генератора Г5-54, при работе с которым скважность могла меняться произвольно.

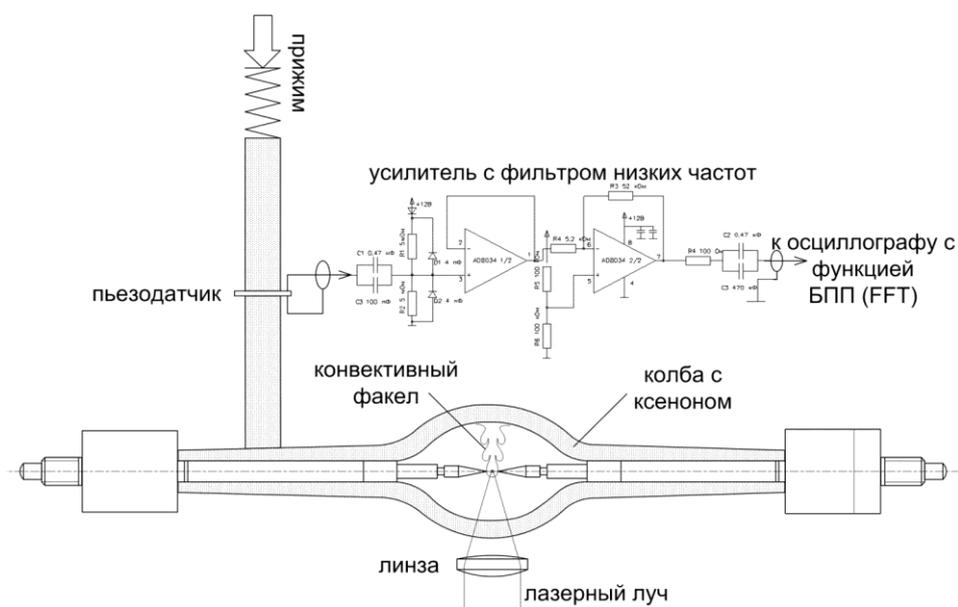
Наращение излучения плазмы с приходом очередного импульса лазерного излучения происходит одновременно с увеличением размеров плазмы. Периодическое движение плазменного фронта способно генерировать высокочастотные гармоники звуковых волн в разрядном объеме. С помощью ФЭУ-68 были получены осциллограммы интегрального свечения плазмы, изображённые на Рис. 4.3. Они были подвергнуты разложению Фурье с помощью метода быстрого преобразования Фурье (Рис. 4.5). Частотный спектр на Рис. 4.5 показывает относительно высокую интенсивность гармоник в осциллограмме свечения плазмы вплоть до 80 кГц.

Поскольку нас интересует, как динамика плазмы влияет на генерацию звуковых колебаний, необходимо сделать вывод о характере изменения линейных размеров плазмы на основе пульсации интегрального свечения. Свечение плазмы регистрируется в диапазоне длин волн, к которому чувствителен ФЭУ-68  $\lambda = 0,3...0,85$  мкм (регистрируемый спектр, который определяется фотокатодом ФЭУ). Известно, что в этом диапазоне длин волн плазма прозрачна для собственного излучения – обратный коэффициент поглощения (характерная длина поглощения) намного больше размеров самой плазмы, а ее интегральное свечение (поток излучения, измеряемый ФЭУ) пропорционально объему плазмы.

Звуковая волна будет излучаться, когда поверхность самой плазмы начнет двигаться пропорционально изменению линейных размеров плазмы, а не ее объема. Связь линейных размеров (при изменении которых плазма генерирует звуковые волны) с объемом плазмы зависит от формы плазмы. Поэтому, если плазма сферическая, ее радиус будет пропорционален кубическому корню из объема. Если плазма цилиндрическая и изменяется только ее радиус, то он будет пропорционален квадратному корню из объема. Если изменяется длина, то объем будет пропорционален длине.

Результат простого расчета (Рис. 4.3, Рис. 4.5) показывает, что форма плазмы не имеет принципиального значения для генерации звука, так как Фурье-спектр сигнала мало зависит от того, какая осциллограмма полного излучения рассматривается, ее квадратный корень или кубическая. Это связано с тем, что форма волны такова, что при взятии квадратного или кубического корня меняется только глубина модуляции (амплитуда сигнала), а форма изменится мало. Поэтому можно сделать вывод, что хотя форма плазмы сложнее, чем у сферы, и она пульсирует сложным образом, это становится несущественным. Важно то, что плазма излучает акустические гармоники независимо от того, как она на самом деле пульсирует.

При определенных частотах повторения импульсов в колбе возникали резонансные акустические колебания. Звук на резонансных режимах регистрировался пьезокерамическим датчиком, соединенным с колбой стеклянным волноводом (который представляет собой стеклянный цилиндр, специально заточенный под кривизну ксеноновой лампы и плотно прилегающий к ней). Для повышения уровня и качества входящего сигнала к пьезокерамическому датчику сверху прикладывалось регулируемое усилие. Схема подключения пьезокерамического датчика для регистрации резонансных колебаний показана на Рис. 4.6. Сигнал с пьезокерамического датчика подавался на разработанный усилитель сигнала, схема которого также показана на Рис. 4.6, и через него на цифровой осциллограф RIGOL DS1064B с функцией измерения частоты и быстрого преобразования Фурье – Фурье-спектр полученного сигнала отображался на осциллографе в реальном времени.



**Рис. 4.6-** Схема регистрации акустических резонансных колебаний в разрядном объеме комбинированного ИПОР. Звуковые колебания газа в разрядном объеме с плазмой ИПОР передаются по стеклу колбы через стеклянный стержень на пьезокерамический датчик, откуда сигнал через полосовой усилитель поступает на цифровой осциллограф с функцией быстрого преобразования Фурье.

Возникновение резонансных колебаний в разрядном объеме вызывало усиленное движение газа, что нарушало регулярность пульсаций конвективного факела НОР. По характеру низкочастотных колебаний факела можно было определить тип акустических резонансных колебаний.

Изображения конвективного факела были получены теневым методом путем просвечивания области вокруг оптического разряда либо собственным излучением ИПОР, направляя его обратно сферическим зеркалом, либо излучением отдельного оптического разряда (Рис. 3.2). В обоих случаях использовалось излучение плазмы оптического разряда, которое можно рассматривать как точечный источник света. Излучение от точечного источника направлялось сферическим зеркалом или линзой объектива после прохождения через стенку лампы в зону оптического разряда. Затем излучение попадало в объектив, с помощью которого на экране обратной проекции создавалось изображение границы зоны горячего газа, окружающей плазму. Собственное излучение ИПОР отфильтровывалось двумя щелевыми диафрагмами, вертикальной и горизонтальной. Диафрагмы были разнесены вдоль оптической оси из-за астигматизма зондирующего светового пучка, приобретаемого после прохождения через стенки разрядной камеры. Теневое изображение формировалось на экране обратной проекции в перевернутом и увеличенном виде. Это изображение записывалось

на цифровую камеру. Экран обратной проекции представлял собой специальную рассеивающую пленку, по другую сторону которой на некотором расстоянии была установлена цифровая камера. Об интерпретации теневых изображений и соответствии наблюдаемых линий на теневом изображении изолиниям плотности, коэффициента преломления и изотермам конвективного факела написано в Приложении Б.

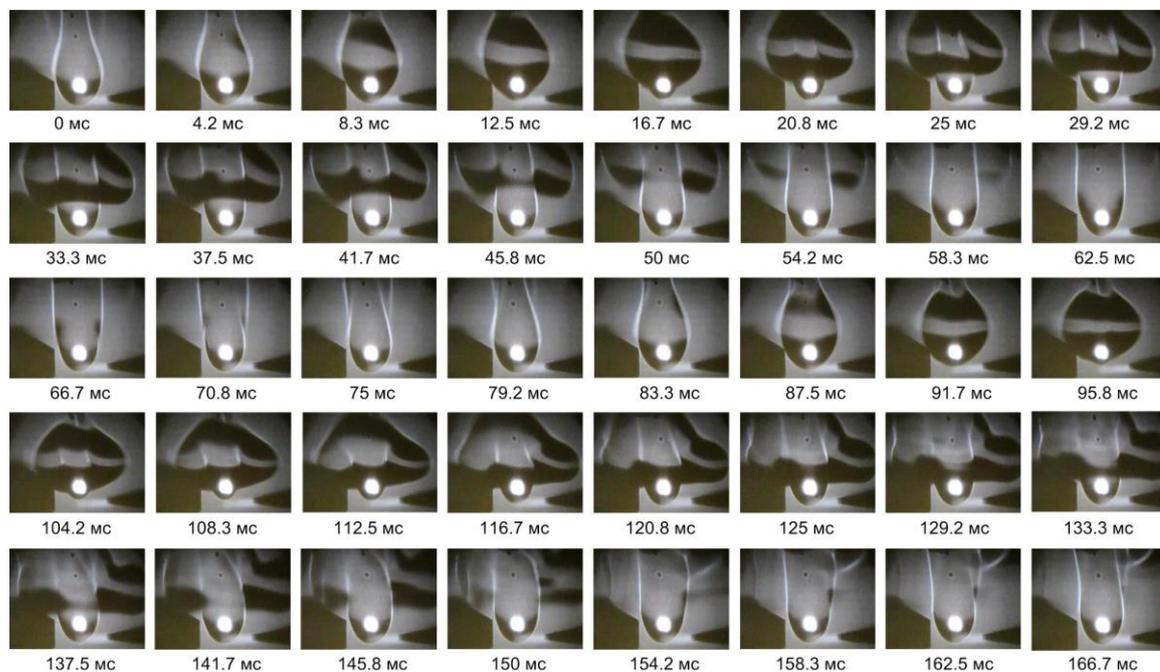
Конвективному факелу ИПОР, как и конвективному факелу НОР, присущи регулярные пульсации с характерной частотой 39-55 Гц, увеличивающейся с ростом давления газа в колбе. Эти пульсации обусловлены гидродинамической неустойчивостью сдвигового течения в условиях преобладания сил плавучести. Конвективные колебания факела сопровождаются периодическим образованием и отрывом тороидальных вихрей с частотой регулярной пульсации.

То есть, конвективный факел ИПОР пульсирует так же, как факел НОР, за исключением целого ряда узких интервалов вокруг определенных частот повторения лазерных импульсов. При постепенном изменении частоты следования импульсов от 1 до 50 кГц и выше были обнаружены частотные интервалы, в которых нарушалась регулярность термогравитационных пульсаций в виде значительных низкочастотных колебаний факела, плазмы и окружающего газа. Наряду с сильными пульсациями, которые иногда приводили к затуханию плазмы, при этом регистрировались акустические колебания повышенной амплитуды. Звуковые колебания обычно возбуждались на нескольких резонансных частотах в диапазоне 7-50 кГц и выше. Эти частоты либо совпадали с частотой повторения импульсов или были кратными ей.

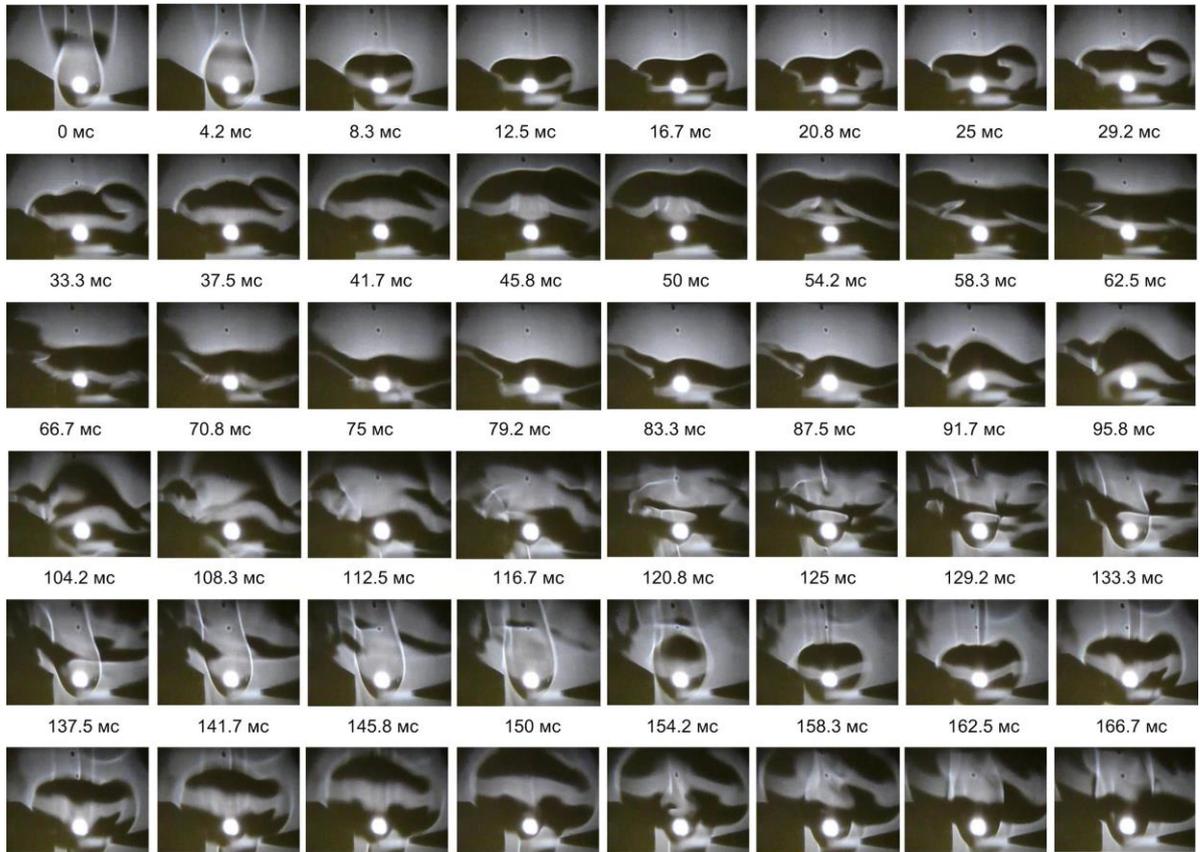
Следует отметить, что довольно высокочастотные резонансные колебания начинают возбуждаться при частотах повторения импульсов, составляющих  $1/10$  соответствующей резонансной частоты или даже ниже (при этом частота возбуждаемого резонансного акустического колебания всегда была кратна частоте повторения импульсов, с учетом изменения скорости звука с температурой).

На Рис. 4.7 и Рис. 4.8 изображены последовательности кадров двух циклов низкочастотной пульсации факела при частотах повторения импульсов 4.24 кГц и 10.6 кГц. Съёмка проводилась со скоростью 240 кадров в секунду. Показана последовательность кадров, на которых происходит нарушение регулярности пульсаций конвективного факела в виде развития гигантского тороидального вихря. Размер его значительно превышает размеры вихрей, образующихся при регулярной конвективной

пульсации, а частота образования таких вихрей, напротив, значительно ниже. Вихрь расширяется, затем всплывает, и через некоторое время факел возвращается к регулярным пульсациям. В некоторых случаях результатом расширения вихря могло быть полное исчезновение вертикального факела либо временно, либо с последующим переходом в другое квазистационарное состояние.

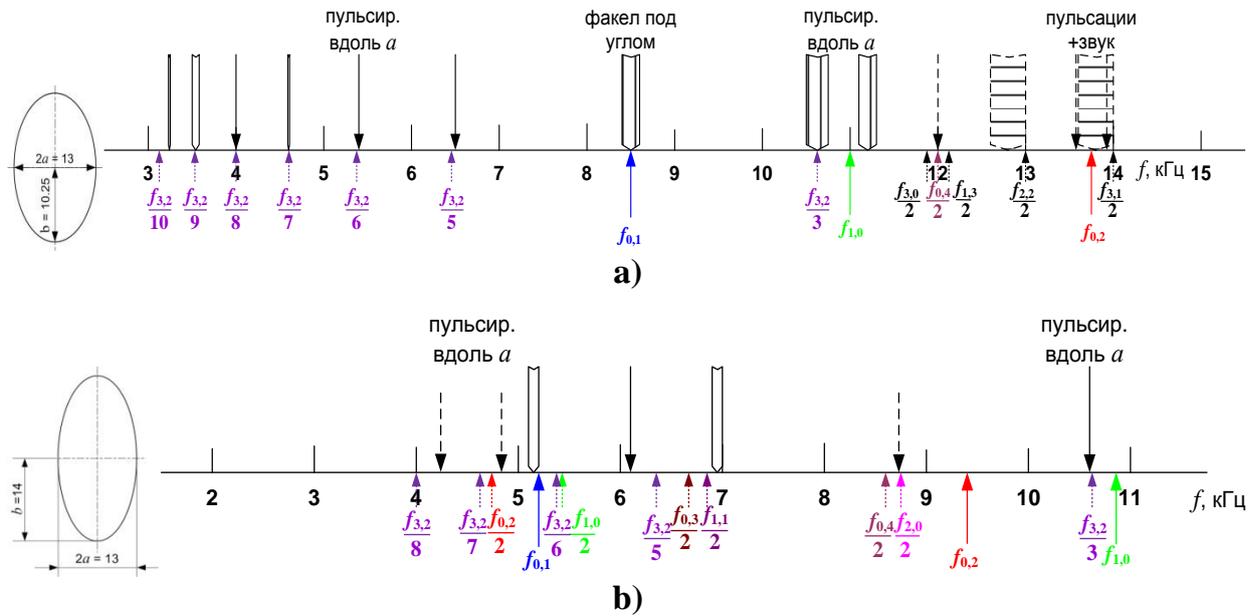


**Рис. 4.7-** Последовательность кадров двух циклов образования «гигантских вихрей» при частоте модуляции  $f_p = 4.24$  кГц в лампе OSRAM 150 W/2. Расстояние между электродами 2.5 мм.



**Рис. 4.8-** Последовательность кадров двух циклов образования «гигантского вихря» при частоте модуляции  $f_p = 10.6$  кГц в лампе OSRAM 150 W/2. Расстояние между электродами 2.5 мм.

На Рис. 4.9 выше линии частот (в килогерцах) отложены частоты и диапазоны частот (широкими линиями) в которых наблюдались особенно сильные нерегулярные пульсации комбинированного ИПОР. Прерывистыми короткими стрелками показаны частоты, при которых наблюдались сильные пульсации без срыва плазмы. Длинными сплошными линиями – со срывом (погасанием) плазмы. То же самое относится к диапазонам, показанным сплошными линиями. Снизу линии частот стрелками показаны рассчитанные частоты низших основных мод акустических колебаний в эквивалентном сфероиде и их кратные доли. Методика определения мод резонансных акустических колебаний в эквивалентных сфероидах обсуждается ниже.



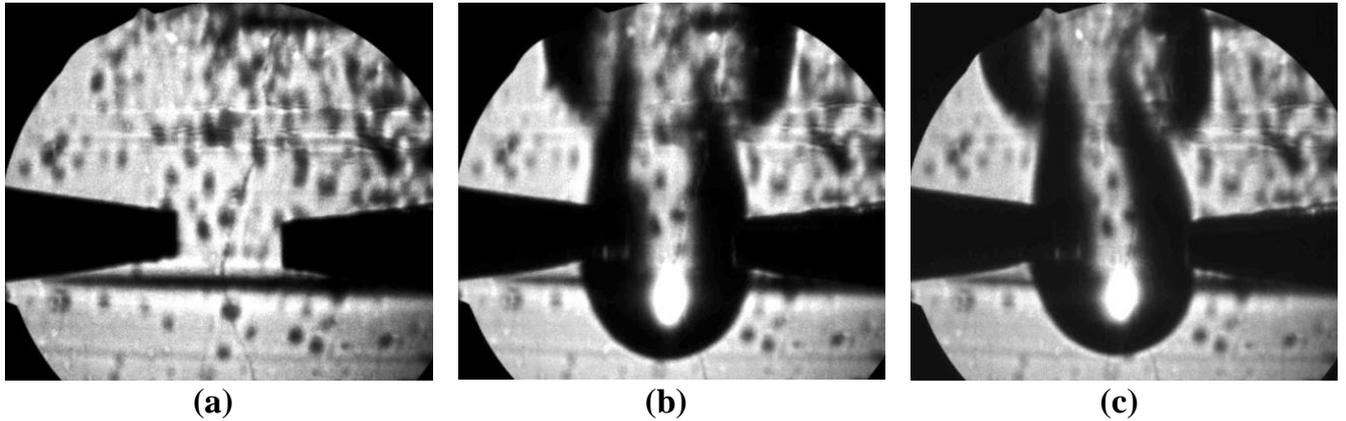
**Рис. 4.9-** Выше линии частот (в кГц) - частоты и диапазоны частот в которых наблюдались наиболее сильные нерегулярные пульсации комбинированного оптического разряда. Снизу – рассчитанные частоты низших основных мод акустических колебаний в вытянутом сфероиде с полуосями 6.5 и 10 мм и их кратные доли. Слева указаны размеры эквивалентных сфероидных полостей для расчёта частот а) ДКсШ-150; б) OSRAM 150 W/1.

Размеры полостей показаны слева, они были подобраны из условия соответствия лампам ДКсШ-150 и OSRAM 150 W/1 (то же на Рис. 4.21, см. также Приложение В). Скорость звука для расчета частоты принималась 220 м/с. Видно, что частоты возбуждения особенно сильных резонансных колебаний, приводящих к погасанию плазмы в диапазоне частот повторения импульсов от 3 до 11 кГц, совпадают с долями кратности одной резонансной частоты, соответствующей поперечно-радиальным колебаниям, вызывающим неустойчивость типа показанной ниже на Рис. 4.12-Рис. 4.14. Типы нарушения регулярности пульсаций на Рис. 4.11, Рис. 4.15 соответствуют различным типам резонансных колебаний вдоль большой полуоси эквивалентного сфероида. Неустойчивости этого типа вызывают сильные пульсации конвективного факела и излучения самой плазмы, но не приводят, как правило, к погасанию плазмы.

При частотах повторения импульсов менее 1 кГц нарушений регулярности пульсаций конвективного факела не наблюдались.

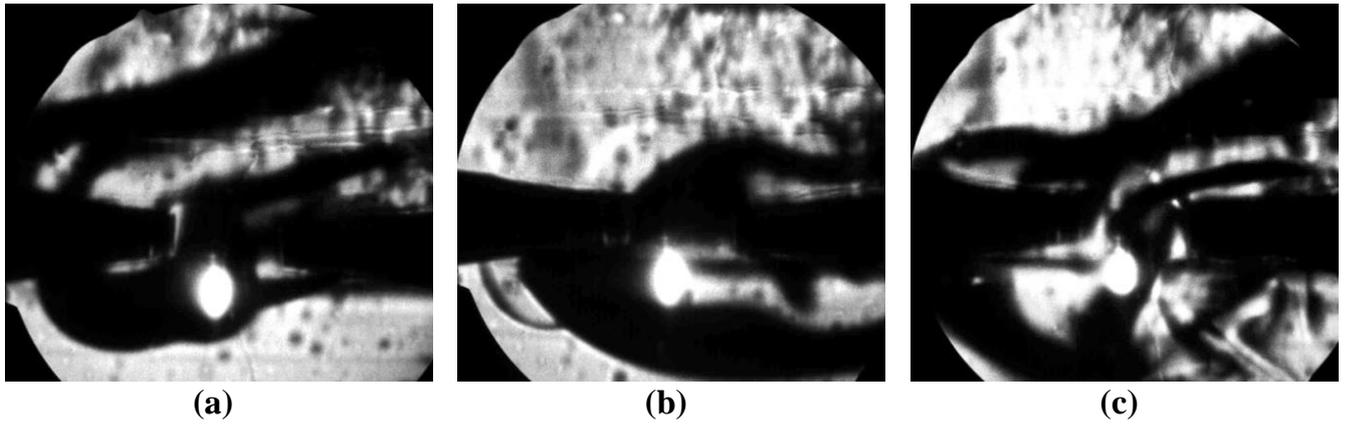
#### 4.4 Типы неустойчивостей ИПОР и частотные спектры возбуждаемых резонансных акустических колебаний

Каждой из акустических резонансных частот соответствует свой тип нарушения поведения конвективного факела ИПОР. На Рис. 4.10-Рис. 4.15 представлены фотографии различных типов неустойчивостей пульсаций конвективного факела, включая случаи подавления пульсаций, наблюдавшиеся одновременно с возбуждением резонансных акустических колебаний. Начальное давление холодного газа в специальной лампе ДКсШ, использовавшейся в экспериментах, составляло 30 бар. Кадры были сделаны с помощью высокоскоростной камеры со скоростью 500 кадров в секунду (время экспозиции 2 мс). Показаны частоты импульсно-периодической модуляции (частоты повторения  $f_p$  импульсного лазера), а также указаны частоты резонансных звуковых колебаний, наблюдаемых в каждом случае.

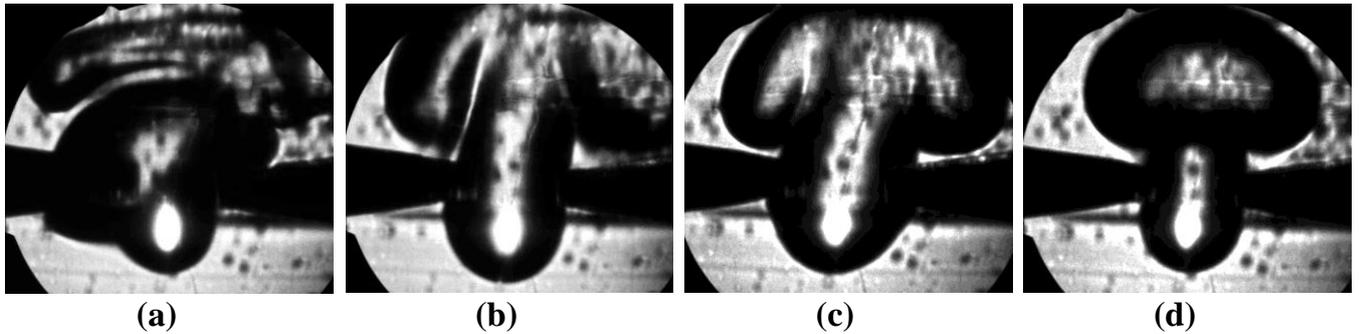


**Рис. 4.10-** Шлирен-фотографии поля без плазмы и регулярной пульсации конвективного факела от комбинированного ИПОР ( $p = 50-55$  бар). Показаны кадры шлирен-съемки (размер кадра  $4 \times 4,5$  мм<sup>2</sup>).

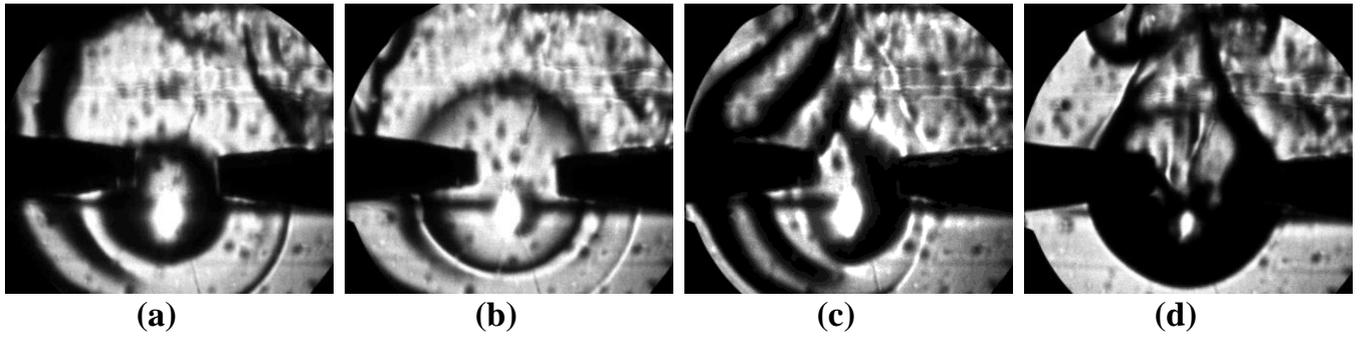
- а)** без плазмы: видны тени инициирующих электродов и неоднородности кварцевых стенок;  
**б)** нормальные колебания факела ( $\nu = 52$  Гц,  $f_p = 5.07$  кГц), **с)** то же, частота  $f_p = 27.6$  кГц. В верхней части факела на рис. б), с) виден тороидальный вихрь. Светлый эллипс – плазма ИПОР.



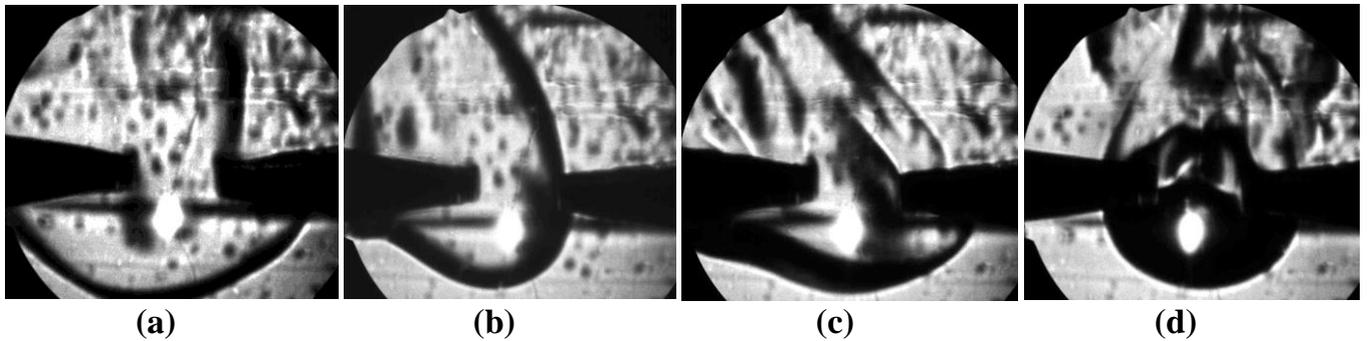
**Рис. 4.11-** Неустойчивость ИПОР, проявляющаяся как низкочастотные колебания конвективного факела из стороны в сторону. Кадры шпирен-съемки (поле  $4 \times 4,5 \text{ мм}^2$ , указаны частота повторения ИПОР, частоты резонансных звуковых колебаний): а) сильное отклонение факела,  $f_p = 13.06 \text{ кГц}$ , резонанс  $13/26 \text{ кГц}$ ; б) то же,  $f_p = 26.3 \text{ кГц}$ , резонанс  $13/26 \text{ кГц}$ ; в) сильная турбулентность,  $f_p = 26.35 \text{ кГц}$ , резонанс  $13/26 \text{ кГц}$ , иногда такое поведение предшествует стационарному горизонтальному факелу Рис. 16, б). Светлый эллипс – плазма ИПОР.  $p = 50\text{-}55 \text{ бар}$ .



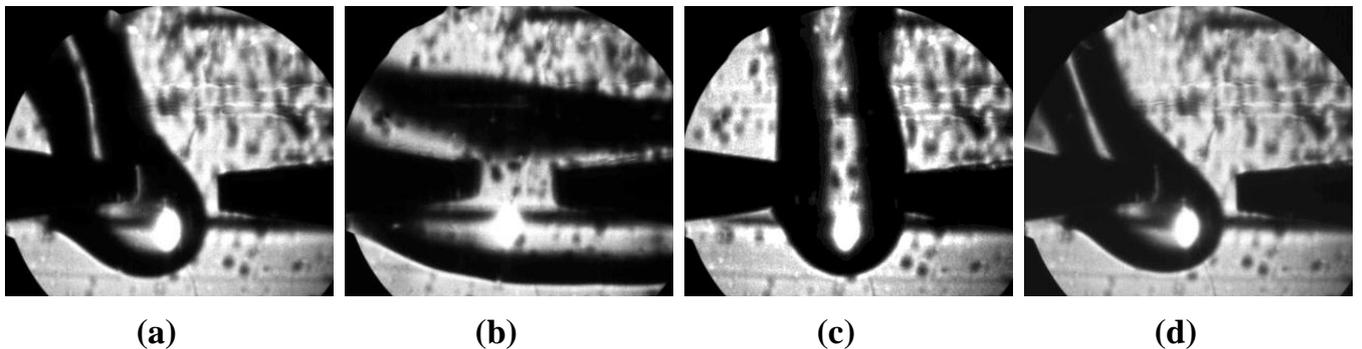
**Рис. 4.12-** Неустойчивости конвективного факела от комбинированного оптического разряда типа гигантского вихря, частота ИП-модуляции, частоты резонансных звуковых колебаний. Кадры шпирен-съемки (размер поля  $4 \times 4,5 \text{ мм}^2$ ). а) отсоединение гигантских вихрей,  $f_p = 5.37 \text{ кГц}$ , резонанс  $11/22/33 \text{ кГц}$ ; б) большой вихрь,  $f_p = 5.37 \text{ кГц}$ , резонанс  $11/22/33 \text{ кГц}$ ; в) гигантский вихрь  $f_p = 25.5 \text{ кГц}$ , резонанс  $13/26 \text{ кГц}$ ; д) гигантский вихрь  $f_p = 27 \text{ кГц}$ , резонанс  $13/26 \text{ кГц}$



**Рис. 4.13-** Неустойчивости конвективного факела от комбинированного оптического разряда типа радиальных пульсаций, частота ИП-модуляции, частоты резонансных звуковых колебаний. Кадры шпирен-съемки (размер поля  $4 \times 4,5 \text{ мм}^2$ ). а, б) радиальные пульсации, приводящие к погасанию разряда, частота  $f_p = 17,05 \text{ кГц}$ , акустический резонанс  $17/34 \text{ кГц}$ ; в) частота  $f_p = 26,6 \text{ кГц}$ , акустический резонанс  $13/26 \text{ кГц}$ ; д) радиальные пульсации, приводящие к погасанию оптического разряда + гигантский вихрь,  $f_p = 34,19 \text{ кГц}$ , резонанс  $17/34 \text{ кГц}$ .

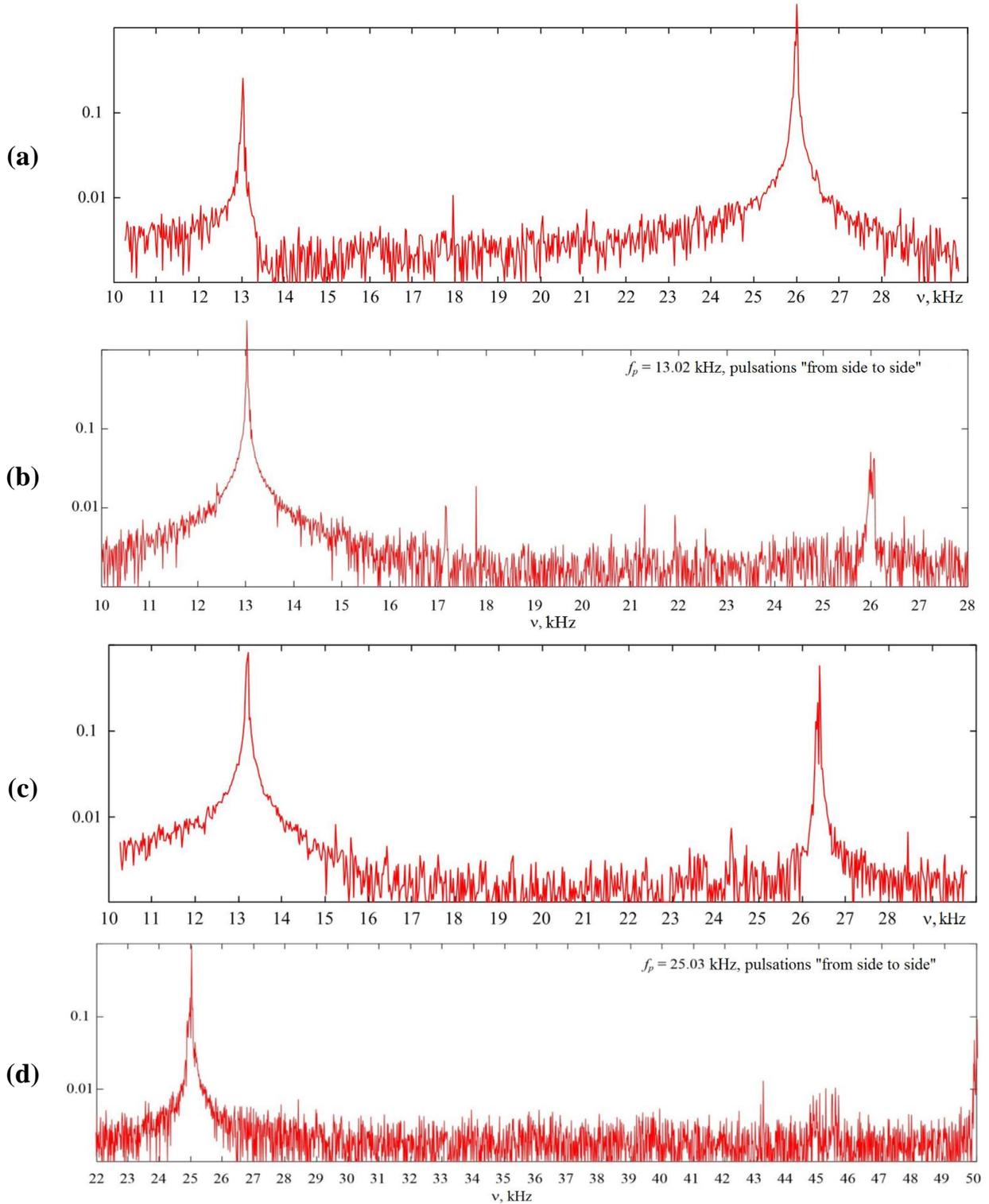


**Рис. 4.14-** Неустойчивости конвективного факела от комбинированного оптического разряда типа расширяющегося факела, частота ИП-модуляции, частоты резонансных звуковых колебаний в спецлампе ДКСШ-150 (30-45 бар). Кадры шпирен-съемки (размер поля  $4 \times 4,5 \text{ мм}^2$ ). а) супер-расширение, частота ИП -  $30,6 \text{ кГц}$ ; резонанс  $30,5 \text{ кГц}$  б) расширение и наклон, ИП -  $30,9 \text{ кГц}$ , резонанс  $30 \text{ кГц}$ ; в) расширение и наклон; ИП -  $31 \text{ кГц}$ , резонанс  $34 \text{ кГц}$ ; д) турбулентное расширение: ИП -  $34 \text{ кГц}$ , резонанс  $17/34 \text{ кГц}$ .

