

ООО «Научно-производственное предприятие «Мелитта»

На правах рукописи



Киреев Сергей Геннадьевич

**Разработка способов повышения эксплуатационных характеристик
импульсного ксенонового источника УФ-излучения для оптико-электронных
систем обеззараживания**

Специальность:

2.2.1 «Вакуумная и плазменная электроника»

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата технических наук

Научный руководитель
кандидат технических наук
Шашковский С.Г.

Фрязино – 2022

Оглавление

Введение.....	5
Глава 1 Научный анализ современного состояния исследований в области инициирования разряда. Формирование основных направлений исследования ...	13
1.1 Фотоиндуцированные процессы при УФ-воздействии в воздушной и водной средах.....	13
1.2 Научные достижения в изучении механизма пробоя газового промежутка	17
1.3 Особенности формирования сильноточного плазменного канала	22
1.4 Физико-химические процессы в плазме и на конструкционных элементах определяющие срок службы импульсной газоразрядной лампы.....	28
1.5 Факторы, определяющие КПД излучения и срок службы в УФ-диапазоне спектра.....	33
1.5.1 Методы повышения КПД излучения импульсной газоразрядной лампы в УФ-диапазоне спектра.....	33
1.5.2 Факторы, ограничивающие срок службы импульсных газоразрядных ламп	42
1.5.3 Формирование направлений исследования.....	55
Глава 2 Разработка методик и аппаратного обеспечения исследования импульсных ксеноновых ламп.....	57
2.1 Определение параметров межэлектродного промежутка импульсных ксеноновых ламп для дальнейших исследований	57
2.2 Экспериментальная установка и методики исследования электрических и излучательных параметров импульсных газоразрядных ламп	65
2.2.1 Методика калибровки фотоэлектрических приемников импульсного излучения	65
2.2.2 Методика измерения спектрально-энергетических характеристик импульсных газоразрядных ламп.....	70

2.2.3 Экспериментальная установка исследования излучательных и электрических характеристик газоразрядных импульсных ламп.....	77
2.2.4 Методика исследования азимутальной неравномерности оптической деградации колбы лампы и срока службы	81
2.3 Формирование направлений экспериментальных и расчетных исследований	82
Глава 3 Экспериментальное исследование процессов, определяющих срок службы импульсных газоразрядных ламп в УФ-области спектра.....	84
3.1 Исследование азимутальной неравномерности оптической деградации ограниченного стенкой импульсного газового разряда.....	84
3.2 Исследование влияния осесимметричной организация разряда на срок службы импульсных газоразрядных ламп.....	89
3.3 Влияние параметров разрядного контура на КПД излучения и срок службы импульсных газоразрядных ламп	93
3.4 Расчет термодинамических параметров плазмы импульсной газоразрядной лампы и температуры стенки.....	103
Глава 4 Конструкторские поисковые работы, направленные на увеличение срока службы и КПД излучения в УФ-диапазоне спектра.....	109
4.1 Оптимизация межэлектродного промежутка с целью увеличения срока службы и КПД излучения в УФ-диапазоне спектра	109
4.2 Импульсная газоразрядная лампа с двойной оболочкой	113
4.3 Импульсная газоразрядная трехэлектродная лампа со свободно расширяющимся плазменным каналом	117
4.3.1 Экспериментальный стенд исследования радиационных и электротехнических характеристик газоразрядных ламп со свободно расширяющимся плазменным каналом	117
4.3.2 Электротехнические и радиационные характеристики импульсных газоразрядных ламп со свободно расширяющимся плазменным каналом.....	120

Глава 5 Импульсные газоразрядные лампы в составе оптико-электронных устройств УФ-излучения	145
5.1 Оптимизационная модель обеззараживания помещений излучателями открытого типа	145
5.2 Исследование активности импульсного излучения сплошного спектра в отношении микробиологической нагрузки	154
5.2.1 Обеззараживание воздуха	155
5.2.2 Обеззараживание поверхностей	157
5.3 Исследование совместного действия импульсного УФ-излучения сплошного спектра и паров спирта на микробиологическую нагрузку в рамках проекта «Экзомарс».....	162
Основные выводы и результаты работы.....	169
Список литературы	171
Приложение 1. Личный вклад автора в получение научных результатов для публикаций по теме диссертации	186
Приложение 2. Акт внедрения результатов диссертации.....	190

Введение

В современной плазменной электронике решение вопросов инициирования разряда является одним из приоритетных направлений исследований, так как процессы ионизации плазмообразующей среды определяют время готовности, эксплуатационные параметры, срок службы газоразрядных приборов. Сегодня особенно остро данная проблема встала в области оптико-электронных систем обеззараживания объектов (ОЭСО), в которых в качестве источника излучения в УФ-спектральном диапазоне применяется импульсный ксеноновый разряд, ограниченный кварцевой оболочкой (газоразрядная лампа). Сложность заключается в том, что наиболее широко применяемые способы инициирования разряда (внешнее зажигание, последовательный пробой) из-за своей схемной и конструкторской реализации оказывают определенное влияние на формирование плазменного канала, а именно, приводят к смещению высокотемпературного разрядного столба к стенке, увеличивают временной интервал достижения квазистационарного состояния плазмы, способствуют потерям электрической мощности в элементах разрядного контура и т.д. В результате под воздействием указанных процессов происходит изменение прочностных и оптических свойств кварцевой оболочки (кристаллизация стекла, появление налетов и т.д.), снижение КПД излучения в УФ-области спектра, и как следствие уменьшение срока службы импульсной лампы. При этом, для увеличения КПД излучения в УФ-области необходимо повышать скорость ввода электрической энергии разряда, что приводит к усилению негативного воздействия указанных процессов.

Вопросы влияния способа инициирования разряда на электрические параметры и характеристики излучения импульсной ксеноновой газоразрядной лампы описаны в незначительном количестве научных работ. При этом большинство выполненных исследований посвящено изучению влияния способов инициирования разряда на КПД излучения в видимом или ближнем инфракрасном диапазонах. До настоящего времени за решение задач, направленных на выявление связи энергетических характеристик излучения в спектральном диапазоне 200-300 нм со способом формирования плазменного канала, научные специалисты не

брались по нескольким причинам. Во-первых, отсутствовала потребность в источниках УФ-излучения в спектральном диапазоне 200-300 нм мощностью 200 Вт и выше. Во-вторых, использование в качестве материала оболочки оптически прозрачного кварца приводило к возникновению обратимой непрозрачности с запиранием части УФ-излучения или к быстрому выходу из строя газоразрядной лампы по причине взрыва или снижения излучательных характеристик.

В итоге, разработка новых конструктивных решений ксеноновой газоразрядной лампы во взаимосвязи с технической реализацией перспективных способов инициирования разряда, направленных на повышение КПД и срока службы импульсного источника УФ излучения в спектральном диапазоне 200-300 нм, является, несомненно, актуальной и практически значимой задачей.

Цели и задачи

Целью диссертационной работы является повышение КПД излучения и срока службы импульсных газоразрядных ксеноновых ламп в спектральном диапазоне 200-300 нм для оптико-электронных систем обеззараживания.

Для достижения поставленной цели необходимо решить следующие задачи:

1. Провести научно-технический анализ современных способов инициирования импульсных разрядов в инертных газах и выявить теоретические предпосылки повышения эксплуатационных характеристик, определить новые конструктивные и схемные технические решения, направленные на повышение КПД и срока службы импульсных ксеноновых газоразрядных ламп.

2. Разработать универсальные источники питания и методики спектрально-энергетических измерений ультрафиолетового излучения и создать аппаратно-программный измерительный комплекс для исследования электрических параметров импульсных газоразрядных ламп и радиационных характеристик в диапазоне длин волн 200-300 нм.

3. Провести экспериментальные исследования влияния различных способов инициирования разряда и параметров разрядного контура с целью получения

максимальных КПД и срока службы импульсных ксеноновых газоразрядных ламп высокой яркости с цилиндрической и шаровой формами оболочек.

4. Провести конструкторские работы, направленные на увеличение КПД излучения и срока службы импульсных газоразрядных ламп в УФ-области спектра.

5. Разработать рекомендации по реализации разработанных научно-технических решений в серийно выпускаемых изделиях и провести испытания импульсных ксеноновых ламп в составе оптико-электронных систем обеззараживания воздуха и поверхностей. Определить влияние разработанных научно-технических решений на биоцидную эффективность ОЭСО в целом.

Научная новизна

Научная новизна заключается в том, что впервые для импульсных ксеноновых ламп:

1. Установлена азимутальная неравномерность процессов деградации внутренней поверхности разрядной трубки, обусловленная пристеночным формированием плазменного канала при последовательном способе инициирования разряда, приводящая к снижению срока службы в спектральном диапазоне 200-300 нм.

2. Разработан способ осесимметричного инициирования импульсного плазменного канала, основанный на формировании сильноточной стадии разряда из контрагированного слаботочного вспомогательного разряда постоянного тока, который в отличие от последовательного и внешнего способов инициирования разряда позволил снизить процессы эрозии кварцевой оболочки в течение срока службы импульсного источника УФ-излучения.

3. Создана методика измерения характеристик излучения, построенная на совместной регистрации спектральных и энергетических характеристик импульсного ксенонового разряда и позволяющая ликвидировать имеющийся пробел в метрологии излучения в узком диапазоне длин волн 200-300 нм.

4. Разработана конструкция импульсного источника УФ-излучения с размещением в разрядном объеме дополнительной оболочки из сапфира,

обладающей большей термической и химической стойкостью, чем у кварца, что обеспечило рост КПД в спектральном диапазоне 200-300 нм до 15 % за счет снижения кристаллизации колбы и эффекта оптического запираания УФ-излучения.

5. Предложенный принцип инициирования разряда, основанный на введении дополнительного электрода в межэлектродный промежуток, что за счет снижения омических потерь и индуктивности разрядного контура позволило повысить энерговыход в плазменную дугу неограниченного свободно расширяющегося разряда до 90 %.

Научная и практическая значимости работы

Научная ценность состоит в том, что комплекс представленных результатов, научных положений и выводов диссертационной работы, полученных при исследовании механизмов инициирования разряда, способов повышения КПД и срока службы источников излучения, способствует выявлению новых знаний в области газового разряда и служит базой для проектирования других типов газоразрядных источников некогерентного излучения в широком оптическом диапазоне, предназначенных для использования в различных областях плазменной электроники, квантовой электроники и светотехнике.

Практическую значимость представляют собой:

1. Способ осесимметричного инициирования плазменного канала, позволяющий при пиковой объемной электрической мощности 210 кВт/см^3 увеличить излучательную наработку импульсной трубчатой ксеноновой лампы в спектральном диапазоне 200-300 нм более чем в 10 раз в сравнении с лучшими серийно выпускаемыми образцами газоразрядных источников УФ-излучения данного класса.

2. Разработанные технические решения, которые при осесимметричном инициировании разряда и пиковой объемной электрической мощности 400 кВт/см^3 позволили увеличить срок службы импульсной ксеноновой газоразрядной лампы более чем в 50 раз до 36 млн. импульсов.

3. Результаты исследований по повышению эффективности УФ-излучения ксенонового разряда за счет сужения диаметра плазменного канала до 3 мм, обеспечившие при пиковой объемной электрической мощности 770 кВт/см^3 КПД излучения в спектральном диапазоне 200-300 нм равный 12 % при сроке службы 246 млн. импульсов.

4. Новый принцип повышения эксплуатационных характеристик источника УФ-излучения посредством применения в конструкции импульсной газоразрядной лампы системы из сапфировой и кварцевой оболочек, ограничивающих ксеноновый разряд, что позволило при пиковой объемной электрической мощности $1,3 \text{ МВт/см}^3$ достичь КПД излучения 15 % в спектральном диапазоне 200-300 нм.

5. Результаты исследований, показавшие, что введение в разрядный промежуток короткодуговой ксеноновой лампы с межэлектродным промежутком 6 мм и давлением наполнения 6,5 атм электрода поджига позволяет достичь КПД излучения 5,4 % в спектральном диапазоне 250-290 нм при заряде рабочей емкости 2 мкФ до напряжения 1 кВ.