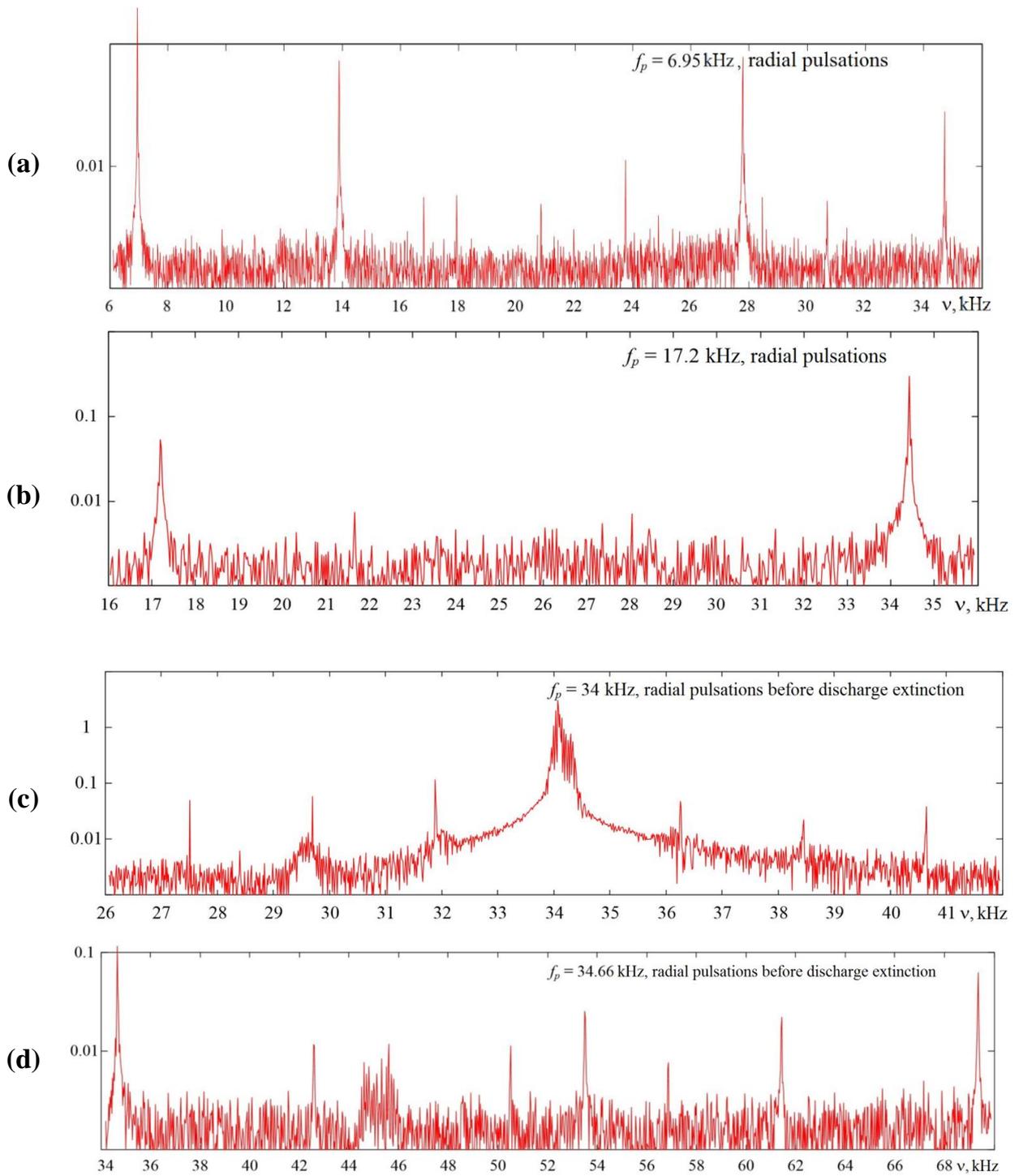


**Рис. 4.15-** Случаи стабилизации конвективного факела от комбинированного оптического разряда при некоторых частотах повторения импульсов ИП-лазера и частоты звуковых колебаний в спецлампе ДКСШ-150 (30-45 бар). Кадры шпирен-съемки (размер поля  $4 \times 4,5 \text{ мм}^2$ ). а) стабилизация конвективного факела: частота  $f_p = 8,15 \text{ кГц}$ , резонанс  $8,2 \text{ кГц}$ ; б) квазистационарное горизонтальное положение факела:  $f_p = 22,38 \text{ кГц}$ , резонанс  $22 \text{ кГц}$ ; в) исчезновение регулярных пульсаций:  $f_p = 27,5 \text{ кГц}$ , резонанс  $13/26 \text{ кГц}$ ; д) стационарный наклон  $f_p = 30,8 \text{ кГц}$ , резонанс  $30 \text{ кГц}$ .

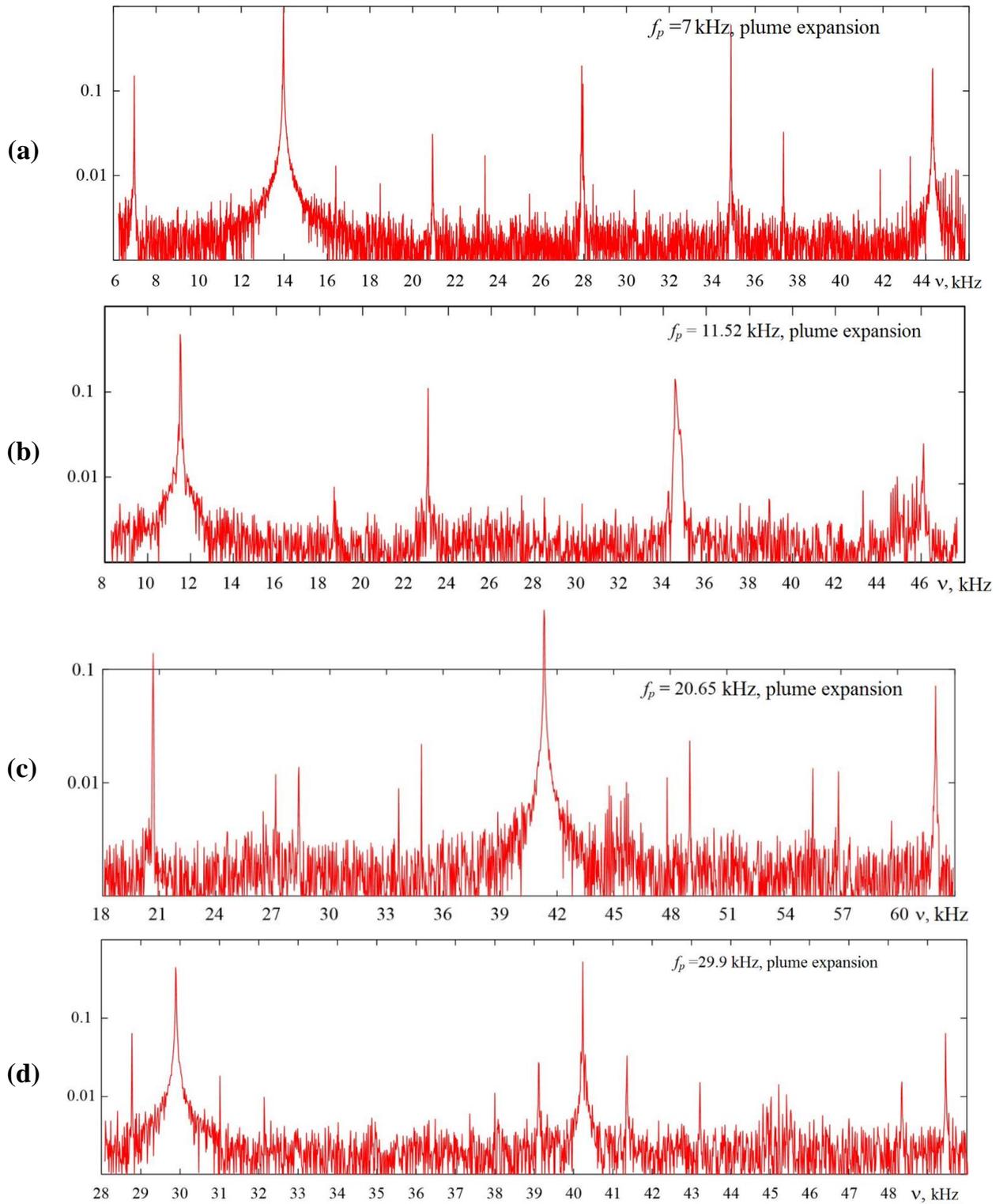
На Рис. 4.16-Рис. 4.20 приведены частотные спектры резонансных акустических колебаний, регистрируемых пьезокерамическим датчиком для различных типов неустойчивостей, проявляющихся в нарушениях регулярности пульсаций конвективного факела, показанных Рис. 4.10-Рис. 4.15.



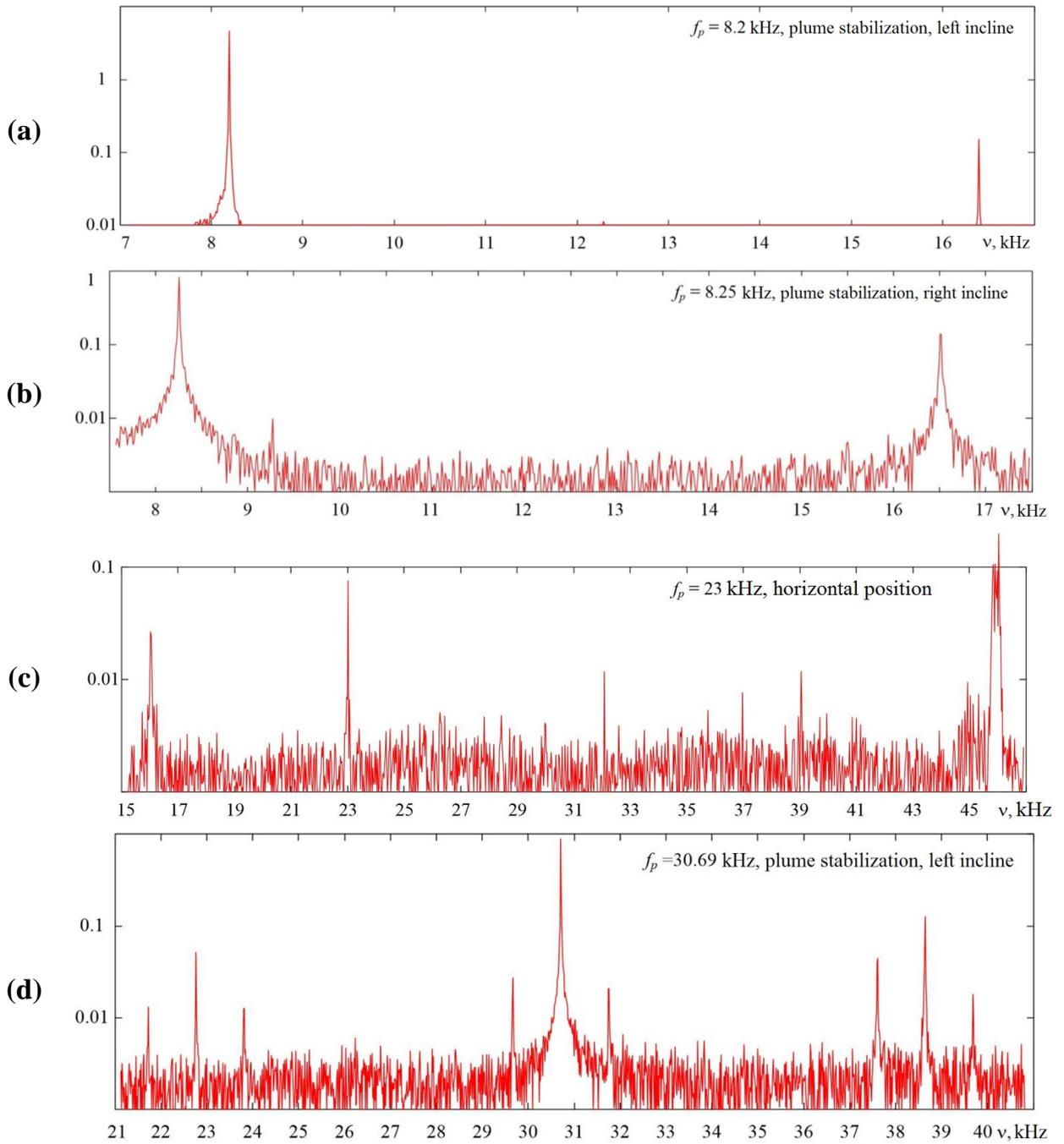
**Рис. 4.16-** Спектры частот резонансных звуковых колебаний для неустойчивости типа колебания конвективного факела из стороны в сторону (Рис. 4.13) при частоте модуляции ИП-лазером: **a)**  $f_p = 13$  кГц; **b)** 13.02 кГц; **c)** 13.2 кГц; **d)** 25.03 кГц



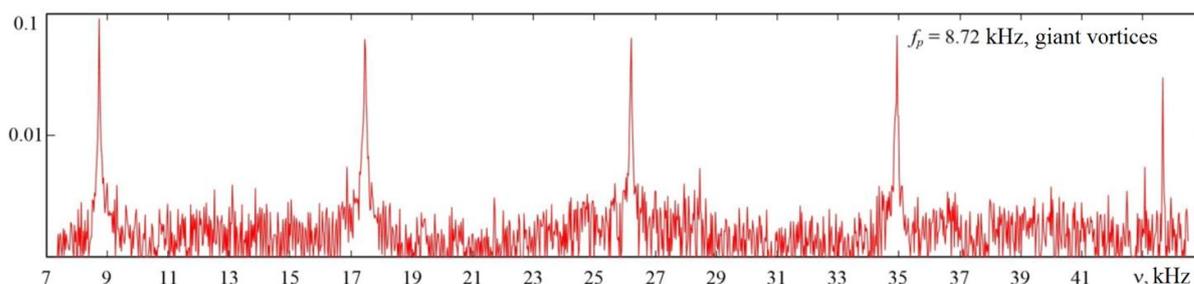
**Рис. 4.17-** Спектры частот резонансных звуковых колебаний для неустойчивостей типа радиальных пульсаций, приводящих к погасанию (с,d). **а)**  $f_p = 6.95 \text{ кГц}$ ; **б)**  $f_p = 17.2 \text{ кГц}$ ; **с)**  $f_p = 34 \text{ кГц}$ ; **д)**  $f_p = 34.66 \text{ кГц}$ .



**Рис. 4.18-** Частотные спектры звуковых колебаний для неустойчивостей типа расширяющегося факела.  
 а)  $f_p = 7 \text{ кГц}$ ; б)  $f_p = 11.62 \text{ кГц}$ ; в)  $f_p = 20.65 \text{ кГц}$ ; д)  $f_p = 29.9 \text{ кГц}$ .



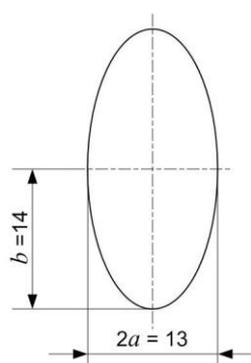
**Рис. 4.19-** Частотные спектры резонансных звуковых колебаний, регистрируемых пьезокерамическим датчиком при стабилизации колебаний конвективного факела в спецлампе ДКсШ-150 (30-45 бар)  
**a)**  $f_p = 8.2$ кГц; **b)**  $f_p = 8.25$ кГц; **c)**  $f_p = 23$ кГц; **d)**  $f_p = 30.69$ кГц



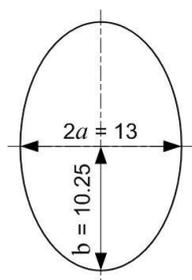
**Рис. 4.20-** Частотный спектр звуковых колебаний для одного из случаев неустойчивости типа гигантского вихря.  $f_p = 8.72$  кГц;  $\nu = 8.7; 17.5; 26.2; 35; 42.5$  кГц.

#### 4.5 Анализ собственных частот

Если предположить, что длины волн акустических резонансных колебаний определяются геометрией разрядного объема, то диапазон наблюдающихся резонансных акустических частот соответствует частотам объемных резонансных мод с учетом изменения скорости звука в ксеноне с ростом температуры.



$f_{m,n}$ , кГц, $a = 0.65$ см, $b/a = 2.15$ , $c = 220$ м/с				
n \ m	0	1	2	3
0	19.367	10.857	17.469	23.681
1	5.455	13.696	20.215	26.386
2	9.476	16.734	23.095	29.192
3	13.35	19.911	26.084	32.087
4	17.151	23.185	29.16	35.056



$f_{m,n}$ , кГц, $a = 0.65$ см, $b/a = 1.58$ , $c = 220$ м/с				
n \ m	0	1	2	3
0	20.053	10.995	17.643	23.871
1	8.319	15.319	21.875	28.087
2	13.708	19.711	26.091	32.233
3	18.913	24.24	30.408	36.58
4	24.026	28.863	34.929	41.066

**Рис. 4.21-** Расчётные собственные частоты для акустических резонаторов в форме заполненных ксеноном полых вытянутых сфероидов, в первом приближении эквивалентных разрядным объемам ламп OSRAM 150 W/1 (сверху) и ДКсШ (снизу). Размеры полостей показаны слева от соответствующих таблиц. Скорость звука в ксеноне для расчета частоты принималась равной 220 м/с, что соответствует температуре в диапазоне 450-500 К. По данным [143, 144].

Согласно техническим данным, в первом приближении разрядный объем специальной лампы типа ДКсШ можно представить в виде вытянутого сфероида с полуосями  $a = 6,5$  мм и  $b = 10,25$  мм и, соответственно, OSRAM 150 W/1 в виде сфероида с полуосями  $a = 6,5$  мм и  $b = 14$  мм. Необходимо учесть повышение температуры ксенона в целом в разрядном объеме до 450-500 К. Примерно такую среднюю температуру будет иметь газ, если рассматривать ИПОР как источник тепловой мощности [134]. Скорость звука ксенона при таком давлении и температуре составит около 220 м/с [141, 142].

Волновые числа резонансных акустических колебаний, рассчитанные для заполненной газом полости в форме идеального сфероида, взяты из [143, 144]. В этих работах представлены частоты внутренних полостей для сфероидальных тел. Используя данные [143, 144], можно рассчитать собственные частоты  $f_{m,n}$  акустических колебаний рассматриваемых сфероидальных резонаторов (Рис. 4.21). Значения  $f_{m,n}$  приведены для азимутального номера моды ( $m$ ) и номера гармоники с данным  $m$  ( $n$ ) соответствующих колебаний.

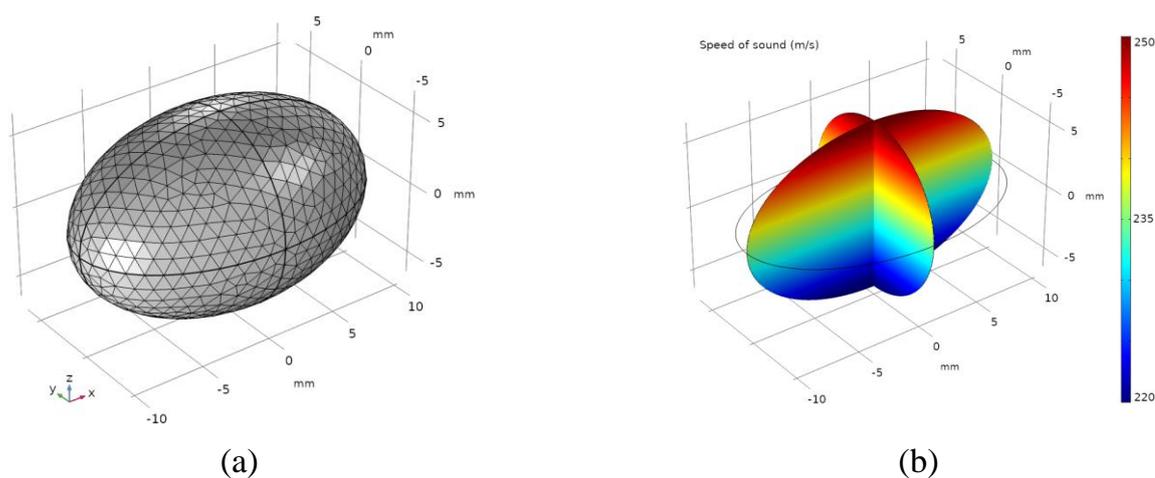
Для более детального понимания того, какими именно акустическими резонансными колебаниями и какими конкретно механизмами вызваны наблюдаемые явления, полезно иметь полную картину возникающих резонансных акустических полей в виде трехмерных распределений для сравнения с имеющимися экспериментальными данными. Для этого наиболее удобна численная 3D модель, в частности, по причине отклонений от симметрии возникающих из-за неравномерного распределения скорости звука – тепловыделение ИПОР и конвекция делают верхние слои газа горячее нижних. 3D модель сфероида (Рис. 4.22, а) была разработана в COMSOL Multiphysics [145]. Она позволяет получить спектр акустических резонансных колебаний в заданном объеме. Для получения акустического давления внутри колбы необходимо решить уравнение Гельмгольца в предположении, что нет источников (4.1) и стенки колбы звуконепроницаемы (4.2), это означает, что нормальная производная давления равна нулю на границе (однородные граничные условия Неймана):

$$\nabla \left( \frac{1}{\rho} \nabla p \right) + \frac{\omega^2}{\rho c^2} p = 0, \quad (4.1)$$

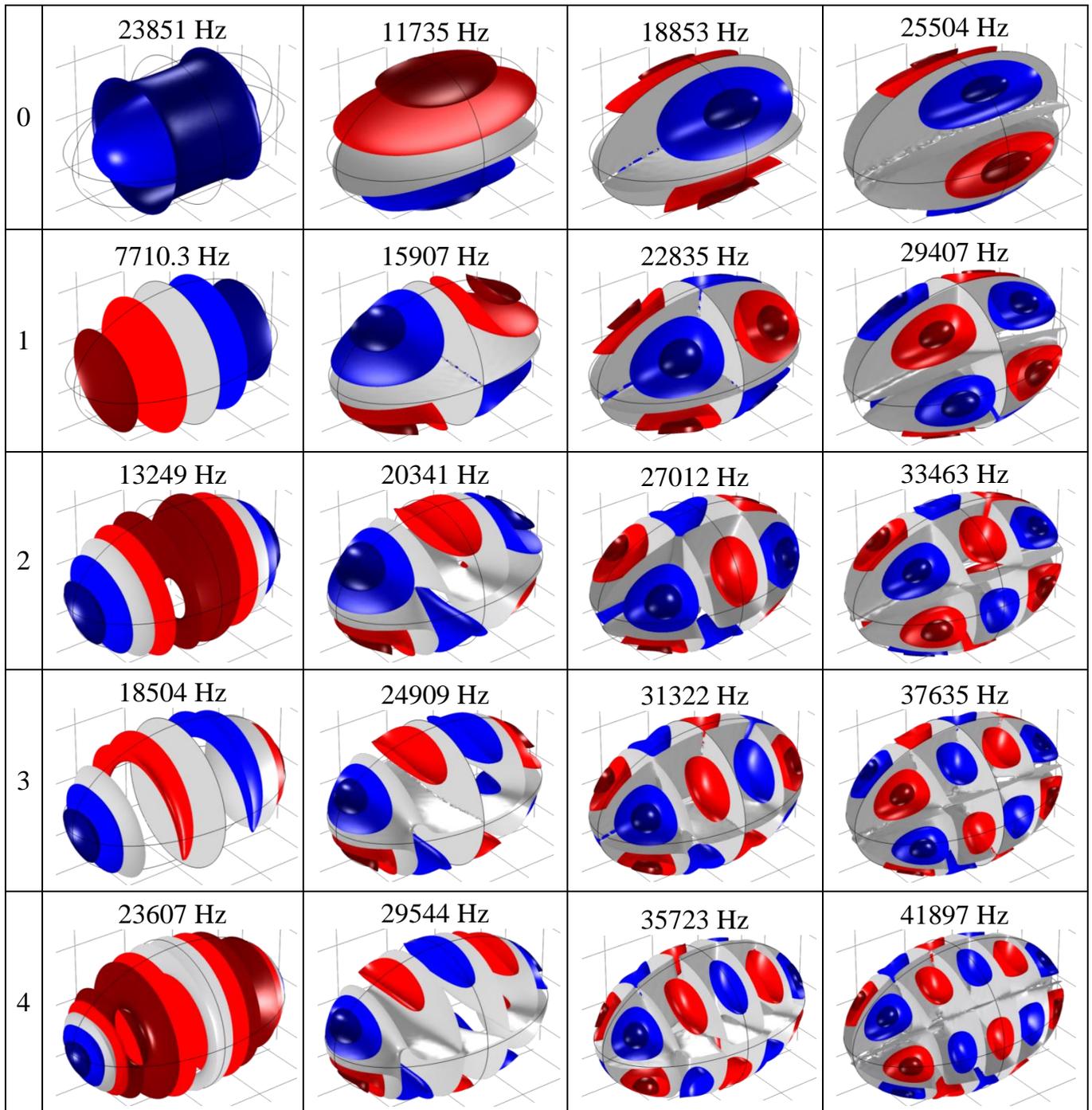
$$\frac{\partial p}{\partial n} = 0. \quad (4.2)$$

В полученных численных данных для сравнения с наблюдаемыми явлениями важна качественная картина. В данном случае распределение температуры газа можно задать модельно равномерным увеличением вдоль вертикальной оси в диапазоне  $T = 500-800$  К. Эти значения обусловлены средними температурами, которые были получены при решении задачи термогравитационной конвекции НОР в ГЛАВА 3. и в [134]. По рассчитанному распределению температуры и данным из [141, 142] был уточнен модельный профиль изменения скорости звука вдоль вертикальной оси (Рис. 4.22, б).

Расчеты проводились с использованием программного пакета COMSOL Multiphysics Finite Element Method [145]. На Рис. 4.23 показаны колебания акустического давления, рассчитанные для модельного резонатора типа вытянутого сфероида. Синий цвет соответствует фазам разрежения (отрицательные значения акустического давления), красный – фазам сжатия (положительные значения), серый – узлу давления (совпадает с максимумом амплитуды колебаний звуковой волны).



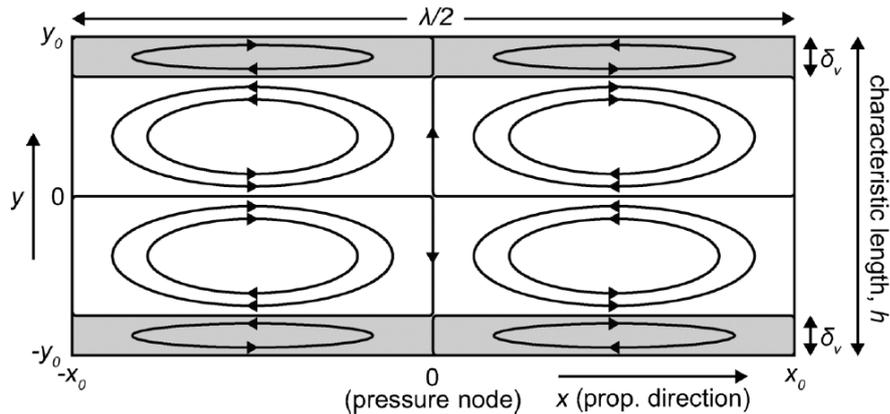
**Рис. 4.22-** а) Расчетная сетка модели состоит из 21035 тетраэдрических элементов; б) Распределение скорости звука в расчетной области в условных цветах 220-250 м/с.



**Рис. 4.23-** Поверхности равного акустического давления (синие – отрицательные, серые – нулевые, красные – положительные) соответствующие собственным частотам сфероида.

Рассмотрим стоячую акустическую волну низшей моды вдоль главной оси эллипсоида в той части разрядного объема, где частицы колеблются главным образом вдоль стенок камеры. При учете вязкости (что не было сделано в расчете) диссипация приводит к появлению стационарного потока жидкости вдоль твердой границы, направленному от пучностей по давлению к узлам. Пучности и узлы давления в стоячей волне неподвижны. В результате формируются стационарные потоки вихревого типа в

пограничном слое, называемые потоками внутреннего пограничного слоя или потоками Шлихтинга [146]. Установившись в пограничном слое, этот поток порождает вихри, вращающиеся в противоположных направлениях в объеме газа. Такие потоки называют потоками внешнего слоя или потоками Рэлея [147]. На Рис. 4.24 схематично показано внутреннее пограничное (Шлихтинга) и внешнее (Рэлея) течение. Обычно в рассматриваемых потоках на половину длины волны вдоль оси акустического поля приходится пара вихрь-антивихрь.



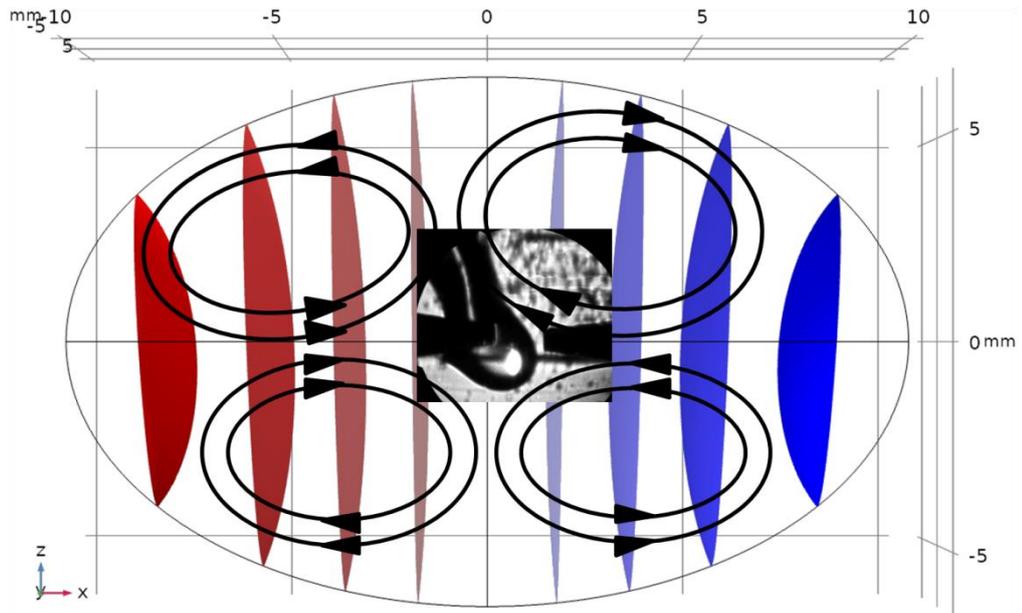
**Рис. 4.24-** Система внутренних (Шлихтинга) потоков в вязком пограничном слое толщиной  $\delta_v$  (серые области) и внешних (Рэлея) потоковых вихрей в цилиндрическом канале со стоячей волной по оси  $x$ .

Рисунок взят из [148, 149].

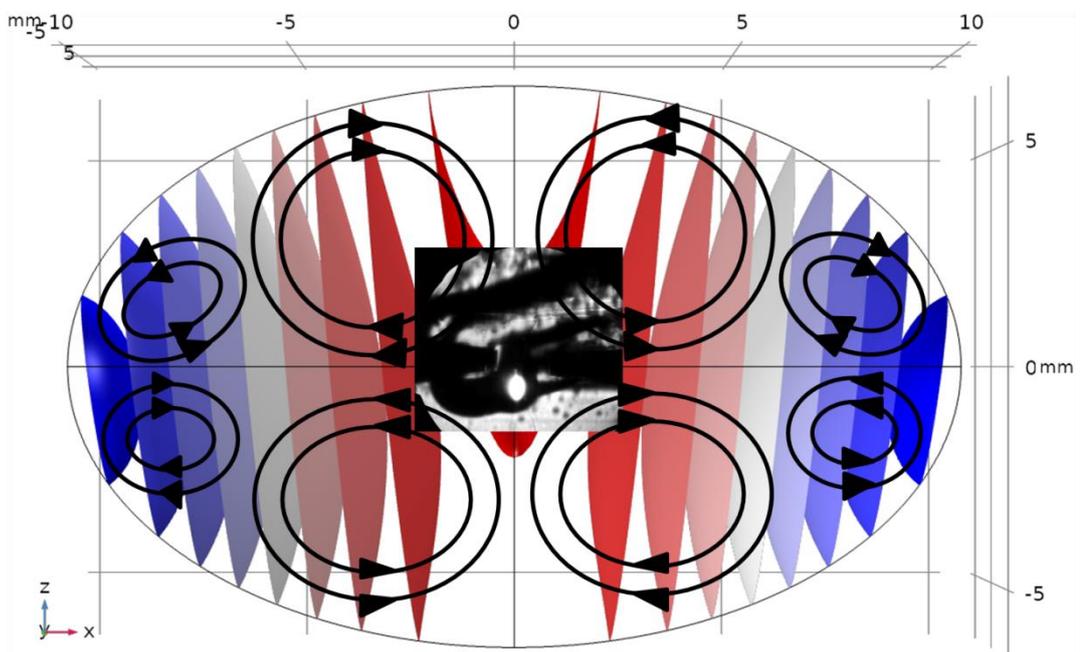
По аналогии с Рис. 4.24 на Рис. 4.25-Рис. 4.27 показаны возможные направления акустических течений вместе со случаями наблюдаемых отклонений и изменения формы конвективного факела ИПОР, соответствующими по одной из частот возбуждаемых акустических колебаний.