Практическая полученных в диссертации подтверждается актами внедрения результатов работы в производстве импульсных УФ-установок ООО «НПП «Мелитта» (г. Москва), научно-производственного центра «Лазеры и аппаратура ТМ» (г. Москва, Зеленоград), ОКБ «Булат» (г. Москва, Зеленоград), ООО «МЭЛЗ ФЭУ» (г. Москва, Зеленоград).

Методология и методы исследования

В работе использован комплексный подход к проведению исследований, включающий физические эксперименты и анализ полученных результатов, аналитические расчеты, построение качественных моделей и выполнение на их основе численного моделирования параметров газоразрядной лампы, исследование экспериментальных образцов на разработанном аппаратно-программном измерительном комплексе. Для изучения электрических характеристик газового разряда применялся калиброванный коаксиальный шунт SDN-001,

компенсированный делитель напряжения Pintek HVP-39Pro с наносекундным временным разрешением. При исследовании спектрально-энергетических характеристик излучения использовались спектрометр AvaSpec-ULS2048-USB2, совмещенный с фотодиодом SGlux SG01D-C18, и пироэлектрический приемник излучения Ophir PE50BB-DIF. Все измерительные приборы, применяемые в экспериментах, прошли аттестацию в установленном порядке. Некоторые результаты исследований получены по методикам и на экспериментальной базе научно-исследовательских институтов АО «НИИ «Элпа», АО «НИИ «ЗЕНИТ», ОАО «Специальное конструкторское технологическое бюро «Ксенон», при непосредственном участии автора диссертации. Испытания газоразрядных ламп в составе ОЭСО выполнялись в аккредитованных НИИ с использованием стандартизированных методик оценки биоцидной эффективности.

Научные положения, выносимые на защиту

1. Показано, что при осесимметричном способе инициирования импульсного дугового разряда в ксеноне и пиковой объемной электрической мощности 400 кВт/см^3 срок службы импульсной газоразрядной лампы составил 36 млн. импульсов при КПД излучения 8,4 % в спектральном диапазоне 200-300 нм.
2. Выявлено, что при снижении диаметра ксенонового плазменного канала до 3 мм и увеличении пиковой объемной мощности до 770 кВт/см^3 срок службы достигает 246 млн импульсов при КПД излучения 12 % в спектральном диапазоне 200-300 нм.
3. Установлено, что использование системы из сапфировой и кварцевой оболочек позволяет поднять пиковую объемную электрическую мощность импульсного дугового разряда до $1,3 \text{ МВт/см}^3$ и достигнуть КПД излучения 15 % в спектральном диапазоне 200-300 нм.
4. Выявлено, что введение в разрядный промежуток короткодуговой импульсной газоразрядной лампы электрода зажигания за счет снижения активно-индуктивных потерь в разрядном контуре позволило достичь уровня энерговклада в плазму 92 % и КПД излучения в спектральном диапазоне 250-290 нм – 5,4 %.

Достоверность и обоснованность результатов

Достоверность результатов подтверждается:

- систематическим характером экспериментальных исследований на аттестованном оборудовании с использованием современных высокоточных средств измерений, калиброванных в аккредитованных поверительных центрах;
- применением современных компьютеризированных методов;
- хорошим совпадением полученных различными методами экспериментальных данных и удовлетворительным их согласованием с расчетно-аналитическими моделями, как в качественном, так и в количественном отношении;
- воспроизводимостью полученных на экспериментальном аппаратно-программном измерительном комплексе параметров импульсной ксеноновой лампы с результатами исследований в составе ОЭСО в различных аккредитованных центрах по определению биоцидной эффективности изделий;
- удовлетворительным совпадением полученных результатов с экспериментальными данными других исследователей, опубликованных в рецензируемых научных изданиях.

Личный вклад автора

Личный вклад автора заключается в:

- постановке задач, теоретической трактовке результатов исследований, обобщении полученных экспериментальных и расчетных данных, выработке выводов по проделанной работе, формулировании научных положений, выносимых на защиту;
- разработке стендового оборудования, методик измерения спектрально-энергетических и электротехнических характеристик импульсных источников УФ-излучения и способов калибровки применяемых фотоэлектрических приемников;

- непосредственном участии в экспериментальных исследованиях энергоэффективных, радиационных характеристик импульсных газоразрядных ламп и ресурсных испытаниях в составе ОЭСО;
- непосредственном участии в разработке конструкции импульсной ксеноновой лампы с двойной оболочкой;
- в разработке модели расчета параметров импульсных ксеноновых ламп для ОЭСО.

Фамилии соавторов, принимавших участие в отдельных направлениях исследований, указаны в списке основных публикаций по теме диссертации.

Апробация работы

Основные результаты диссертационной работы докладывались и обсуждались на следующих международных и всероссийских конференциях: XI Международной конференции по фотонике и информационной оптике, 14th international conference on «Gas discharge plasmas and their applications» (Tomsk, 2019), XVI Международная научно-практическая конференция «Электронные средства и системы управления» (г. Томск, 2020 г.), Научно-практическая конференция «Физико-технические интеллектуальные системы ФТИС-2022» (Москва, 2022), 11 Международная научно-практическая конференция «Перспективное развитие науки, техники и технологий МТО-603» (Курск, 2021), 17 международная научно-практическая конференция «Электронные средства и системы управления (Г. Томск, 2021), Международная конференция «Инженерные исследования-2021» (Москва, 2021), IX международный симпозиум по радиационной плазмодинамике (г. Звенигород, 2012 г.), 8th international workshop and summer school on plasma physics (г. Китен, Болгария, 2018 г.), Международная конференция «2019 IUVA World Congress» (г. Сидней, Австралия, 2019 г.), The Seventh Moscow Solar System Symposium (г. Москва, 2016) на 14 научных семинарах и совещаниях в МГТУ им. Н.Э. Баумана, НПЦ «Лазеры и аппаратура ТМ», ОКБ «Булат», АО «СКБ «ЗЕНИТ», АО СКТБ «Ксенон», ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН.

Глава 1 Научный анализ современного состояния исследований в области инициирования разряда. Формирование основных направлений исследования

При создании оптико-электронных систем УФ-обеззараживания остро встает проблема разработки конструкции и изучения условий электрического питания импульсных ламп, рассчитанных на высокие энергии вспышек при обеспечении максимально возможного срока службы. Существующие на сегодня импульсные лампы, не могут обеспечить в полной мере указанные требования, так как обладают низкой надежностью при работе в режимах коротких длительностей и высоких плотностей тока разряда. Глава посвящена последовательному научно-техническому анализу современных достижений в исследованиях механизма пробоя, формирования плазменного канала, деградиационных процессов в оболочке, ограничивающей разряд, и на основе полученных данных формировании цели диссертационного исследования.

1.1 Фотоиндуцированные процессы при УФ-воздействии в воздушной и водной средах

В настоящее время оптико-электронные системы на основе газоразрядных источников УФ-излучения широко используются в микроэлектронике, экологии, сельском хозяйстве [1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8]. В связи с сложной эпидемической ситуацией в последние годы наибольшее развитие получили УФ-технологии в сфере обеззараживания поверхностей и воздуха в помещениях медицинского профиля [9, 10, 11, 12].

Все механизмы воздействия УФ-излучения на клетку до конца не исследованы, однако характер спектра поглощения общий для большинства микроорганизмов: ярко выраженный максимум в спектральном диапазоне 260-270 нм и монотонное падение чувствительности до незначительных уровней на 300 нм, минимум в районе 230-240 нм и последующий рост чувствительности к границе пропускания УФ-излучения воздухом (≈ 200 нм) (Рисунок 1 – Рисунок 2)

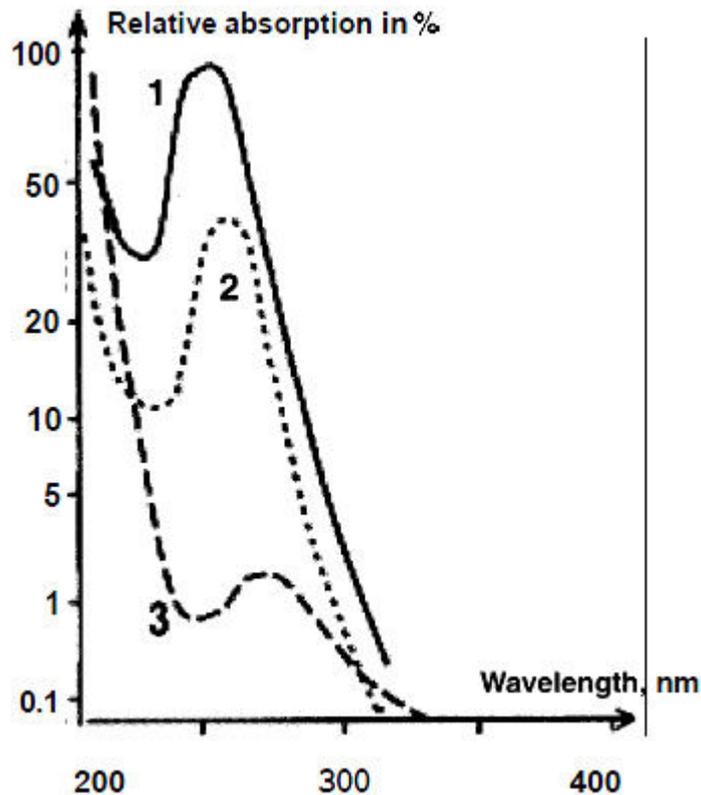


Рисунок 1 – спектры поглощения и действия согласно [13]

1 – Поглощение ДНК (та же форма для поглощения нуклеиновых кислот и РНК. Такая же форма $\times 0,25$ для спектра действия); 2 – Поглощение фагом Т4 (та же форма $\times 0,45$ для спектра действия); 3 – Поглощение протеином

По характеру фотоиндуцированных повреждений в клетке спектр действия можно условно разделить на 2 участка: участок длинноволновой области УФ-С диапазона (235-300 нм) и участок коротковолновой области (190-235 нм). При облучении клетки длинноволновой частью УФ-С диапазона происходит повреждение структуры нуклеиновых кислот. Многочисленные исследования с монохроматическим излучением ртутьсодержащих ламп показали, что результатом облучения является димеризация пиримидинового основания тимина [3], [14].

При увеличении энергии фотонов (190-235 нм) пороговые дозы для обеззараживания, в основном, снижаются [15, 16], что связано с изменением структур клетки, поглощающих излучение. Коротковолновое УФ-С излучение оказывает деструктивное влияние на клетки посредством: фотогидратации

пиримидиновых оснований [17], фотоинактивации белков, образования межмолекулярных сшивок типа ДНК-белок, ДНК-ДНК [18], разрыва межбелковых связей.