Картины горизонтальной и вертикальной стабилизации положения конвективного пламени, показанные на Рис. 4.15, а, б, качественно согласуются с акустическими течениями, возникающими в результате возбуждения мод резонансных акустических колебаний, показанных на Рис. 4.25-Рис. 4.27. Черные кольцевые линии со стрелками на Рис. 4.25-Рис. 4.27 показывают направление течений Рэлея. В случае, когда резонансное акустическое колебание, возникнув, приводит к нарушению условий резонанса, например, в результате перераспределения температурного поля, вызванного акустическим течением, могут возникнуть низкочастотные колебания. Нестационарный характер возбуждения резонансных акустических колебаний может привести к появлению хаотических течений, проявляющихся в низкочастотных колебаниях конвективного факела и яркости ИПОР. В отдельных случаях, когда акустические

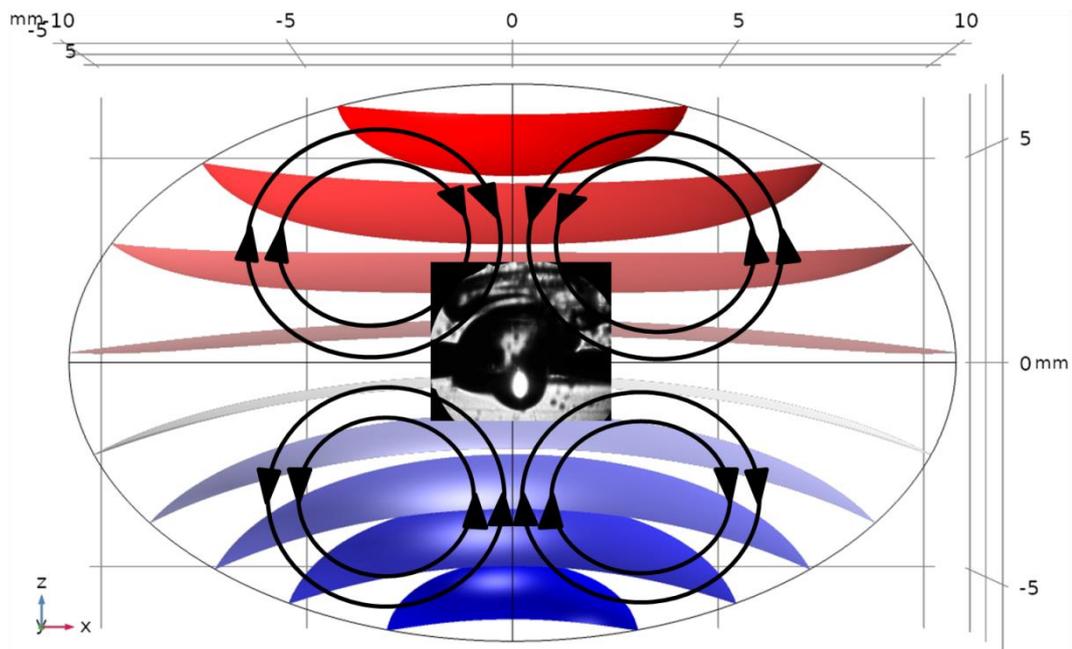
потоки достигают определенной силы в критических для устойчивости ИПОР направлениях навстречу лазерному излучению, они могут вызвать погасание ИПОР.



**Рис. 4.25-** Рассчитанные изоповерхности акустического давления на собственной частоте  $f_{0,1} = 7710.3$  Гц (Рис. 4.23), схема акустических течений (черные стрелки) и направление стабилизации конвективного факела ИПОР (Рис. 4.15, а).



**Рис. 4.26-** Рассчитанные изоповерхности акустического давления на собственной частоте  $f_{0,2}=13249$  Гц (Рис. 4.24), схема акустических течений (черные стрелки) и соответствующий тип неустойчивости конвективного факела ИПОР (Рис. 4.11). Подобная схема течений может приводить также к стабилизации горизонтального растекания горячего газа (Рис. 4.15, b).



**Рис. 4.27-** Рассчитанные изоповерхности акустического давления на собственной частоте  $f_{1,0}=11735$  Гц (Рис. 4.24), схема акустических течений (черные стрелки) и механизм образования гигантских вихрей в конвективном факеле за счет встречного акустического потока (Рис. 4.12). Подобная схема течений может приводить также к стабилизации горизонтального растекания горячего газа (Рис. 4.15, b).

Приведенные схемы акустических полей и генерируемых ими акустических течений полезны для качественного понимания механизма действия резонансных акустических колебаний на ИПОР в эксперименте. Однако гидродинамика такого сложного явления довольно сложна из-за большого количества факторов, влияющих на возникновение и развитие акустических возмущений. В частности, из экспериментальных данных видно, что возбуждается как правило, не один, а сразу несколько типов нормальных колебаний, и реальная картина акустического поля и генерируемых течений возникает как суперпозиция нескольких мод. Для полного понимания механизмов движения газа в разрядном объеме под действием ИПОР следует решать задачу полного численного моделирования, сочетающую геометрические особенности разрядного объема и описание как можно более полного набора физических процессов, вносящих вклад в исследуемое явление.

#### 4.6 Выводы к четвертой главе

В данной главе исследованы пульсации конвективного факела комбинированного режима ИПОР. Его поддержание осуществляется одновременной работой двух лазеров – непрерывного и импульсно-периодического с частотой следования импульсов от сотен

герц до нескольких десятков килогерц. Было установлено, что регулярные пульсации конвективного факела ИПОР в целом аналогичны случаю НОР (исследованы в предыдущей главе и [126, 127, 134]). Существенным отличием является то, что в случаях комбинированного ИПОР регулярность пульсаций конвективного факела нарушается при частотах следования импульсов, кратными которых являются частоты возбуждаемых резонансных акустических колебаний. При этом разрядный объем, заполненный ксеноном, ведет себя как акустический резонатор.

Кварцевая колба с ксеноном высокого давления как акустический резонатор отличается высокой добротностью. Из полученных экспериментальных данных следует, что при частоте повторения лазерных импульсов  $f_p$  могут возбуждаться резонансные акустические колебания с частотой, в несколько раз превышающей  $f_p$ . Например, на Рис. 4.17, а  $f_p = 6,95$  кГц возбуждает акустические колебания с частотами 6,95 / 13,9 / 20,85 / 27,8 / 34,75 кГц, на Рис. 4.18, б  $f_p = 11,52$  кГц возбуждает колебания с частотами 11,52 / 23,04 / 34,56 / 46,08 кГц, на рис. 21  $f_p = 8,72$  кГц возбуждает колебания с частотами 8,72 / 17,44 / 26,16 / 34,88 кГц. В некоторых экспериментах кратность самых высоких возбуждаемых частот достигала 10. Также наблюдается возбуждение более низкочастотных мод. Например, на Рис. 4.17, с частоты 27.4 / 29.6 / 31.8 / 34 / 36.2 / 38.4 / 40.6 кГц возбуждаются при  $f_p = 34$  кГц, или как на Рис. 4.19, d акустические колебания с частотами 22.75 / 30.69 / 38.63 кГц возбуждаются при  $f_p = 30.69$  кГц, причем выше и ниже примерно на 1 кГц каждой из основных частот на спектре видны пики-спутники.

Выделены следующие основные типы колебаний конвективного факела, обусловленные возбуждением резонансных акустических колебаний в разрядном объеме лампы:

1. резкие нерегулярные колебания факела из стороны в сторону, наблюдающиеся одновременно с возбуждением звука на акустических частотах около 13 и 26 кГц;
2. развитие гигантских вихрей, наблюдаемых на акустических частотах около 11/22/33 кГц или 15,5/31/46,5 кГц;
3. чрезмерное расширение факела, наблюдаемое на акустических частотах выше 30 кГц;
4. сильные радиальные пульсации факела с одновременным возбуждением акустических колебаний с частотами около 17 и 34 кГц (этот тип неустойчивости часто приводит к затуханию разряда);

5. стабилизация факела за счет формирования направленных потоков газа под действием резонансных акустических колебаний, наблюдаемых на звуковых частотах 8,15-8,2/22,38/27,5/30,8 кГц (наиболее устойчивый факел наблюдался в основной низшей акустической моде).

При частоте следования импульсов  $f_p$  менее 1 кГц нарушений стабильности плазмы не наблюдалось. Частотам возбуждения особенно сильных резонансных колебаний, приводящих к исчезновению плазмы, в диапазоне частот повторения импульсов  $f_p$  от 3 кГц до 11 кГц соответствовали кратные значения частот возбуждаемых резонансных акустических колебаний поперечно-радиального типа, проявившиеся в таких формах видоизменения конвективного факела, как гигантские вихри, супер-расширение конвективного факела или выраженные радиальные низкочастотные пульсации. Развитие этих неустойчивостей часто вызвало погасание плазмы ИПОР в экспериментах.

Неустойчивости типа наклона факела или низкочастотных колебаний факела из стороны в сторону в некоторых случаях приводили к стабилизации факела, заключавшейся во временном или постоянном подавлении регулярных пульсаций ИПОР. В других случаях происходили сильные низкочастотные пульсации конвективного факела и самой плазмы, которые, тем не менее, не приводили к погасанию плазмы.

Таким образом, было выявлено несколько типов проявления неустойчивости ИПОР вследствие возбуждения резонансных акустических колебаний в разрядном объеме. В большинстве случаев наблюдаемые возмущения являются следствием низкочастотных флуктуаций скорости и направления газовых потоков в окрестности плазмы. Это приводит к нарушению режима поддержания плазмы вплоть до ее погасания. Флуктуации чаще всего возникают, когда резонансная акустическая мода возбуждается в режиме автоколебания, т.е. когда ее развитие приводит к нарушению условий резонанса. В случаях, когда акустическое колебание устойчиво и способно породить стационарные акустические течения в разрядном объеме (например, при возбуждении низкочастотной основной моды колебаний в объеме разряда), наоборот, происходит стабилизация плазмы с подавлением ее регулярных колебаний. Прекращение регулярных колебаний конвективного факела является результатом формирования направленного потока газа в месте расположения плазмы под

воздействием акустических колебаний определенной амплитуды и частоты. Это также подтверждается сравнением с результатами численного моделирования. На наличие направленного газового потока указывает конвективный факел (Рис. 4.25), наклоненный к вертикальному положению, или горизонтальное растекание нагретого газа в стороны, свидетельствующее о том, что скорость акустического течения превосходит характерную скорость конвекции порядка 0.1 м/с .

Из анализа результатов численного моделирования, представленных на Рис. 4.23, можно сказать, что наблюдается хорошее согласие между экспериментально измеренными частотами собственных колебаний и рассчитанными собственными частотами идеализированного сфероидального резонатора. Аппроксимация разрядной камеры такой геометрией дает хороший результат и позволяет рассчитать значения частот, при которых будут наблюдаться возмущения, вызванные акустическими колебаниями. Проведенное моделирование позволило получить объемные картины расположения поверхностей равного акустического давления для различных азимутальных и радиальных мод сфероида. Анализ результатов численного моделирования позволяет понять механизм акустического воздействия на определенных собственных частотах разрядного объема (Рис. 4.25-Рис. 4.27). Эта информация полезна при проведении экспериментов, так как позволяет заранее определить режимы неустойчивого поведения плазмы ИПОР. В то же время, для получения более точных данных, необходимо решать полную задачу, в которой учитываются как особенности лампы (точная геометрия, наличие электродов), так и физические явления, происходящие в ней (особенности температурного поля, акустическое давление, потоковое поле). Есть примеры решения таких комбинированных задач для дуговых ламп - [139, 151, 152].

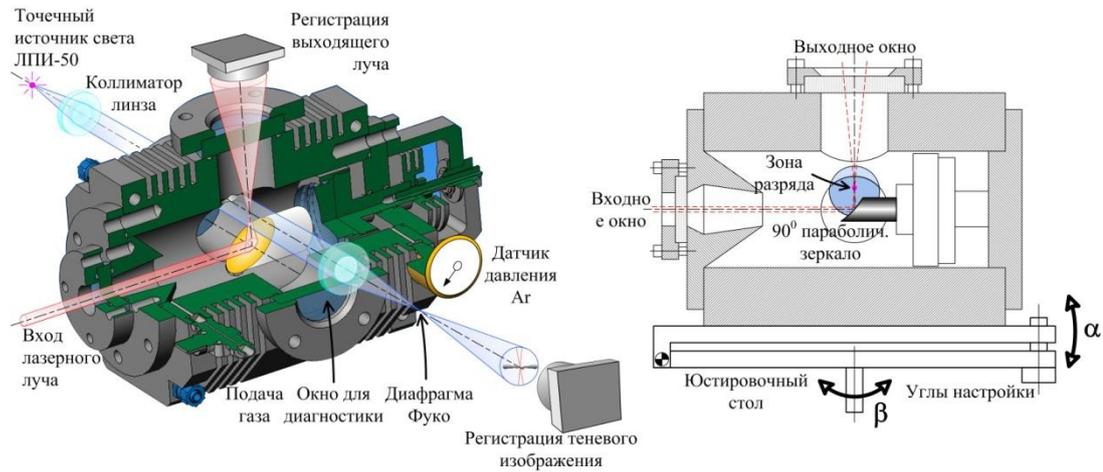
## ГЛАВА 5. ОБРАЗОВАНИЕ НАПРАВЛЕННЫХ ПОТОКОВ ГАЗА ПРИ ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКИМ ЛАЗЕРНОМ ПРОБОЕ ФЕМТОСЕКУНДНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ И ВЛИЯНИЕ ЭТИХ ПОТОКОВ НА УСТОЙЧИВОСТЬ РАЗРЯДА

### 5.1 Введение

Одной из главных особенностей рекомбинирующей плазмы импульсно-периодических оптических разрядов, создаваемых импульсами суб-пикосекундного или фемтосекундного диапазона, является исключительная стабильность от импульса к импульсу, хотя с увеличением частоты повторения до нескольких сотен герц и выше отмечалось нарушение стабильности [91].

В данной главе исследуется импульсно-периодический оптический разряд, возникающий в сфокусированном луче импульсно-периодического фемтосекундного лазера с длиной волны  $\lambda = 1023$  нм, частотой повторения импульсов  $f_p = 1.66, 3.33, 5$  и  $10$  кГц, длительностью импульса  $\tau = 450$  фс, энергией в импульсе  $135$  и  $270$  мкДж/имп. Разряд наблюдался в камере с аргоном  $10$  атмосфер ( $11$  абсолютных) при фокусировке короткофокусным внеосевым параболическим зеркалом (Рис. 5.1), настройку которого можно было менять в процессе наблюдения разряда (подробное описание экспериментальной установки, условия фокусировки и условия поддержания разряда приведены в разделе 2.4).

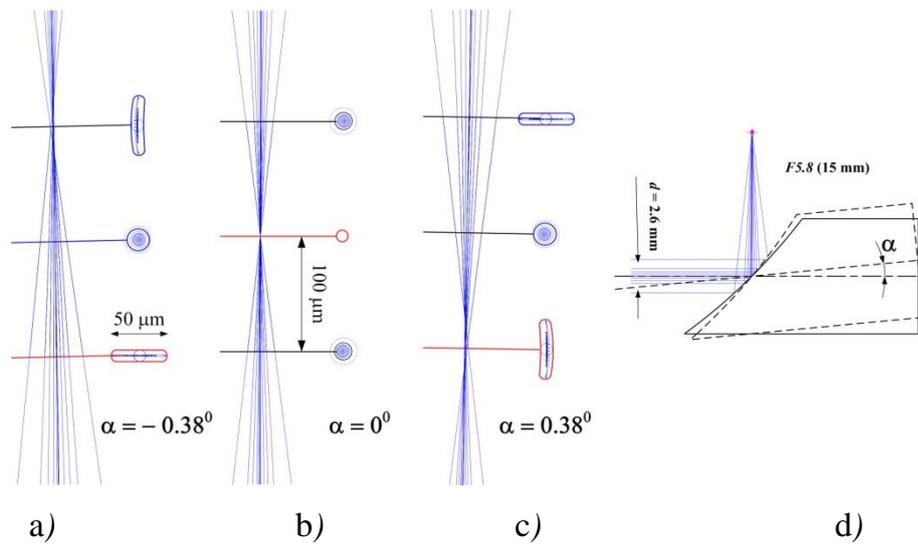
Скоростная видеорегистрация теневых изображений окрестности области энерговыделения осуществлялась с помощью схемы, включающей плазму оптического разряда в качестве источника излучения высокой яркости (метод и схема описаны в разделе 2.5 и на рисунке Рис. 2.12).



**Рис. 5.1**—Экспериментальная установка для исследования квазистационарной плазмы, поддерживаемой фемтосекундными периодическими лазерными импульсами в аргоне  $p = 10$  бар и наблюдения газových потоков методом Теплера. Параметр фокусировки  $f/5.8$  ( $NA = 0.086$ ), импульсная мощность лазера  $P_L \leq 1$  ГВт, средняя мощность  $P = 0.5 \div 1.5$  Вт, длительность импульса  $\tau = 450$  фс, частота повторения импульсов  $f_p = 1.66, 3.3, 5, 10$  кГц.  $\alpha, \beta$  — углы поворота камеры при настройке фокуса.

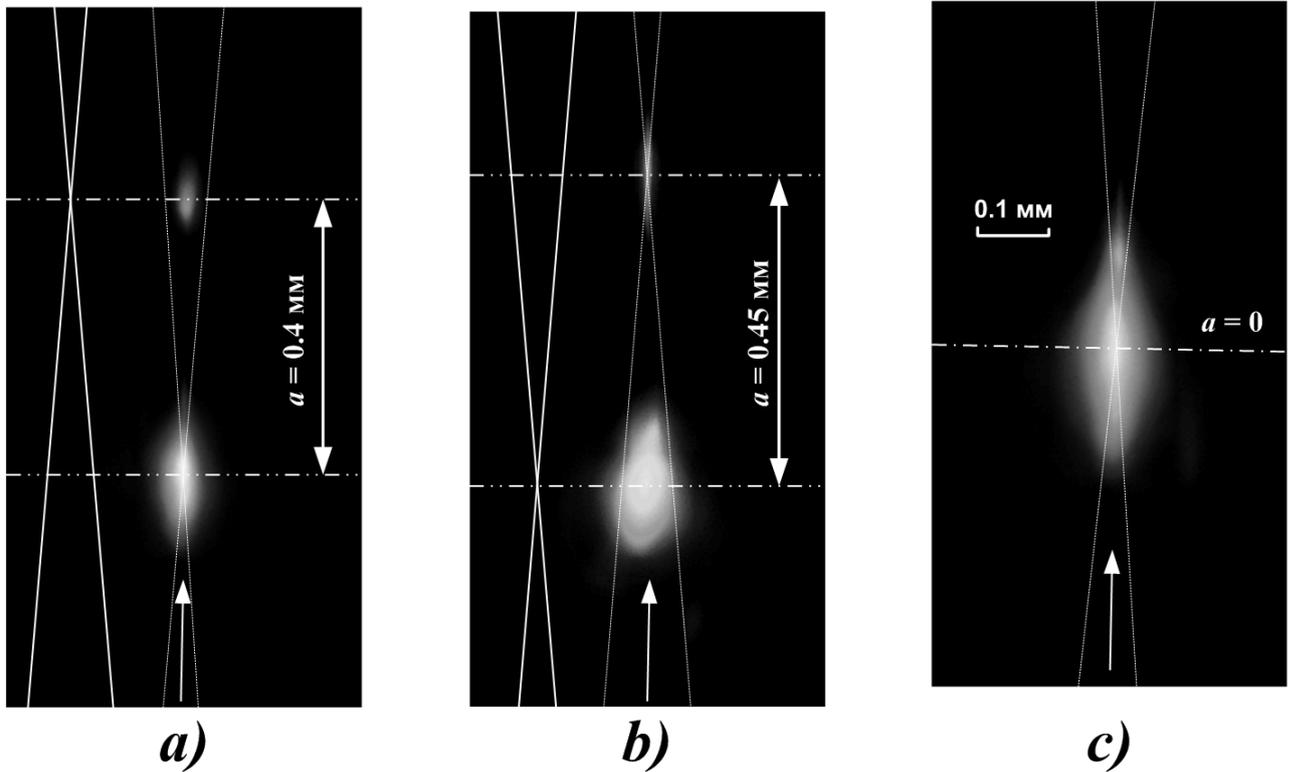
## 5.2 Плазма ИПОР

В результате многофотонной ионизации газа излучением фемтосекундного лазера в области максимальной интенсивности лазерного излучения и последующей рекомбинации свободных электронов в окрестности фокуса возникала зона светящейся плазмы (Рис. 5.3), форма и размеры которой зависели от точности настройки положения параболического зеркала (подробное описание параметров плазмы приведено в разделе 2.4, а также на рисунках Рис. 2.10 и Рис. 2.11). Отклонение зеркала от положения идеальной настройки приводило к нарушению фокусировки в виде астигматизма Рис. 5.2.



**Рис. 5.2**-Результат расчета методом геометрической оптики (квазиоптики) хода лучей вблизи фокальной перетяжки при различном угле наклона  $\alpha$  внеосевого параболического зеркала  $f/5.8$  (d). Лазерное излучение в области фокуса направлено снизу-вверх. Для каждого из представленных вариантов фокусировки показаны три поперечных сечения луча. В поперечных сечениях толстыми линиями представлены границы луча с учетом расходимости лазерного излучения. Угол  $\alpha$  соответствует указанному на Рис. 5.1.

На Рис. 5.2 показаны изменения сфокусированного луча вблизи фокальной перетяжки при наклоне камеры высокого давления (и фокусирующего зеркала) на угол  $\alpha$ , как показано на Рис. 5.1. В случае точной настройки ( $\alpha = 0$ ) перетяжка имела почти цилиндрическую форму длиной  $\sim 100$  мкм (удвоенная рэлеевская длина) диаметром  $\sim 10$  мкм. Когда зеркало отклонялось от положения точной настройки на угол  $\alpha = \pm 0.38^\circ$  (Рис. 5.2, а), с) луч становился астигматическим с двумя уширенными вдоль одной из поперечных осей перетяжками длиной  $\sim 100$  мкм (та же рэлеевская длина), шириной  $\sim 50$  мкм (результат уширения) и толщиной  $\sim 10$  мкм (определяется расходимостью лазерного излучения). Расстояние между перетяжками  $a \approx 200$  мкм, направления уширения в перетяжках взаимно перпендикулярны. При увеличении  $\alpha$  уширение перетяжек и расстояние  $a$  между ними продолжают увеличиваться примерно пропорционально  $\alpha$ .



**Рис. 5.3** - Пространственные характеристики среднего по времени излучения плазмы разряда. **а)**  $\alpha \approx 0.7^\circ$ ,  $a \approx 0.4$  мм; **б)**  $\alpha \approx -0.8^\circ$ ,  $a \approx 0.45$  мм, **в)**  $\alpha \approx 0^\circ$ ,  $a \approx 0$  мм, где  $\alpha$  – угол наклона параболического зеркала,  $a$  – параметр астигматизма. Рамка  $0.5 \times 1$  мм<sup>2</sup>. Ar,  $p = 10$  бар,  $F = 5.8$ ,  $f_r = 5$  кГц.

На Рис. 5.3 показан вид свечения, наблюдаемого вблизи фокальной перетяжки; тонкие линии показывают границу луча в плоскости рисунка, толстые линии слева – в перпендикулярной плоскости, горизонтальные линии – положение фокусов, стрелки снизу – направление луча. Рис. 5.3, а) показывает вид плазмы, расположенной в астигматическом фокусе, «с ребра», уширенной в направлении, перпендикулярном плоскости рисунка. Рис. 5.3, б) представляет другой вид плазмы в астигматическом фокусе, со стороны поверхности, уширенной в плоскости рисунка. Рис. 5.3, в) показывает вид плазмы в гомоцентрической перетяжке луча, при точной настройке параболического зеркала.

Наблюдавшийся разряд в основном демонстрировал высокую стабильность и повторяемость характеристик свечения от импульса к импульсу, но в некоторых случаях свечение заметно пульсировало. Поведение разряда зависело от настройки фокусирующего зеркала – максимальные пульсации наблюдались, как правило, при наилучшей настройке положения фокусирующего зеркала, при которой достигалось максимальное поглощение лазерного излучения.

### 5.3 Квазистационарные потоки, генерируемые ИПОР

Периодически повторяемые раз за разом с высокой стабильностью и частотой повторения циклы расширений облака нагретого газа и его последующего коллапса порождают направленные потоки, наблюдавшиеся в экспериментах данной диссертации.

Из-за относительно небольшого энерговыделения не возбуждаются сильные ударные волны, характерные для режима оптического пробоя или лазерной искры, отсутствует связанная с ударными волнами турбулентность, что дает возможность наблюдать невозмущенное движение газа на больших расстояниях от зоны непосредственного энерговыделения.

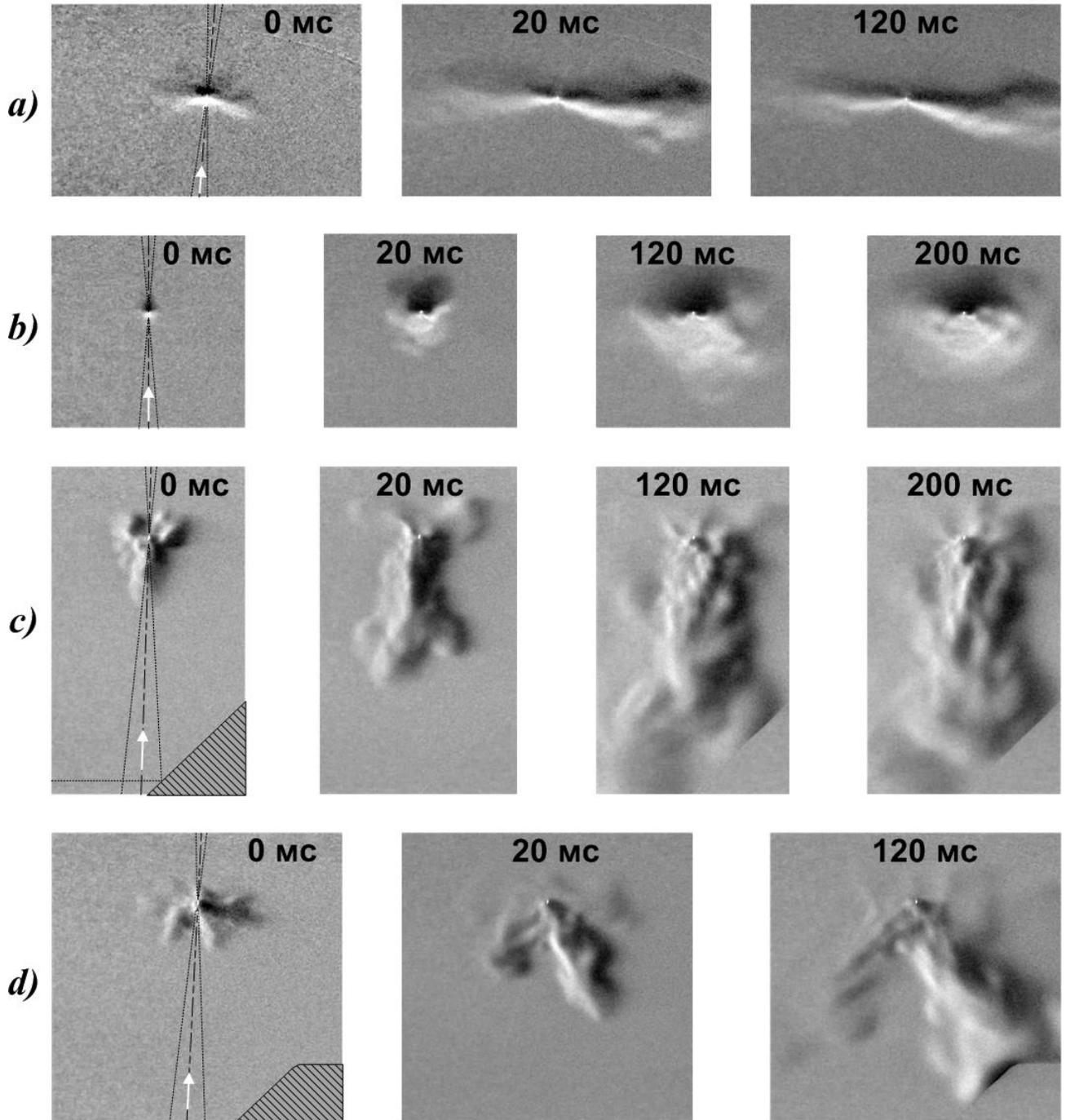
Видеорегистрация теневых изображений окрестности области энерговыделения показала, что импульсно-периодическое воздействие лазера создает квазистационарные направленные потоки газа, вытекающие из области фокуса лазерного луча в виде струй, форма и направление которых зависело от настройки положения параболического зеркала (Рис. 5.4). Теневые изображения получены в условиях, соответствующих условиям Рис. 5.3, а)-с), на которых представлены изображения усредненного по времени свечения разряда. Метки времени на кадрах отсчитывались от первого кадра, в свою очередь полученного от 0 до 20 мс от начала подачи лазерных импульсов. В сериях снимков с) и d) видно фокусирующее зеркало.

Генерируемые оптическим разрядом потоки могли быть направлены перпендикулярно оси лазерного излучения, под углом к ней, а также вдоль оптической оси либо навстречу лазерному лучу, либо в обратном направлении.

Наблюдаемая конвекция являлась вынужденной и не могла быть объяснена термогравитационным механизмом, поскольку направление потока не зависело от ориентации лазерного луча относительно направления силы тяжести. Последнее обстоятельство указывало также на то, что скорость наблюдаемого потока значительно превышала скорость термогравитационной конвекции газа, нагретого до той же температуры.

Стабильная в большинстве случаев картина искажения лазерного луча, прошедшего через зону взаимодействия с газом, также, как и почти стационарные конвективные потоки позволяют говорить о квазистационарности рассматриваемого

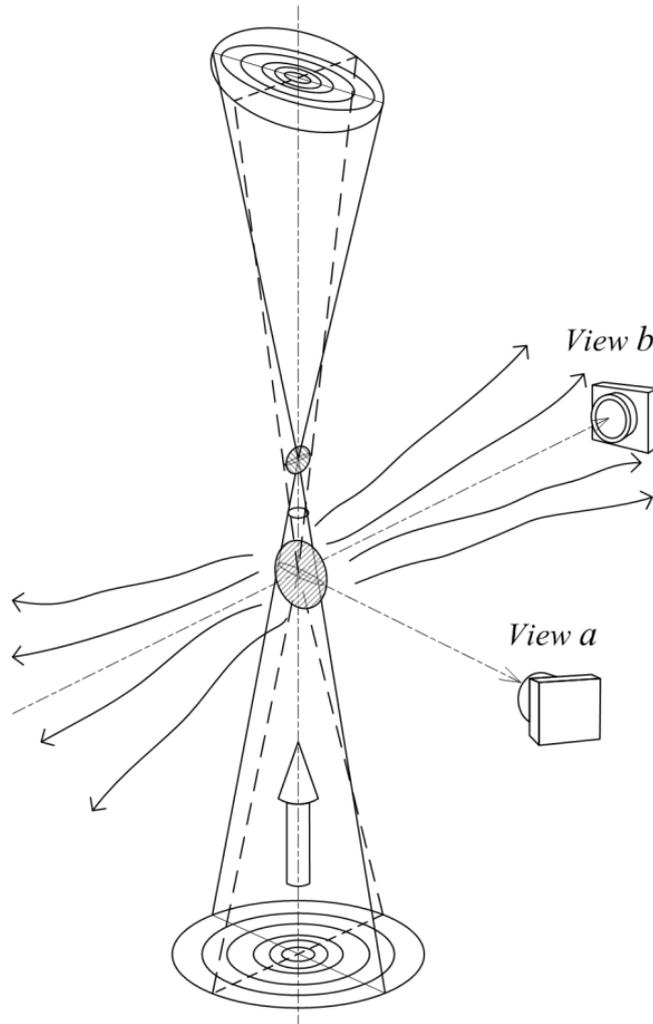
типа импульсно-периодического разряда, а также потоков, генерируемых этим разрядом.



**Рис. 5.4** - Различные формы конвективных потоков из области ИП-энерговыведения. Размер кадров в линии **b)**  $10 \times 10 \text{ мм}^2$ , остальные кадры в том же масштабе. **a)**  $\alpha \approx 0.4^\circ$ ,  $a \approx 0.3 \text{ мм}$ . **b)**  $\alpha \approx -0.33^\circ$ ,  $a \approx 0.25 \text{ мм}$  (вид в направлении струи). **c)**  $\alpha \approx 0^\circ$ ,  $a \approx 0 \text{ мм}$ . **d)**  $\alpha \approx 0.2^\circ$ ,  $a \approx 0.15 \text{ мм}$ . Лазерное излучение подводится снизу вверх. Светлая точка на фото – зона лазерного воздействия размером  $0.1 \text{ мм}$ .

Кадры на линиях Рис. 5.4, **a)** соответствуют конфигурации плазмы на Рис. 5.3, **a)**. Газовые потоки, генерируемые областью энерговыведения, находящейся в одной из астигматических фокальных перетяжек, в форме уплощенного неправильного диска

толщиной  $\sim 10$  мкм и шириной  $\sim 50 \div 100$  мкм, вытекали нормально к поверхности «диска» в виде двух струй, направленных в стороны по отношению к оптической оси (Рис. 5.5).



**Рис. 5.5** - Квазистационарные потоки, направленные в стороны по отношению к оптической оси, генерируемые ИПОР при астигматической фокусировке

Энергия лазерного импульса, достигающего зоны взаимодействия после прохождения тракта подвода излучения, входного окна и отражения от параболического зеркала, составляла в этом случае 180 мкДж/имп, частота следования импульсов 5 кГц, усредненная доля поглощенной мощности лазерного излучения 35%. Последнее значение соответствует случаю высокой степени астигматизма  $\alpha \approx 0.4^\circ$ ,  $a \approx 0.25$  мм.

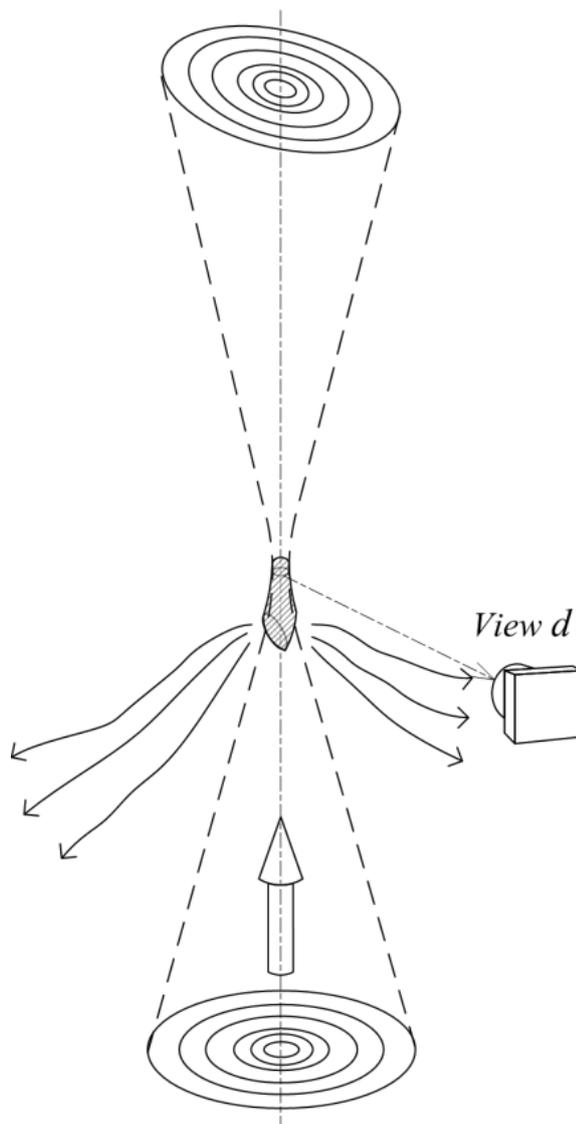
Суммарная объемная скорость перекачки газа в двух потоках, оцененная по кадрам видеосъемки, представленным на Рис. 5.4, а), составила около  $1 \text{ см}^3/\text{с}$ . Дальнейшая оценка средней мощности, необходимой для того, чтобы прокачивать такой объем газа через зону разряда, дает 0.1 Вт, что составляет до 30% от тепловой мощности, выделяющейся в разряде. Газовая температура в струе может быть оценена на основе

рассмотрения энергетического баланса или независимо из чувствительности метода получения теневых изображений к градиентам температуры. Обе оценки дают величину в несколько десятков градусов Цельсия.

На Рис. 5.4, *b*) показан вид потока при настройке, соответствующей Рис. 5.3, *b*). Плазменный «диск» здесь расположен поверхностью в сторону наблюдателя, туда же направлен поток на Рис. 5.4, *b*). Эти кадры получены при немного меньшем астигматизме ( $\alpha \approx -0.33^\circ$ ,  $a \approx 0.2$  мм) и соответственно большей доле поглощенной мощности 40%. Энергия падающего импульса лазерного излучения и частота повторения импульсов равны, соответственно, 85 мкДж/имп и 10 кГц.