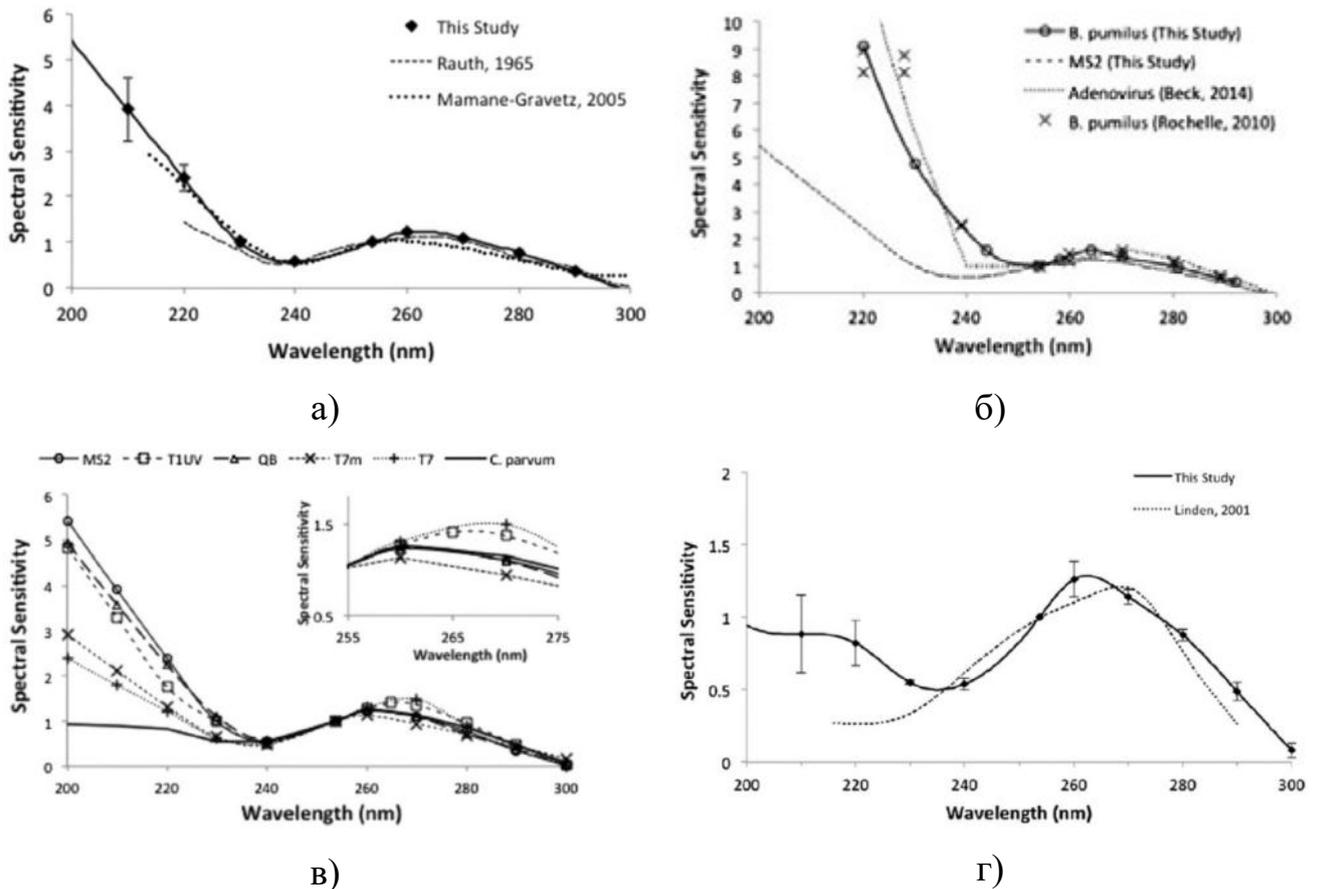


Рисунок 2 – относительная спектральная чувствительность различных микроорганизмов к УФ-излучению [2]

а) *MS2* колифаг; б) *Bacillus pumilus*, в) *MS2* колифаг, *T1UV* колифаг, *Q Beta* колифаг, *T7M* и *T7* колифаги, *Cryptosporidium parvum*; г) *Cryptosporidium parvum*

Излучение с длиной волны выше 300 нм не поглощается непосредственно ДНК, однако существует ряд работ, свидетельствующих о возможности применения излучения УФА и видимого диапазонов с целью обеззараживания [15], [19, 20, 21]. Основные механизмы повреждения при таком облучении: образование пиримидиновых димеров, происходящее, видимо, за счет фотосенсибилизированных реакций, и повреждение мембраны. Однако по

сравнению с излучением в УФ-С диапазоне требуются дозы на несколько порядков выше.

Другой распространенной сферой применения является использование газоразрядных источников УФ-излучения в проточных системах не только для обеззараживания, но и для инициирования различных фотохимических процессов. Использование УФ-излучения в качестве инструмента для фотолитического разложения загрязнителя, при котором происходит поглощение фотона молекулой с образованием возбужденного состояния и последующим разрывом химических связей, является нерациональным ввиду низкого квантового выхода реакций [22, 6]. Кроме того, спектр поглощения некоторых загрязнителей лежит в коротковолновом спектральном диапазоне 195-230 нм (три- и тетрахлорэтилен [6, 23], 1,4-диоксан, метил трет-бутиловый эфир [4]) источников излучения в котором немного, а эффективность преобразования электрической энергии в излучательную не превышает 12 %.

В последнее время для удаления из обрабатываемой воды продуктов нефтеперерабатывающей и фармакологической промышленности, поверхностно-активных веществ, красителей и других загрязнителей широкое распространение получили АОП-технологии (Advanced Oxidation Process) [4, 24], позволяющие добиться глубокой степени очистки за счет генерации короткоживущих радикалов с высоким окислительным потенциалом. В таких технологиях УФ-излучение используется в качестве инструмента получения радикалов из таких окислителей, как пероксид водорода и озон, или в качестве инструмента ускорения восстановления окислителя Fe(II) до Fe(III) в процессе «Фото-Фентон».

В отличие от гомогенной реакции «Фото-Фентон», используемой преимущественно при обработке воды, гетерогенный фотокатализ используется также для обработки воздушных потоков. Суть технологии заключается в облучении полупроводника фотонами света с энергией не меньшей ширины запрещенной зоны с образованием реакционноспособной пары электрон-дырка. Достигающие поверхности электроны и дырки вступают в реакцию с кислородом или водой с образованием частиц O^- и $\bullet OH$, которые способны окислять не только

органические соединения, но и вирусы и бактерии. В качестве материала фотокатализатора благодаря своей большей эффективности и временной стабильности, в основном, используют TiO_2 с шириной запрещенной зоны ≈ 3.2 эВ, что эквивалентно квантам света и длиной волны менее 390 нм [25].

Среди источников УФ-излучения газоразрядные импульсные лампы обладают рядом особенностей, позволяющим их использование практически в любой из перечисленных областей: сплошной спектр в диапазоне длин волн от УФ до ближнего ИК-диапазонов, высокая интенсивность излучения, мгновенный выход на рабочий режим.

1.2 Научные достижения в изучении механизма пробоя газового промежутка

Исходное состояние межэлектродного промежутка импульсной лампы характеризуется высоким сопротивлением, резкое снижение которого происходит при приложении к электродам лампы высокого напряжения. В основном виды пробоя разделялись на группы в зависимости величины и типа прикладываемого напряжения [26], однако применительно к данной работе целесообразнее их разделить следующим образом:

1. Самопробой. Произвольное возникновение электрического разряда при приложении к электродам газоразрядной лампы рабочего напряжения от накопительного конденсатора [26, 27]. Данный механизм формирования плазменного канала сегодня используется довольно редко, так как требует приложения высокого напряжения, в основном, избыточного для решаемой прикладной задачи.
2. Внешний поджиг. Зажигание лампы посредством внешнего размещенного на поверхности оболочки электрода, обеспечивающего предварительную ионизацию наполняющего лампу газа, необходимую для возникновения самостоятельного разряда [26, 28, 29, 30].

3. Внутренний поджиг. Пробой разрядного промежутка лампы с помощью последовательно или параллельно соединенного с ней высоковольтного импульсного трансформатора (внутренний поджиг) [26, 28, 29, 30].
4. Режим вспомогательного разряда (дежурной дуги), поддерживающий непрерывное «горение» слаботоочного плазменного канала, в котором начинается форсированная ионизация при разряде накопительного конденсатора [26, 28, 29, 30]. Первичный пробой разрядного промежутка газоразрядной лампы в данном случае выполняется обычно с использованием внешнего или внутреннего поджигов.

При приложении напряжения к электродам происходит таунсендовское раскачивание электронных лавин и формирование плоского положительного объемного заряда, который повышает напряжение электрического поля в прикатодной области и приводит к росту числа электронов в головке лавины. Затем в прикатодной зоне повышенного перенапряжения происходит переход в стримерную стадию пробоя и замыканием им межэлектродного промежутка. При определенном значении напряжения пробой газового промежутка может начаться сразу с развития стримера, что будет характеризоваться следующими особенностями:

- время формирования пробоя приблизительно равным времени пролеты промежутка одной электронной лавиной;
- зависимость времени формирования от перенапряжения содержит излом, связанный с переходом к новому механизму формирования;
- область зарождения стримера перемещается к аноду;
- с осциллограмм разности потенциалов между электродами исчезает ступенька, связанная с фазой диффузного разряда [26].

Стримеру характерна резкая граница между областями проводящего и непроводящего газов, что связано с нагревом области с наибольшей проводимостью газа за счет однородного в межэлектродном промежутке электрического поля. Так как рост проводимости характеризуется увеличением температуры в центре стримера возникает лавинообразный рост обоих параметров,

предел которого обусловлен значительными градиентами по радиусу канала. Градиенты давления приводят к газодинамическому расширению токопроводящего канала [31].

Данное описание развития стримерного разряда будет неполным без описания влияния на него схемы инициирования разряда. Так, при внешнем инициировании разряда, стример повторяет форму электрода зажигания. В работе [32] при помощи фоторегистратора СФР-2М показано, что на начальной стадии разряд представляет собой прижатую к внутренней поверхности разрядной трубки ленту, повторяющую форму электрода поджига – спирали. Расширение такого разряда в радиальном направлении происходит от стенок к центру и не приводит к заполнению газоразрядной области.

Инициирование разряда самопробоем приводит к проявлению многоканального механизма пробоя межэлектродного промежутка, при котором исходные разрядные каналы располагаются на внутренней поверхности трубки [27]. Заполнение газоразрядной полости лампы идет по пути расширения плазмы от периферийных областей к оси.

При внутреннем поджиге разряд имеет одноканальный характер развития и произвольное направление вдоль стенки разрядной трубки. Расширение разряда при этом идет аналогично варианту с внешним инициированием.

Режим вспомогательного разряда по сути является добавлением промежуточной стадии поддержания слаботоочного разряда между этапами инициирования и основного разряда. Его особенностью является симметричное расположение по оси лампы. Дальнейшее расширение плазменного канала при разряде основного конденсатора происходит симметрично от оси к стенкам.

Таким образом, плазменный канал при каждом конкретном виде инициирования разряда имеет свое пространственное расположение и, как следствие, в различной степени воздействует на ограничивающую его кварцевую стенку. Авторы работы [33] при помощи магнитооптического затвора и камеры были получены фотографии развития разряда с коротким временем выдержки. На примере U-образной лампы показано развитие разряда вдоль внешнего электрода

инициирования и недозаполнение разрядной трубки с противоположной электроду стороны (Рисунок 3).

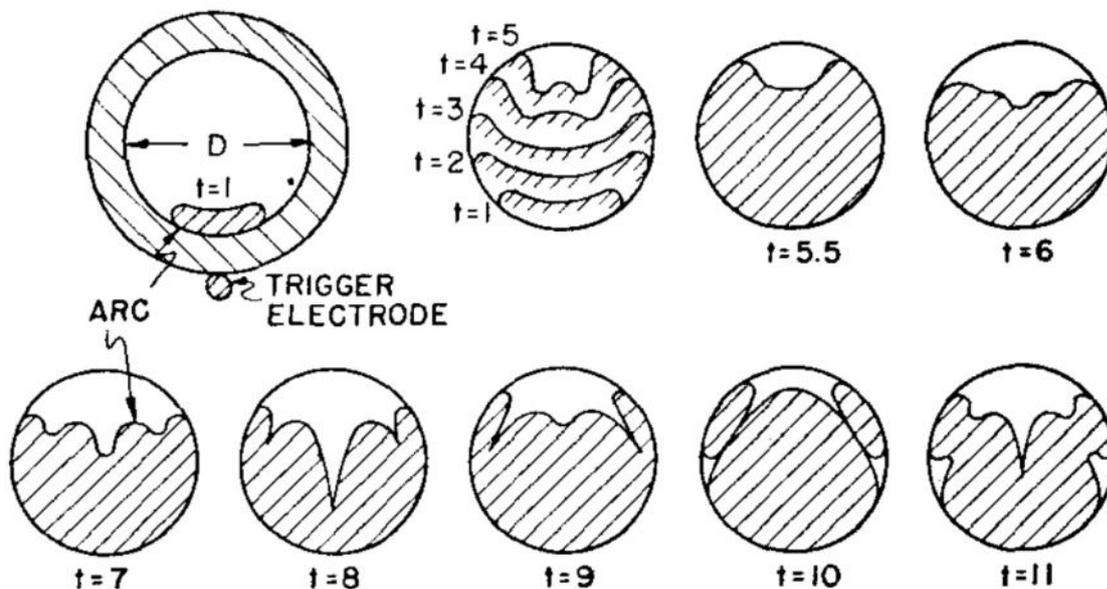


Рисунок 3 – Схематичное изображение динамики развития разряда в лампе.

Диаметр лампы около 3,5 мм. t – время в мкс [33]

В работе [34] при помощи совместной регистрации оптических параметров плазменного канала скоростной камерой СФР-2М с магнитооптическим затвором и фотоэлектрическим устройством на основе монохроматора и фотоумножителя получен временной ход распределения яркости по поперечному сечению трубки лампы. Результаты исследований позволили сделать следующие выводы:

- разряд развивался вдоль образующей трубки, где расположен электрод поджига. При спирально намотанном на трубку электроде поджига развитие канала идет от стенок, полностью повторяя форму внешнего электрода, к оси лампы;
- практически в течение всей длительности импульса (за исключением конечной стадии) канал электрического разряда был прижат к стенке, с которой начинал развитие;
- в местах контакта плазмы со стенкой отсутствовала прослойка сжатого холодного газа

От формы внешнего электрода зависит не только направление расширения плазменного канала, но и напряжение зажигания, время запаздывания основного разряда, скорость нарастания и максимальное значение токового импульса. Проведенные на лампах с межэлектродным расстоянием 580-900 мм, внутренним диаметром 16 мм, начальным давлением ксенона 300 мм.рт.ст. при емкости питающей батареи 500 мкФ показали, что с увеличением длины канала инициирования происходит рост напряжения зажигания и времени запаздывания основного разряда [35]. Для межэлектродного расстояния 580 мм при намотке поджигного электрода в виде спирали напряжение зажигания выросло примерно в 1,5 раза по сравнению с линейным внешним электродом. Авторы отмечают, что при разной форме поджигного электрода, но при одинаковой длине вспомогательного разряда (что достигалось за счет использования импульсных ламп с разным межэлектродным расстоянием) время запаздывания совпадает. Однако более существенным выводом из работы является влияние длины инициирующего разряда на сильноточную стадию, рост которой приводит к снижению амплитуды импульса тока и скорости нарастания тока и, как следствие, к уменьшению скорости расширения плазменного канала.

При исследовании работы импульсной лампы типа ИНП2-5/75А в условиях импульсов короткой длительности (около 2 мкс) показано, что способ зажигания ламп качественно влияет на характер развития разряда [36]. Использование самопробоя при напряжении около 14 кВ в качестве поджига на осциллограмме импульса света наблюдается два ярко выраженных локальных максимума. При использовании вспомогательного слаботоочного разряда постоянного тока второй максимум отсутствует, в то время как время достижения первого максимума силы света сократилось с 0,35 до 0,25 мкс. Такой эффект авторы объясняют особенностью образования канала инициирования при самопробое – канал образуется в виде тонкого полого цилиндра, прилегающего к внутренней стенке колбы лампы. В дальнейшем происходит его сжатие к оси лампы, затем расширение с появлением ударных волн.

Очевидно, что различные механизмы инициирования разряда, приводящие к разной степени заполнению полости разрядной трубки с разной скоростью, приводят к сильноточной стадии разряда с разной степенью неоднородности излучения по сечению. Одноканальное инициирование разряда по стенке обладает значительно большей неравномерностью излучения по сечению трубки [34, 37, 29].

1.3 Особенности формирования сильноточного плазменного канала

Модель развития сильноточной стадии импульсного разряда на стадии свободно расширяющегося канала можно представить следующим образом:

- Наибольшей скоростью распространения обладает фронт ударной волны. В начальной стадии расширения фронт ударной волны практически совпадает с границей нагретой высокоионизованной плазмы. Затем фронт ударной волны, двигаясь с большей скоростью, чем граница плазменного канала, отрывается от нее. По мере роста расстояния и снижения давления между границами плазменного канала и фронта ударной волны на границе последнего должна появиться зона обратного скачка плотности, расширяющаяся с промежуточной скоростью;
- Плотность газа внутри плазменного канала должна быть на несколько порядков ниже начального значения и снижаться к оси канала;
- Расширение всех указанных зон протекает с постепенно убывающими скоростями [26].

Выведенные на основе экспериментальных данных эмпирические формулы для оценки скорости расширения границы плазменного канала и падения напряжения на межэлектродном промежутке представлены формулами (1) и (2):

$$D_0 = 325 \left(\frac{\alpha l}{\rho_0 L} \right)^{0,25} \left(\frac{U_0}{l} \right)^{0,32} \quad (1)$$

$$\frac{U_1}{l} = 0,032 \left(\frac{L}{l} \right)^{-0,42} \left(\frac{U_0}{l} \right)^{0,5} \quad (2)$$

где D_0 – начальная скорость расширения канала, см/с; α – безразмерная постоянная, характеризующая род газа (для ксенона $\approx 0,3$); l – межэлектродное расстояние, см;

ρ_0 – плотность газа при давлении наполнения, кг/см³; L – индуктивность контура, мкГн; U_0 – напряжение на межэлектродном промежутке в начальный момент времени (напряжение заряда накопительной емкости), В; U_1 – напряжение на разряде после окончания бурного роста плотности тока, В.

Исследование влияния начальных условий импульсного разряда на скорость расширения плазменного канала в трубчатых лампах позволило установить [38, 26], что скорость расширения:

- растет с уменьшением атомного номера газа. Например, переход от ксенона к криптону увеличивает скорость примерно на 20 %;
- увеличивается при повышении начального напряжения, уменьшении индуктивности разрядного контура, уменьшении длины и диаметра межэлектродного промежутка;
- не зависит от емкости питающей батареи;
- растет при повышении напряжения как степенная функция, показатель которой растет с увеличением начального давления наполняющего газа, длины разрядного промежутка и не зависит от индуктивности контура;
- растет при уменьшении индуктивности разрядного контура по закону степенной функции, показатель которой уменьшается при увеличении длины межэлектродного промежутка и не зависит от начальных давления и напряжения;
- падает с ростом начального давления как степенная функция, показатель которой растет с уменьшением начального напряжения, увеличением межэлектродного расстояния и не зависит от индуктивности контура;
- падает с ростом межэлектродного расстояния.

Представив скорость расширения плазменного канала, как функцию скорости нарастания тока, начального давления и радиуса межэлектродного промежутка, авторы [38] получили зависимость:

$$V \approx A(r) \left(\frac{di}{dt} \right)^{0.38} p^{-0.32} \quad (3)$$

где V – скорость расширения плазменного канала, м/с; $A(r)$ – зависящий от радиуса межэлектродного промежутка коэффициент (Рисунок 4); di/dt – наибольшая скорость нарастания тока, А/с; p – начальное давление ксенона, мм.рт.ст.

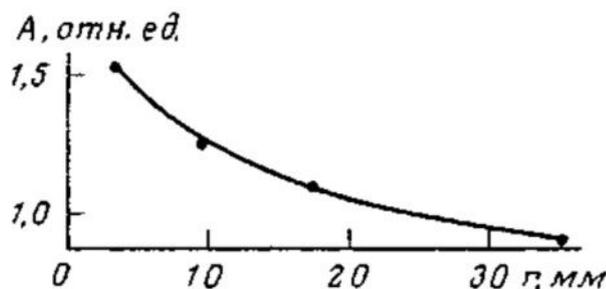


Рисунок 4 – Зависимость коэффициента A от радиуса разрядного промежутка [38]

Авторы работы [39] систематизировали посвященную движению ударных волн и расширению плазменного канала и представили формулы:

- для определения скорости ударной волны в предположении о мгновенном выделении энергии в цилиндрическом бесконечно тонком столбе идеального газа:

$$V = 0,5 \left(\frac{\alpha W_{пл}}{l \rho_0 t^2} \right)^{0,25} \quad (4)$$

- для определения скорости расширения плазменного канала в ксеноне при линейно вкладываемой мощности:

$$V = 0,6 \left(\frac{\alpha}{\rho_0} \cdot \frac{\eta_{пл} \eta_1 W_0}{\xi \tau_{0,5}^2 l} \right)^{0,25} \quad (5)$$

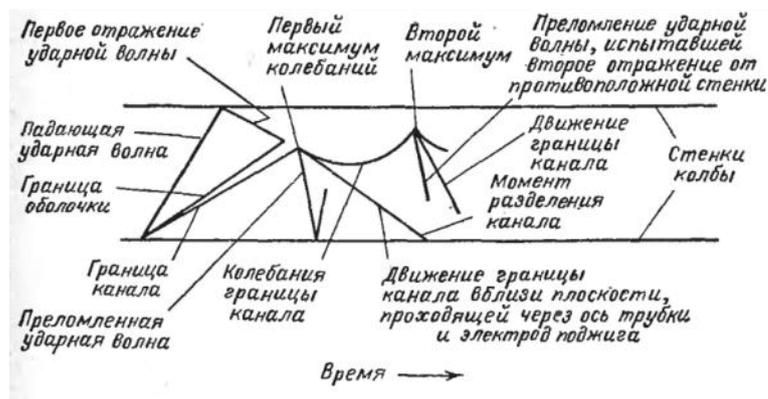
где α, l, ρ_0 – аналогично формуле (1); $W_{пл}$ – вложенная в плазму энергия, Дж; $\eta_{пл}$ – эффективность энерговклада от накопительной емкости в разряд; η_1 – доля вложенной в первый полупериод энергии при докритическом режиме затухания; W_0 – запасаемая в накопительной емкости энергия, Дж; $\xi = \tau_m / \tau_{0,5}$; $\tau_m, \tau_{0,5}$ – время достижения максимума электрической мощности и длительность импульса мощности на полувывсоте, с.

В ряде работ показано [26, 37, 27, 40], что сильноточная стадия импульсного разряда сопровождается взаимодействием границы плазменного канала и

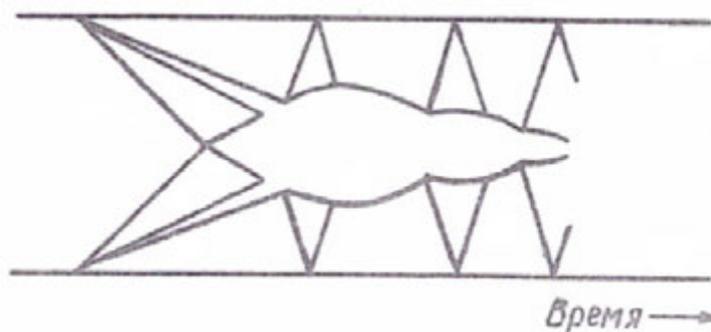
отраженных от стенки колбы ударных волн. Схематично этот процесс для одноканально и двухканально развивающихся разрядов показан на рисунке 5. Видно, что процессы развития двухканального и одноканального разрядов заметно различаются. Схематичное отображение и покадровые торцевые снимки в [40] позволили сделать следующие заключения:

- при одноканальном инициировании разряда ударная волна, отраженная от противоположной внешнему электроду поджига стенке, рассекает плазменный канал на два участка. Получившаяся прослойка холодного газа заполняется плазмой при большой емкости накопительного конденсатора за счет бокового расширения двух образовавшихся каналов;
- при двухканальном пробое ни в одном из расширяющихся плазменных каналов не возникает прослойка газа вследствие встречи с ударными волнами. Однако между каналами сохраняется слой несветящегося газа, заполняемый плазмой только при существенной емкости накопительного конденсатора или при повышенных значениях начального напряжения. Также незаполненными разрядом остаются пристеночные участки колбы в месте встречи двух каналов.

Расширение канала на сильноточной стадии в газоразрядных лампах трубчатой формы зависит как от размеров трубки, так и от параметров разрядного контура. Как было отмечено раньше использование различных форм внешнего поджигающего электрода влияет на развитие разряда и на расположение наиболее нагретой газовой области, прижатой к стенке с внешним электродом.