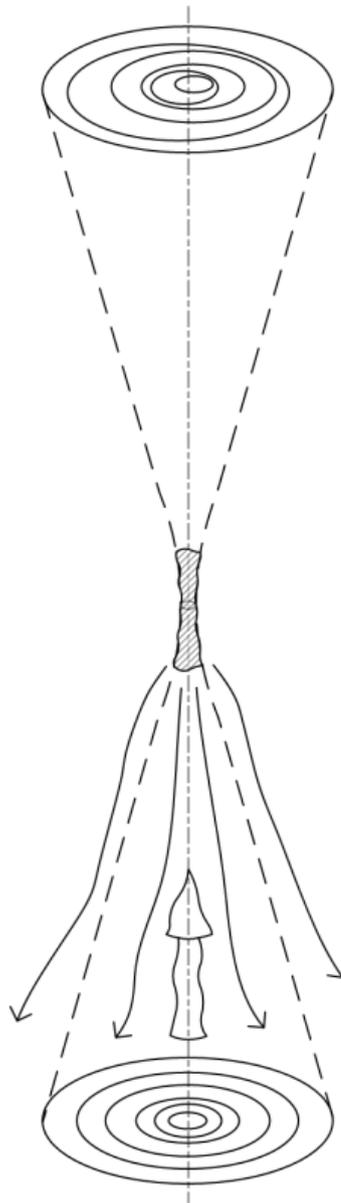
При дальнейшем движении фокусатора к положению точной настройки доля поглощенной мощности продолжала расти, а вид потоков трансформировался. Кадры на Рис. 5.4, *d*) демонстрируют поток в виде двух струй, расположенных в форме буквы  $\Lambda$ , образующийся при промежуточном угле наклона фокусирующего зеркала между астигматическим пучком и точной настройкой при следующих параметрах:  $\alpha \approx 0.2^\circ$ ,  $a \approx 0.15$  мм, 85 мкДж/имп, частота следования импульсов 10 кГц, доля поглощенной мощности 50%.

Потоки в форме  $\Lambda$  наблюдаются в случае астигматической фокусировки с расстоянием между фокусами около двух длин Рэлея. В этом случае форма астигматической фокальной перетяжки, получающаяся при рассмотрении с помощью геометрической оптики, отличается от реальной, определяемой также волновыми свойствами лазерного излучения. Более точное рассмотрение приводит к перетяжке, формой, напоминающей скорее призму. Такая форма зоны энергосвечения может быть источником потоков в форме  $\Lambda$  (Рис. 5.6).



**Рис. 5.6** - Квазистационарные  $\Lambda$ -образные потоки, генерируемые ИПОР при астигматической фокусировке с расстоянием между фокусами около двух длин Рэлея

Поворачивая фокусирующее зеркало от положения астигматической настройки в сторону точной, можно было наблюдать, как две газовые струи, первоначально направленные противоположно, постепенно поворачивались друг к другу, приближаясь к лазерной оси. В положении точной настройки доля поглощенной мощности возрастала до 55-60%, а две струи соединялись в одну, направленную противоположно лазерному лучу вдоль его оси (соответствующие Рис. 5.3, с), Рис. 5.4 с), Рис. 5.7).



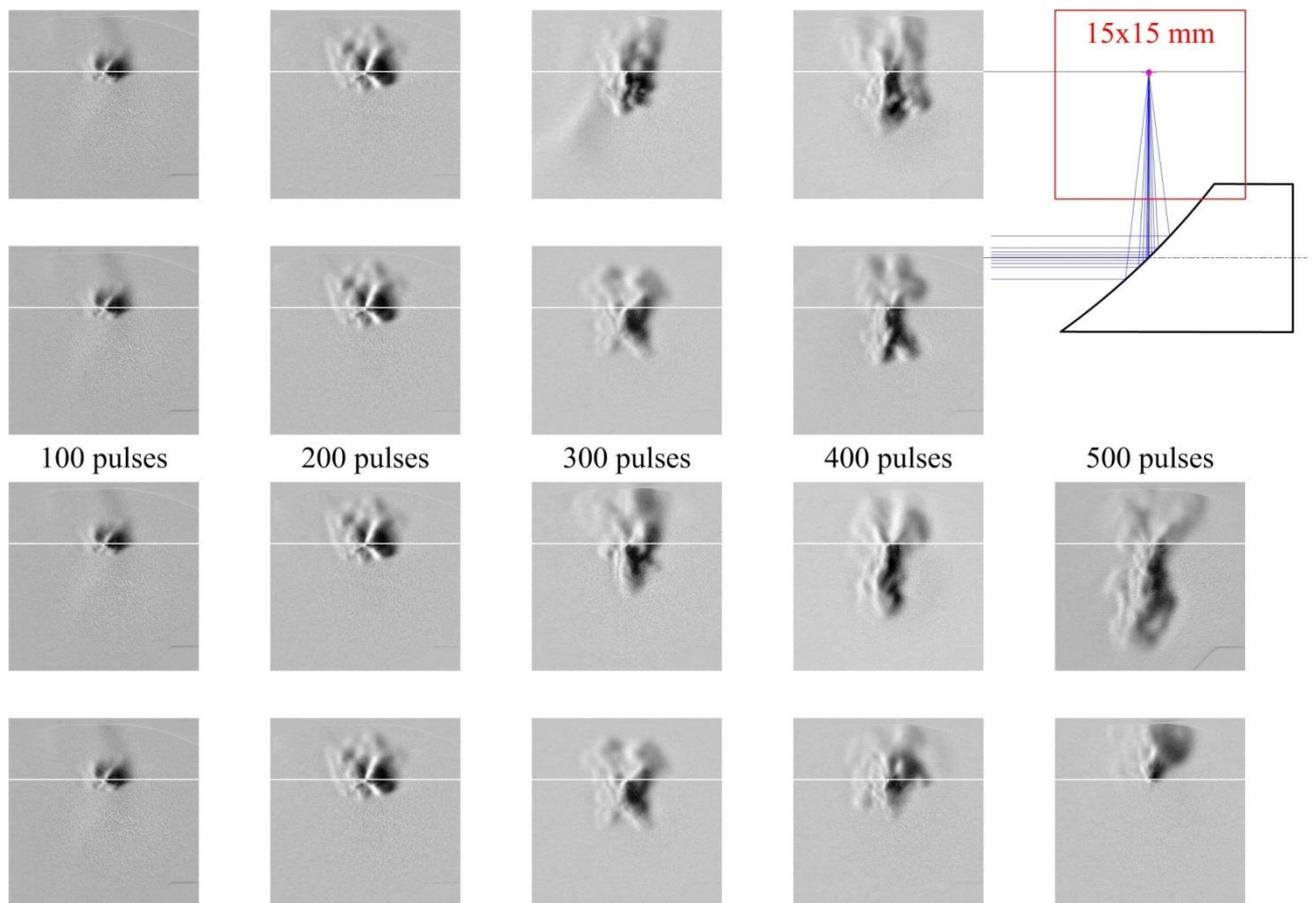
**Рис. 5.7** - Квазистационарный потоки, направленный навстречу лазерному лучу, генерируемый ИПОР при точной фокусировке

Генерируемый поток вдоль оптической оси, направленный в сторону лазера, навстречу лазерному лучу, получавшийся в положении точной настройки фокусирующего зеркала, как правило, не был ни вполне стационарным, ни симметричным. Это можно было видеть, в частности, по колебаниям положения плазмы и картины распределения интенсивности в сечении прошедшего через плазму лазерного луча (Рис. 5.9, с).

#### 5.4 Условия образования квазистационарных потоков

Оказалось, что наиболее интенсивные и быстро устанавливающиеся потоки формировались в условиях, соответствующих Рис. 5.4, а), б) (сильный астигматизм, поток нормально к лазерной оси). Потоки устанавливаются уже за десятки импульсов.

Другой была ситуация в случае Рис. 5.4, с) – точная юстировка с минимальным астигматизмом. Даже после нескольких сотен импульсов (Рис. 5.8) образующееся облако горячего газа в большинстве случаев было турбулентным, без признаков потока с определенным направлением. Для развития направленного потока требовалось в этом случае до нескольких десятых секунды при частоте повторения импульсов 5 или 10 кГц (400-500 импульсов).



**Рис. 5.8** - Эволюция облака горячего газа в зависимости от числа лазерных импульсов при «холодном» старте. Направление лазерного пучка снизу-вверх. Энергия падающего излучения 170 мкДж/имп при 5 кГц.

Кадры на Рис. 5.8 соответствуют экспериментам при «холодном» старте, при котором газ в зоне энерговыделения изначально находится в неподвижном состоянии. Для этого между экспериментами перед подачей излучения выдерживалась пауза, пока

нагретый после предыдущих импульсов газ распределялся по камере (около десяти секунд, до отсутствия движения на теневой визуализации).

Результат, показывающий худшую динамику развития потока в случае минимального астигматизма и, соответственно, максимального поглощения лазерного излучения выглядит парадоксальным. Тем не менее, это соответствует результатам экспериментов по газодинамике лазерного пробоя однократными импульсами [92-94], поскольку в этих экспериментах направленный по оси луча газовый поток образуется в результате взаимодействия потоков, генерируемых при релаксации облака горячего газа и первоначально направленных в противоположные стороны. При этом одновременно и вместе с направленными потоками образуются вихри, в которых содержится значительная часть тепловой энергии, передаваемой в движение газа. В некоторых случаях образование вихрей поглощает всю кинетическую энергию, и направленные потоки не образуются.

Наряду с потоком против хода лазерного луча также удавалось получать поток по ходу лазерного луча (Рис. 5.8, нижний ряд кадров), но поток навстречу образовывался более вероятно, что согласуется с результатами экспериментов при несимметричном энерговыделении, даже видны зачатки тороидальных областей, которые в дальнейшем исчезают при установлении потока.

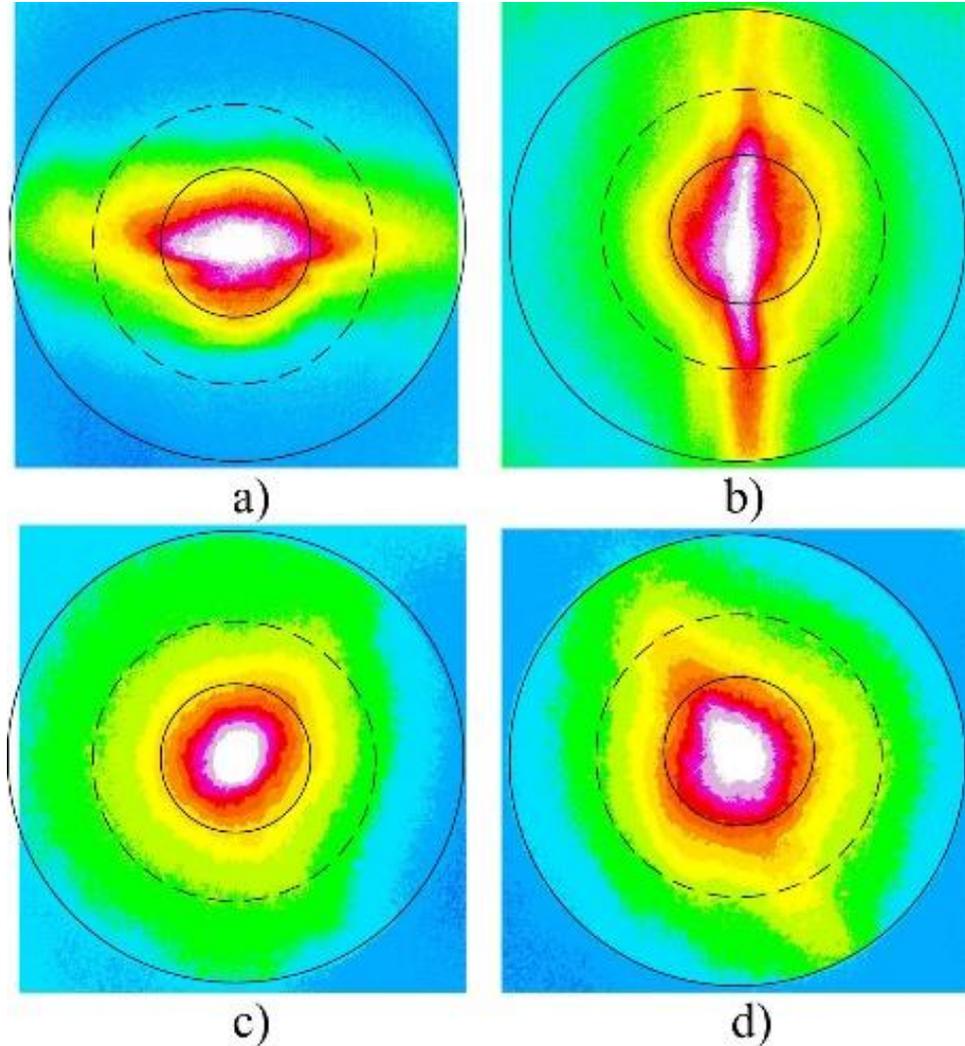
## **5.5 Воздействие генерируемых потоков на ИПОР**

Течение нагретого и возбужденного газа вдоль оси подводимого к плазме лазерного луча вызывает появление заметных колебаний положения плазмы и распределения интенсивности в сечении прошедшего через зону взаимодействия лазерного луча, что указывает на искажение волнового фронта лазерного луча на градиентах показателя преломления в колеблющейся газовой струе. По тем же причинам потоки могли наблюдаться теневыми методами.

В экспериментах наблюдалось изменение проходящего через разряд лазерного луча вследствие рефракции, а также нелинейных оптических процессов (в основном УФ-излучение 3-й гармоники), происходившее при взаимодействии излучения с неоднородным газом и плазмой в области фокуса.

На Рис. 5.9 приведены усредненные по времени распределения интенсивности в сечении лазерного луча на расстоянии 81 мм от точки фокуса, демонстрирующие

искажение лазерного луча в зависимости от положения плазмы и контролируемого астигматизма. На рисунке диаметр внешней окружности  $\varnothing 40$  мм – апертура окна, пунктирная окружность – апертура измерителя мощности, внутренняя окружность соответствует области, на которую приходится 86% мощности луча без плазмы.



**Рис. 5.9** - Усредненные по времени распределения интенсивности прошедшего через плазму лазерного излучения в условных цветах.  $A_{г,р} = 10$  бар,  $f/5.8$ ,  $f_r = 5$  кГц. **а)**  $\alpha = 0.380$ ,  $a = 0.2$  мм; **б)**  $\alpha = -0.380$ ,  $a = 0.2$  мм; **в)** точная настройка, поток навстречу лучу **д)** точная настройка, поток во ходу луча. Распределения а, б и д стабильны, в – пульсирует.

Видно, что в присутствии плазмы разряда в астигматическом фокусе лазерный луч на расстоянии 81 мм от фокуса сжимается вдоль одной из осей поперек оптической оси и расширяется вдоль другой (Рис. 5.9, а), б). Направления, вдоль которых искажался луч, соответствовали осям уплощенной астигматической перетяжки лазерного луча, в которой находился разряд (Рис. 5.3, а), б), соответственно). Искажение волнового фронта ультракороткого импульса могло происходить как в результате нелинейного

взаимодействия с газом в перетяжке луча, так и по причине наведенной тепловой линзы в окрестности перетяжки в результате совместного действия выделяющейся тепловой энергии и конвективного переноса тепла квазистационарным газовым потоком.

В случае коллинеарности генерируемого квазистационарного потока и лазерного луча (Рис. 5.9, с), d) проходящий лазерный луч также искажается. Наиболее существенное различие между Рис. 5.9, с) и Рис. 5.9, d) заключается в том, что распределение интенсивности на Рис. 5.9, с) в динамике осциллирует, в то время как на Рис. 5.9, d) оно стабильно. Фактически изображение на Рис. 5.9, с) представляет собой усредненную по времени картину Рис. 5.9, d) при условии, если бы структура Рис. 5.9, d) пульсировала и хаотически вращалась вокруг центра.

## 5.6 Выводы к пятой главе

Область локальной импульсно-периодической диссипации энергии (ЛИДЭ) различной геометрии возникает вследствие локальной фотоионизации. Геометрия такой области зависит от конкретной формы области фокуса лазерного излучения, которая определяется параметрами лазерного излучения и фокусирующей системы, в частности, ее аберрациями.

В течение короткого времени прохождения лазерного излучения через объем ЛИДЭ происходит полная или частичная фотоионизация газа, а в течение последующих 100 нс происходит рекомбинация свободных электронов. При рекомбинации часть поглощенной энергии выделяется в виде широкополосного излучения и покидает ЛИДЭ, а другая часть выделяется в виде тепла и приводит к разогреву газа в зоне ЛИДЭ до температуры несколько тысяч градусов.

Повышенная температура в области ЛИДЭ приводит к ее последующему расширению со скоростями, превышающими скорость звука в холодном газе, в результате чего формируется направленный поток газа, направление которого определяется формой зоны энерговыведения.

Область ЛИДЭ, возникающая в фокусе одномодового лазерного луча с небольшим астигматизмом может иметь в зависимости от степени астигматизма форму клина или форму диска диаметром от нескольких десятков до ста микрометров и толщиной 10 микрометров. Область ЛИДЭ в форме диска порождает два противоположно направленных потока вдоль оси диска, перпендикулярно к оси лазерного излучения.

Область ЛИДЭ в форме клина порождает потоки, направленные под углом друг к другу и оптической оси, примерно перпендикулярные образующим клина. При отсутствии астигматизма, но при наличии естественной асимметрии зоны ЛИДЭ в области фокуса формируется поток вдоль оси лазерного излучения, который может быть направлен как навстречу лазерному лучу, так и по направлению распространения лазерного излучения. Скорость образующейся струи в области фокуса при частоте повторения импульсов более 1 кГц значительно превышает скорость термогравитационной конвекции (до 1 м/с), поэтому ориентация лазерного луча относительно направления силы тяжести в области фокуса не оказывает влияния на рассматриваемый эффект. Стационарный направленный поток возникает в результате последовательного действия от нескольких десятков до нескольких сотен импульсов, подаваемых с частотой от нескольких килогерц до нескольких десятков килогерц. Скорость образующегося стационарного потока газа составляет от нескольких метров в секунду до нескольких десятков метров в секунду в зависимости от расстояния от порождающей поток зоны ЛИДЭ. Общая интенсивность потока (количество перекачиваемого газа в единицу времени) пропорциональна частоте следования импульсов.

Для создания области энерговыделения и потоков с нужной конфигурацией могут быть использованы стандартные методы управления параметрами лазерного излучения, такие как преобразование волнового фронта пучка с помощью деформируемых зеркал или проходных элементов управляемой оптической толщины (методы адаптивной оптики). Также возможно расщепление исходного пучка на несколько составляющих с последующим сведением в области ЛИДЭ под различными углами и по оптическому пути различной длины. Такими способами можно получить практически любую конфигурацию области ЛИДЭ, за счет чего получать один два или несколько микропотоков в различных направлениях.

В других случаях требуется наоборот, исключить некоторые направления потоков. Например, при использовании зоны ЛИДЭ как источника широкополосного излучения. Поток нагретого газа, направленный навстречу лазерному лучу, порождает турбулентные пульсации коэффициента преломления, с которыми лазерный луч взаимодействует, что вызывает нестабильность положения и характеристик зоны ЛИДЭ, в том числе широкополосного излучения плазмы. В этом случае для того, чтобы повысить стабильность разряда, нужно использовать конфигурацию зоны ЛИДЭ,

исключающую образование потока, направленного навстречу лазерному лучу. Это может быть достигнуто внесением слабого астигматизма при фокусировке луча, при котором зона ЛИДЭ приобретает форму клина и генерирует потоки под углом к оптической оси. Аналогичный результат может быть достигнут путем частичного диафрагмирования лазерного луча: в случае исходного гауссовского пучка частичное диафрагмирование перед фокусирующей системой приводит к изменению направления потока из зоны ЛИДЭ на противоположное – в сторону от лазера – за счет небольшого изменения формы зоны ЛИДЭ.

## ГЛАВА 6. ГЕНЕРАЦИЯ ИМПУЛЬНО-ПЕРИОДИЧЕСКИМИ РАЗРЯДАМИ ПОТОКОВ В ЖИДКОСТЯХ

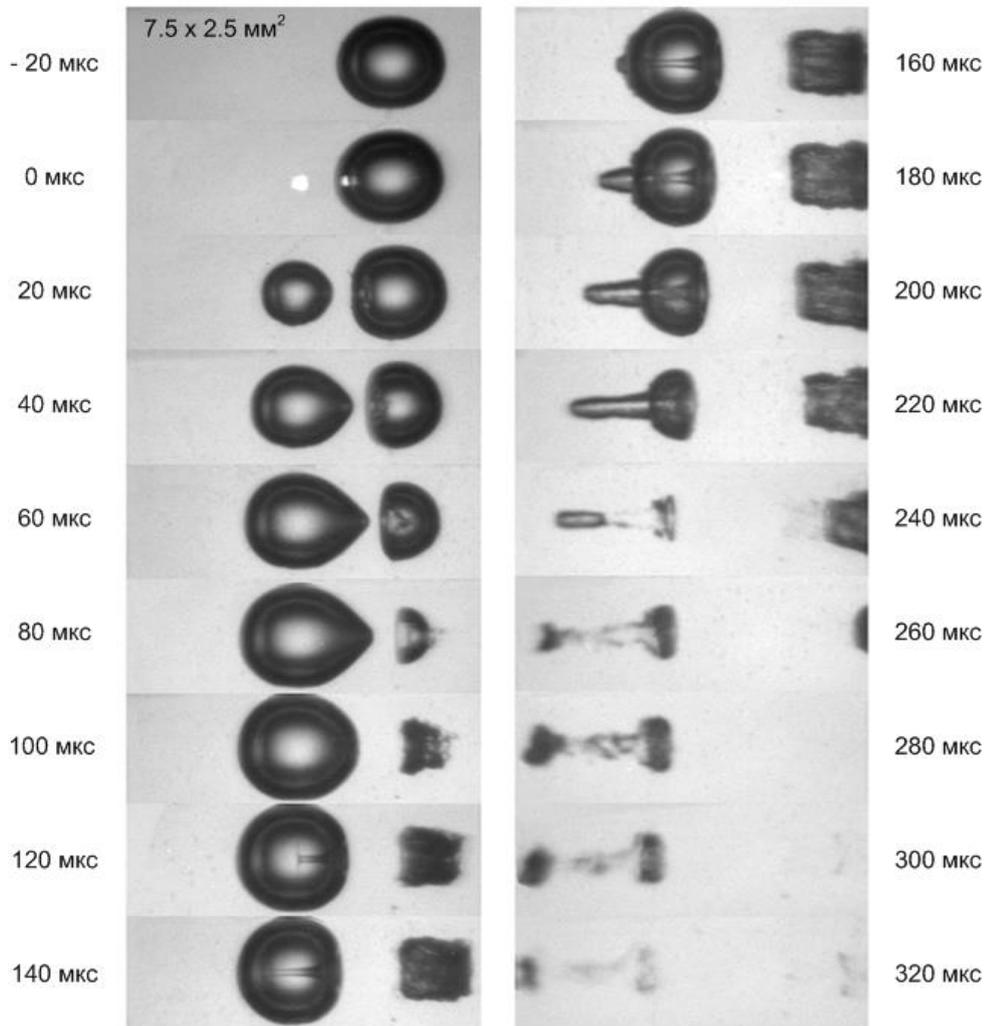
### 6.1 Введение

Вопросы оптико-гидродинамического взаимодействия лазерного излучения с жидкостями исследуются в связи с применениями в нанотехнологиях и химических технологиях для задач манипулирования микрообъектами, производства растворов наночастиц, технологиях обработки материалов под слоем жидкости и т.п. [101-104].

В третьей главе диссертации наблюдались и исследовались квазистационарные направленные микропотоки, создаваемые в газе за счет поглощения некоторой доли излучения импульсно-периодического фемтосекундного лазера. Направленное движение газа возникало в результате релаксации (коллапса) области горячего газа пониженной плотности, возникавшей вследствие многофотонной ионизации вблизи фокальной перетяжки лазерного луча и последующего быстрого расширения нагретого ионизованного газа. Стационарное течение было результатом периодического повторения этого процесса с частотой повторения импульсов, интенсивность и направление потока определялись формой фокальной перетяжки и менялись при изменении степени астигматизма при фокусировке луча, что давало возможность управления интенсивностью и направлением создаваемого микропотока.

Ряд работ (например, [105-107]) посвящен исследованию схожих динамических механизмов образования направленных струй в жидкостях. В жидкостях направленное движение может возникать, например, вследствие асимметричного коллапса газовых пузырьков, образующихся при лазерном воздействии [105] – явлении, во многом схожем с коллапсом области пониженной плотности газа, возникающей при оптическом пробое. При фокусировке излучения фемтосекундного лазера в жидкости многофотонные процессы, идущие при высокой интенсивности лазерного излучения вблизи фокальной перетяжки, приводят, в первую очередь, к диссоциации молекул жидкости с образованием газовых пузырьков, сходных с кавитационными [107]. При схлопывании газовых пузырьков направленные струи формируются в том случае, когда во время схлопывания на пузырек воздействует гидродинамическое возмущение с определенной стороны, например, отраженное от расположенной поблизости стенки

или от быстро расширяющегося или, наоборот, коллапсирующего поблизости другого пузырька [106], Рис. 6.1.



**Рис. 6.1** - Воздействие коллапсирующего газового пузырька в жидкости на соседний пузырек [106]

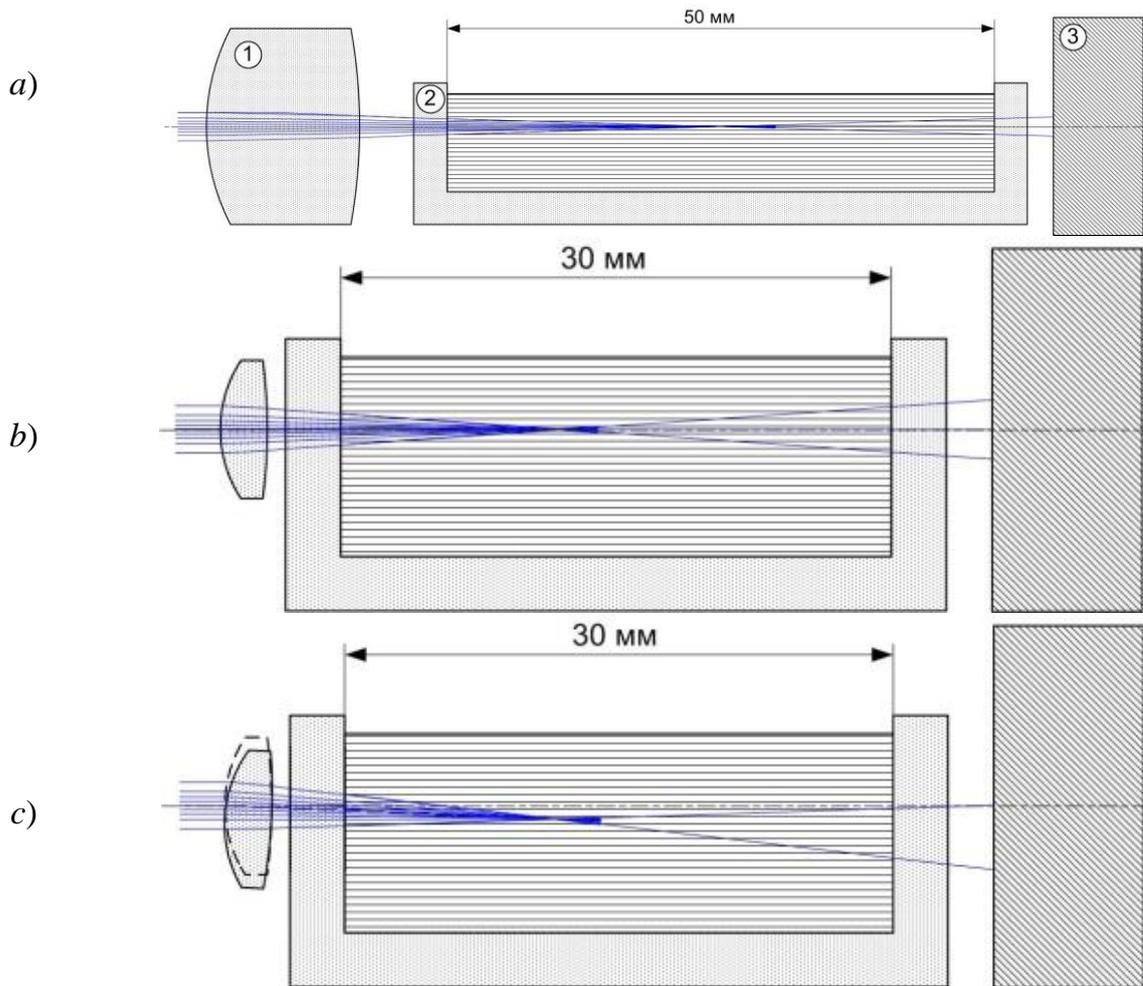
В импульсно-периодическом режиме с достаточно большой частотой повторения импульсов коллапсирующие пузырьки будут находиться под постоянным воздействием гидродинамических возмущений, распространяющихся преимущественно вдоль оси лазерного луча или вдоль филаментов в случае самофокусировки (филаментации) [102-108]. Поэтому стоит ожидать преимущественного направления образующихся струй вдоль оси лазерного луча. В экспериментах, наряду с продольными течениями наблюдались и течения в поперечном лазерному лучу направлении, образующиеся в результате столкновения встречных продольных потоков. В литературе можно найти сообщения и о других механизмах возникновения потоков в жидкостях под действием лазерного излучения. Исключая термокапиллярные и электрооптические механизмы,

как не имеющие отношения к предмету данной диссертации, можно отметить пондеромоторный механизм [115] и механизм генерации ультразвуковых волн содержащимися в жидкости наночастицами под действием лазерного излучения [116].

## 6.2 Постановка эксперимента

В экспериментах использовался фемтосекундный лазер Amplitude Systemes s-Pulse с фиксированными уровнями энергии в импульсе 13, 135 и 250 мкДж, частотами повторения импульсов 1.43, 1.67, 3.33, 5 и 10 кГц при длительности импульсов не более 450 фс. Основная длина волны излучения 1.023 мкм, диаметр луча 2.6 мм, параметр распространения  $M^2 < 1.3$ , что соответствует угловой расходимости не более 0.69 мрад (полный угол). Лазерное излучение фокусировалось двояковыпуклыми кварцевыми линзами с соотношением радиусов кривизны поверхностей 1:4, обеспечивающим минимум сферической аберрации, с параметрами фокусировки  $f/5n$  и  $f/12.8n$ , где  $n$  – коэффициент преломления среды. Минимальный диаметр луча в перетяжке фокуса составлял, соответственно, не более 10 мкм для первого случая и около 20 мкм для второго.

Схемы подвода и фокусировки излучения показаны на Рис. 6.2. Сфокусированное линзой (Рис. 6.2, поз.1) излучение вводилось в жидкость через плоскую стенку прямоугольной кюветы (Рис. 6.2, поз.2) из кварцевого стекла оптического качества толщиной 3 мм. На выходе из кюветы с жидкостью лазерное излучение попадало на приемную площадку калориметрического измерителя средней мощности (Рис. 6.2, поз.3) лазерного излучения. На Рис. 6.2 *с*) схема фокусировки с искусственным астигматизмом – линза смещена относительно оси лазерного луча на 0.7 мм вниз и наклонена на 1 градус вправо, положение точной настройки линзы и исходная ось луча показаны пунктиром. Ход лучей рассчитан методом многолучевой оптики для  $n = 1.325$  (вода). Пример расчета астигматизма, возникающего при смещении и наклоне линзы относительно оси лазерного луча, методом многолучевой оптики дан в разделе 6.2.1.



**Рис. 6.2** - Схемы фокусировки излучения: **a)** линза с фокусным расстоянием  $f = 33.3$  мм; **b), c)** линза с фокусным расстоянием  $f = 13.2$  мм

Также как и в предыдущих экспериментах (ГЛАВА 5. ), в которых излучение фокусировалось внеосевым параболоидом, при смещении центра линзы  $f/5n$  относительно оси лазерного излучения на 1-2 мм возникал астигматизм с разделением фокальных перетяжек на величину 1-2 мм, заметно превышающую длину перетяжек. Эту возможность важно было учитывать при интерпретации результатов.

Исследования проводились в воде, ацетоне, спиртах, хлорметанах. Во всех названных жидкостях, за исключением второстепенных особенностей, связанных с различием в коэффициентах преломления и поглощения, наблюдалась сходная картина лазерно-индуцированных течений. При интерпретации результатов наблюдения лазерно-индуцированных течений важно было учитывать поглощение лазерного излучения при прохождении в жидкости, а также нелинейно-оптическое явление самофокусировки, вызываемое зависимостью коэффициента преломления от интенсивности лазерного излучения.

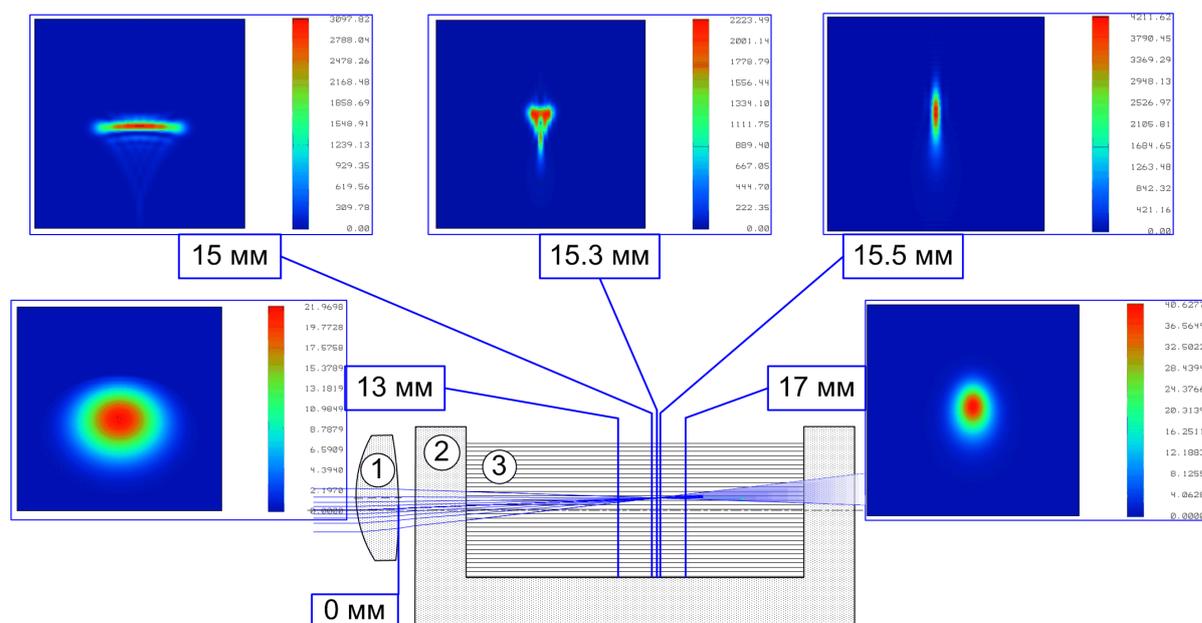
Образующийся поток жидкости наблюдали теневыми методами, просвечивая кювету с жидкостью пучком широкополосного излучения от точечного лазерно-плазменного источника ЛПИ-50 [79]. Другая возможность наблюдения потоков возникла благодаря присутствию в жидкости пузырьков газа, выбрасываемых с потоком из зон повышенной интенсивности излучения в области перетяжек, в которых происходило образование газовых пузырьков вследствие многофотонной фотодиссоциации. Пузырьки подсвечивались лучом вспомогательного лазера с длиной волны 532 нм, развернутого с помощью цилиндрической линзы в линию и сфокусированного сферической линзой в «световой лист», имеющий максимальную интенсивность в области взаимодействия излучения фемтосекундного лазера с жидкостью. Теневые изображения и картины движения пузырьков регистрировалась с помощью видеосъемки. Подмешивание в жидкость калиброванных микрочастиц для визуализации потока в данной постановке исключено, поскольку частицы повлияли бы на распространение, рассеяние и поглощение излучения фемтосекундного лазера и на механизмы оптико-гидродинамических явлений [116].

### **6.2.1 Расчет астигматизма, вносимого при смещении фокусирующей линзы**

Для расчета величины искусственного астигматизма, создаваемого путем смещения и наклона линзы относительно оси лазерного излучения, использовались методы программного пакета многолучевой оптики Zemax.

В экспериментах смещение и наклон линзы с фокусным расстоянием  $f = 13.2$  мм (параметр фокусировки  $f/5n$  в среде с коэффициентом преломления  $n$ ) относительно оси лазерного луча могли меняться в пределах 0.7-1 мм (смещение) и 1.5-2.2 градуса (угол наклона). Расчеты показали, что при этом фокальная перетяжка распадалась на два астигматических фокуса, расстояние между которыми менялось в пределах  $a = 0.5$ -1 мм друг от друга по оси луча с учетом его отклонения. При характерной длине перетяжки  $< 0.25$  мм такая величина  $a$  означала, что астигматические фокусы при таком смещении и наклоне линзы отчетливо разделялись.

Пример расчета распределений интенсивности в поперечных сечениях астигматического лазерного луча в области фокальных перетяжек методом многолучевой оптики приведен на Рис. 6.3.