(а)



(б)

Рисунок 5 – Схематичное изображение динамики развития одноканального (а) [26] и двухканального (б) разрядов [40]

Несимметричное инициирование разряда при расположенном по образующей колбы электроде поджига приводит к сильной неравномерности яркости разряда по поперечному сечению трубки с максимальным значением на поверхности колбы в области начала развития канала и минимальным – у противоположной стенки [34]. При спирально намотанном поджигном электроде и жестком режиме (низкое значение емкости и высокое значение начального напряжения) яркость приосевой области растет постепенно и выравнивается с периферическими областями ближе к концу импульса. Тогда как в режимах с высоким значением накопительной емкости излучающая часть разряда полностью заполняет полость лампы уже в первые фазы разряда. На осциллограмме яркости излучения отмечено несколько существенных особенностей: два ярко выраженных максимума яркости, многочисленные колебания яркости после достижения первого максимума

(предмаксимума) и существенное запаздывание основного максимума яркости относительно максимума токового импульса (Рисунок 6). Появление резкого предмаксимума обусловлено встречей отраженной ударной волны и границы разряда. Колебания на переднем фронте второго максимума яркости вызваны как высокочастотными колебаниями горячего газа, так и низкочастотными колебаниями со стороны холодного газа.

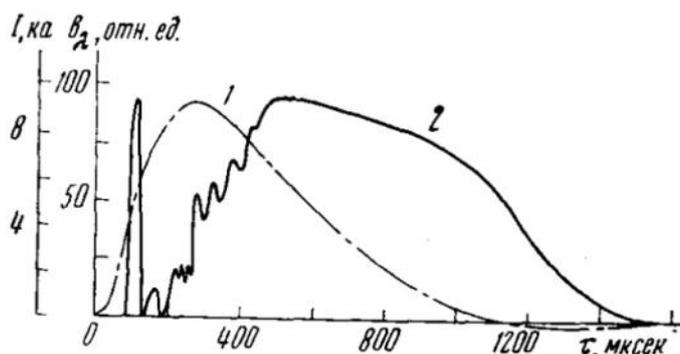


Рисунок 6 – Согласованные по времени осциллограммы импульса тока (1) и яркости (2). $C = 2100$ мкФ, $U = 2,4$ кВ, $L = 32$ мкГн [34]

Расширяющийся разряд при высоких значениях накопительной емкости после нескольких отражений от стенок заполняет все сечение лампы. Продольные и поперечные колебания яркости канала объясняются взаимодействием границы разряда и отраженных от стенок разрядной трубки ударных волн [41]. На следующем этапе происходит изохорический нагрев газа, при котором растут давление и температура разряда, плотность не изменяется или изменяется незначительно в предположении о несущественных балластных объемах лампы. Рост температуры и давления в такой системе ограничен кондуктивной теплопроводностью и излучением. В установившемся режиме давление распределено равномерно по объему лампы. Плотность и температура, а, следовательно, и проводимость с джоулевой диссипацией, резко уменьшаются на границе плазмы со стенкой.

Расчеты транспортных, термодинамических и оптических параметров квазистационарной плазмы в условиях локального термодинамического равновесия изложены в [39, 31, 42]. Стоит также отметить, что часто

встречающееся в разрядах с высоким значением энергии эффект обратимой непрозрачности [43], связанный с активным испарением кварца с контактирующей с плазмой поверхности трубки, нарушает условие непрерывности потока. Учет этого эффекта при моделировании разряда отображен в работе [44].

Разряды с низким значением энергии в импульсе не заполняют полностью полость трубки лампы, а максимальный размер канала определяется энергией в импульсе и межэлектродным расстоянием [26]. В таких разрядах при оценках яркостных характеристик и расчете параметров плазменного столба необходимо учитывать не только мгновенный размер канала, но и убедиться в возможности использования принципа (ЛТР). В работах [37, 45], обобщающих информацию об импульсных разрядах короткой длительности, на примере ксеноновой плазмы показано наличие ЛТР на всех стадиях развития разряда, кроме начального, несмотря на сильную пространственную и временную нестационарность плазменных процессов.

1.4 Физико-химические процессы в плазме и на конструкционных элементах определяющие срок службы импульсной газоразрядной лампы

Среди конструктивных элементов импульсной лампы электроды и внутренняя поверхность трубки непосредственно контактируют с газоразрядной плазмой. В результате такого контакта электроды подвергаются электротермическому воздействию и эродируют за счет: бомбардировки заряженных частиц, кипения и уноса материала в капельной фазе, межкристаллической коррозии, разрушения вследствие потери механической прочности, диффузии примесей, взрывообразных локальных выбросов из-за интенсивного газовыделения в объеме [46]. Анализ налетов на внутренней поверхности импульсных ламп, работающих в режимах с длительностью импульсов от нескольких [37] до сотен микросекунд [47], позволил обнаружить

налеты из впеченных в кварц электродных частиц, что оказывает влияние на оптические свойства оболочки и приводит к росту термической нагрузки на нее.

Следовательно, электроды должны быть устойчивы к интенсивным тепловым потокам и обладать высокой температурой кипения и испарения. Наиболее распространенными материалами для электродов импульсных ламп стали тугоплавкие металлы вольфрам, молибден.

Эрозия электродов существенно уменьшается при снижении работы выхода электронов, что связано с уменьшением энергии, выделяемой на катоде при его бомбардировке ионами, за счет увеличения электронной составляющей тока и снижения катодного падения потенциала и ионной токовой составляющей [46]. Снижение работы выхода электродов достигается за счет использования активаторов (эмиссионных добавок), например, часто используемые с вольфрамом торий, иттрий, лантан.

Для повышения долговечности катода и, соответственно, всей лампы необходимы такие режим и конструкция электрода, при которых скорость испарения активирующей присадки будет эквивалентна скорости ее диффузии из объема катода к его поверхности. Такой режим работы может обеспечиваться специальной технологией изготовления катода, при которой в его структуре будет достаточное количество распределенных по объему пор и равномерное распределение по объему присадки. В работе [48] показана технология изготовления электрода, спекаемого из молибденового порошка с гранулами не более 5 мкм и скандата бария $3\text{BaO} \cdot 2\text{Sc}_2\text{O}_3$ с работой выхода 1,6-2,4 эВ. За счет продолжительного перемешивания на валковой мельнице удавалось добиться равномерного распределения активатора по объему электродообразующего материала. Технология спекания всей сборки при температуре около 1800 °С позволила изготовить пористый электрод, разогрев которого приводил к миграции эмиссионной добавки к поверхностному слою.

Одним из факторов, увеличивающих эрозию электродов и, как следствие, снижающих долговечность ламп является их взаимодействие с различными газами, находящимися в газоразрядной области или появляющимися в ней в процессе ее

работы за счет выделения из конструкционных материалов. Газы почти всегда повышают твердость и понижают пластичность металла, снижают магнитную проницаемость, уменьшают коррозионную стойкость. Адсорбция газов поверхностью электродов приводит к росту работы выхода.

Наибольшее распространение в качестве оболочки импульсных ламп получило кварцевое стекло, имеющее малый коэффициент термического расширения, способное длительно выдерживать температуру около 800 К, а также обладающее инертностью к действию большинства химических реагентов.

Факторы, влияющие на кварцевую оболочку лампы в процессе ее работы, можно разделить на следующие группы [26, 46, 49]:

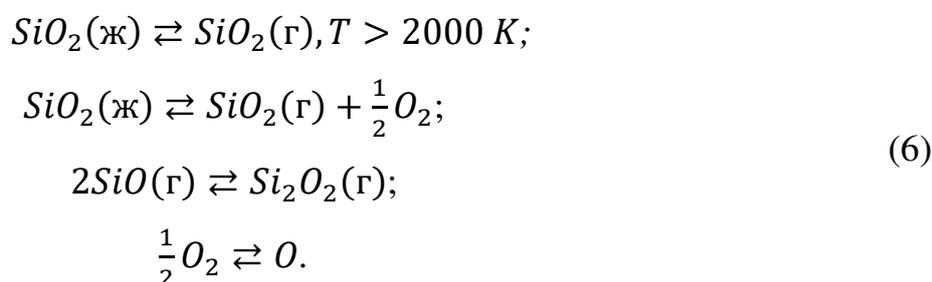
- 1 частицы расплавленного материала электродов, внедренные в оболочку;
- 2 дефекты на металлических и диэлектрических включениях, присутствующие в кварцевой оболочке;
- 3 наличие молекулярных газов в разрядной области и газоотделения активных примесей во время работы ламп;
- 4 поверхностные структурные изменения, вызванные термическим воздействием плазмы газового разряда на кварцевую стенку;
- 5 объемные изменения в кварцевом стекле под действием высокоинтенсивного излучения коротких длин волн.

Первые две группы преимущественно обуславливают снижение прочностных свойств кварцевой оболочки и практически не влияют на ее пропускные способности [46].

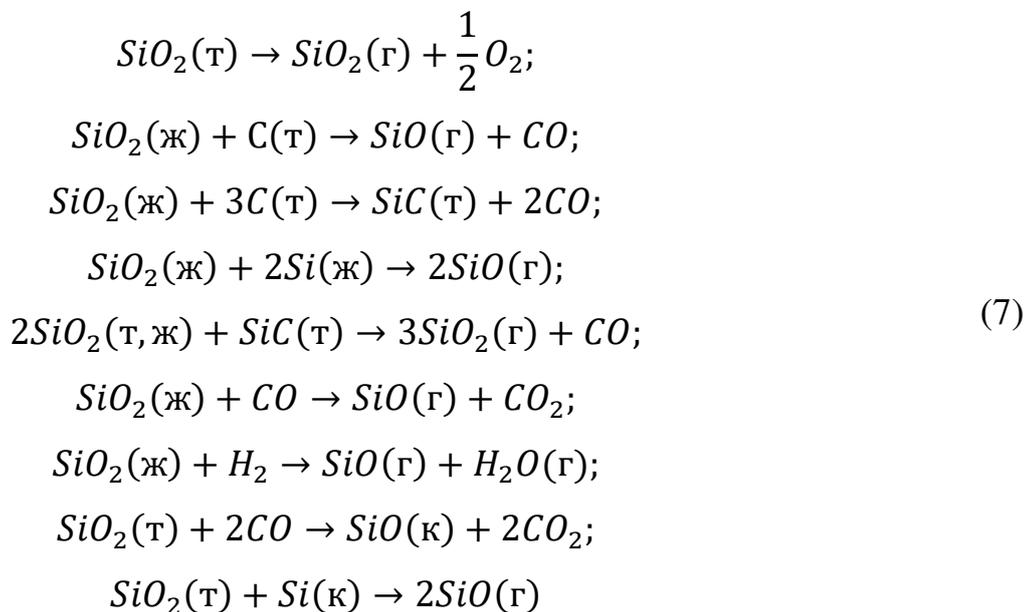
Находящиеся и выделяемые в межэлектродное пространство газы могут приводить к росту скорости деградации кварцевой оболочки ламп. В зависимости от технологии производства кварцевых труб выделяемыми в процессе работы импульсной лампой газами могут быть: пары воды, которые могут находиться в микротрещинах на поверхности или образовываться из гидроксильной группы; водород, образующийся при воздействии кварцевого стекла с водородно-кислородным пламенем; CO_2 ; CO ; N_2 [50]. Значительное снижение излучательной способности импульсной лампы происходит при работе в среде CO_2 и CO ,

обусловленное осаждением на оболочку образующегося углерода. Воздействие плазмы в водородно-кислородной среде приводит к образованию на кварцевой стенке воды, которая снижает прочность оболочки лампы и ускоряет ее разрушение [51].

Одним из основных физико-химических процессов, происходящих в оболочке импульсных ламп, является испарение и разложение двуокиси кремния на SiO и Si при термическом воздействии газоразрядной плазмы на кварцевую поверхность (четвертый фактор). Разложение SiO₂ под термическим воздействием плазмы разряда можно описать следующими реакциями [46]:



а также реакциями, описывающими процессы в присутствии различных примесей и продуктов диссоциации диоксида кремния [46, 52]:



где обозначения (ж), (г) и (т) указывают на агрегатные состояния жидкое, газообразное и твердое соответственно; (к) указывает на продукты конденсации.