**Рис. 6.3** - Пример расчета распределений интенсивности в поперечных сечениях астигматического лазерного луча.

На врезках сверху условными цветами показаны распределения интенсивности излучения в различных сечениях лазерного луча вблизи фокусов, возникающие при смещении линзы (Рис. 6.3, поз.1) с фокусным расстоянием  $f = 13.2$  мм на  $0.7$  мм вверх от оси лазерного излучения и наклона на  $1.6$  градуса, как это происходило в реальном эксперименте. (Рис. 6.3, поз.2) – кварцевая кювета длиной  $20$  мм, (Рис. 6.3, поз.3) – жидкость  $n = 1.325$  (вода). Показаны распределения интенсивности (слева по часовой стрелке) на расстоянии  $13$  мм от поверхности линзы ( $2$  мм до первого астигматического фокуса),  $15$  мм – первый фокус,  $15.3$  мм – середина между фокусами,  $15.5$  мм – второй фокус,  $17$  мм –  $2$  мм после первого фокуса.

### 6.2.2 Оценка влияния самофокусировки

Эффект самофокусировки при распространении лазерного излучения высокой мощности в среде с коэффициентом преломления  $n_0$  обусловлен зависящей от интенсивности нелинейной добавкой  $n_2 I$ , так что результирующий коэффициент преломления  $n(I) = n_0 + n_2 I$ . Для многих жидкостей, в том числе растворителей, использовавшихся в экспериментах, с характерной величиной размерного коэффициента  $n_2 \sim 10^{-19}$  м<sup>2</sup>/Вт, самофокусировка становится существенной в диапазоне мощности излучения  $10^6$ - $10^8$  Вт.

Согласно [109] вследствие самофокусировки луч с плоским волновым фронтом после вхождения в нелинейную среду стремится коллапсировать с характерным углом самофокусировки  $\theta_{sf} = (2n_2I/n_0)^{1/2}$  (угол  $\theta_{sf}$  показан на Рис. 6.4).

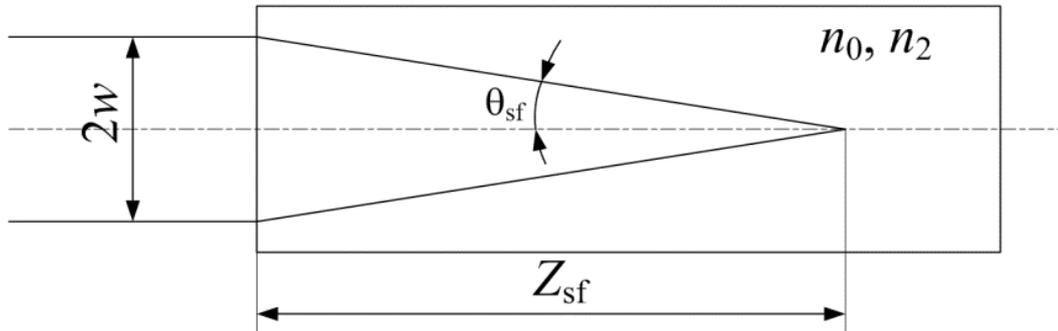


Рис. 6.4 - Самофокусировка лазерного луча с плоским волновым фронтом в нелинейной среде.

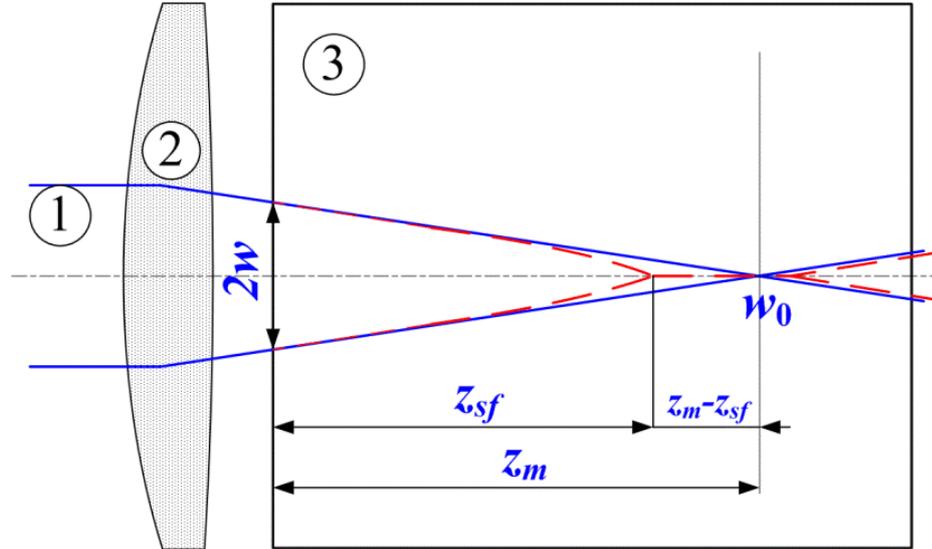
Это соотношение выводится из принципа Ферма, согласно которому оптическая длина пути по оси луча, где  $n = n_0 + n_2I$ , и по периферии, где  $n \approx n_0$ , от плоскости вхождения луча до точки фокуса должна быть одинакова. Самофокусировке луча препятствует дифракция, из-за которой лазерный луч становится расходящимся. Характерный угол дифракции для гауссовского пучка ( $I(r) = I_0 \exp(-2(r/w)^2)$ )  $\theta_{dif} = \lambda^2 / (\pi w n_0)$ , где  $\lambda$  - длина волны лазерного излучения,  $w$  - радиус луча на входе в нелинейную среду (см. Рис. 6.5). Из условия компенсации дифракционной расходимости за счет самофокусировки  $\theta_{sf} = \theta_{dif}$  получаем выражение для критической интенсивности и из него для пороговой (критической) мощности самофокусировки (эта величина не зависит от диаметра луча)  $P_{cr} = \alpha \lambda^2 / (4\pi n_0 n_2)$ . Коэффициент  $\alpha$  зависит от распределения интенсивности в луче и принимает минимальное значение  $\alpha = 1.86$  для распределения, называемого солитоном Таунса. Для гауссовского распределения [110]  $\alpha = 1.9$ , для супергауссовского ( $I(r) \sim \exp(-2(r/w)^4)$ )  $\alpha = 2$ . В нашем случае луча с распределением интенсивности, близким к гауссовскому, но с меньшей интенсивностью на оси (параметр распространения  $M^2 = 1.3$ ), можно принять  $\alpha = 2$ . Таким образом:

$$P_{cr} = \lambda^2 / (2\pi n_0 n_2) \quad (6.1)$$

Соотношение (6.1) справедливо для непрерывного излучения. В случае импульсного излучения необходимо решать нелинейное дифференциальное уравнение распространения излучения в нелинейной среде, однако для оценок и в этом случае

можно использовать выражение (6.1) [109], если учитывать зависимость нелинейной добавки коэффициента преломления  $n_2$  от длительности импульса.

Систематизированные данные по зависимости  $n_2$  от длительности импульса для исследуемых жидкостей можно найти, например, в [111-112].



**Рис. 6.5** - Эффект самофокусировки в сфокусированном лазерном луче. 1- лазерный луч; 2 – фокусирующая линза, 3 – нелинейная среда  $n(I) = n_0 + n_2 I$ .

Для  $Z_{sf}$ , как на Рис. 6.5, при мощности излучения  $P > P_{cr}$  справедливо соотношение:

$$Z_{sf} = \frac{2n_0 w_0^2}{\lambda} \frac{1}{\sqrt{P/P_{cr} - 1}} \quad (6.2)$$

В эксперименте при  $P > P_{cr}$  одновременно действуют фокусирующая линза оптической системы с фокусным расстоянием  $f$  и нелинейная линза в среде, характеризующаяся длиной самофокусировки  $Z_{sf}$ .

Самофокусировка приведет к тому, что излучение сфокусируется в среде на меньшей длине  $z_{sf}$ , не доходя до линейного фокуса  $z_m$ , как показано на Рис. 6.5. Для вычисления  $z_{sf}$  складываем оптические силы обычной и нелинейной линз:

$$\frac{1}{z_{sf}} = \frac{1}{Z_{sf}} + \frac{1}{f} \quad (6.3)$$

откуда для  $z_{sf}$  (Рис. 6.5) в случае лазерного луча, характеризующегося параметром распространения  $M^2 \geq 1$  получаем, модифицируя соответствующее соотношение из [109] с учетом параметра распространения  $M^2$ :

$$z_{sf} = \frac{k w_0^2}{2 M^2} / \left( \sqrt{P/P_{cr} - 1} + 2 z_m M^2 / (k w_0^2) \right) \quad (6.4)$$

где  $k = 2n_0\pi/\lambda$ ,  $w_0 = 2z_m M^2/(kw)$ ;  $w$  – диаметр луча на входе в нелинейную среду,  $w_0$  – диаметр луча, каким он был бы в перетяжке в отсутствие нелинейности,  $z_m$  – соответствующая координата точки фокуса в отсутствие нелинейной самофокусировки, например, при  $P < P_{cr}$ . Обозначения в формуле (6.4) соответствуют Рис. 6.5.

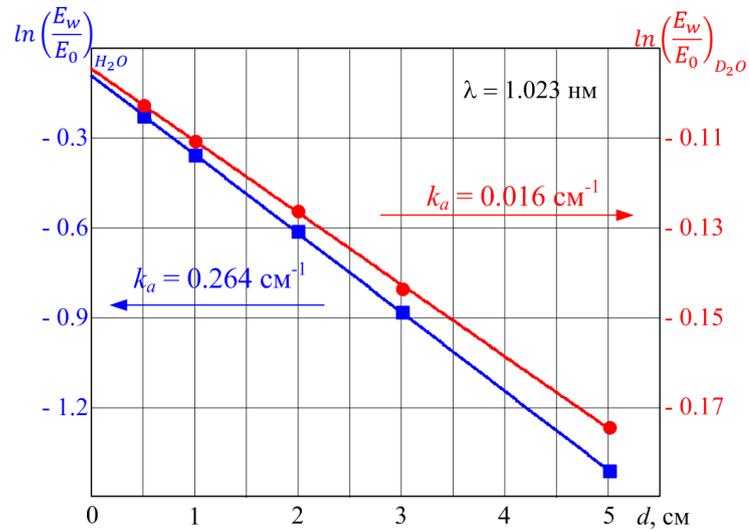
### 6.2.3 Поглощение несфокусированного излучения фемтосекундного лазера в жидкостях

Чтобы использовать соотношение (6.4) для оценки величины смещения точки фокуса из-за эффекта самофокусировки, необходимо учитывать поглощение излучения при распространении от стенки кюветы до точки фокуса. Данные по коэффициентам поглощения излучения с длиной волны  $\lambda = 1.023$  мкм в исследуемых растворителях можно найти в справочной литературе, например [101], а также в оригинальных работах [113].

Тем не менее, для того, чтобы учесть возможное влияние особенностей используемых в экспериментах жидкостей, а также специфику применяемого источника лазерного излучения – лазера сверхкоротких импульсов, в данной диссертации проведено измерение коэффициентов поглощения несфокусированного излучения в исследуемых растворителях. Измерения проводились при двух уровнях энергии импульса в точке измерения (энергия на выходе лазера минус потери в зеркалах системы подвода излучения)  $E_0 = 125$  мкДж (частоты следования 3.3 и 10 кГц) и  $E_0 = 216$  мкДж (1.67 и 5 кГц), что при длительности импульса  $\tau = 450$  фс и диаметре несфокусированного луча 2.6 мм дает для интенсивности излучения  $I = 5$  ГВт/см<sup>2</sup> в первом случае и  $I = 9.2$  ГВт/см<sup>2</sup> во втором. Сразу можно отметить, что зависимости коэффициента поглощения от интенсивности излучения в данном диапазоне интенсивности в экспериментах этой работы не наблюдалось.

Для измерения мощности излучения лазера в импульсно-периодическом режиме использовался калориметрический измеритель средней мощности излучения Ophir Starlite 50A-BB-26. Для измерения коэффициента поглощения жидкостей использовался набор метрологических прямоугольных кювет из кварцевого стекла оптического качества с калиброванной длиной пробега излучения в жидкости 5, 10, 20, 30 и 50 мм. Измерялась энергия импульса излучения до и после прохождения через кюветы с жидкостью. Коэффициент поглощения находился из зависимости логарифма отношения энергии импульса после прохождения кюветы к исходной  $\ln(E_w/E_0)$  от толщины слоя

жидкости  $d$  по наклону прямой, интерполирующей данные измерения  $\ln(E_w/E_0) = r_q + k_a d$ , где  $r_q$  – суммарный коэффициент отражения от стенок кюветы (примерно одинаковый для всех кювет),  $k_a$  – искомый коэффициент поглощения, как показано на Рис. 6.6.



**Рис. 6.6** - Результаты измерения коэффициента поглощения излучения фемтосекундного лазера в обычной дистиллированной воде ( $H_2O$ , синий цвет и квадраты) и тяжелой воде ( $D_2O$ , 99.9% - красный цвет и кружки).  $E_0$ ,  $E_w$  – энергия импульса до и после прохождения кюветы с поглощающей жидкостью,  $d$  – толщина слоя жидкости, точки – данные измерения, прямые – интерполяция данных.

Абсолютная точность измерения коэффициента поглощения, оцениваемая как  $0.001 \text{ см}^{-1}$ , не позволила уверенно измерить только коэффициент поглощения излучения в тетрахлорметиле, который, по измерениям других авторов [113], составляет  $0.00055 \text{ см}^{-1}$ .

Полученные данные по измерению коэффициентов поглощения в исследуемых растворителях, а также оценки критической мощности самофокусировки и величины смещения фокуса вследствие самофокусировки, рассчитанные по формулам (6.1-6.4) для двух схем фокусировки (с параметрами фокусировки  $f/5n$  и  $f/12.8n$ , где  $n$  – коэффициент преломления жидкости), представлены в Табл. 6.1. Следует отметить, что данные по поглощению излучения в жидкостях, полученные в данной диссертации, согласуются с данными работы [113], а также с другими справочными данными по спектральным коэффициентам поглощения ближнего инфракрасного излучения в жидкостях, например [101]. Это означает, в частности, что в рассматриваемом диапазоне интенсивностей механизмы поглощения излучения мало отличаются от механизмов поглощения при низких уровнях интенсивности.

Также из Табл. 6.1 видно, что за исключением обычной воды и спиртов, исследуемые жидкости имеют весьма небольшие коэффициенты поглощения (менее  $0.05 \text{ см}^{-1}$ ), мало влияющие на процесс самофокусировки. В такой ситуации при оценке величины смещения фокуса при самофокусировке в большинстве случаев учитывалось только небольшое снижение мощности излучения за счет поглощения при его прохождении через нелинейную среду до точки самофокусировки.

Как следует из данных, представленных в Табл. 6.1, в проведенных экспериментах критическая мощность самофокусировки в исследуемых жидкостях составляет от 1.5 до 4 МВт, превышение мощности излучения над критической от 55 до 310 раз. Согласно оценкам по формулам (6.1-6.4), сведенным в Табл. 6.1, максимальное смещение фокуса ( $z_m - z_{sf}$ ) в оптической системе с линзой  $f = 13.2 \text{ мм}$  ( $f/5n$ ) в зависимости от сорта жидкости составляет от 0.45 до 1 мм, а в системе с линзой  $f = 33.3 \text{ мм}$  ( $f/12.8n$ ) – от 2.3 до 5.1 мм. Как показано ниже в разделе 3.3.3 данной диссертации, реально наблюдаемые величины смещения фокуса оказались примерно вдвое больше вычисленных по формуле (6.4).

Последний столбец в Табл. 6.1 представляет коэффициент нелинейной дисперсии  $k_2$ , характеризующий увеличение длительности импульса при прохождении нелинейной оптической среды. Имеющий размерность длины параметр  $\tau^2/k_2$  дает оценку для характерной длины дисперсии при прохождении нелинейной среды, на которой длительность импульса  $\tau$  возрастает вдвое [109]. Для рассматриваемых сред  $k_2$  лежит в пределах  $14\text{-}55 \text{ фс}^2/\text{мм}$ , то есть для  $\tau = 450 \text{ фс}$  и  $d < 50 \text{ мм}$   $\tau^2/k_2 \gg d$  и изменением параметров импульса из-за дисперсии можно пренебречь.

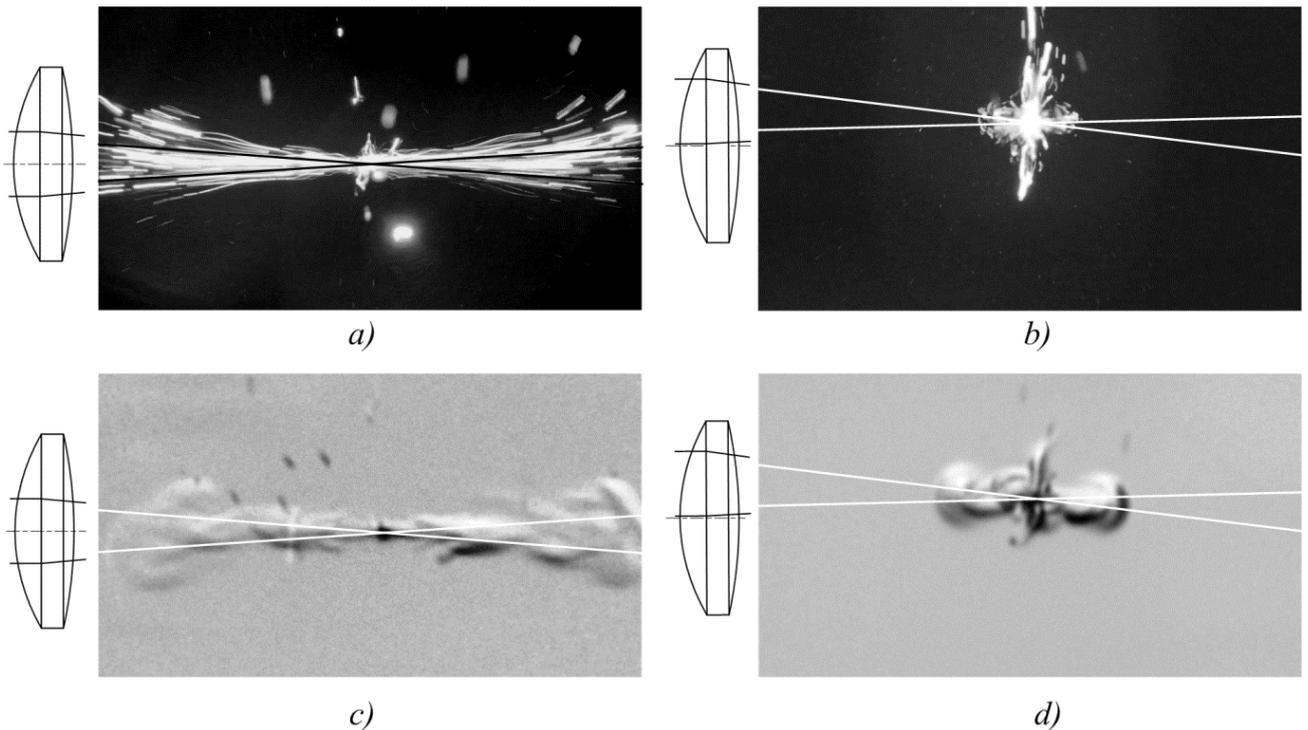
**Табл. 6.1** – Свойства нелинейных оптических сред при воздействии импульсного лазерного излучения с длительностью импульса  $\tau = 450$  фс и мощностью в импульсе до 500 МВт ( $\lambda = 1.023$  мкм; фокусировка линзами  $f = 13.2, 33.3$  мм; луч с параметром распространения  $M^2=1.3$ , диаметр на линзе  $d = 2.6$  мм).

Нелинейная среда	Коэффициент преломления, $n_0$ ([115] и др.) $\lambda = 1.023$ мкм	Коэффициент поглощения, $k_a, \text{см}^{-1}$ ([115], данная работа)	Нелинейный коэффициент преломления, $n_2, 10^{-20} \text{м}^2/\text{Вт}$ [113-114]	Критическая мощность самофокусировки $P_{cr}, \text{МВт}$ [111]	Нелинейное смещение фокуса при $P_{ax} = 0.5 \cdot 10^9$ Вт, мм (в скобках ( $P/P_{cr}$ ), $P = P_{ax} - \text{потери}$ )		Нелинейная добавка к дисперсии, $k_2, \text{фс}^2/\text{мм}$ [116]
					Линза $f=13.2$ мм	Линза $f=33.3$ мм	
Вода	1.325	0.264	3	<b>4.2</b>	0.45 (79)	<b>2.3</b> (55)	14.8
Тяжелая вода	1.322	0.016	3.3	<b>3.8</b>	0.54 (115)	<b>3.1</b> (112)	---
Этанол	1.355	0.153	4	<b>3</b>	0.58 (124)	<b>3.1</b> (99)	---
Изопропанол	1.377	0.116	4	<b>3</b>	0.62 (126)	<b>3.3</b> (109)	---
Ацетон	1.353	0.033	6	<b>2.1</b>	0.75 (210)	<b>4.2</b> (200)	---
Дихлорметан	1.420	0.04	6.5	<b>1.8</b>	0.88 (238)	<b>4.8</b> (227)	---
Хлороформ	1.436	0.0051	8	<b>1.5</b>	1.0 (310)	<b>5.6</b> (310)	---
Тетрахлорметан	1.451	0.00055 [14]	6	<b>1.9</b>	0.92 (240)	<b>5.1</b> (240)	53.3
Кварц	1.45	-	3	<b>3.8</b>	-	-	-

### 6.3 Результаты экспериментов

#### 6.3.1 Осевые и поперечные потоки при слабой самофокусировке

В экспериментах при минимальной энергии импульса (с учетом потерь в оптическом тракте  $E_p \approx 10$  мкДж,  $P \leq 20P_{cr}$ ) при частоте повторения импульсов 1.67 кГц и 5 кГц наблюдался квазистационарный поток жидкости, вытекающий из области фокальной перетяжки в обе стороны вдоль лазерного луча, а также в направлении, перпендикулярном лазерному лучу (Рис. 6.7). Поток вдоль лазерного луча наблюдался в том случае, когда лазерный луч фокусировался точно на оптической оси линзы без астигматизма (Рис. 6.7, *a*, *c*). Для внесения искусственного астигматизма центр линзы с фокусным расстоянием  $f = 13.2$  мм (параметр фокусировки  $f/5n$  в среде с коэффициентом преломления  $n$ ) смещался поперек оси луча на 0.7-1 мм, одновременно линза наклонялась на угол 1.5-2.2 градусов.



**Рис. 6.7** - Схема образования потоков в случае слабой самофокусировки

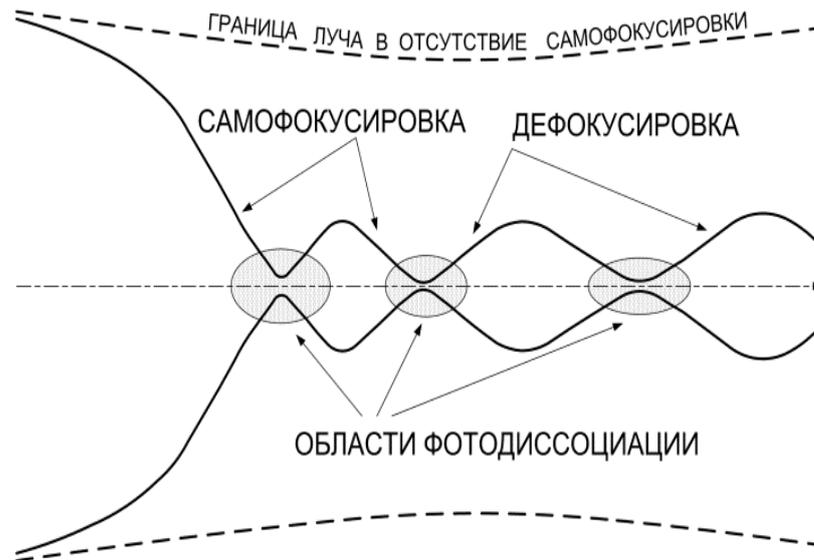
Кадры Рис. 6.7 *a*), *c*) были получены при точной фокусировке лазерного излучения Рис. 6.7 *b*), *d*) - при внесенном астигматизме. Потоки визуализированы с помощью подсвеченных газовых пузырьков *a*), *b*) и теневым методом *c*), *d*); линии

показывают границы луча, частота следования импульсов  $\nu_r = 5$  кГц. Излучение на кадрах падает слева направо. Жидкость: *a),b)* вода,  $n = 1.325$ , *c),d)* – тетрахлорметан,  $n = 1.45$ . Размер кадра *a),b)*  $3.8 \times 2.1$  мм<sup>2</sup>, *c),d)*  $19.6 \times 11$  мм<sup>2</sup>. Положение фокусирующей линзы показано схематически.

Согласно расчетам из п 6.2.1 фокальная перетяжка при этом разделялась на два астигматических фокуса, расположенных на расстоянии  $a = 0.5$ -1 мм друг от друга по оси луча. При характерной длине перетяжки  $< 0.25$  мм такое значение величины  $a$  означало, что фокусы отчетливо разделялись. В этом случае поток вдоль оптической оси ослабевал, и наблюдалось появление потока жидкости в перпендикулярном направлении. При анализе кадров видеосъемки видно, что в каждом из астигматических фокусов генерируется ослабленный осевой поток, а эффект поперечного растекания возникает в результате столкновения встречных осевых потоков из разных фокусов. При возвращении линзы в положение точной настройки растекание в стороны прекращалось, а поток вдоль оси усиливался. Наблюдаемые скорости перемещения воздушных пузырьков в среднем сечении струи в положении точной настройки были более десяти сантиметров в секунду, что указывало на возможную скорость в минимальном сечении у фокуса метр в секунду и более. Скорость определялась по длине треков от движущихся пузырьков, как на Рис. 6.7, *a)*, при известном времени экспозиции.

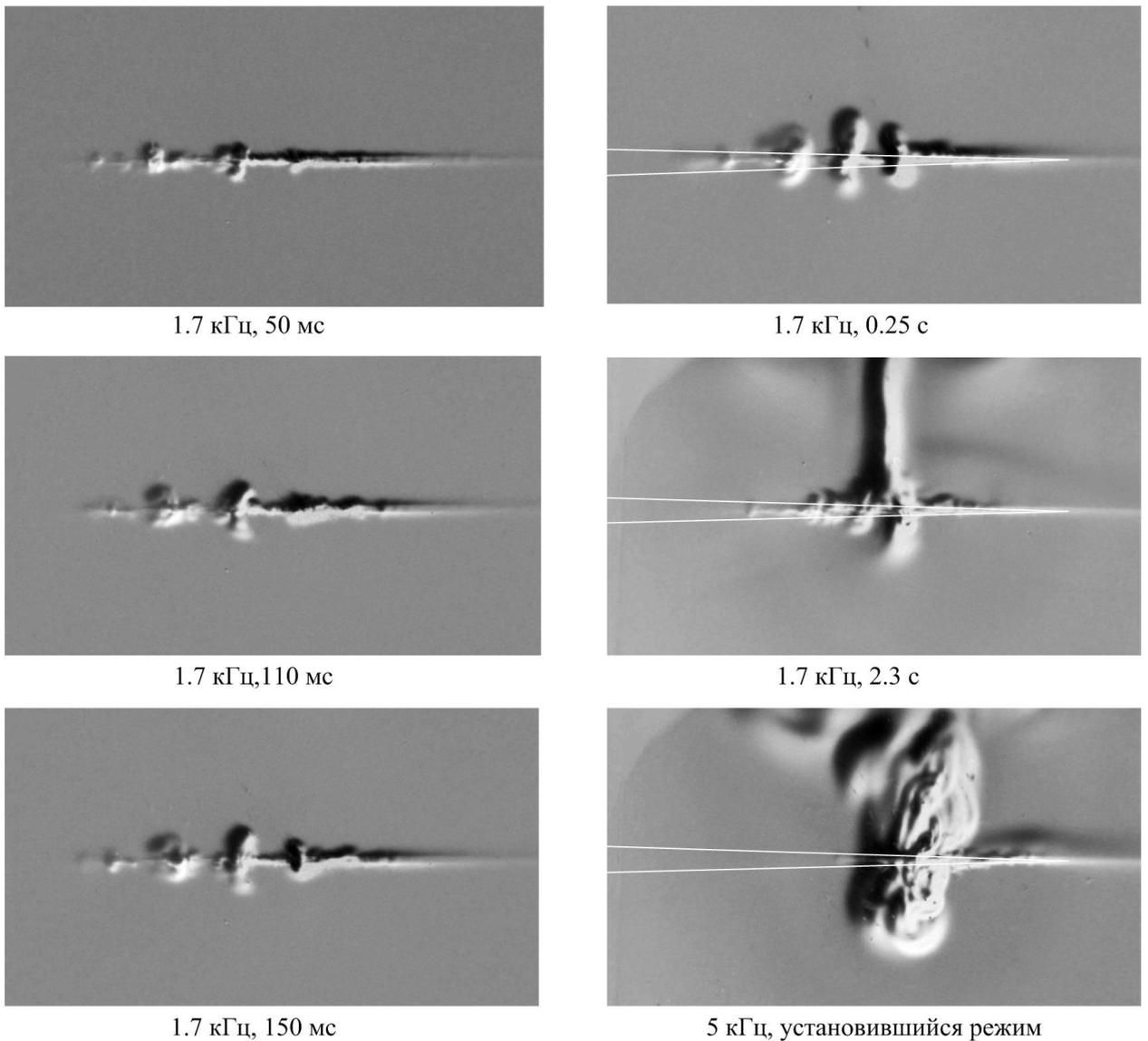
### **6.3.2 Осевые и поперечные потоки при доминирующем влиянии самофокусировки**

В случае, когда энергия в импульсе с учетом потерь в оптической системе составляла 100 мкДж и более ( $P \geq 100P_{cr}$ ), наблюдалась более сложная картина течений, обусловленная тем, что в жидкости при достаточно большой интенсивности излучения проявлялся эффект самофокусировки (керровская линза), и не доходя до обычного фокуса луч сжимался в перетяжку. В области перетяжки происходит взаимодействие усилившегося поля световой волны с электронами молекул жидкости, вызывающее диссоциацию и одновременно дефокусировку луча. Этот процесс повторяется несколько раз, пока луч, теряя мощность из-за поглощения, не перестает самофокусироваться (Рис. 6.8). Данные по поглощению мощности лазерного излучения в филаменте приведены в Табл. 6.2.



**Рис. 6.8** - Схема фокусировки-дефокусировки лазерного излучения в жидкости

В результате образуется несколько перетяжек, в каждой из которых жидкость приходит в движение по оси луча, а между ними продольные потоки сталкиваются и растекаются в поперечном направлении. На Рис. 6.9 показано в динамике формирование картины течений после включения излучения с частотой повторения импульсов 1.67 кГц, а также установившаяся картина продольных и поперечных течений при частоте повторения 5 кГц. Энергия в импульсе в обоих случаях 200 мкДж (с учетом потерь в системе подвода и фокусировки излучения), параметр фокусировки  $f/(12.8n)$ ,  $n = 1.45$ , линиями показана граница луча в отсутствие самофокусировки. Излучение на кадрах падает слева направо. Размер кадра  $19.6 \times 11 \text{ мм}^2$ .



**Рис. 6.9** - Образование продольных и поперечных потоков в тетрачлорметане при наличии нескольких перетяжек, образующихся в результате самофокусировки.

Особенностью режима с большой энергией в импульсе и высокой частотой повторения является нагрев жидкости вдоль пути луча из-за обычного поглощения, вызывающий локальное изменение диэлектрических коэффициентов по мере нагрева. Поэтому положение филаментов, образующихся из-за самофокусировки, меняется: они максимально растянуты вдоль оси луча в начальный момент, когда нагрев мал, а по мере нагрева сближаются, в результате чего при наблюдении потоков становится сложно их визуально разделить. Соответственно, в установившемся режиме картина потоков выглядит как два продольных потока, движущихся по каналу луча навстречу друг другу и растекающихся в стороны в месте столкновения. Тепло, выделяющееся вследствие поглощения лазерного

излучения, в основном, в области перетяжек, переносится этими потоками к месту их столкновения, где после растекания жидкости в стороны образуется факел термогравитационной конвекции, уносящий выделяющееся тепло в верхние слои жидкости. На установившейся картине течений с меньшей частотой следования импульсов и, соответственно, меньшим энерговыделением еще можно разделить несколько точек растекания потоков в стороны, также сливающиеся затем в единый конвективный факел. При более высокой частоте повторения течение в области растекания сильно турбулентно и отдельные точки растекания сближаются настолько, что их уже невозможно различить.

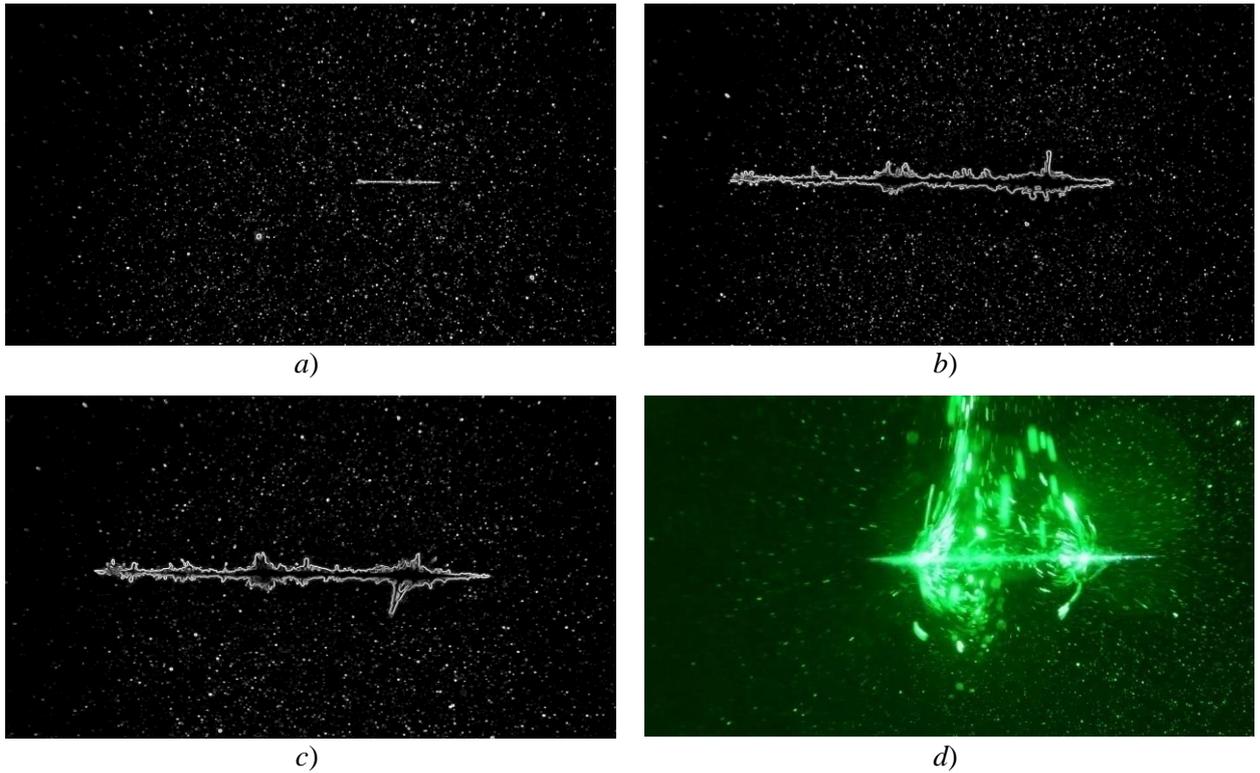
### **6.3.3 Смещение фокуса в результате самофокусировки и поглощение в филаменте**

В Табл. 6.2 приведены измеренные значения различных параметров лазерного излучения в области самофокусировки (филаментации). Измерения проводились в различных жидкостях с различными частотами повторения импульсов  $\nu$ , энергией в импульсе перед фокусирующей линзой  $E_p$ , энергией в импульсе на входе в область филаментации  $E_{sf}$ . Поглощенная энергия  $E_a$  вычислялась как разница измеренных энергий на входе и выходе системы линза-кювета-жидкость с учетом отражения излучения от поверхностей раздела и поглощения в жидкости. Оценочная величина интенсивности лазерного излучения в области перетяжки  $I_f = E_{sf}/(\tau\pi w_0^2)$ , где  $\tau$  - длительность импульса, а  $w_0$  - радиус луча в перетяжке в отсутствие самофокусировки, приведена для справок. Как видно из последней колонки Табл. 6.2, доля излучения, поглощенного в области филамента,  $E_a/E_{sf}$  достаточно велика, и составляет в зависимости от рода жидкости, энергии в импульсе и параметра фокусировки от 35 до 80%.

**Табл. 6.2** – Поглощенная энергия лазерного излучения  $E_a$  и другие параметры в области самофокусировки

Среда	$\nu_r$ , кГц	$E_p$ , мкДж	$E_{st}$ , мкДж	$I_f$ , $10^{14}$ Вт/см <sup>2</sup>	$E_a$ , мкДж	$E_a/E_{st}$
<b>Вода</b>	5	10.4	6.9	0.19	<b>3.9</b>	<b>0.57</b>
Линза	1.43	117	77	2.2	<b>56</b>	<b>0.72</b>
$f=13.2$ мм,	5	216	142	4	<b>106</b>	<b>0.74</b>
кювета 30 мм	10	118	78	2.2	<b>59</b>	<b>0.76</b>
	1.67	21.6	18.6	0.13	<b>10</b>	<b>0.54</b>
<b>Тяжелая вода</b>	5	21.2	18	0.13	<b>10</b>	<b>0.55</b>
Линза	1.67	217	187	1.3	<b>119</b>	<b>0.64</b>
$f=33.3$ мм,	3.33	125	107	0.76	<b>66</b>	<b>0.62</b>
кювета 50 мм	5	216	185	1.3	<b>130</b>	<b>0.7</b>
	10	118	101	0.72	<b>70</b>	<b>0.69</b>
<b>Пропанол</b>	1.43	117	93	2.6	<b>67</b>	<b>0.72</b>
$f=13.2$ мм,	3.33	125	98	2.7	<b>77</b>	<b>0.79</b>
кювета 30 мм	5	216	170	4.8	<b>128</b>	<b>0.75</b>
<b>Ацетон</b>	5	10.4	8.6	0.06	<b>3</b>	<b>0.35</b>
Линза	1.43	117	97	0.7	<b>53</b>	<b>0.54</b>
$f=33.3$ мм,	3.33	125	103	0.7	<b>60</b>	<b>0.58</b>
кювета 50 мм	5	216	178	1.25	<b>91</b>	<b>0.51</b>
	10	118	98	0.7	<b>50</b>	<b>0.51</b>
<b>Дихлорметан</b>	5	10.4	8.5	0.06	<b>3</b>	<b>0.35</b>
Линза	1.43	117	96	0.7	<b>43</b>	<b>0.45</b>
$f=33.3$ мм,	3.33	125	102	0.7	<b>47</b>	<b>0.46</b>
кювета 50 мм	5	216	176	1.2	<b>76</b>	<b>0.43</b>
	10	118	96	0.7	<b>42</b>	<b>0.44</b>
<b>Хлороформ</b>	3.33	125	112	0.8	<b>57</b>	<b>0.51</b>
$f=33.3$ мм,	5	216	194	1.4	<b>98</b>	<b>0.51</b>
кювета 50 мм	10	118	106	0.74	<b>55</b>	<b>0.52</b>
<b>Тетрахлорметан</b>	5	10.4	9.6	0.07	<b>4.3</b>	<b>0.45</b>
Линза	1.66	217	199	1.4	<b>82</b>	<b>0.41</b>
$f=33.3$ мм,	3.33	125	115	0.8	<b>49</b>	<b>0.43</b>
кювета 50 мм	5	216	198	1.4	<b>90</b>	<b>0.45</b>
	10	118	108	0.76	<b>50</b>	<b>0.46</b>

От рода жидкости и других параметров зависела также длина и положение начала филамента относительно точки фокуса лазерного излучения, каким оно было бы в отсутствие самофокусировки. На Рис. 6.10 показаны фотографии филаментов, полученных в тяжелой воде при различной энергии импульса лазерного излучения. Филаменты визуализировались в результате накопления пузырьков диссоциированной воды за время от нескольких миллисекунд до нескольких десятков миллисекунд в зависимости от частоты кадров при видеосъемке. Пузырьки подсвечивались лазерным излучением, развернутым в линию и сфокусированным в виде «светового листа».



**Рис. 6.10** - Филаментация излучения фемтосекундного лазера в результате самофокусировки в тяжелой воде.

Кадры получены при параметре фокусировки  $f/17$ , излучение на кадре подводится слева. На кадрах *a)-c)* филамент визуализирован подсвеченными лазерным листом пузырьками диссоциированной жидкости, контур филамента выделен при компьютерной обработке изображения. Размер кадра  $10 \times 5.6$  мм<sup>2</sup>. Кадр *a)* получен при частоте следования импульсов  $\nu_r = 5$  кГц, энергии в импульсе  $E_p = 21$  мкДж; *b)*  $\nu_r = 3.33$  кГц,  $E_p = 125$  мкДж; *c)*  $\nu_r = 5$  кГц,  $E_p = 216$  мкДж; *d)*  $\nu_r = 3.3$  кГц,  $E_p = 125$  мкДж, экспозиция 30 мс. На Рис. 6.10, *d)* показан кадр видеосъемки установившегося режима, при котором движение пузырьков газа визуализирует поток жидкости вокруг филамента, вызванный лазерным воздействием.

В Табл. 6.3 приведены измеренные длины филаментов  $l_{sf}$  и величины смещения точки начала филамента  $z_{sf} - z_{sf}'$  при увеличении энергии в импульсе и частоты следования импульсов в различных жидкостях. Смещение точки начала филамента  $z_{sf} - z_{sf}'$  определялось по отношению к положению точки начала

филамента  $z_{sf}'$ , соответствующей минимальной в данном эксперименте энергии в импульсе.

**Табл. 6.3** – Видимая длина филамента  $l_{sf}$  и сдвиг начала области самофокусировки  $z_{sf}-z_{sf}'$ .

Среда	$\nu_r$ , кГц	$E_p$ , мкДж	$E_{sf}$ , мкДж	$I_b$ , $10^{14}$ Вт/см <sup>2</sup>	$l_{sf}$ , мм	$z_{sf}-z_{sf}'$ , мм
<b>Тяжелая вода</b> $f=33.3$ мм, кювета 50 мм	5	20	17	0.12	<b>1.7</b>	<b>0</b>
	3.33	125	107	0.75	<b>6.3</b>	<b>4.4</b>
	5	215	184	1.3	<b>6.5</b>	<b>4.5</b>
<b>Ацетон</b> $f=33.3$ мм, кювета 50 мм	5	10.4	8.6	0.06	<b>3.7</b>	<b>0</b>
	3.33	125	103	0.7	<b>12</b>	<b>7.4</b>
	5	216	178	1.25	<b>12</b>	<b>7.3</b>
<b>Дихлорметан</b> $f=33.3$ мм, кювета 50 мм	5	10.4	8.5	0.06	<b>5.6</b>	<b>0</b>
	3.33	125	102	0.7	<b>13</b>	<b>8.4</b>
	5	216	176	1.2	<b>13</b>	<b>8.3</b>
<b>Хлороформ</b> $f=33.3$ мм, кювета 50 мм	5	10.5	9.4	0.07	<b>6.5</b>	<b>0</b>
	3.33	125	112	1.4	<b>13.8</b>	<b>8.6</b>
	5	216	194	0.74	<b>14.2</b>	<b>8.6</b>
<b>Тетрахлорметан</b> $f=33.3$ мм, кювета 50 мм	5	10.4	9.6	0.07	<b>4.4</b>	<b>0</b>
	3.33	125	115	1.4	<b>10.3</b>	<b>6.8</b>
	5	216	198	0.76	<b>10.6</b>	<b>6.9</b>

При увеличении энергии в импульсе самофокусировка наступала раньше, и длина и смещение точки начала увеличивалась. С ростом частоты повторения импульсов проявлялась обратная тенденция, по-видимому, в результате теплового эффекта, изменявшего линейный коэффициент преломления в области, занятой лучом. Поэтому при переходе от режима  $\nu_r = 3.33$  кГц,  $E_p = 125$  мкДж к  $\nu_r = 5$  кГц,  $E_p = 216$  мкДж длина филамента и смещение точки начала менялись мало.

Следует отметить, что измеренные величины смещения точки начала филамента для всех жидкостей примерно вдвое превосходят соответствующие величины, вычисленные по формуле (6.4) (Табл. 6.1), что, по-видимому, обусловлено заниженной оценкой при использовании для мощности фемтосекундного импульса соотношения  $P = E_p/\tau$ , а для интенсивности –  $I = P/(\pi w^2)$ , где  $w$  – радиус луча. Для уточнения оценки нужно знать конкретную форму импульса и распределение интенсивности по сечению луча на входе в нелинейную оптическую среду.

#### 6.4 Выводы к шестой главе

При взаимодействии с жидкостями сфокусированного излучения импульсно-периодического фемтосекундного лазера при мощности излучения  $P \approx (10-20)P_{cr}$ , где  $P_{cr}$  – критическая мощность самофокусировки излучения в жидкости, в области фокальной перетяжки образуются квазистационарные потоки, направленные вдоль оси лазерного луча в обе стороны от перетяжки. В случае, когда перетяжек несколько, например, при фокусировке с астигматизмом (2 перетяжки) или при  $P \geq 100P_{cr}$ , когда фокальная перетяжка формируется за счет самофокусировки (филаментации) мощного импульсного излучения с возникновением нескольких областей самофокусировки-дефокусировки, наряду с потоками вдоль луча наблюдаются участки с растекающимся в стороны от луча потоком. При этом встречные продольные потоки, генерируемые в перетяжках с высокой интенсивностью лазерного излучения, разделенных промежутками дефокусированного луча, сталкиваются в этих промежутках и растекаются в стороны, формируя течение в направлении, перпендикулярном лазерному лучу. При высокой частоте повторения импульсов и значительном тепловыделении в области самофокусировки продольные потоки переносят выделяющееся тепло вдоль луча к точке поперечного растекания потоков, от которой формируется единый поток термогравитационной конвекции, аккумулирующий выделяющееся в зоне самофокусировки тепло.

В экспериментах была реализована возможность изменения формы и расположения зон энерговыведения при лазерном воздействии в жидкости с помощью регулируемой степени астигматизма за счет изменения положения фокусирующей линзы относительно оси лазерного луча. Было показано, что конвективные потоки в области фокальной перетяжки, наблюдаемые тeneвым методом или методом подсветки газовых пузырьков развернутым в лист излучением вспомогательного лазера видимого диапазона, в зависимости от степени астигматизма могли быть направлены строго вдоль оси лазерного луча и/или в поперечном направлении. При значительном превышении мощности лазерного излучения над критической для самофокусировки, когда длина области самофокусировки, прилегающая к фокальной перетяжке, превышала 1 мм, наблюдались как потоки вдоль оси лазерного луча, по направлению от краев

области самофокусировки к ее центру, так и в перпендикулярном лазерному лучу направлении. Поперечные потоки формировались в результате столкновения направленных навстречу друг другу осевых потоков.

Поскольку общая картина течений во всех исследованных жидкостях была сходной, можно считать динамический механизм образования потоков в результате коллапса фотодиссоционных газовых пузырьков наиболее вероятным механизмом, ответственным за образование наблюдаемых потоков. Механизм пондеромоторной конвекции, подробно описанный в работе [115] для случая воздействия непрерывного лазера на жидкость, или конвекции в результате генерации ультразвуковых волн посредством наночастиц, находящихся в плазменном резонансе с лазерным излучением [116], не объясняют всей совокупности наблюдаемых в данной главе явлений.

Результаты проведенных исследований могут служить основой для применения в лазерных технологиях обработки или синтеза материалов с применением жидкостной среды, а также в оптомеханике.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей диссертации были получены следующие основные результаты:

1. Разработаны и реализованы экспериментальные установки, позволяющие исследовать потоки, порождаемые ОР и влияющие на их стабильность. Реализована и отработана схема теневой визуализации для скоростной шпирен-видеосъемки с плазмой НОР в качестве непрерывного точечного источника излучения высокой яркости.
2. Исследованы пульсации конвективного факела НОР, служащие одной из главных причин пульсаций положения и яркости плазмы НОР и источников излучения на основе НОР. Путем сравнения результатов математического моделирования конвективного факела от сосредоточенного источника тепла, эквивалентного НОР, с результатами экспериментов доказана гидродинамическая природа регулярной осцилляции НОР. Предложен закон подобия, позволяющий получить оценку частоты регулярных колебаний НОР. Установлено, что он совпадает с законом подобия, известным из исследований пламен, пульсирующих в условиях преобладающего влияния сил плавучести, что указывает на сходную причину наблюдаемой неустойчивости.
3. Впервые проведено исследование самовоздействия ИПОР (и комбинированного ИПОР), возникающего вследствие возбуждения резонансных акустических колебаний в замкнутом разрядном объеме. Установлено, что при определенных частотах повторения импульсов возникают неустойчивости, проявляющиеся в низкочастотных колебаниях скорости и направления конвективных потоков в окрестности ИПОР, приводящие либо к нарушению режима поддержания плазмы вплоть до ее погасания, либо, в определенных случаях, к стабилизации конвективного факела ИПОР с прекращением регулярных пульсаций. Непосредственная причина наблюдаемых явлений – возникновение акустических потоков при возбуждении резонансных акустических колебаний в разрядном объеме под действием ИПОР.
4. Впервые наблюдались квазистационарные направленные потоки газа из зоны ИПОР в сфокусированном луче фемтосекундного лазера. Доказано, что интенсивность и направление газовых потоков определяется формой области диссипации энергии ИПОР. Предложен способ управления направлением

индуцируемых ИПОР газовых потоков за счет настройки оптики, фокусирующей лазерное излучение. Доказано, что генерируемые потоки в зависимости от интенсивности и направления могут либо вызывать неустойчивости ИПОР, либо создавать условия для его стабильного поддержания.

5. Впервые наблюдались направленные потоки в жидкостях под действием излучения фемтосекундного импульсно-периодического лазера. Установлено, что в области фокальных перетяжек образуются квазистационарные потоки, направленные вдоль оси лазерного луча в обе стороны от перетяжки. В случае, когда перетяжек несколько (например, при самофокусировке, или фокусировке с астигматизмом) наряду с потоками вдоль луча наблюдаются участки с растекающимся в стороны от луча потоком, образующимся в результате столкновения встречных потоков, генерируемых в перетяжках с высокой интенсивностью лазерного излучения. Показано, что наряду с различиями, установлены сходные черты поведения потоков, порождаемых ИПОР в жидкостях и газах высокого давления, указывающие на сходство динамических механизмов генерации струйных течений в ИПОР в газах и жидкостях.

**БЛАГОДАРНОСТИ**

Автор выражает большую благодарность научному руководителю, д.ф.-м.н., Михаилу Юрьевичу Якимову, а также заведующему лабораторией лазерных разрядов ИПМех РАН, д.ф.-м.н., Николаю Германовичу Соловьеву за постоянное внимание, ценные советы, большую помощь в подготовке работы и моральную поддержку. А также М.А. Котову благодарность за ведущую роль в численном моделировании, В.Н. Андросенко и Е.А. Яценко за помощь в проведении эксперимента по исследованию акустического резонанса.

**ПУБЛИКАЦИИ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ**

**Статьи** в рецензируемых научных журналах, индексируемых в базах данных Web of Science, Scopus, RSCI:

1. Зимаков В.П., Кузнецов В.А., Лаврентьев С.Ю., Соловьев Н.Г., Шемякин А.Н., Шилов А.О., Якимов М.Ю. Новые возможности применения оптических разрядов в аэрофизическом эксперименте // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2016. Т. 17. В. 2. <http://chemphys.edu.ru/issues/2016-17-2/articles/653/>
2. Зимаков В.П., Лаврентьев С.Ю., Соловьев Н.Г., Шемякин А.Н., Якимов М.Ю. Пространственная и временная нестабильность оптических разрядов // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2018. Т.19, вып. 4. <http://chemphys.edu.ru/issues/2018-19-4/articles/754/>
3. Лаврентьев С.Ю., Соловьев Н.Г., Шемякин А.Н., Якимов М.Ю. Лазерно-индуцированные потоки в жидкостях в зависимости от условий фокусировки излучения фемтосекундного лазера // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2019. Т.20, вып. 3. <http://chemphys.edu.ru/issues/2019-20-3/articles/852/>
4. Lavrentyev S.Yu, Solovyov N.G., Shemyakin A.N., Yakimov M.Yu. Gasdynamic effects in optical discharges produced by periodic pulse femtosecond laser // Journal of Physics: Conference Series. 2019. 1250. 012027 <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1250/1/012027>
5. Lavrentyev S.Yu, Solovyov N.G., Shemyakin A.N., Yakimov M.Yu. Buoyancy driven convection instability and related pulsing of continuous optical discharges // Journal of Physics: Conference Series. 2019. 1394. 012012 <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1394/1/012012>
6. Lavrentyev S.Yu, Solovyov N.G., Shemyakin A.N., Yakimov M.Yu. Hydrodynamic phenomena in optical discharges in liquids under self-focusing of periodic-pulse laser radiation // Journal of Physics: Conference Series. 2020. 1698. 012017 doi:10.1088/1742-6596/1698/1/012017
7. Kotov M.A., Lavrentyev S.Yu, Solovyov N.G., Shemyakin A.N., Yakimov M.Yu. Dynamics of laser plasma convective plume in high pressure xenon // Journal of Physics: Conference Series. 2020. 1675. 012073 <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1675/1/012073>

8. Kotov M.A., Lavrentyev S.Yu, Solovyov N.G., Shemyakin A.N., Yakimov M.Yu. Acoustic resonances in a pressurized discharge volume with xenon and instabilities of periodic-pulse optical discharges // Journal of Physics: Conference Series. 2020. 1698. 012018
9. Лаврентьев С. Ю., Соловьев Н. Г., Шемякин А. Н., Якимов М. Ю. Визуализация лазерно-индуцированных потоков в жидкостях в зависимости от условий фокусировки излучения фемтосекундного лазера // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2021. Т.22, вып. 2. // <http://chemphys.edu.ru/issues/2021-22-2/articles/928/>

#### **Изобретения:**

1. Соловьев Н.Г., Лаврентьев С.Ю., Шемякин А.Н., Якимов М.Ю. Способ предотвращения колебаний оптического разряда. Патент на изобретение RU [2734 111](#) С1. Заявка № [2020118918](#) от **08.06.2020**. Дата регистрации **13.10.2020**, опубликовано [13.10.2020](#), бюллетень № [29](#).

#### **Материалы конференций:**

1. Лаврентьев С. Ю., Соловьев Н. Г., Шемякин А. Н., Якимов М. Ю. Образование стационарных газовых потоков под действием импульсно-периодических оптических разрядов // Волны и вихри в сложных средах: 9-ая международная конференция – школа молодых ученых. Москва, 5-7 декабря 2018 г. Сборник материалов школы
2. Зимаков В.П., Лаврентьев С.Ю., Соловьев Н.Г., Шемякин А.Н., Якимов М.Ю. Вынужденная конвекция в оптических разрядах, создаваемых излучением фемтосекундного лазера // Современные проблемы механики и математики: Научные слушания, посвященные 110-летию со дня рождения С.А. Христиановича; 15-16 ноября 2018 г., Москва: Сборник материалов
3. Лаврентьев С. Ю., Соловьев Н. Г., Шемякин А. Н., Якимов М. Ю. Пульсации конвективного потока от сосредоточенного источника тепла – непрерывного оптического разряда // Волны и вихри в сложных средах: 10-ая международная конференция - школа молодых ученых; 03-05 декабря 2019 г., Москва: Сборник материалов конференции

4. Lavrentyev S.Yu, Solovyov N.G., Shemyakin A.N., Yakimov M.Yu Quasystationary gas motion induced by periodic-pulse optical discharges // Proceedings of the 18th Workshop on Magneto-Plasma Aerodynamics. Ed. V.A. Bityurin. 2019.
5. Котов М.А., Лаврентьев С.Ю., Соловьев Н.Г., Шемякин А.Н., Якимов М.Ю. Резонансные акустические колебания в замкнутом объеме с ксеноном и неустойчивости импульсно-периодического оптического разряда // Proceedings of the 19th Workshop on Magneto-Plasma Aerodynamics Ed. V.A. Bityurin. 2020
6. Котов М.А., Лаврентьев С.Ю., Соловьев Н.Г., Яценко Е.А., Монахов Н.А. Разработка усилителя сигнала для использования в импульсном газодинамическом эксперименте // XXXI Международная конференция "Лазеры в науке, технике, медицине" (2020 год, Том 31)
7. Лаврентьев С. Ю., Соловьев Н. Г., Шемякин А. Н., Якимов М. Ю. Образование направленных потоков в жидкостях под действием излучения фемтосекундного импульсно-периодического лазера // Волны и вихри в сложных средах: 11-ая международная конференция - школа молодых ученых, 1-3 декабря 2020 г., Москва: Сборник материалов школы
8. Котов М.А., Лаврентьев С.Ю., Соловьев Н.Г., Шемякин А.Н., Якимов М.Ю. Динамика конвективного потока от оптического разряда в ксеноне при высоком давлении // Волны и вихри в сложных средах: 11-ая международная конференция - школа молодых ученых, 1-3 декабря 2020 г., Москва: Сборник материалов школы
9. Котов М.А., Лаврентьев С.Ю., Соловьев Н.Г., Шемякин А.Н., Якимов М.Ю. Гидро- и газодинамические неустойчивости, вызываемые оптическими разрядами // XXXI Международная конференция "Лазеры в науке, технике, медицине" (2020 год, Том 31)
10. Котов М.А., Лаврентьев С.Ю., Соловьев Н.Г., Шемякин А.Н., Якимов М.Ю. Влияние резонансных акустических колебаний в разрядном объеме на устойчивость оптических разрядов // Волны и вихри в сложных средах: 11-ая международная конференция - школа молодых ученых, 1-3 декабря 2020 г., Москва: Сборник материалов школы

11. Котов М.А., Лаврентьев С.Ю., Соловьев Н.Г., Шемякин А.Н., Якимов М.Ю., Манзенюк О.Ю., Мухина Т.Н., Марьин М.А., Журина М.В. Бактерицидное действие коротковолнового УФ, генерируемого плазмой, поддерживаемой лазерным излучением // XXXI Международная конференция "Лазеры в науке, технике, медицине" (2020 год, Том 31)
12. Котов М.А., Лаврентьев С.Ю., Соловьев Н.Г., Шемякин А.Н., Якимов М.Ю. Динамика конвективного факела от лазерной плазмы в ксеноне при высоком давлении // V Всероссийская научная конференция «Теплофизики и физическая гидродинамика» с элементами школы молодых учёных. 2020

## ЛИТЕРАТУРА

1. Райзер Ю.П. Основы современной физики газоразрядных процессов // (М.: Наука, 1980) 415 с.
2. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. // (М., Наука, 1987) 591 с.
3. Райзер Ю.П. Лазерная искра и распространение разрядов. // (М.: Наука, 1974) 308 с.
4. Райзер Ю.П. Оптические разряды // Успехи физических наук, т.132, вып.3, с. 549-581 (1980)
5. Keefer D.R. Laser sustained plasmas // In Laser-induced plasmas and applications. Radziemski L.J., Cremers D.A., Eds. (NY: Marcel Dekker, 1989) P. 169-206.
6. Райзер Ю.П. О возможности поджигания бегущей лазерной искры при интенсивностях светового луча, много меньших пороговой для пробоя // Письма в ЖЭТФ, т.7, с.73 (1968)
7. Бункин Ф.В., Конов В.И., Прохоров А.М., Федоров В.Б. Лазерная искра в режиме "медленного горения" // Письма в ЖЭТФ, т.9, с.609-611 (1969)
8. Райзер Ю.П. О возможности создания светового плазмотрона и необходимой для этого мощности // Письма в ЖЭТФ, т.11, вып.3, с. 195-199 (1970)
9. Буфетов И.А. Газодинамика распространения оптического разряда по лазерному лучу. // Дисс. кандидата физ.-мат. наук. (М.: ИОФАН,1982)
10. Буфетов И. А. , Дианов Е. М. Оптический разряд в волоконных световодах, УФН, 175:1 (2005), 100–103; Phys. Usp., 48:1 (2005), 91–94.
11. Frolov A.A., Bufetov I.A., Efremov V.P., Schelev M.Y., Lozovoy V.I., Fortov V.E., and Dianov E.M. Optical discharge in silica-based fibers: high-speed propagation under kW-range laser radiation // Proc. SPIE 6193, Reliability of Optical Fiber Components, Devices, Systems, and Networks III, 61930W (24 May 2006); <https://doi.org/10.1117/12.667261>
12. Колядин А.Н., Косолапов А.Ф., Буфетов И.А. Распространение оптического разряда по волоконным световодам с полый сердцевиной // Квантовая электроника. – 2018. – 48(12). – 1138–1142.
13. Буфетов И.А., Прохоров А.М., Федоров В.Б., Фомин В.К. Медленное горение лазерной плазмы и стационарный оптический разряд в воздухе // Медленное

- горение лазерной плазмы и оптические разряды. Труды ИОФАН; Т.10. (М.: Наука, 1988) с.3-74.
14. Суржиков С.Т. Физическая механика газовых разрядов // (М.: Изд-во МГТУ им. Н.Е.Баумана, 2006) 640 с.
  15. Силантьев А.Ю. Теоретическое исследование непрерывного оптического разряда и процессов в оптическом плазмотроне. // Дис. канд. физ.-мат. наук. (М.: МФТИ, 1986) 174 с.
  16. Райзер Ю.П., Силантьев А.Ю., Суржиков С.Т. Двумерные расчеты процессов в лазерном плазмотроне с учетом лучистого теплообмена. // Препринт №284 (М.: изд. ИПМ АН СССР, 1986) 48 с.
  17. Райзер Ю.П., Силантьев А.Ю., Суржиков С.Т. Двумерные расчеты непрерывного оптического разряда в потоке атмосферного воздуха (оптического плазмотрона) // Теплофизика высоких температур, т. 25, №3, с. 454-461 (1987)
  18. Суржиков С.Т., Ченцов А.А. Численный анализ устойчивости непрерывного оптического разряда в потоке атмосферного воздуха // Физика плазмы, т. 21, №11, с. 1054-1061 (1996)
  19. Batteh J.H., Keefer D.R. Two dimensional generalization of Raizer's analysis for the subsonic propagation of laser sparks // IEEE Trans. Plasma Sci., v.2, No.3, p.122-129 (1974)
  20. Джексон Дж.П., Нильсен П.Е. Роль переноса излучения в распространении волн горения, стимулированных лазером // Ракетная техника и космонавтика, т.12, №11, с.54-58 (1974)
  21. Кемп Н.Х., Рут Р.Г. Теоретическое исследование лазерных волн горения в водороде // Ракетная техника и космонавтика, №5, с.138-150 (1979)
  22. Кифер Д., Питерс К., Кроудер Х. Новый подход к исследованию лазерных волн горения // Аэрокосмическая техника, №1, с.150-155 (1986)
  23. Глэмб Р.Дж., Криер Х. Метод расчета лазерной плазмы в осесимметричном потоке газа // Аэрокосмическая техника, №6, с.133-140 (1987)
  24. Дженг С.М., Кифер Д.Р. Расчет лазерной плазмы, создаваемой в потоке водорода // Аэрокосмическая техника, №11, с.109-118 (1987)

25. Дженг С.-М., Кифер Д.Р., Уэлле Р., Питерс К.Э. Лазерная плазма в потоке аргона. Часть II. Сравнение численных расчетов и эксперимента // *Аэрокосмическая техника*, 1988, №3, с.73-81.
26. Генералов Н.А., Зимаков В.П., Козлов Г.И., Масюков В.А., Райзер Ю.П. Непрерывно горящий оптический разряд // *Письма в ЖЭТФ*, т.11, с.447-449 (1970)
27. Козлов Г.И. Лазерный плазмотрон с протоком газа // *Письма в ЖТФ*, т.4, вып.10, с.586-589 (1978)
28. Глэмб Р.Дж., Криер Х. Принципы устройства и современное состояние лазерных ракетных двигателей // *Аэрокосмическая техника*, №1, с.119-132 (1985)
29. Фаулер М.К. Измерение коэффициентов молекулярного поглощения применительно к созданию лазерного ракетного двигателя // *Ракетная техника и космонавтика*, №9, с.194-202 (1981)
30. Kamei T., Niwa R., Ishikawa K., Matsui M., Mori K. Feasibility study of laser propulsion system for launch demonstration and generation of laser sustained plasma as heat source // *AIAA 2020-0192*, 2020. <https://doi.org/10.2514/6.2020-0192>
31. Uhlenbusch J., Viöl W. Multikilohertz repetition rate laser-induced plasma in hydrogen // *AIP Conference Proceedings* 208, 347 (1990); <https://doi.org/10.1063/1.39422>
32. Uhlenbusch J., Viöl W. H $\beta$ -line profile measurements in optical discharges // *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer. Special Issue "Spectral Line Formation in Plasmas Under Extreme or Unusual Conditions"*, 1990, V. 44, No. 1, Pp. 47–56
33. Carlhoff, C.; Krametz, E.; Schäfer, J. H.; Schildbach, K.; Uhlenbusch, J.; Wroblewski, D. Continuous optical discharges at very high pressure // *Physica B+C*, V. 103, No. 2, 1981. Pp. 439-447]
34. Герасименко М.В. Стационарный оптический разряд в режиме лазерного плазмотрона. // *Дисс. кандидата физ.-мат. наук. (Долгопрудный: МФТИ, 1981) 141 с.*

35. Герасименко М.В., Козлов Г.И., Кузнецов В.А. Лазерный плазмотрон // Квантовая электроника, т.10, №4, с.709-717 (1983)
36. Генералов Н.А., Зимаков В.П., Козлов Г.И., Масюков В.А., Райзер Ю.П. Экспериментальное исследование непрерывно горящего оптического разряда // Журнал экспериментальной и теоретической физики, т.61, в.4(10), с. 1434-1446 (1971)
37. Козлов Г.И., Кузнецов В.А., Масюков В.А. Лучистые потери аргоновой плазмы и излучательная модель непрерывного оптического разряда // Журнал экспериментальной и теоретической физики, т.66, в.3, с.954-964 (1974)
38. Fowler M.C., Smith D.C. Ignition and maintenance of subsonic plasma waves in atmospheric pressure air by cw CO<sub>2</sub> laser radiation and their effect on laser beam propagation // J. Appl. Phys., v.46, N.1, p. 138 -150 (1975)
39. Козлов Г.И., Кузнецов В.А., Масюков В.А. Исследование лучистых потерь ксеноновой плазмы непрерывного оптического разряда // Физика плазмы, т.1, в.5, с.830-835 (1975)
40. Козлов Г.И., Кузнецов В.А., Масюков В.А. Исследование сплошного спектра излучения ксеноновой плазмы непрерывного оптического разряда // Оптика и спектроскопия, т.37, в.6, с.1049-1057 (1974)
41. Козлов Г.И., Кузнецов В.А., Масюков В.А. Непрерывный оптический разряд в молекулярных газах // Журнал технической физики, т.49, в.11, с.2304-2310 (1979)
42. Smith D.C., Fowler M.C. Ignition and maintenance of a cw plasma in atmospheric pressure air with CO<sub>2</sub> laser radiation // Appl. Phys. Lett., v.22, N.10, p. 500-502 (1973)
43. Keefer D.R., Henriksen B.B., Braerman W.F. Experimental study of a stationary laser-sustained air plasma // J. Appl. Phys., v.46, N.3, p.1080-1083 (1975)
44. Криер Х., Мазумдер Дж., Рокстрох Дж., Бендер Т.Д., Глэмб Дж. Нагрев газа непрерывным лазером с помощью поддержания плазмы в потоке аргона // Аэрокосмическая техника, №6, с.140-148 (1987)
45. Keefer D., Welle R., Peters C. Power absorption in laser sustained argon plasmas //AIAA Journal, V. 24, N. 10, P. 1663-1669 (1986), русский перевод: Кифер Д.,

- Уэлле Р., Питерс К. Поглощение мощности лазерной аргоновой плазмой // Аэрокосмическая техника, №6, с.149-156 (1987)
46. Глова А.Ф., Лебедев Ф.В., Ярцев В.П. О рефракции лазерного излучения на плазме оптического разряда // Квантовая электроника, т.12, №12, с.2471-2473 (1985)
47. Генералов Н.А., Захаров А.М., Косынкин В.Д., Якимов М.Ю. Устойчивость непрерывного оптического разряда в потоке атмосферного воздуха // Физика горения и взрыва, т.22, №2, с.91-94 (1986)
48. Генералов Н.А., Захаров А.М., Косынкин В.Д., Якимов М.Ю. Непрерывный оптический разряд в потоке воздуха при атмосферном давлении // Элементарные процессы в химически реагирующих средах. (М.: изд. МФТИ, 1985) с.35-40
49. Алексеева И.В., Будник А.П., Жеребцов В.А., Зродников А.В., Суржиков С.Т. Непрерывный оптический разряд в термоэмиссионном преобразователе энергии лазерного излучения в электрическую энергию // Письма в ЖТФ, т.25, в.7, с.90-95 (1999)
50. Большаков А.П., Востриков В.Г., Дубровский В.Ю., Конов В.И., Косырев Ф.К., Наумов В.Г., Ральченко В.Г. Лазерный плазмотрон для бескамерного осаждения алмазных пленок // Квантовая электроника. 2005. Т. 35. №4. С. 385–389.
51. Козлов Г.И., Кузнецов В.А. Влияние на режим горения оптического разряда рефракции лазерного излучения на плазме разряда // Письма в ЖТФ, т. 20, в. 5, с. 46-50 (1994)
52. Будник А. П., Вакуловский А. С., Попов А. Г., Суржиков С. Т. Математическое моделирование оптического разряда, движущегося по лучу CO<sub>2</sub>-лазера в режиме медленного горения с учетом рефракции излучения // Математическое моделирование. 1996. Т. 8. № 5. С. 4-25.
53. Chen X., Mazumder J. Emission spectroscopy of cw CO<sub>2</sub> laser-sustained argon plasma: effects of gas flow speed // J. Appl. Phys., V. 66, N. 12, P. 5756-5762 (1989)
54. Szymanski Z., Peradzynski Z., Kurzyna J. Free burning laser-sustained plasma in a forced flow // J. Phys. D: Appl. Phys, V. 27, P. 2074-2079 (1994)

55. Бондаренко А.В., Даньшиков Е.В., Лебедев Ф.В., Лиханский В.В., Напартович А.П., Рязанов А.В. Влияние плазмы оптического разряда на стабильность генерации CO<sub>2</sub>-лазера с неустойчивым резонатором // Квантовая электроника, т.14, №5, с.962-967 (1987)
56. Конов В.И., Углов С.А. Синтез алмазных пленок с помощью лазерной плазмы // Квантовая электроника, 25 (4) 291 (1998)
57. V.I. Konov, A.M. Prokhorov, S.A. Uglov, A.P. Bolshakov, I.A. Leontiev, F. Dausinger, H. Hugel, B. Angstenberger, G. Sepold, S. Metev. CO<sub>2</sub> laser-induced plasma CVD synthesis of diamond // Appl. Phys., 1998, A 66, p. 575-578.
58. A.P. Bolshakov, V.I. Konov, A.M. Prokhorov, S.A. Uglov, F. Dausinger. Laser plasma CVD diamond reactor// Diamond Relat. Mater., 2001, vol. 10, p. 1559-1564
59. S. Metev, H. Brecht, J. Schwarz, G. Sepold. New technology for high rate synthesis of PC-diamond coatings in air with photon plasmotron // Diamond Relat. Mater., 2002, vol. 11, p. 472-477.
60. Багаев С.Н., Грачев Г.Н., Смирнов А.Л., Смирнов П.Ю. Способ модификации металлических поверхностей и устройство. Патент РФ 2425907. Заявка № 2009115826/02, опубл. 10.08.2011. Бюл. № 22.
61. Багаев С.Н., Грачев Г.Н., Смирнов А.Л., Хомяков М.Н., Токарев А.О., Смирнов П.Ю. Применение метода лазерно-плазменной модификации поверхности металлов для улучшения триботехнических характеристик цилиндров двигателей внутреннего сгорания // Обработка металлов (технология, оборудование, инструменты). – 2014. – № 1 (62). – С. 14–23.
62. Tokarev A., Bataeva Z., Grachev G., Smirnov A., Khomyakov M., Gerber A. Laser-plasma treatment of structural steel // Applied Mechanics and Materials. – 2015. – Vol. 788. – P. 58–62. – doi: 10.4028/www.scientific.net/AMM.788.58
63. Хомяков М.Н., Пинаев П.А., Стаценко П.А., Мирошниченко И.Б., Грачев Г.Н. Получение упрочняющих покрытий из аморфизируемых сплавов Fe-Cr-Si-B-C лазерно-плазменными методами // Обработка металлов (технология, оборудование, инструменты). – 2018. – Т. 20, № 4. – С. 21–34. – doi: 10.17212/1994-6309-2018-20.4-21-34
64. Зимаков В.П., Кедров А.Ю., Кузнецов В.А., Соловьев Н.Г., Шемякин А.Н., Якимов М.Ю. О возможности применения непрерывного оптического разряда