Осаждение на поверхности трубки продуктов диссоциации SiO_2 приводит к появлению желто-коричневого налета, снижающего оптическое пропускание кварца в УФ и видимой спектральных областях.

Другим типом поверхностного образования на кварцевой оболочке выступает белый налет, являющийся результатом испарения двуокиси кремния и последующего осаждения преимущественно на холодных участках лампы в виде кристаболита [26, 53]. Несмотря на то, что такой налет не оказывает значительного воздействия на оптические свойства оболочки, он приводит к появлению растягивающих напряжений [46] и может привести к преждевременному отказу лампы.

Радиационное окрашивание относится к последней группе. При воздействии на кварцевую стенку ионизирующего излучения возникают центры оптического поглощения (центра окраски), вызывающие объемное окрашивание кварца и снижение его пропускных характеристик. Радиационно-оптическая устойчивость, в основном, определяется дефектностью кварцевого стекла, связанного со спецификой технологии его изготовления [54]. Наиболее полное описание радиационно-оптической устойчивости кварца и модели ее физико-химической природы описаны в [46]. Исследования термической стойкости образованных центров окраски показали, что они разрушаются под действием температуры около $300\text{ }^\circ\text{C}$ с восстановлением прозрачности кварцевого стекла [55]. Таким образом, радиационное окрашивание определяется двумя конкурирующими процессами – наводящим центры окраски ионизирующим излучением и термическим отжигом. Термический отжиг, в свою очередь, определяется температурным и временным воздействием плазмы на кварцевую стенку, которое является функцией выбранного разрядного контура.

Радиационное окрашивание кварца может быть стабильным, приводящим к накоплению с наработкой лампы центров окраски, и динамическим, проявляющимся во время импульса и самостоятельно релаксирующим после него [56]. Энергия импульса задает интенсивность УФ-излучения, образующего центры окраски. Фотоиндуцированное короткоживущее поглощение нарастает

практически аналогично переднему фронту импульса УФ-излучения [57]. Кроме того, в той же работе отмечается зависимость между стабильным и динамическим радиационным окрашиванием – рост стабильного окрашивания приводил к снижению короткоживущего поглощения.

1.5 Факторы, определяющие КПД излучения и срок службы в УФ-диапазоне спектра

КПД генерации излучения и долговечность импульсной взаимосвязаны, так как определяются едиными механизмами деградации кварцевой оболочки и электродов, изменением состава плазмообразующей среды при работе и т.д. Анализу влиянию указанных процессов на эффективность генерации разрядом УФ излучения посвящен данный раздел.

1.5.1 Методы повышения КПД излучения импульсной газоразрядной лампы в УФ-диапазоне спектра

В приближении абсолютно черного тела при свойственных трубчатым импульсным лампам значениях температуры плазмы зависимость мощности излучения от длины волны, вычисляемая по формуле Планка, имеет ярко выраженный максимум, смещаемый в короткие длины волн с ростом температуры (Рисунок 7). Таким образом, поднимая температуру плазмы, можно увеличить КПД излучения в УФ-части спектра. Однако учет спектрального коэффициента пропускания в воздушной среде УФ-прозрачного кварцевого стекла, показывает наличие оптимума температуры для получения максимального выхода излучения в требуемом прикладной задачей спектральном диапазоне (Рисунок 7). Например, для спектрального диапазона 200-300 нм, актуального в области обеззараживания объектов, оптимальной является температура 15 000 К, а для области 200-400 нм – 13 000 К.

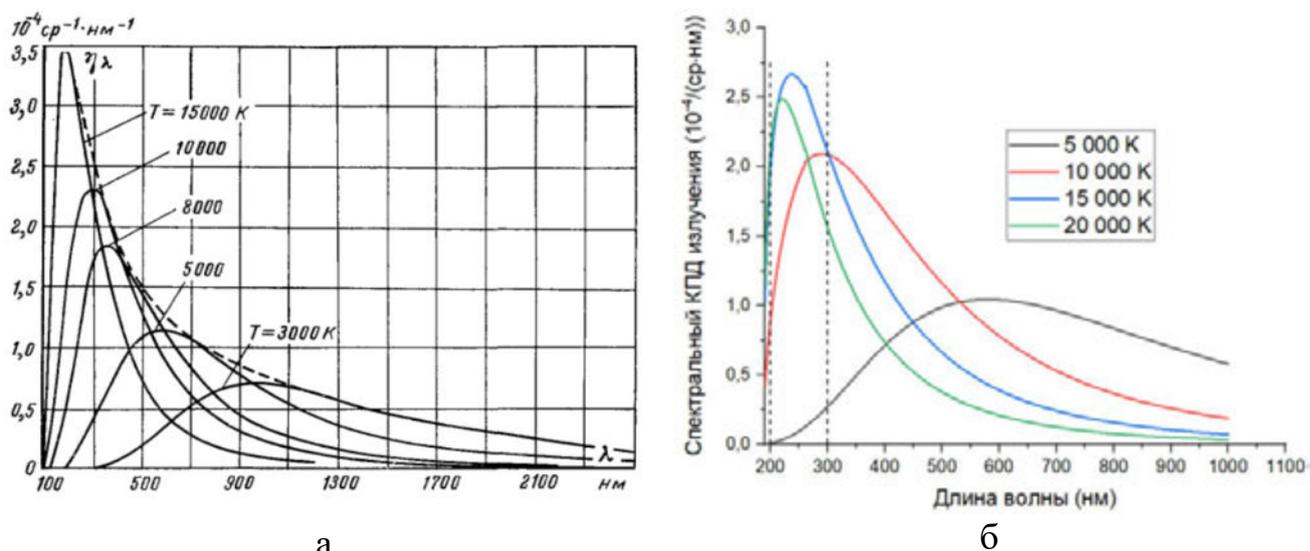


Рисунок 7 – Спектральные распределения КПД излучения в телесном угле АЧТ при различных температурах T без учета пропускания кварцевого стекла (а) [26] и с учетом (б)

Яркостная температура – теоретический параметр, влияющий на эффективность излучения реальных ламп, который не может рассматриваться в отрыве от прикладных параметров.

Определяющие КПД излучения параметры целесообразно разделить на группы:

- конструктивные;
- энергоемкостные;
- внешние;

К группе конструктивных параметров относятся такие параметры как: конструктивные особенности межэлектродного промежутка, объем заэлектродных участков, давление и газ наполнения, помещаемые в межэлектродный промежуток добавки.

В [26] отмечена неоднозначная зависимость полного КПД излучения от внутреннего диаметра лампы. Так, например, при удельной мощности 500 кВт/см^3 полный КПД излучения возрастает с увеличением диаметра лампы вплоть до 7 мм. Однако изменение параметров разрядного контура или удельной электрической

мощности приводит к изменению оптимального с точки зрения выхода излучения диаметра лампы. Наличие сильной зависимости КПД излучения в спектральном диапазоне 185-360 нм от внутреннего диаметра лампы в диапазоне 3,5-16 мм [58], видимо, обусловлено изменением оптической плотности плазмы.

На эффективность излучения сильно влияет род наполняющего лампы газа. В видимом диапазоне спектра как при низком, так и при высоком давлении наполнения световая отдача растет с увеличением атомной массы инертного газа [26]. Также отмечено, что добавление более «легкого» газа снижает световую отдачу пропорционально отношению содержания газов.

В УФ-области спектра сохраняется характер возрастающей с атомной массой зависимости КПД излучения. Однако добавление к наиболее тяжелому Хе газов с более низкой атомной массой приводит к росту интенсивности излучения за счет появления большого количества линий в спектральном диапазоне 220-300 нм в случае с Не и увеличения длительности излучения в случае с Кг [59]. Так, при энергии разряда 530 Дж интенсивность излучения лампы, наполненной Хе:Не в отношении 70:30 %, в спектральном диапазоне 220-260 нм в 1,42 раза выше, чем у наполненной Хе. Зависимость интенсивности излучения в УФ-областях спектра от энергии разряда для наполненных Хе, Хе:Не, Хе:Кг ламп показана на рисунке 8.

Стоит отметить, что в газе с меньшей атомной массой плазменный разряд достигает большей температуры, что поднимает термическую нагрузку на оболочку лампы и интенсифицирует поверхностные процессы в кварце. Использование Не для наполнения импульсной лампы не имеет смысла, так как при температурах разряда он будет быстро диффундировать через кварцевую оболочку.

Энергия излучения растет с увеличением давления холодного газа до определенного значения, а затем насыщается. Для разрядов с длительностью импульса более 500 мкс и диаметров ламп от 5 до 34 мм энергия излучения в видимом диапазоне насыщается при значениях 150-600 мм.рт.ст [26, 60], тогда как для мощных разрядов короткой длительности насыщение происходит уже при давлении 50-100 мм.рт.ст [59].

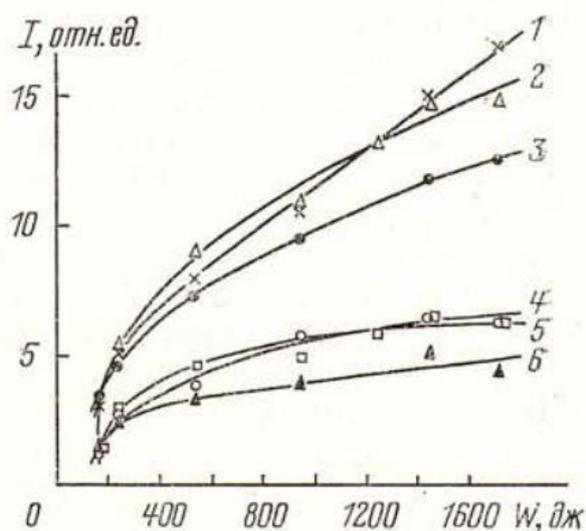


Рисунок 8 – Зависимость интенсивности излучения от энергии разряда в спектральном диапазоне 220-350 нм (1-3) и 220-260 нм (4-6). Наполнение ламп: Хе:Kr, 50:50 % (1,5); Хе:Ne 70:30 % (2,4); Хе (3,6) [59]

Балластные объемы лампы оцениваются по их отношению к рабочему объему межэлектродного промежутка. С ростом этого отношения световая отдача в видимом диапазоне спектра уменьшается, что обусловлено уходом нейтральных атомов из столба разряда в относительно холодные заэлектродные объемы [61]. Такое поведение, очевидно, характерно и для УФ-диапазона спектра, так как обусловлено снижением давления в разрядной части лампы.

Дополнительными конструктивными параметрами, влияющими на эффективность вывода излучения из лампы, являются:

- Тип оболочки. Использование специальных легированных кварцевых стекол приводит к коррекции спектра излучения. Такой способ не может привести к росту КПД излучения и, зачастую, рассматривается в качестве метода ограничения вывода нежелательной части спектра (наиболее часто используют кварцевые стекла, поглощающие все УФ-излучение или только озonoобразующую часть).