- для имитации факторов космического полета // Взаимодействие высококонцентрированных потоков энергии с материалами в перспективных технологиях и медицине. Доклады IV Всероссийской конференции. Новосибирск, Россия, 22-25 марта 2011 г. (Новосибирск: Нонпарель, 2011, 375 с.) с. 108-113.
65. Matsui M., Yoneda S., Komurasaki K., Yamagiwa Y., Arakawa Y. Atomic-Oxygen-Flow Generation by Laser-Driven Plasma Wind Tunnel as Low-Earth-Orbit-Environment Simulator // AIAA Journal, 2014, 52(8), p. 1806-1810.
  66. Inoue T., Uehara S., Komurasaki K., Arakawa Y. Inductively coupled plasmas supported by laser plasmas for high enthalpy flow // AIAA Paper 2005-950, 11 p.
  67. Matsui M., Shinmi K., Komurasaki K., Arakawa Y. Enthalpy distributions of laser driven high enthalpy wind tunnel // AIAA Paper 2008-4133, 9 p.
  68. Л. Мирабо, Ю. П. Райзер, С. Т. Суржигов С.Т. Лазерные волны горения в соплах Лавалья // ТВТ, 1995, 33(1), с. 13–23
  69. Фомин В.М., Яковлев В.И. Энергообмен в сверхзвуковых газоплазменных течениях с ударными волнами // М: "Физматлит", 2017. 368 с.
  70. Myrabo L. N., Raizer Yu. P. Laser-Induced Air Spike for Advanced Transatmospheric Vehicles // AIAA Paper, 1994, 94-2451
  71. Cremers D.A., Archuleta F.L., Martinez R.J. Evaluation of the continuous optical discharge for spectrochemical analysis // Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy V. 40(4), 1985, P. 665-679
  72. Зимаков В.П., Кузнецов В.А., Соловьев Н.Г., Шемякин А.Н., Шилов А.О., Якимов М.Ю. Взаимодействие лазерного излучения ближнего ИК-диапазона с плазмой непрерывного оптического разряда // Физика плазмы, 2016, Т. 42(1), С. 74-80.
  73. Smith D.K., et al. Laser Driven Light Source / US patent #7435982, 2008; #8309943, 2012.
  74. Horne, S., Smith, D., Besen, M., Partlow, M., Stolyarov, D., Zhu, H., Holber, W. A novel high-brightness broadband light-source technology from the VUV to the IR. Proc. SPIE 7680, Next-Generation Spectroscopic Technologies III, 76800L, 2010 <https://doi.org/10.1117/12.850269>
  75. Зимаков В.П., Кузнецов В.А., Соловьев Н.Г., Шемякин А.Н., Шилов А.О., Якимов М.Ю. Оптические разряды, поддерживаемые излучением лазеров

- ближнего ИК-диапазона // Физико-химическая кинетика в газовой динамике, 2014. Том 15, Вып. 5 <http://chemphys.edu.ru/issues/2014-15-5/articles/247/>
76. Зимаков В.П., Соловьев Н.Г., Шемякин А.Н., Шилов А.О., Якимов М.Ю. Поддержание квазистационарной плазмы излучением импульсно-периодического лазера предпробойной интенсивности // Физико-химическая кинетика в газовой динамике, 2015, Т. 16, В. 4. <http://chemphys.edu.ru/issues/2015-16-4/articles/584/>
77. Рудой И.Г., Соловьев Н.Г., Сорока А.М., Шилов А.О., Якимов М.Ю. Поддержание плазмы в ксеноне импульсно-периодическим лазерным излучением // Физика плазмы, 2015, Т. 41(10), С. 929-932.
78. Зимаков В.П., Кузнецов В.А., Рудой И.Г., Соловьев Н.Г., Сорока А.М., Шемякин А.Н., Шилов А.О., Якимов М.Ю. Импульсно-периодические и комбинированные режимы поддержания оптических разрядов // «Физико-химическая кинетика в газовой динамике», т. 16, вып. 2, 2015. <http://chemphys.edu.ru/issues/2015-16-2/articles/548/>
79. Зимаков В.П., Кузнецов В.А., Лаврентьев С.Ю., Соловьев Н.Г., Шемякин А.Н., Шилов А.О., Якимов М.Ю. Новые возможности применения оптических разрядов в аэрофизическом эксперименте // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2016. Т. 17. В. 2. <http://chemphys.edu.ru/issues/2016-17-2/articles/653/>
80. Зудов В.Н., Третьяков П.К., Тупикин А.В. Воздействие лазерного излучения и электрического поля на горение углеводородо-воздушных смесей // Физика горения и взрыва, 2009, т.45, № 4. с.77-85.
81. Прохоров А.М., Конов В.И., Урсу И., Михэилеску И.Н. Взаимодействие лазерного излучения с металлами // М.: Наука, 1988.
82. Котов М.А., Лаврентьев С.Ю., Соловьев Н.Г., Шемякин А.Н., Якимов М.Ю., Манзенюк О.Ю., Мухина Т.Н., Марьин М.А., Журина М.В. Бактерицидное действие коротковолнового УФ, генерируемого плазмой, поддерживаемой лазерным излучением // XXXI Международная конференция "Лазеры в науке, технике, медицине" (2020 год, Том 31)
83. Рохлин Г.Н. Разрядные источники света. // М: Энергоатомиздат, 1991. 720 с.

84. Flesch P.G. Light and light sources: high intensity discharge lamps // Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 2006. 344 p.
85. Барановский А., Муха З., Перадзыньский З. Неустойчивость непрерывного оптического разряда в газах // Успехи механики, 1978. Т. 1(3/4). С. 125-147.
86. Махвиладзе Г.М., Селезнева И.К. О тепловой устойчивости стационарной волны оптического разряда // ПМТФ, 1981, №5, с. 61-67.
87. Анциферов П.С., Кошелев К.Н., Кривцун В.М., Лаш А.А. Источник света с лазерной накачкой и способ генерации излучения // Патент РФ RU 2534223 (2013)
88. Рудой И.Г., Соловьев Н.Г., Сорока А.М., Якимов М.Ю. Источник широкополосного оптического излучения с высокой яркостью // Патент РФ №157892 (2015)
89. Bezel I, Derstine Matthew, Gross Kenneth, Lange S, Shchemelinin Anatoly, Szilagyi J, Shortt David. High Power Laser-Sustained Plasma Light Sources for KLA-Tencor Broadband Wafer Inspection Tools (2017) <https://www.euvlitho.com/2017/S63.pdf> (дата обращения 20.07.2021)
90. Gallo C.F., Lama W.L. Acoustical resonances in modulated compact arc lamps // Applied Optics. 1977. V. 16(4). P. 819-820.
91. Heins A M, Guo Chunlei. High stability breakdown of noble gases with femtosecond laser pulses // Optics Letters 2012 37(4) pp 599-601 <https://doi.org/10.1364/OL.37.000599>
92. Буфетов И.А., Прохоров А.М., Федоров В.Б., Фомин В.К. Гидродинамическая релаксация облака горячего газа после лазерного пробоя в воздухе // Доклады Академии Наук СССР, 1981. Т. 261. С. 586-588.
93. Brieschenk S., O'Byrne S., Kleine H. Visualization of jet development in laser-induced plasmas // Optics Letters 2013 38(5) pp 664-666.
94. Kojima H, Takahashi E, Furutani H 2014 Breakdown plasma and vortex flow control for laser ignition using a combination of nano- and femtosecond lasers // Optics Express 22(S1) pp A90-A98.
95. Тищенко В.Н., Грачев Г.Н., Павлов А.А., Смирнов А.Л., Павлов А.А., Голубев М.П. Газодинамические эффекты взаимодействия неподвижного оптического

- пульсирующего разряда с газом // Квантовая электроника, 2008, 38(1), с. 82–87 <http://mi.mathnet.ru/rus/qe/v38/i1/p82>
96. Rajib Mahamud, Albina A. Tropina, Mikhail N. Shneider, and Richard B. Miles Dual-pulse laser ignition model // *Physics of Fluids* 30, 106104 (2018)
97. Arp U., Vest R., Houston J., Lucatorto T. Argon mini-arc meets its match: use of a laser-driven plasma source in ultraviolet-detector calibrations // *Applied Optics*, 2014. V. 53(6), P. 1089-1093. doi:10.1364/AO.53.001089
98. ИРЭ Полюс / IPG Photonics. Лазерные диоды накачки с оптоволоконным выходом типа PLD [https://www.ipgphotonics.com/en/products/lasers/diode-laser-systems/diode-lasers/pld-diode-lasers#\[pld-40\]](https://www.ipgphotonics.com/en/products/lasers/diode-laser-systems/diode-lasers/pld-diode-lasers#[pld-40]) (дата обращения 21.06.2021)
99. Герасименко М.В., Козлов Г.И., Кузнецов В.А. Механизм стабилизации и осцилляций плазмы непрерывного оптического разряда // *Письма в ЖТФ*, 1980. Т. 6(8). С. 485-489.
100. Райзер Ю.П., Суржиков С.Т. Непрерывный оптический разряд в условиях тепловой гравитационной конвекции // *Механика жидкости и газа*. 1989, №4. С. 124-129.
101. Kruusing A. *Handbook of Liquids-Assisted Laser Processing* // Elsevier Science, 2010. 464 p.
102. Hoppius J.S., Maragkaki S., Kanitz A., Gregorčič P., Gurevich E.L. Optimization of femtosecond laser processing in liquids // *Applied Surface Science*, 2019, 467–468, 255–260.
103. Simakin, A.V., Voronov, V.V., Kirichenko, N.A., Shafeev, G.A. Nanoparticles produced by laser ablation of solids in liquid environment // *Applied Physics A: Materials Science and Processing*, 2004, 79(4-6), 1127-1132.
104. Nee C.-H., Yap S.-L., Tou T.-Y., Chang H.-C., Yap S.-S. Direct synthesis of nanodiamonds by femtosecond laser irradiation of ethanol // *Scientific Reports*, 2016, 6, 33966.
105. Philipp A., Lauterborn W. Cavitation erosion by single laser-produced bubbles // *Journal of Fluid Mechanics*, 1998, 361, 75-116.
106. Han B., Köhler K., Jungnickel K., Mettin R., Lauterborn W., Vogel A. Dynamics of laser-induced bubble pairs // *J. Fluid Mech.* 2015. V. 771. P. 706-742.

107. Bhuyan M.K., Soleilhac A., Somayaji M., Itina T.E., Antoine R., Stoian R. High fidelity visualization of multiscale dynamics of laser induced bubbles in liquids containing gold nanoparticles // *Scientific Reports*. 2018. 8:9665.
108. Couairon A., Mysyrowicz A. Femtosecond filamentation in transparent media // *Physics Reports*. 2007. V.441. P. 47-189.
109. Boyd R.W. *Nonlinear Optics*, Third Edition. Academic Press, Inc. Orlando, FL, USA, 2008. 613 p.
110. Fibich G., Gaeta A.L. Critical power for self-focusing in bulk media and in hollow waveguides, 2000, *Optics Letters* 25(5), 335-337.
111. Kedenburg, S., Steinmann, A., Hegenbarth, R., Steinle, T., Giessen, H. Nonlinear refractive indices of nonlinear liquids: wavelength dependence and influence of retarded response // *Applied Physics B*, 2014, 117, 803-816.
112. Zhao P., Reichert M., Benis S., Hagan D.J., Van Stryland E.W. Temporal and polarization dependence of the nonlinear optical response of solvents // *Optica*, 2018, 5(5), 583-594.
113. Kedenburg S., Vieweg M., Gissibl T., Giessen H. Linear refractive index and absorption measurements of nonlinear optical liquids in the visible and near-infrared spectral region // *J. Optical Materials Express*, 2012, 2(11), 1588-1611.
114. Devi P., Lozovoy V.V., Dantus M. Measurement of group velocity dispersion of solvents using 2-cycle femtosecond pulses: Experiment and theory // *AIP Advances*, 2011, 1, 032166.
115. Shneider M.N., Semak V.V. Laser induced ponderomotive convection in water // *Journal of Applied Physics*. 2016. 120, 244902
116. Wang Y., Zhang Q., Zhu Z., Lin F., Deng J., Ku G., Dong S., Song S., Alam M.K., Liu D., Wang Z., Bao J. Laser streaming: Turning a laser beam into a flow of liquid // *Sci. Adv.* 2017. 3(9) : e1700555 <https://doi.org/10.1126/sciadv.1700555>
117. ANSYS CFX <http://www.ansys.com/Products/Fluids/ANSYS-CFX>  
(дата обращения 20.02.2020)
118. Murphy A.B., Tam E. Thermodynamic properties and transport coefficients of arc lamp plasmas: argon, krypton and xenon // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2014. 47, 295202 <https://doi.org/10.1088/0022-3727/47/29/295202>

119. Antsiferov P.S., Koshelev K.N., Krivtsun V.M., Lash A.A. Light source with laser pumping and method for generating radiation // Patent US #9,357,627 B2 (2016).
120. Shchemelinin A., Bezel I. Laser-Sustained Plasma Light Source with Electrically Induced Gas Flow / Patent US #9,390,892 (2016).
121. I Bezel, A Shchemelinin, M Derstine, Method and system for generating a light-sustained plasma in a flanged transmission element // Patent US #9775226 B1 (2017).
122. Рудой И.Г., Соловьев Н.Г., Сорока А.М., Якимов М.Ю. Способ генерации широкополосного оптического излучения с высокой яркостью // Приоритет 18.08.2014, патент RU2571433, 2015.
123. Mainfray G. Multiphoton ionization of atoms // Journal de Physique Colloques 1985 46(C1) pp. 113-125 <https://doi.org/10.1051/jphyscol:1985111>
124. Бойко В. М., Оришич А. М., Павлов А. А., Пикалов В. В. Методы оптической диагностики в аэрофизическом эксперименте: Монография / Рос. акад. наук, Сиб. отд-ние, Ин-т теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича. Новосибирск: НГУ, 2009. 450 с.
125. Знаменская И.А. Методы панорамной визуализации и цифрового анализа теплофизических полей. Обзор. // Научная визуализация, 2021, том 13, номер 3, страницы 125-158, DOI: 10.26583/sv.13.3.13
126. Зимаков В.П., Лаврентьев С.Ю., Соловьев Н.Г., Шемякин А.Н., Якимов М.Ю. Пространственная и временная нестабильность оптических разрядов // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2018. Т.19, вып. 4. <http://chemphys.edu.ru/issues/2018-19-4/articles/754/>
127. Lavrentyev S.Yu, Solovyov N.G., Shemyakin A.N., Yakimov M.Yu. Buoyancy driven convection instability and related pulsing of continuous optical discharges // Journal of Physics: Conference Series. 2019. 1394. 012012 <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1394/1/012012>
128. V.P. Zimakov, V.A. Kuznetsov, A.N. Shemyakin, N.G. Solovyov, A.O. Shilov, M.Yu Yakimov. Bistable behavior of a continuous optical discharge as a laser beam propagation effect, Proc. SPIE 8600 860002 (2013).

129. Рабинович В.А., Вассерман А.А., Недоступ В.И., Векслер Л.С. Теплофизические свойства неона, аргона, криптона и ксенона. Под ред. В.А. Рабиновича // М.: Изд-во стандартов, 1976. 636 с.
130. Зубарев В.Н., Козлов А.Д., Кузнецов В.М., Сергеева Л.В., Спиридонов Г.А. Теплофизические свойства технически важных газов при высоких температурах и давлениях: справочник (Москва, Энергоатомиздат, 1989) 231 с.
131. Xia Xi, Zhang Peng, A vortex-dynamical scaling theory for flickering buoyant diffusion flames, *Journal of Fluid Mechanics* 855 1156-1169 (2018).
132. Boettcher P, Menon S, Ventura B, Blanquart G, Shepherd J, Cyclic flame propagation in premixed combustion, *Journal of Fluid Mechanics* 735 176 (2013).
133. Teichman J.A. Measurement of gradient index materials by beam deflection, displacement, or mode conversion // *2013 Optical Engineering* 52(11), 112112.
134. Kotov M.A., Lavrentyev S.Yu., Solovyov N.G., Shemyakin A.N., Yakimov M.Yu. Dynamics of laser plasma convective plume in high pressure xenon // *2020 J. Phys.: Conf. Ser.* 1675 012073 <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1675/1/012073>
135. Гуськов К. Г. , Райзер Ю. П. , Суржиков С. Т. О наблюдаемой скорости медленного движения оптического разряда // *Квантовая электроника* (1990), т. 17(7), с. 937–942
136. A.P. Budnik, K.G. Gus'kov, Yu.P. Raizer, S.T. Surzhikov. Plasma motion velocity along laser beam and continuous optical discharge in gas flow. *SPIE 1397, 8th Intl Symp on Gas Flow and Chemical Lasers* (1991)
137. Rudoy I.G., Solovyov N.G., Soroka A.M., Shilov A.O., Yakimov M.Y., Xenon plasma sustained by pulse-periodic laser radiation, *Plasma Physics Reports*, 41 (10) (2015) pp. 858-861.
138. G. Trestman, Minimizing Cost of HID Lamp Electronic Ballast, *28th Annual Conference of the Industrial Electronics Society, IEEE 2002*, pp. 1214-1218.
139. John Hirsch, Bernd Baumann, Marcus Wolff, Sounil Bhosle, Ricardo Valdivia Barrientos, Acoustic resonances in HID lamps: Model and Measurement, *Journal of Physics D: Applied Physics* 43 (23) (2010).
140. S. Wada, A. Okada, S. Morii, Study of HID lamps with reduced Acoustic Resonances, *Journal of the Illuminating Engineering Society*, (1987).

141. M.A. Javed, E. Baumhögger, J. Vrabec. Thermodynamic speed of sound of xenon // J. Chem. Thermodynamics 141 (2020) 105933.
142. O. Šifner and J. Klomfar. Thermodynamic Properties of Xenon from the Triple Point to 800 K with Pressures up to 350 MPa // Journal of Physical and Chemical Reference Data 23, 63 (1994); <https://doi.org/10.1063/1.555956>
143. Chen Pei-Tai. Variational formulation of interior cavity frequencies for spheroidal bodies // J. Acoust. Soc. Am. 100(5) (1996) pp. 2980-2988.
144. C. T. M. Chang. Natural resonant frequency of a prolate acoustical resonator // J. Acoust. Soc. Am. 49 (1970) pp. 611–614.
145. The Acoustics Module User's Guide – COMSOL Documentation <https://doc.comsol.com/5.4/doc/com.comsol.help.aco/AcousticsModuleUsersGuide.pdf> (дата обращения 19.01.2021).
146. Schlichting H. Berechnung ebener periodischer Grenzschichtströmungen // Physikalische Zeit, 1932, v. 33, pp. 327–335.
147. Lord Rayleigh. On the Circulation of Air Observed in Kundt's Tubes, and on Some Allied Acoustical Problems // Philos. Trans. R. Soc. London, 1884, v. 175, pp. 1–21. <https://www.jstor.org/stable/i207040>
148. M. Wiklund, R. Green, M. Ohlina. Acoustofluidics 14: Applications of acoustic streaming in microfluidic devices // Lab on a Chip, No. 12, 2012, pp. 2438–2451. <https://doi.org/10.1039/C2LC40203C>
149. M. F. Hamilton, Y. A. Ilinskii and E. A. Zabolotskaya. Acoustic streaming generated by standing waves in two-dimensional channels of arbitrary width // J. Acoust. Soc. Am., 2003, 113, pp. 153–160. <https://doi.org/10.1121/1.1528928>
150. M. K. Aktas and B. Farouk. Numerical simulation of acoustic streaming generated by finite-amplitude resonant oscillations in an enclosure // J. Acoust. Soc. Am., 2004, 116, pp. 2822–2831. <https://doi.org/10.1121/1.1795332>
151. Thomas D. Dreeben. Modelling of fluid-mechanical arc instability in pure-mercury HID lamps // J. Phys. D: Appl. Phys. 41 144023 (2008). <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0022-3727/41/14/144023>
152. B. Baumann, J. Schwieger, M. Wolff, F. Manders, J. Suijker. Numerical investigation of symmetry breaking and critical behavior of the acoustic streaming field in high-intensity discharge lamps // J. Phys. D: Appl. Phys. 48 255501 (2015).

153. Incropera, F.P., DeWitt, D.P, Bergman, T.L., Lavine, A.S. Fundamentals of Heat and Mass Transfer, 6th Ed. // Hoboken, NJ, John Wiley & Sons (2007).
154. Lienhard, J.H, IV and Lienhard, J.H. V. A Heat Transfer Textbook. Fourth Edition // Phlogiston Press, Cambridge, Massachusetts, USA, Version 2.11, 17 July 2017  
<https://www.emse.fr/~bonnefoy/Public/MFTBibliography/Heat%20transfers%20by%20Lienhard.pdf> (дата обращения 21.06.2021)
155. Логинов В. В. Новые ксеноновые короткодуговые лампы сверхвысокого давления с сапфировой оболочкой // Успехи прикладной физики. 2019. Т. 7. № 1. С. 70-75
156. Steinberg M. Laser-Driven Light Sources for Ellipsometry // Hamamatsu News, 2019, v. 3, p. 8-9  
[https://www.hamamatsu-news.de/issues/hamamatsu\\_news\\_2019\\_03\\_RtOC4xo7/8/](https://www.hamamatsu-news.de/issues/hamamatsu_news_2019_03_RtOC4xo7/8/)
157. Buonanno M., Randers-Pehrson G., Bigelow A.W., Trivedi S., Lowy F.D., Spotnitz H.M., Hammer S.M., Brenner D.J. 207-nm UV light – a promising tool for safe low-cost reduction of surgical site infections. I: in vitro studies // PLoS One. 2013. Oct 16; 8(10):e76968. <https://doi.org/10.1371/journal.pone.0076968>
158. В. П. Архипов, А. С. Камруков, Н. П. Козлов, А. А. Макаrchук. Дистанционное обеззараживание объектов направленным импульсным широкополосным УФ-излучением // Прикладная физика, 2016, №6, стр. 102-108
159. Г.Трапашко. Контроль микроразмеров при производстве ИС. Задачи и особенности // ЭЛЕКТРОНИКА: Наука, Технология, Бизнес. Выпуск #3/2011
160. Bezel I., Shchemelinin A., Zhao Y., Delgado G.R. Laser-Sustained Plasma Light Source // Patent US#9,526,158 B1 (2016)
161. Bezel I., Shchemelinin A., Derstine M. Methode and System for Controlling Convection Within a Plasma Cell // Patent US#9,185,788 B2 (2015)
162. Zimakov V.P., Kuznetsov V.A., Solovyov N.G., Shemyakin A.N., Shilov A.O., Yakimov M.Yu. Quasi-stationary convection in a periodic-pulsed optical discharge in high pressure rare gas // Journal of Physics: Conf. Series 815 (2017) 012003, <https://doi.org/10.1088/1742-6596/815/1/012003>

**Приложение А. Феноменологический анализ процесса пульсации  
конвективного факела НОР**

Простая модель конвекции была предложена в [126, 127]. Образование конвективного факела происходит за счет тепловой мощности, рассеиваемой в НОР, которая составляет от 10% до 20% от падающей мощности лазера в типичных экспериментальных условиях. Конвекция описывалась как всплытие нагретого газа за счет плавучести со скоростью  $V_c$ , определяемой как функция от радиуса пузырька  $r$ . Скорость роста радиуса зоны нагрева  $V_t$  также рассматривалась в зависимости в основном от  $r$ . Имея в виду, что рассеиваемая тепловая энергия  $Q$  расходуется в основном на нагрев газа, входящего в полусферический фронт факела, в [126, 127] были написаны простые формулы для  $V_t$  и  $V_c$ :

$$V_t(r) = \frac{Q}{2\pi C_p r^2 \rho(p, T_1)(T_0 - T_1)}, \quad (\text{A.1})$$

$$V_c(r) = \sqrt{2rg}, \quad (\text{A.2})$$

здесь  $Q$  - рассеиваемая тепловая мощность;  $C_p$  - удельная теплоемкость ксенона;  $\rho(p, T_1)$  - плотность окружающего газа в зависимости от его температуры  $T_1$  и давления  $p$ ;  $g$  - ускорение свободного падения;  $T_0$  - характерная температура нагрева газа, входящего во фронт.

Представим зависимость  $V_t(r_0)$  (A.1) в виде  $V_t(r_0) = A/r_0^2$  и приравняем  $V_t(r_0)$  к скорости всплывания пузыря радиусом  $r_0$  (скорости конвекции)  $V_r(r_0) = V_c(r_0) = \sqrt{2gr_0}$ , где  $g$  - ускорение свободного падения. Получаем  $A/r_0^2 = \sqrt{2gr_0}$ , откуда

$$r_0 = \sqrt[5]{A^2/(2g)}, \quad \text{где} \quad (\text{A.3})$$

$$A = \frac{Q}{2\pi C_p \rho(p, T_1)(T_0 - T_1)}. \quad (\text{A.4})$$

Несмотря на то, что зависимость полученного значения  $r_0$  от параметров задачи довольно слабая, есть некоторый произвол в выборе  $r_0$ , связанный с выбором изотермы в диапазоне  $T_0 = 1-3$  кК. При  $T_0 = 1$  кК плотность газа падает примерно в 2 раза по сравнению с плотностью окружающего газа. При температуре

$T_0 = 3$  кК плотность падает уже более чем в 6 раз. Не вполне строго выполняется также предположение о том, что вся мощность теплового источника  $Q$  передается к нижней полусферической границе факела. Зависимость от давления обусловлена  $\rho(p, T_1) \sim p$ , таким образом  $r_0 \propto p^{-2/5}$ . Следует также помнить, что плотность окружающего газа  $\rho(p, T_1)$  является практически постоянной величиной в том случае, когда НОР горит в замкнутом разрядном объеме и плазма вместе с конвективным факелом занимает малую часть разрядного объема (что практически всегда выполняется). Таким образом,  $A = A \left( \frac{Q}{T_0 - T_1} \right)$ .

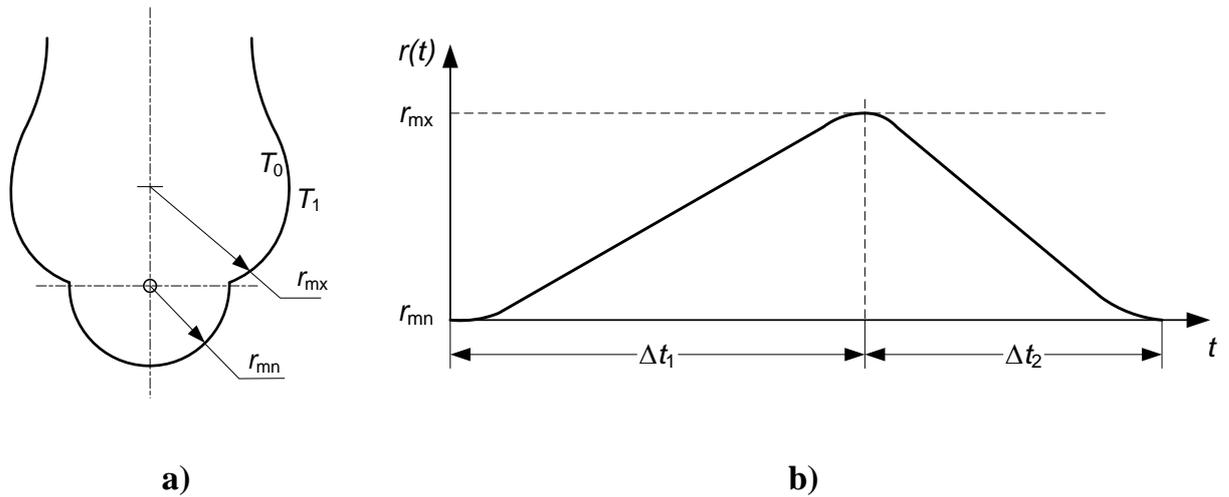
Найдем численные значения для  $r_0$  при некотором разумном выборе параметров.

Например, при  $T_1 = 0.5$  кК и  $p = 20$  бар  $\rho(T_1) = 64.4$  кг/м<sup>3</sup>, а при  $p = 50$  бар –  $\rho(T_1) = 165.6$  кг/м<sup>3</sup>. Отсюда для  $Q = 10$  Вт и  $T_0 = 3$  кК получаем  $A = 62.4 \cdot 10^{-9}$  м<sup>3</sup>/с для  $p = 20$  бар и  $A = 24.3 \cdot 10^{-9}$  м<sup>3</sup>/с для  $p = 50$  бар. И для  $r_0$ , соответственно,  $r_0 = 0.73$  мм для  $p = 20$  бар и  $r_0 = 0.49$  мм для  $p = 50$  бар.

Близкие результаты дает численный расчет (см. раздел 3.4).

Таким образом,  $r_0$  имеет смысл равновесного радиуса стационарного конвективного факела.

Далее рассмотрим нестационарный факел. На основе наблюдений за пульсациями конвективного факела от непрерывного или импульсно-периодического разряда фазу пульсации, в которой происходит уменьшение радиуса головки факела, можно представить так, как изображено на Рис. А.1.



**Рис. А.1.** а) Схематически показана граница конвективного факела в фазе пульсации, примерно соответствующей Рис. 3.3, d), e). б) диаграмма изменения радиуса конвективного факела от минимального  $r_{mn}$  до максимального  $r_{mx}$  и обратно за один период пульсации. Сумма временных интервалов  $\Delta t_1$  и  $\Delta t_2$  определяет период пульсации.

На Рис. А.1, а) схематически показан нестационарный конвективный факел на фазе пульсации, когда головка факела находится в спутном потоке за всплывающей в окружающем газе областью факела максимального радиуса  $r_{mx}$ . Скорость спутного потока превышает среднюю скорость конвекции, вследствие чего радиус температурного фронта вблизи головки факела сокращается до минимального размера  $r_{mn}$ . Исходя из такой картины соотношение минимального радиуса головки факела  $r_{mn}$  и максимального радиуса  $r_{mx}$  можно выразить соотношением:

$$\frac{A}{r_{mn}^2} = \sqrt{2gr_{mx}}, \quad (\text{A.5})$$

где в левой части скорость роста  $r$  при  $r = r_{mn}$ , а в правой – скорость всплывания области утолщения факела радиусом  $r_{mx}$  под действием архимедовых сил. При этом  $r_{mn} < r_0 < r_{mx}$ .

На фазе роста радиус головки факела увеличивается от  $r_{mn}$  до размера  $r_{mx}$  за счет потока тепла от зоны тепловыделения до фронта головки факела. Увеличение радиуса до максимального значения  $r_{mx}$  и последующее уменьшение его от  $r_{mx}$  до  $r_{mn}$  происходит за один период пульсации (Рис. А.1, б).

Для закона роста радиуса головки факела можно записать  $r(t) = \sqrt[3]{3At}$ , поскольку такая зависимость является решением дифференциального уравнения  $\dot{r}(t) = A/r(t)^2$ . Тогда

$$r_{mx}(t) = \sqrt[3]{3At_{mx}} \text{ и } r_{mn}(t) = \sqrt[3]{3At_{mn}}, \text{ а} \quad (\text{A.6})$$

$$\Delta t_1 = t_{mx} - t_{mn} = \frac{1}{3A} (r_{mx}^3 - r_{mn}^3) = \frac{r_{mx} - r_{mn}}{3A} (r_{mx}^2 + r_{mx}r_{mn} + r_{mn}^2). \quad (\text{A.7})$$

Это выражение можно упростить, поскольку из (A.5) и  $A/r_0^2 = \sqrt{2gr_0}$  следует  $r_{mx} \cdot r_{mn}^4 = r_0^5$ . Вводя обозначение

$$r_{mn}/r_{mx} = a, \text{ откуда} \quad (\text{A.8})$$

$$r_{mx} = r_0/a^{0.8}, r_{mn} = r_0a^{0.2}, \quad (\text{A.9})$$

выражение для  $\Delta t_1$  можно переписать в виде:

$$\Delta t_1 = \frac{r_0}{A/r_0^2} \left( \frac{1-a^3}{3a^{2.4}} \right) = \frac{r_0}{\sqrt{2gr_0}} \left( \frac{1-a^3}{3a^{2.4}} \right) = \sqrt{\frac{r_0}{2g}} \left( \frac{1-a^3}{3a^{2.4}} \right). \quad (\text{A.10})$$

Поскольку в эксперименте  $0.5 < a < 0.8$ ,  $0.27 < \frac{1-a^3}{3a^{2.4}} < 1.55$ , т.е. время увеличения радиуса сильно зависит от амплитуды пульсаций.

Время уменьшения радиуса от максимального до минимального  $\Delta t_2$  представляет собой время подъема пузыря радиуса  $r_{mx}$  на расстояние  $r_{mx}$  под действием архимедовых сил, которое, в свою очередь, складывается из времени увеличения скорости всплывания до стационарной скорости  $V_c(r_{mx}) = \sqrt{2gr_{mx}}$  (до достижения равновесия выталкивающей силы и силы сопротивления) и времени всплывания на величину радиуса  $r_{mx}$ . Принимаем, что разгон пузыря в форме шара определяется присоединенной массой шара, которая равна половине массы такого же шара, заполненного окружающим газом, а также приложенной выталкивающей силой, равной весу того же шара, заполненного окружающим газом (при этом считаем, что плотность газа внутри пузыря много меньше плотности окружающего газа). Такое рассмотрение дает ускорение  $2g$  и время разгона  $V_c/2g$ . В результате получаем

$$\Delta t_2 = \frac{V_c(r_{mx})}{2g} + \frac{r_{mx}}{V_c(r_{mx})} = 2\sqrt{\frac{r_{mx}}{2g}} = \frac{2}{a^{0.4}}\sqrt{\frac{r_0}{2g}}. \quad (\text{A.11})$$

В последней оценке не учитывается, что ускорение всплывающего пузыря снижается по мере приближения скорости к  $V_c$  из-за силы сопротивления, то есть времени разгона будет больше  $V_c/(2g)$ . С другой стороны, во время разгона пузырь движется и проходит часть пути  $r_{mx}$ , в результате чего равномерное движение со скоростью  $V_c$  занимает меньше времени, чем  $r_{mx}/V_c$ . Поскольку при более детальном рассмотрении одно слагаемое растет, а другое уменьшается, считаем, что их сумма при этом изменится мало.

Тогда для  $\Delta t = \Delta t_1 + \Delta t_2$  можно написать:

$$\Delta t = \sqrt{\frac{r_0}{2g}} \left( \frac{1-a^3}{3a^{2.4}} + \frac{2}{a^{0.4}} \right). \quad (\text{A.12})$$

Численно в диапазоне  $0.5 < a < 0.8$ ,  $2.45 < \left( \frac{1-a^3}{3a^{2.4}} + \frac{2}{a^{0.4}} \right) < 4.2$ , что дает при  $r_0 =$

0.5 мм диапазон частоты пульсаций  $\nu = 1/\Delta t$  от 48 до 80 Гц.

Как показали экспериментальные наблюдения и численные расчеты (разделы 3.4, 3.5), соотношение минимального и максимального радиусов головки конвективного факела при пульсации на уровне  $a = 0.5$  характерно для движения газа в факеле, обусловленном архимедовыми силами плавучести. Другими словами, в условиях преобладания сил плавучести наблюдается максимальная относительная амплитуда колебаний радиуса конвективного факела. Меньшая амплитуда колебаний при значениях  $a$  ближе к 0.8 наблюдается в присутствии дополнительной составляющей скорости газа на входе в головку конвективного факела (раздел 3.6).

Для частоты пульсаций получаем:

$$\nu = \frac{6a^{2.4}}{1-a^3+6a^2} \sqrt{\frac{g}{2r_0}}. \quad (\text{A.13})$$

В практически важной области  $0.5 \leq a \leq 1$  с хорошей точностью выполняется

$$\frac{6a^{2.4}}{1-a^3+6a^2} \cong a.$$

Выражение для оценки частоты пульсаций можно переписать в виде

$$\nu \cong a \sqrt{\frac{g}{2r_0}}, \text{ или, в условиях преобладания сил плавучести } (a \approx 0.5),$$

$$\nu \cong 0.5 \sqrt{\frac{g}{2r_0}}, \quad (\text{A.14})$$

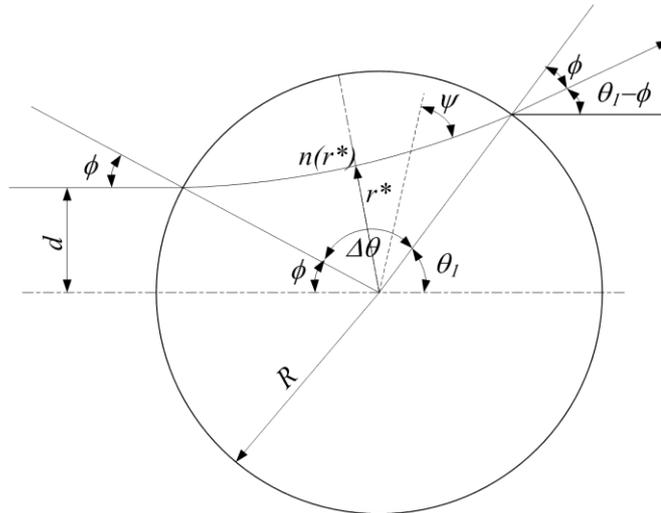
в котором под  $r_0$  следует понимать радиус границы стационарного конвективного факела, определяемый соотношениями (A.8), (A.9). Границей факела нужно считать границу горячего и холодного газа, на которой максимального значения достигает градиент плотности газа. Как было показано в [126, 127], где аналогичное выражение было получено менее строгим путем, выражение (A.14) совпадает с законом подобия для пламен над поверхностью жидкости, диффузионных пламен и пламен, горящих в смесях в условиях преобладания сил плавучести [131].

Следует отметить, что приведенное аналитическое рассмотрение процесса пульсации, кроме самого закона подобия (A.14) дает соотношения (A.8), (A.9) для вычисления  $r_0$  из полученных экспериментально временных последовательностей кадров скоростной теневой съемки пульсаций конвективного факела, которое сделано в разделе 3.2.

**Приложение Б. Анализ данных наблюдения пульсаций конвективного факела,  
полученных теневым методом**

На прямых теневых изображениях конвективного факела, таких как на Рис. 3.3, границы областей с градиентом коэффициента преломления отображаются в виде светлых линий. Можно установить соответствие между положением этих линий и изолиниям коэффициента преломления, или изотермами.

Для установления соответствия положения видимых границ на теневом изображении и физических характеристик градиентной среды рассмотрим прохождение параллельного пучка лучей через центрально симметричную среду радиусом  $R$ , коэффициент преломления которой плавно меняется с радиусом и при этом остается меньше коэффициента преломления окружающего газа.



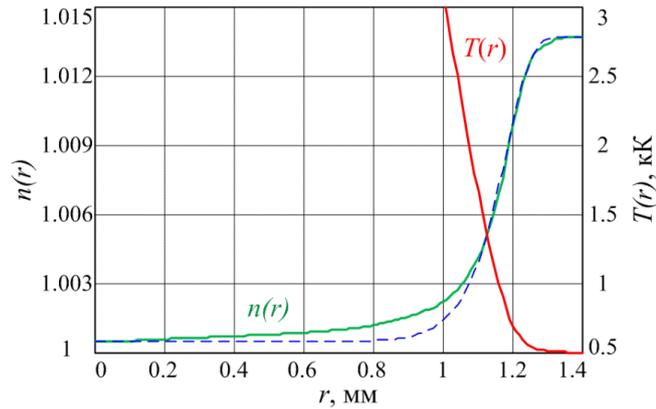
**Рис. Б.1** – Ход луча с прицельным параметром  $d$  в центрально- или осесимметричной градиентной среде радиусом  $R$  с коэффициентом преломления  $n(r)$ . Угол входа  $\phi$  таков, что  $\sin(\phi) = d/R$ .

Ход луча, входящего с прицельным параметром  $d$  в центрально симметричную градиентную среду с коэффициентом преломления  $n(r)$ , показан на Рис. Б.1. Поскольку среда симметрична, угол входа  $\phi$  равен углу выхода. Направление луча после прохождения градиентной среды определяется точкой выхода, которая, в свою очередь, задается углом  $\Delta\theta$  между точкой входа и точкой выхода. Этот угол можно найти, решив уравнение (Б.1) относительно  $(r^*/R)$  и вычислив интеграл (Б.2):

$$(r^*/R) = \frac{d(r^*/R)}{R \cdot n(r^*/R)} \quad (\text{Б.1})$$

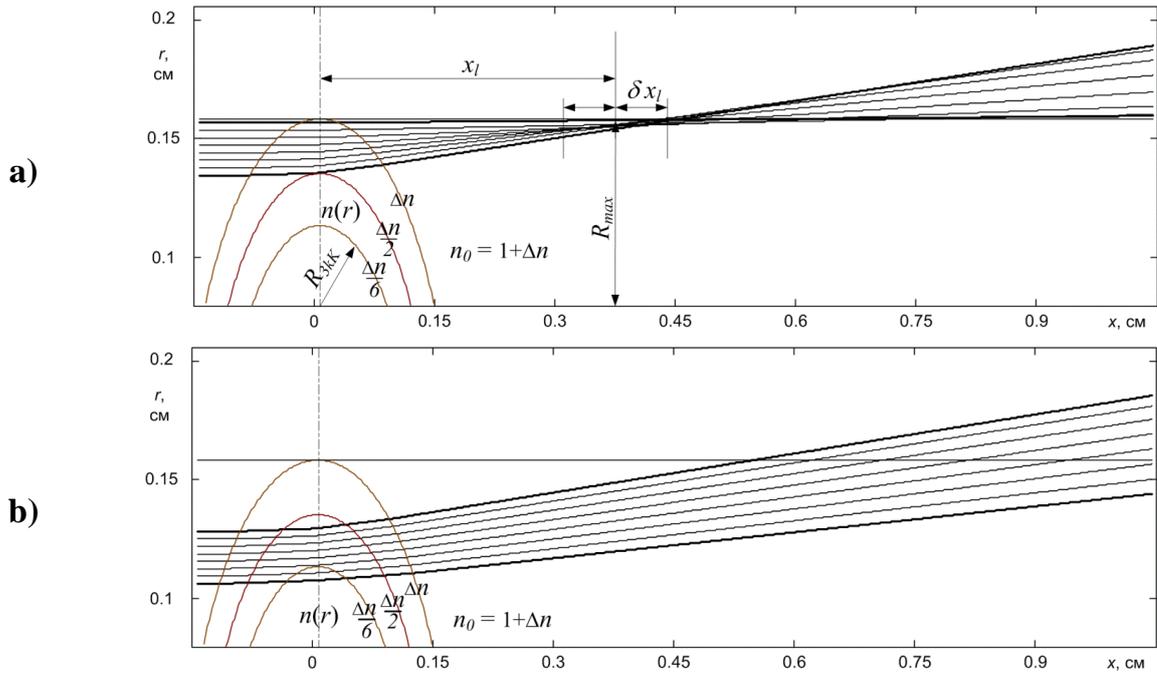
$$\Delta\theta = 2 \cdot \int_{(r^*/R)}^1 \frac{d(r/R)}{\frac{r}{R} \cdot \sqrt{n^2(r/R) \cdot \left(\frac{r}{R}\right)^2 - 1}} \quad (\text{Б.2})$$

Формулы взяты из статьи [133].



**Рис. Б.2** – Радиальное распределение температуры  $T(r)$  и коэффициента преломления  $n(r)$  в центральном горизонтальном сечении вокруг оптического разряда в ксеноне  $p = 36$  бар при температуре окружающего газа  $T_1 = 0.5$  кК. Пунктирная кривая – аппроксимация сигмной, дающая хорошее приближение  $n(r)$  в диапазоне  $T(r) = 0.5-1.5$  кК.

Следует подчеркнуть, что приведенные формулы имеют одинаковый вид как для центрально-симметричного, так и для осесимметричного распределения  $n(r)$ , то есть одинаково справедливы для случаев сферической и цилиндрической симметрии. Оба этих случая применимы для описания прохождения лучей через конвективный факел оптического разряда, головка которого в первом приближении может рассматриваться как градиентная среда полусферической симметрии, а верхняя часть как цилиндрическая градиентная среда.



**Рис. Б.3** а). Ход первоначально параллельных лучей после преломления на участке градиентной среды, где вторая производная коэффициента преломления отрицательна. Кривые слева показывают изолинии, соответствующие границе градиентной среды ( $n_0 = 1 + \Delta n$ ), изотерме 1 кК ( $n(r) = 1 + \Delta n/2$ ), изотерме 3 кК ( $n(r) = \Delta n/6$ ). Прочие обозначения такие же, как в Табл. Б.1. б). Ход первоначально параллельных лучей после преломления на участке градиентной среды, где вторая производная коэффициента преломления положительна. Прочие линии такие же, как на рис., а).

Пример необходимых для расчета данных о радиальном распределении коэффициента преломления при определенном давлении плазмообразующего газа, взятых из распределений температуры и плотности газа вокруг оптического разряда, полученных при численном моделировании в разделе 3.4, приведен на Рис. Б.2.

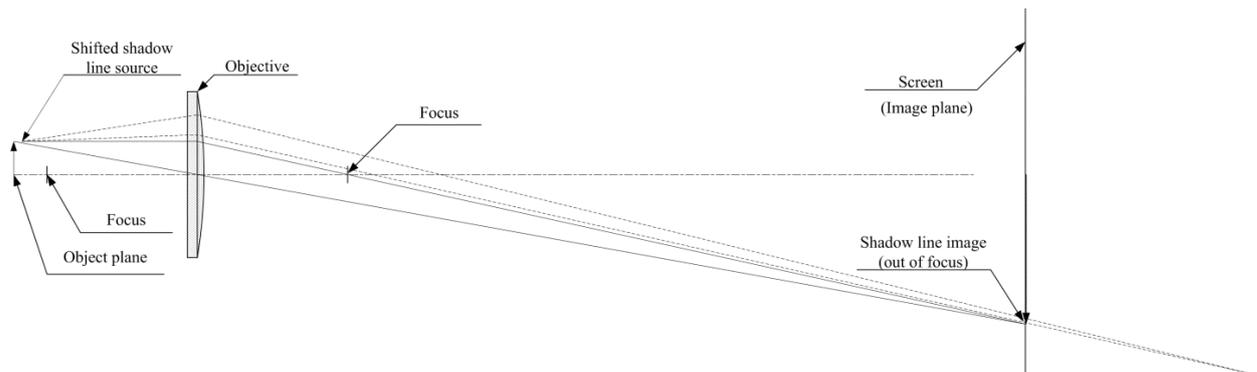
На Рис. Б.3, а, б показан ход лучей после преломления на различных участках градиентной среды, рассчитанный по формулам (Б.1), (Б.2). Рис. Б.3, а) показывает, что в диапазоне температур от 0.5 кК до 1 кК, в котором добавка коэффициента преломления  $\Delta n(r) = n(r) - 1$  снижается от  $\Delta n(R)$  до  $\Delta n(R)/2$ , а вторая производная  $n(r)'' < 0$ , первоначально параллельные лучи на определенном расстоянии  $x$  от центра градиентной среды сходятся вместе, образуя виртуальный излучатель.

При проецировании на экран с помощью объектива этот виртуальный излучатель дает изображение светлой линии, которая интерпретируется как теневое изображение границы конвективного факела. На Рис. Б.3, б) показан ход лучей, проходящих через среду, где  $n(r)'' > 0$ . Это область, в которой температура

газа меняется от 1 кК до 3 кК, а добавка коэффициента преломления падает от  $\Delta n(R)/2$  до  $\Delta n(R)/6$ . В этом случае зона пересечения выходящих лучей не локализована, противоположно случаю  $n(r)'' < 0$ , и яркая линия при проецировании не образуется. Аналогично ведут себя остальные лучи, входящие в градиентную среду с меньшим прицельным параметром.

Как видно из Рис. Б.3, а), положение виртуальной линии, образующейся в результате преломления, практически точно соответствует радиусу  $R$  градиентной среды, который, в свою очередь, соответствует изотерме 0.5 кК, с которой при приближении к центру начинается рост температуры и падение коэффициента преломления. Поскольку проходя через область  $n(r)'' < 0$ , имеющую толщину порядка 0.1 мм, лучи испытывают значительное преломление, при наблюдении ширен-изображения граница темной области будет расположена вблизи радиуса  $R$ .

При прямом теновом наблюдении, когда граница конвективного факела наблюдается в виде светлой линии, ее размер при проецировании на экран будет меняться из-за того, что источник ее излучения расположен на несколько миллиметров ближе к проекционному объективу, чем центр градиентной среды (Рис. Б.4).



**Рис. Б.4** – Схема проецирования теневого изображения на экран. Объектив для простоты представлен одной линзой.

В эксперименте при проецировании с увеличением 10х проекционный объектив настраивался так, чтобы на экране получалось увеличенное четкое изображение центра градиентной области, расположенной в центральной плоскости плазмы и инициирующих электродов. Известное расстояние между инициирующими электродами задавало точный масштаб увеличенного

изображения. При этом линия, обозначающая границу конвективного факела, отображалась на плоскости экрана не в фокусе, поскольку источник ее излучения был сдвинут ближе к объективу. При настройке объектива на четкое изображение линии не в фокусе оказывалось изображение электродов. В результате настройки на максимальное качество того и другого изображения плоскость фокуса оказывалась примерно посередине между плоскостью центра градиентной области и источником теневого изображения линии. Сдвиг положения линии, отображающей границу конвективного факела, и электродов, задающих масштаб, приводило к тому, что для определения соответствия линии определенной изотерме или изолинии коэффициента преломления, необходимо было учитывать поправку, которая зависела от давления и плотности газа в разрядном объеме, а также от радиуса самой градиентной области.

Анализ преломления лучей и последующего проецирования изображения на рассеивающий экран обратной проекции теневого прибора показал, что при низком давлении ксенона (20 бар) радиус изображения границы факела при проецировании уменьшается и примерно соответствует изотерме 1 кК с множителем 0.8-1.05 в зависимости от радиуса. С ростом давления разница положений центра градиентной области и виртуального источника, дающего в проекции линию границы, уменьшается. При этом множитель соответствия радиуса границы на изображении изотерме 1 кК увеличивается до 1-1.2 (50 бар), также в зависимости от радиуса. Полученные коэффициенты пересчета для различных давлений и радиусов конвективного факела приведены в Табл. Б.1. Эти эффекты учитываются в Главе 3 при количественной интерпретации теневых изображений.

Для получения представления о реальном соотношении размеров факела и его теневого изображения на основании результатов математического моделирования (раздел 3.4) были рассчитаны траектории лучей и определены радиусы теневых изображений для большего и меньшего размера конвективного факела в процессе пульсации. Полученные величины сопоставили с соответствующими радиусами изотермы 1 кК и определили отношение радиуса теневого изображения и радиуса изотермы 1 кК в зависимости от давления плазмообразующего газа ксенона. Результаты представлены в Табл. Б.1. В Табл. Б.1  $p_{\text{Xe}}$ , бар – давление плазмообразующего газа в замкнутом объеме,  $R_{\text{min}}$ ,  $R_{\text{max}}$ , мм – минимальный и

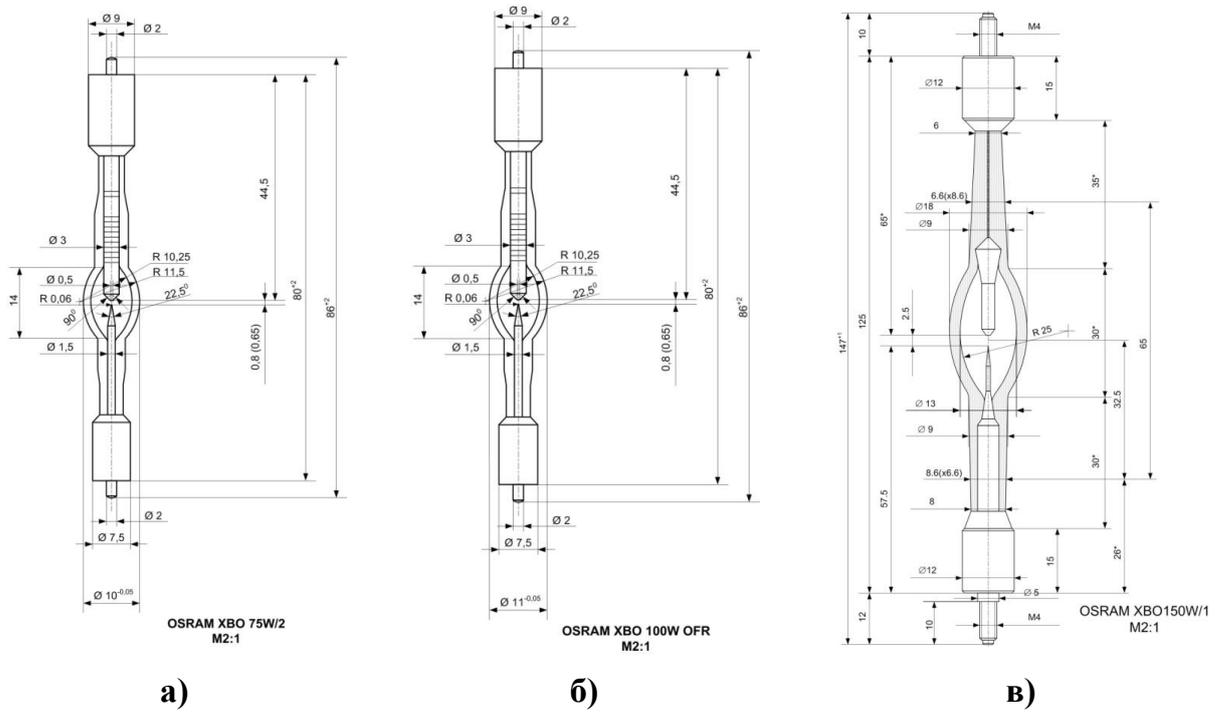
максимальный радиусы конвективного факела (по уровню 0.5 кК) при пульсации, измеренные в горизонтальном сечении от центра плазмы НОР.  $x_l$ , мм – расстояние от центральной оси факела до виртуальной линии, образующейся в результате рефракции параллельного пучка, как обозначено на Рис. Б.3, а).  $k_l$  – коэффициент изменения размера изображения при проецировании за счет сдвига на расстояние  $x_l$  от предметной плоскости к объективу.  $R_{im}$ , мм – радиус изображения границы факела, образуемого теневой линией, приведенный к масштабу предметной плоскости.  $R_{1кК}$ ,  $R_{3кК}$ , мм – расчетные радиусы изотерм 1 кК и 3 кК в предметной плоскости.  $R_{im}/R_{1кК}$  – отношение радиуса теневого изображения факела к радиусу изотермы 1 кК. Неопределенность представленных величин возникает из-за неопределенности точки фокусировки теневого линией после преломления в градиентной среде.

**Табл. Б.1** – Соотношение радиуса границы конвективного факела, определяемого по теневой картине, и радиуса изотермы 1 кК по результатам численного моделирования в зависимости от давления газа и размера конвективного факела.

$p_{Xe}$ , бар	$R_{min}$ , мм	$R_{max}$ , мм	$x_l$ , мм	$k_l$	$R_{im}$ , мм	$R_{3кК}$ , мм	$R_{1кК}$ , мм	$R_{im}/R_{1кК}$
21	-	1.8	7.1±1.1	0.74±0.04	1.325±0.065	1.3	1.6	0.83±0.05
	1.16	-	4.5±0.7	0.83±0.02	0.96±0.02	0.76	0.9	1.07±0.025
25	-	1.77	6.45±0.95	0.75±0.04	1.33±0.065	1.24	1.52	0.88±0.04
	0.95	-	2.85±0.55	0.89±0.025	0.85±0.03	0.7	0.81	1.05±0.04
36	-	1.57	3.8±0.7	0.85±0.02	1.33±0.03	1.13	1.37	0.97±0.025
	0.84	-	1.95±0.35	0.925±0.015	0.777±0.015	0.6	0.675	1.15±0.025
46	-	1.34	2.63±0.3	0.895±0.015	1.20±0.02	1.05	1.25	0.96±0.02
	0.73	-	1.38±0.23	0.95±0.01	0.69±0.01	0.53	0.61	1.14±0.02
60	-	1.21	1.43±0.28	0.945±0.015	1.14±0.02	0.96	1.13	1.01±0.02
	0.67	-	0.95±0.15	0.965±0.005	0.647±0.005	0.46	0.53	1.22±0.01

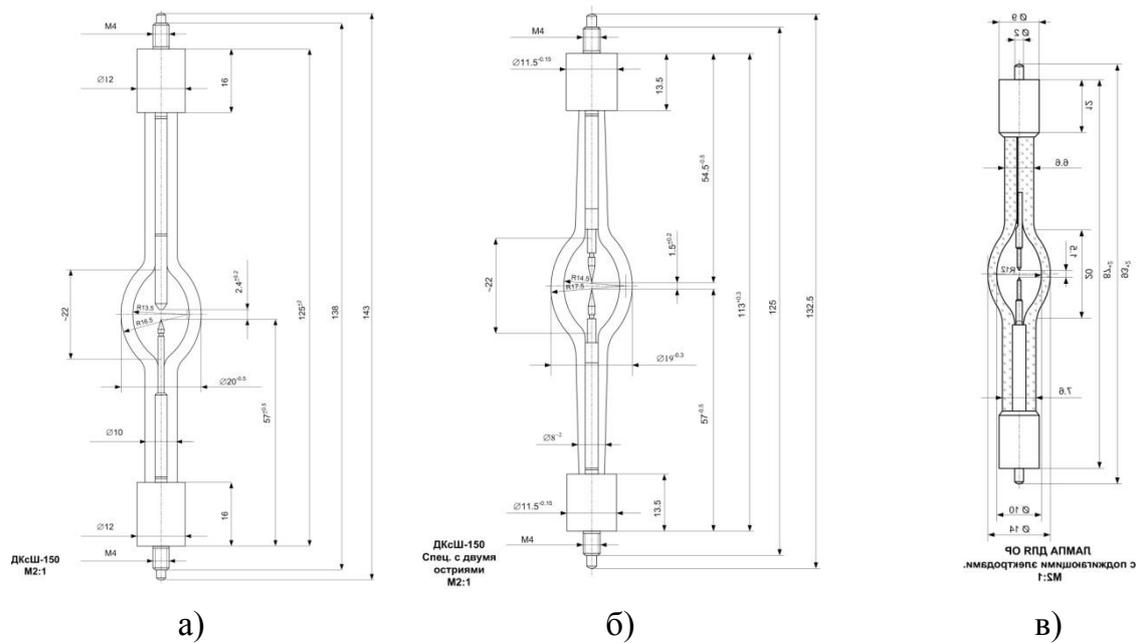
**Приложение В. Расчет энергетического баланса и рабочего давления в  
кварцевых лампах с ксеноновым наполнением, использовавшихся в  
экспериментах с ОР при различном давлении плазмообразующего газа**

1. Стандартные ксеноновые дуговые лампы типа OSRAM XBO мощностью 75, 100, 150 Вт.



**Рис. В.1** – Дуговые ксеноновые лампы высокого давления а) OSRAM XBO 75W, б) OSRAM XBO 100W, в) OSRAM XBO 150 W. Давление наполнения Хе, соответственно,  $p = 15, 14, 12$  бар.

2. Специальные лампы для ОР на основе конструкции и технологии ДКсШ-150 и ARC:



**Рис. В.2** – Ксеноновые лампы для ОР, спроектированные на основе ДКСШ-150,  $p = 12$  бар (а): б) спецлампа с одинаковыми инициирующими электродами и давлением наполнения 30 бар; в) спецлампа ARC с одинаковыми электродами, давление наполнения 15-16 бар.

3. Специальная ксеноновая лампа с трубчатой оболочкой из лейкосапфира с давлением наполнения 25 бар типоразмера лампы СПКс-500 [155]. Длина цилиндрического сапфирового окна 42 мм, диаметр внешний 18.6 мм, внутренний 15 мм. Межэлектродное расстояние 1.1 мм.



**Рис. В.3** – Короткодуговая ксеноновая лампа сверхвысокого давления СПКс-500 [155]

### Энергетический баланс НОР в ксеноне высокого давления

При поддержании НОР в схеме двух пересекающихся под углом 60 градусов сфокусированных лазерных пучков используется два диодных лазерных модуля ДЛМ-30 (PLD-33, PLD-40) мощностью 30 Вт каждый на длине волны 947 нм. С учетом отражения от фокусирующих линз и стенок колбы с ксеноном к области пересечения лучей вблизи фокуса приходит около 50 Вт мощности лазерного излучения. В зависимости от давления плазмообразующего газа в плазме

поглощается до 60% лазерного излучения, из которых до 60% излучается в виде широкополосного теплового излучения плазмы, причем доля поглощенной и излученной мощности с давлением увеличивается примерно в равной степени. Прощедшая через плазму непоглощенная доля мощности лазерного излучения, как и широкополосное излучение плазмы, сразу покидает разрядный объем, частично выходя через стенки камеры, частично поглощаясь в материале электродов и электродных узлов. Суммарно по радиационному каналу из 50 Вт входящего в плазму лазерного излучения выводится не менее 40 Вт. При большем давлении большая доля лазерного излучения поглощается, но большая и переизлучается. При уменьшении давления растет прозрачность плазмы для лазерного излучения и одновременно снижается доля радиационных потерь.

Таким образом, нагрев газа в колбе обеспечивается выделяющейся в виде тепла долей поглощенной лазерной мощности, составляющей в рассматриваемых условиях около 10 Вт или несколько меньше. Эта тепловая мощность отводится из небольшой разрядной области, в которой происходит поглощение лазерного излучения, за счет теплопроводности и конвекции. Ввиду высокой температуры и малых размеров плазмы критерий подобия Рэлея, характеризующий конвекцию внутри разрядного объема, велик. В этих условиях формируется узкий конвективный факел, выносящий горячий воздух из ближайших окрестностей плазмы к верхней стенке разрядного объема.

Этот факел склонен к пульсации с частотой несколько десятков герц, которая через пульсацию скорости конвективного потока вокруг плазмы передается плазме и выступает главной причиной регулярных пульсаций яркости и положения плазмы, отрицательно сказывающихся на стабильности источников излучения, использующих плазму НОР как тело свечения.

Нагретый газ, выносимый конвекцией на стенку колбы разрядного объема, нагревает колбу. С нагревом колбы нагревается в целом разрядный объем, что приводит к росту рабочего давления ксенона. Для вычисления величины рабочего давления и температуры газа рассматривается тепловой баланс разрядного объема с учетом охлаждения внешней стенки за счет конвекции в окружающем воздухе и теплового излучения.

### Закон теплопередачи Ньютона для вынужденной и естественной конвекции

Конвективная теплопередача между поверхностью твердого тела и газом или жидкостью происходит, когда газ или жидкость течет мимо твердой поверхности и температура среды отличается от температуры поверхности. Если поток среды обусловлен внешней силой, например, вентилятором, это вынужденная конвекция. Если поток вызван движением среды под действием сил плавучести, возникающих в поле силы тяжести, когда из-за разницы температур различается плотность в различных точках среды, то это естественная конвекция, которую также называют свободной или термогравитационной конвекцией.

Уравнение, которое широко используется для расчета теплопередачи как при вынужденной, так и при естественной конвекции - закон теплопередачи Ньютона:  $Q_1 = hA\Delta T$ , где  $Q_1$  – мощность теплопередачи между средой и поверхностью, Вт;  $A$  – площадь поверхности, находящейся в контакте со средой, м<sup>2</sup>;  $\Delta T$  – разница температур между средой и твердой поверхностью, градусов К;  $h$  – коэффициент конвективной теплопередачи, Вт/(м<sup>2</sup>К). Определение значения коэффициента теплопередачи является основной частью расчета конвективной теплопередачи.

### Числа Прандтля, Грасгофа, Рэлея и Нуссельта

Уравнения, используемые для расчета коэффициентов теплопередачи при естественной конвекции, основаны на соотношениях безразмерных чисел или параметров подобия. Безразмерные числа, обычно фигурирующие в соотношениях конвективной теплопередачи, это число Нуссельта, число Прандтля, число Грасгофа и число Рэлея. Формулы для чисел Нуссельта, Прандтля и Грасгофа ( $Nu$ ,  $Pr$  и  $Gr$ ) приведены ниже:

$$Nu = hD/k; Pr = \mu C_p/k; Gr = D^3 \rho^3 g \Delta T \beta / \mu^2$$

Число Рэлея

$$Ra = Gr Pr.$$

Ниже перечислены параметры, которые входят в эти безразмерные числа (единицы измерения даны в системе СИ):  $D$  – параметр характерной длины, м (например, диаметр для естественной конвекции от кругового цилиндра или сферы, или высота вертикальной пластины);  $\rho$  – плотность среды, кг/м<sup>3</sup>;  $\mu$  – вязкость среды в Н·с/м<sup>2</sup>;  $k$  – теплопроводность среды в Вт/(м·К);  $C_p$  – теплоемкость среды в Дж/(кг·К);  $g$  – ускорение свободного падения 9,81 м/с<sup>2</sup>;  $\beta$  – коэффициент

объемного расширения среды в 1/К;  $\Delta T$  - разница температур между твердой поверхностью и средой, К.

**Для теплообмена при естественной конвекции вокруг изотермической сферы**

$$Nu = 2 + 0.589Ra^{1/4} / (1 + (0.469Pr^{9/16}))^{4/9}, \text{ при } Ra \leq 10^{11}, Pr \geq 0.7$$

Все формулы для безразмерных чисел, представленные здесь, подробно описаны в [153]. Некоторые из них также рассматриваются в ссылке [154].

**Расчет излучательных потерь**

Для расчета излучательных потерь используется формула Стефана-Больцмана  $Q_2 = A\varepsilon\sigma T^4$ . Здесь  $T$  – температура поверхности в  $^{\circ}\text{K}$ ;  $A$  – площадь поверхности,  $\text{m}^2$ ;  $\sigma$  - постоянная Стефана-Больцмана,  $\text{Вт}/\text{m}^2\cdot\text{K}^4$ ;  $\varepsilon$  - коэффициент излучения или коэффициент серости (для стекла при не слишком высоких температурах  $T < 650 \text{ K}$ , при которых излучение происходит главным образом на длинах волн в области высокого поглощения стекла  $\lambda > 2.5 \text{ мкм}$ , принимаем  $\varepsilon = 0.92$ ).

**Мощность тепловых потерь с поверхности нагретой кварцевой сферы в воздухе**

Ниже в таблицах Табл. В.1 - Табл. В.3 приведены результаты расчета мощности тепловых потерь модельной кварцевой сферы  $Q = Q_1 + Q_2$  за счет конвекции  $Q_1$  и теплового излучения  $Q_2$  при трех различных температурах поверхности  $T$  от 500К до 600К в зависимости от диаметра сферы  $D$  от 10 до 20 мм в воздухе при атмосферном давлении и температуре 20  $^{\circ}\text{C}$ .

**Табл. В.1** – Расчет мощности тепловых потерь кварцевой сферы при температуре 500К

$D, \text{ мм}$	$Pr$	$Gr$	$Ra$	$Nu$	$h, \text{ Вт}/\text{m}^2\text{K}$	$A, \text{ см}^2$	$Q_1, \text{ Вт}$	$Q_2, \text{ Вт}$	$Q, \text{ Вт}$
10	0.689	7907	5444	5.89	19.6	3.14	1.28	1.03	2.3
11	0.689	10524	7246	6.17	18.7	3.8	1.47	1.24	2.7
14	0.689	21698	14940	7	16.7	6.16	2.13	2.01	4.1
18	0.689	46116	31753	8.04	14.9	10.2	3.14	3.33	6.5
20	0.689	63259	43557	8.54	14.2	12.6	3.69	4.11	7.8

**Табл. В.2** – Расчет мощности тепловых потерь кварцевой сферы при температуре 550К

$D$ , мм	$Pr$	$Gr$	$Ra$	$Nu$	$h$ , W/m <sup>2</sup> K	$A$ , см <sup>2</sup>	$Q_1$ , Вт	$Q_2$ , Вт	$Q$ , Вт
10	0.686	7478	5132	5.83	20.4	3.14	1.65	1.5	3.2
11	0.686	9953	6830	6.11	19.5	3.8	1.9	1.82	3.7
14	0.686	20512	14082	6.93	17.3	6.16	2.74	2.94	5.7
18	0.686	43615	29931	7.95	15.5	10.2	4.06	4.87	8.9
20	0.686	59828	41057	8.44	14.8	12.6	4.79	6.02	10.8

**Табл. В.3** – Мощность тепловых потерь кварцевой сферы при температуре 600К

$D$ , мм	$Pr$	$Gr$	$Ra$	$Nu$	$h$ , W/m <sup>2</sup> K	$A$ , см <sup>2</sup>	$Q_1$ , Вт	$Q_2$ , Вт	$Q$ , Вт
10	0.685	6920	4736	5.75	21.1	3.14	2.04	2.13	4.2
11	0.685	9210	6304	6.03	20.2	3.8	2.36	2.57	4.9
14	0.685	18989	12998	6.83	17.9	6.16	3.39	4.17	7.6
18	0.685	40359	27626	7.83	16	10.2	5.01	6.9	11.9
20	0.685	55362	37895	8.31	15.3	12.6	5.92	8.53	14.5

здесь  $Pr$ ,  $Gr$ ,  $Ra$  и  $Nu$  – числа Прандтля, Грасгофа, Релея и Нуссельта,  $h$  – коэффициент конвективной теплопередачи в формуле Ньютона,  $D$  – внешний диаметр сферы из кварцевого стекла,  $A$  – площадь поверхности сферы,  $Q_1$  – мощность конвективного теплоотвода,  $Q_2$  – мощность теплоотвода излучением,  $Q = Q_1 + Q_2$  – мощность суммарного теплоотвода от внешней поверхности сферы.

Ниже в Табл. В.4 и Табл. В.5 приведены результаты аналогичного расчета тепловой мощности и рабочего давления в используемых в экспериментах лампах в зависимости от заданной рабочей температуры.

Первая колонка – тип лампы; вторая колонка –  $V_i$ , внутренний объем эквивалентного сфероида; третья колонка –  $S$ , площадь внешней поверхности эквивалентного сфероида; четвертая колонка –  $R_{sp}$ , радиус сферы с той же площадью внешней (охлаждаемой) поверхности; колонки от пятой до десятой –  $W_T$ , Вт, мощность отводимая от внешней поверхности в зависимости от температуры  $T$ , °К (индекс); колонки от одиннадцатой до четырнадцатой –  $P_T$ , бар, давление в лампе в зависимости от температуры внешней поверхности  $T$ , °К (индекс).

**Табл. В.4** – Тепловые характеристики колб газоразрядных ламп с разрядным объемом более 1 см<sup>3</sup>.

Лампа	$V_i$ , см <sup>3</sup>	$S$ , см <sup>2</sup>	$R_{sp}$ , см	$W_{400K}$ , Вт	$W_{420K}$ , Вт	$W_{473K}$ , Вт	$W_{480K}$ , Вт	$W_{485K}$ , Вт	$W_{500K}$ , Вт	$P_{300K}$ , бар	$P_{400K}$ , бар	$P_{420K}$ , бар	$P_{500K}$ , бар
OSRAM 150W2	3.2	16.56	1.15	5.1	-	9.5	10	10.4	11.6	12.5	17.2		21.9
ДКсШ 30 бар	1.58	13.3	1.03		5.1	8.1			9.5	30	43.8	46.6	57.5
ДКСШ 150	1.6	13.3	1.03		5.1	8.1			9.5	13	18		22

**Табл. В.5** – Тепловые характеристики колб газоразрядных ламп с разрядным объемом менее 1 см<sup>3</sup>.

Лампа	$V_i$ , см <sup>3</sup>	$S$ , см <sup>2</sup>	$R_{sp}$ , см	$W_{500K}$ , Вт	$W_{550K}$ , Вт	$W_{573K}$ , Вт	$W_{600K}$ , Вт	$W_{650K}$ , Вт	$W_{673K}$ , Вт	$P_{300K}$ , бар	$P_{500K}$ , бар	$P_{580K}$ , бар	$P_{650K}$ , бар
OSRAM 75W2	0.41	4.57	0.6	4	5.3	6.1	7	9	9.8	15	26.6	31	35.1
OSRAM 100W2	0.53	5.12	0.64	4.3	5.1	6.6		9.8		14	24.7	29	32.5
ARC1	0.86	8	0.8	6.2	8.43	9.7	11.1			16	28	33.3	
ARC2	0.86	8	0.8	6.2	8.43	9.7	11.1			14	24.5	29.1	