С другой стороны, существуют работы, показывающие возможность использования в качестве оболочки лампы значительно более термически и

химически стойкого сапфира [62], что позволит поднять удельную мощность и, соответственно, КПД в УФ-части спектра. К недостаткам таких ламп можно отнести использование относительно низкотемпературных припоев для соединения колпачковых электродных узлов с оболочкой лампы и сложности с термическим отжигом частично или полностью собранных ламп. По этой причине находятся на стадии технологической отработки. В работе [63] показана возможность создания импульсной газоразрядной лампы с системой из сапфировой и кварцевой оболочек. Более температуростойкая сапфировая трубка используется в качестве ограничивающей разряд, кварцевая трубка используется для возможности изготовления лампы по технологии фольговых тоководов. Сравнительные исследования с лампой с кварцевой оболочкой показали возможность увеличения КПД излучения в диапазоне длин волн 200-300 нм с 5,2 до 8,2 % [64]. Стоит отметить, что сапфировая трубка в такой конструкции находится в условиях плохого теплоотвода, что может отрицательно сказаться на оптической долговечности всей лампы. Кроме того, крепление внутренней трубки является нетривиальной задачей, так как требует учета нескольких факторов: наличие ударных волн на стадии расширения разряда, которые могут разбить трубку как об электроды, так и о внешнюю трубку; большой коэффициент термического расширения сапфира по сравнению с кварцем, что не позволяет крепить сапфировую трубку вплотную к кварцевой; зазор между внутренней и внешней трубками, при развитии поджигного стримера в котором внутренняя трубка будет разбивать внешнюю;

- Активные фильтры. В качестве активных фильтров можно использовать твердые, жидкие и газообразные среды. Некоторые люминесцирующие органические жидкости эффективно трансформируют УФ-излучение в излучения видимого диапазона. В качестве таких жидких фильтров можно использовать этанольные растворы с 1,5-дифенилпиразолином, родамином 6g, 4-метилумбеллифероном, индолем и умбеллифероном [65];

- Многими авторами было отмечено наличие мощных линий кремния в УФ-части спектра импульсных ламп [45, 26, 27, 66], что было объяснено испарением и диссоциацией кварца под действием высокой термической нагрузки со стороны плазменного столба. Эти наблюдения привели к разработке наполненной кварцевыми шариками импульсной лампы [65]. Из-за незначительного свободного пространства в такой лампе разряд быстро его заполняет и достигает большей по значению температуры. В спектре излучения присутствуют мощные линии кремния, а максимум излучения сдвинут в коротковолновую область.

В качестве добавки, повышающей эффективность преобразования электрической энергии в излучательную, также может использоваться ртуть [67]. Однако ограничения на оптимальное давление паров ртути для эффективного вывода излучения резонансных линий [68] и потенциальная опасность разгерметизации импульсной лампы не позволили получить таким лампам широкого распространения.

Энергомощностная группа определяется параметрами разрядного контура. Варьируя напряжение, емкость и индуктивность контура авторы [69] показали зависимость КПД излучения в нескольких спектральных диапазонах от средней удельной электрической мощности (формула (8)) в диапазоне от 0,1 до 1 МВт/см³ (Рисунок 9).

$$p = \frac{4W}{\pi \cdot d^2 \cdot l \cdot \tau} \quad (8)$$

Постоянное значение излучательной эффективности в диапазоне длин волн 180-4500 нм и монотонно падающий характер в диапазоне 700-2700 нм свидетельствуют о высокоярком характере излучения исследованных импульсных ламп с преимущественным вкладом в видимой и УФ-областях спектра. Такой промежуточный вывод подтверждается данными в [26]. Исследования в большем диапазоне удельных мощностей на ксенон-наполненных лампах с внутренним диаметром от 5 до 29,5 мм при длительности импульса 50-100 мкс показывают линейно падающий характер полного КПД излучения и

наличие неярко выраженного максимума для спектрального диапазона 280-420 нм [70]. Такой характер может свидетельствовать как об эффекте «обратимой непрозрачности» и «запирании» УФ-части спектра, так и о смещении максимума излучения при удельной мощности выше 1 МВт/см³ в диапазон длин волн 190-280 нм, что косвенно подтверждается в работе [58] наличием максимума КПД излучения в спектральном диапазоне 185-360 нм при удельной мощности 1,5-2,2 МВт/см³.

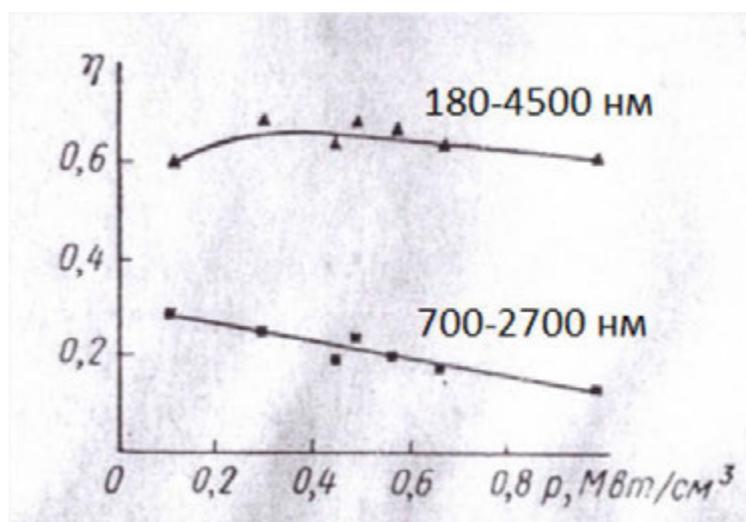


Рисунок 9 – Зависимость КПД излучения в двух спектральных диапазонах от удельной электрической мощности [69]

В работе [71] исследованы спектральные и яркостные параметры лампы ИФП-20000 при высоких энергопотребностях нагрузках и короткой длительности импульса. Полученная яркостная температура на уровне 11-13 кК не постоянна по спектру, что объясняется различными значениями оптической толщины на разных длинах волн. Несмотря на форсирование режима работы лампы авторы не достигли больших значений яркости разряда вследствие его слабосточности и «обратимой непрозрачности».

Приведенная в [72] зависимость КПД излучения лампы ИФП2-7/120 от энергии разряда (Рисунок 10), показывает ярко выраженный максимум, который, по-видимому, объясняется эффектом обратимой непрозрачности, возникающей при

нагреве кварца в пристеночном слое толщиной 0.1 мм до температуры более 3000 К, его испарении и интенсивном поглощении в УФ-области спектра [73]. Авторы [66] показали, что механизм «обратимой непрозрачности» кварца обладает инерционностью: при длительностях разряда в несколько микросекунд кварц способен пропускать мощное импульсное излучение на длине волны 200 нм.

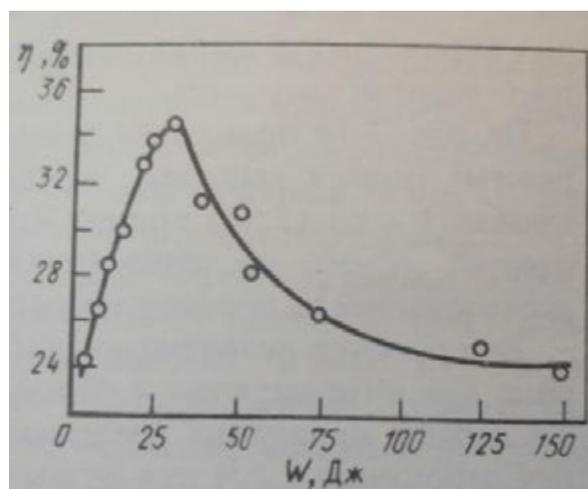


Рисунок 10 – Зависимость КПД излучения лампы ИСП2-7/120 от энергии разряда [72]

Математическое моделирование стабилизированного стенкой разряда показывает наличие зависимости от КПД излучения в спектральном диапазоне 220-400 нм, как от удельной электрической мощности, так и от запасенной в конденсаторе энергии [74]. Однако сам факт построения зависимости от запасенной энергии, несмотря на удобство для инженерных задач, с научной точки зрения может быть подвергнут критике в виду непостоянного значения потерь в контуре. Поэтому в данном случае более строгой видится зависимость КПД излучения от вложенной в разряд энергии. Экспериментальная зависимость излучательного КПД от $P_{уд}$ значительно отличается от расчетной, что самими авторами справедливо объясняется одновременным использованием как новых ламп, так и отработавших несколько тысяч импульсов.

Вопрос увеличения излучательного КПД импульсных газоразрядных ламп в определенном спектральном диапазоне можно решать за счет рекуперации возвращенного отражателем излучения (группа внешних параметров). Подогрев

разряда за счет поглощения возвращенного излучения приводит к росту давления, проводимости, плотности тока, длительности импульса излучения. Рост температуры плазмы мощности разряда может привести к повышению полного излучательного КПД при температуре ниже 13 кК, его стабилизации – при 14-17 кК или его снижению при температуре выше 20 кК. Однако за счет увеличения температуры происходит спектральное перераспределение с увеличением коротковолновой УФ-части спектра [75]. Данные различных авторов, сведенные в [75], показывают, что наибольшее влияние на прирост эффективности излучения оказывают диффузные покрытия (SiO_2 , BaSO_4), очевидно, за счет большей отражательной способности по сравнению с металлическими покрытиями (Ag, Cu).

Наиболее полно эффект возврата непоглощенного активной средой излучения был использован при проектировании лазерных систем. Системы такого типа за счет многократного использования излучения получили название «световой котел» [76, 77].

В [78] описана математическая модель импульсной газоразрядной лампы с нанесенным на кварцевую оболочку интерференционным покрытием. В результате расчета при коэффициенте отражения на уровне 0,95 показан прирост КПД излучения в спектральном диапазоне 510-905 нм на 40 %, а также отмечено увеличение излучательной способности плазмы в диапазоне длин волн 100-250 нм.

Так как ксеноновая плазма значительно более эффективно поглощает излучение видимого и ИК-диапазонов, это свойство можно использовать для построения системы лампа-отражатель для увеличения выхода излучения в УФ-области спектра.

Предельная тепловая нагрузка на кварцевое стекло ограничивает энергопотребительские параметры разряда и, соответственно, эффективность генерации УФ-излучения. Температура, при которой начинается резкая рекристаллизация кварца, примерно равна 850 °С и достигается при средней удельной мощности на единицу поверхности около 20 Вт/см² (Рисунок 11).

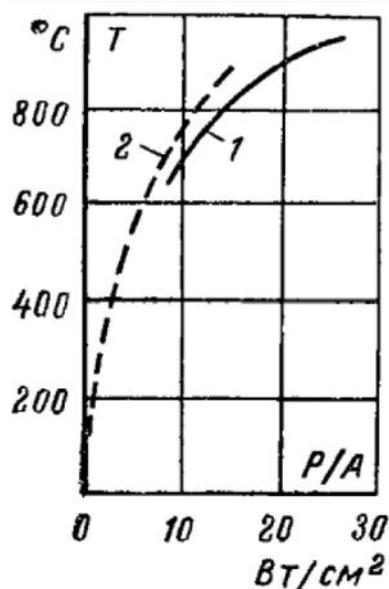


Рисунок 11 – Зависимость средней температуры внешней поверхности кварцевой трубки импульсной лампы от рассеиваемой в разряде средней удельной мощности [26]

Использование проточного водяного охлаждения позволяет поднять нагрузку до 300 Вт/см^2 , а его совмещение с турбулентной прокачкой газа может поднять нагрузку еще на порядок [26], что за счет роста удельной электрической мощности разряда приведет к спектральному перераспределению и росту эффективности преобразования вложенной в разряд энергии в УФ-излучения.

1.5.2 Факторы, ограничивающие срок службы импульсных газоразрядных ламп

Долговечность импульсных ламп с ограниченной стенкой разрядом не менее многопараметрическая функция, чем эффективность излучения. Глобально можно определить три ограничивающих долговечность импульсных ламп группы:

- 1) постепенное загрязнение межэлектродного промежутка;
- 2) мгновенная разгерметизация лампы;
- 3) постепенная оптическая деградация.

Загрязнение межэлектродного объема происходит за счет газовой выделения из электродов и оболочки лампы. Причины газовой выделения и последующие физико-химические процессы на поверхности оболочки и электродов были подробно описаны в подразделе 1.4. Для снижения концентрации газовых примесей лампы подвергают обезгаживанию в водородных, а затем в вакуумных печах. Также необходим термический отжиг электродов, наиболее удобно выполняемый при помощи индукционного нагрева током высокой частоты. Указанные процессы резко поднимают долговечность ламп [79, 80]. Так как газотделение в процессе работы импульсных ламп является процессом неизбежным, то авторы работ [80, 81] предполагают целесообразным использование газопоглотителей.

Мгновенная разгерметизация лампы может происходить по разным причинам, но ее удобно определить двумя факторами: предельной вкладываемой в разряд энергией, отвечающей за вероятность разгерметизации импульсной лампы в области межэлектродного промежутка, и предельным значением протекающей через электрод энергии, отвечающей за вероятность разгерметизации импульсной лампы в области токоввода.

Экспериментальные данные показывают, что величина предельной энергии слабо зависит от давления и рода наполняющего газа, толщины стенок и интервала между вспышками, а определяется габаритами разрядного промежутка и длительностью импульса. Для оценки предельной энергии предложена эмпирическая зависимость [72, 82, 26]:

$$W_{\text{пр}} \approx 3250 \cdot \pi \cdot d \cdot l \cdot \sqrt{\tau} \quad (9)$$

и [72, 83]:

$$W_{\text{пр}} \approx 12 \cdot l \cdot d \cdot \sqrt{\tau} \quad (10)$$

где l – длина межэлектродного промежутка, см; d – внутренний диаметр лампы, см; τ – длительность импульса на уровне 0.35, в с для формулы (9) и в мкс для формулы (10).

Многочисленные исследования показали хорошее согласование экспериментальных данных с предложенными формулами для длительности

импульса больше 10 мкс (Рисунок 12). Для длительной работы импульсных ламп рекомендуется, чтобы вкладываемая в разряд энергия не превышала 15% [39, 30] от предельного значения.

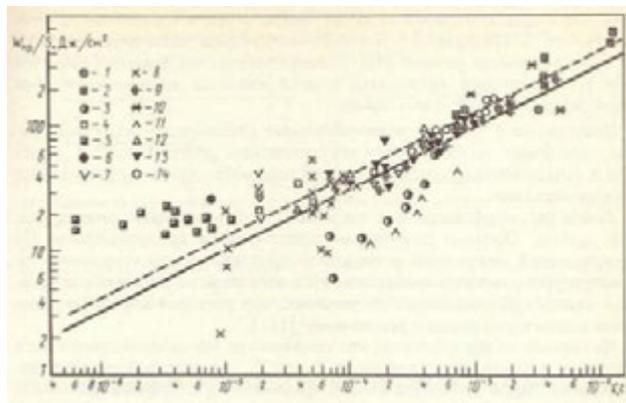
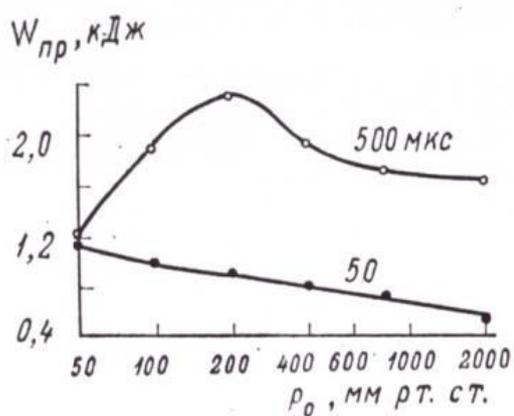
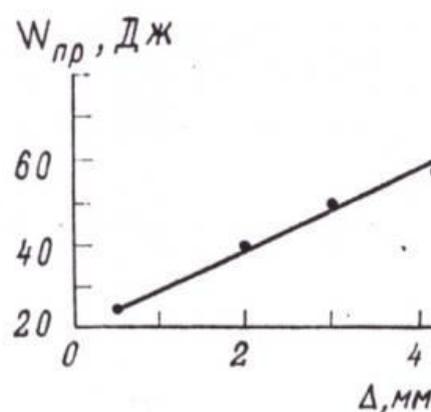


Рисунок 12 – Зависимость предельной энергии, отнесенной к внутренней площади трубки, от длительности импульса [72].

— зависимость, построенная по (9); --- зависимость, построенная по (10).



а



б

Рисунок 13 – Зависимость предельной энергии ламп 7x120 мм от давления наполнения (а) и ламп 3x15 мм (при длительности разряда 8 мкс) от толщины стенки лампы [84]

На предельную энергию также влияют давление наполнения (Рисунок 13а), толщина стенки (Рисунок 13б) и род газа. Установлено, что с ростом атомной массы газа-наполнителя предельная энергия увеличивается. Ряду газов Хе, Кг, Аг,

Не соответствуют относительные значения предельной энергии 1:0,85:0,8:0,75 при длительности импульса 50 мкс и 1:0,7:0,55:0,4 при – 500 мкс [84]. Для разрядов с длительностью импульса короче 15 мкс предельная энергия и долговечность уменьшаются с ростом давления (Рисунок 14). Нарботка для таких коротких разрядов, определяемая по моменту разрушения, уменьшается с ростом вложенной энергии и частоты следования импульсов и составляет $1-5 \cdot 10^4$ импульсов (Рисунок 15). Предельная энергия, определяющая долговечность, уменьшается с наработкой [85].

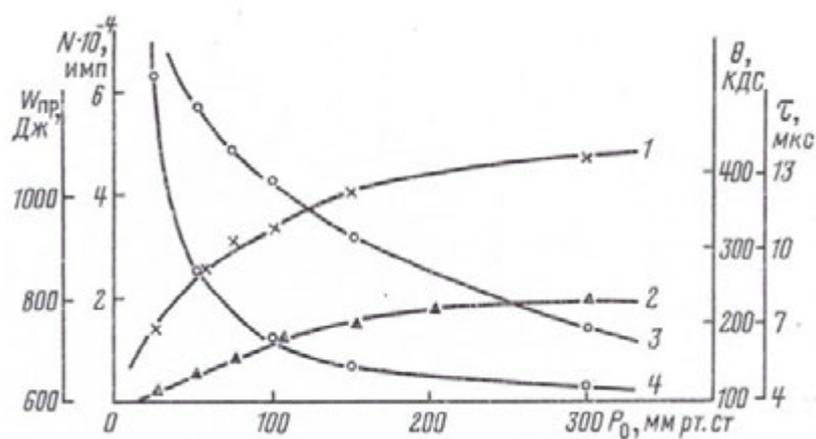


Рисунок 14 – Зависимость освечивания θ (1), длительности импульса света τ (2), предельной энергии $W_{пр}$ (3) и долговечности N (4) ламп от давления. Более подробно в [85]

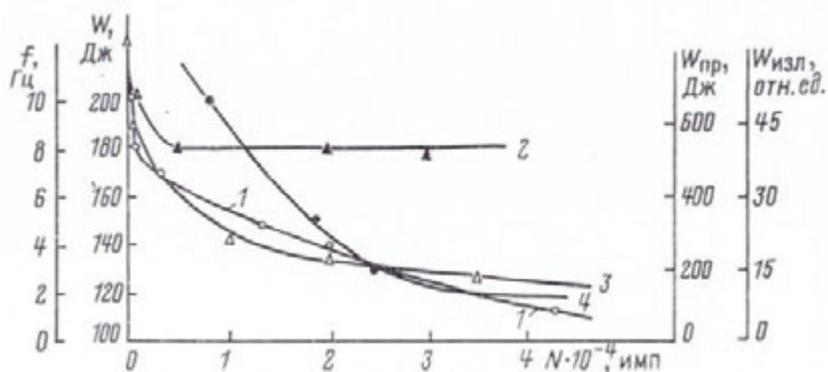


Рисунок 15 – Зависимость наработки от вложенной в разряд энергии W (1) и частоты следования импульсов f (4), а также изменение с наработкой энергии излучения $W_{изл}$ (2) и предельной энергии $W_{пр}$ (3). Более подробно в [85]

Предельное значение плотности тока зависит от конструкции токоввода. Наиболее распространенными конструкциями токовводов являются: фольговые, колпачковые и стержневые вводы на переходных стеклах. Вводы на переходных стеклах позволяют пропускать большой ток, но чувствительны к перепаду температур и обладают относительно других типов токовводов низкой механической прочностью. Конструкция такого токоввода представляет собой последовательный спай из нескольких легированных переходных стекол между кварцем и выводом, позволяющий плавно сгладить высокое значение разности между температурными коэффициентами линейного расширения кварца и вывода (как правило, вольфрам или молибден). Количество переходных стекол зависит от конструкции электрода, типа охлаждения и мощности лампы и составляет, в основном, 4-6 [86]. Колпачковые токовводы также могут пропускать высокие значения тока при относительно небольших габаритных размерах и удобны за счет возможности автоматизации производства. Суть конструкции заключается в припаивании к металлизированной поверхности трубки металлического колпачка. Основным недостатком колпачковой технологии заключается в использовании низкотемпературных припоев, которые не позволяют провести высокотемпературный отжиг собранной лампы в среде водорода или вакуума с целью очистки поверхности деталей от остатков загрязнений, что существенно влияет на долговечность импульсных газоразрядных ламп [87]. Однако разработанные конструкции ламп с сапфировой оболочкой и ниобиевыми колпачковыми токовводами посредством стеклокерамического цемента [88] выглядят перспективными с точки зрения отжига ламп. Вводы на переходных стеклах и колпачковые вводы целесообразно применять для ламп, работающих в режимах одиночных вспышек.

Широко применяемый в СССР и России фольговый ввод позволяет изготовить надежное вакуумплотное соединение, обладающее хорошей механической прочностью всего электродного узла и не препятствующий высокотемпературному отжигу. Конструкция фольгового токоввода представляет собой цилиндрическую протравленную фольгу толщиной до 100 мкм [26], надетую на кварцевый вкладыш

и припаянную с двух сторон к выводу и электроду. Существенным недостатком фольговых вводов является ограничение по подводимой энергии, не позволяющее достигнуть высоких значений яркостных температур. Зависимость между предельной энергией одиночного импульса и сечением молибденовой фольги определяется выражением [26]:

$$A = \sqrt{\frac{CU^2}{2\xi_{кр}R} + \frac{\rho_m^2 l_m^2}{4R^2}} - \frac{\rho_m l_m}{2R} \quad (11)$$

где A – сечение молибденовой фольги, см²; C – емкость разрядного конденсатора, Ф; U – напряжение заряда конденсатора, В; $\xi_{кр}$ – отношение критической энергии, выделяемой в единице объема молибдена, к его эффективному удельному сопротивлению (экспериментальные данные свидетельствуют о разрушении токоввода при значениях от $4 \cdot 10^7$ до $23 \cdot 10^7$ Дж·(Ом·см⁴)⁻¹), Дж·(Ом·см⁴)⁻¹; R – эффективное сопротивление разряда, Ом; ρ_m – удельное сопротивление молибдена, Ом·см²/см; l_m – суммарная длина токовводов, см.

Эффективное сопротивление разряда определяется выражением:

$$R = \frac{\rho \cdot l}{\pi r^2} \quad (12)$$

где ρ – удельное сопротивление плазмы разряда (для оценочных расчетов допускается принимать 0.02 Ом·см²/см); l – длина межэлектродного промежутка лампы, см; r – внутренний радиус лампы, см

Так, оценки по уравнению (11) для лампы с габаритами разрядного промежутка 7x80 мм, при емкости 50 мкФ, заряжаемой до напряжения 1.5 кВ, $\xi_{кр} = 2 \cdot 10^7$ Дж·(Ом·см⁴)⁻¹ (согласно [26]), ρ_m , равным $2.4 \cdot 10^{-5}$ Ом·см²/см для температуры молибдена 727 °С, и эффективным сопротивлением, рассчитанным по формуле (12), толщина фольги получается ≈ 10.5 мкм. Полученное значение является критическим и для получения приемлемых результатов по долговечности требует увеличения как минимум в 2 раза.

Для объяснения причин разгерметизации были разработаны модели, показывающие зависимость долговечности импульсных ламп от возникающих под действием УФ-излучения предельных напряжений растяжения [89], от

максимального во время импульса разряда давления [90], от скорости испарения кварцевого стекла от температуры, от температуры на внутренней поверхности колбы, от количества испарившегося кварца [53].

В работах [89, 91] сказано, что использование легированного стекла, поглощающего все УФ-излучение плазмы ксенонового разряда, вероятно, приводит к росту температуры поверхностного слоя до 1100 К, отжигу напряжений растяжения и увеличению долговечности ламп.

Оптическая долговечность трубчатых ксеноновых газоразрядных ламп в зависимости от области применения определялась как снижение светового потока на 10-50 %, которое обуславливается совокупностью нескольких параметров [72, 30, 46, 26]:

- эрозия электродов и образование на внутренней оболочке лампы налетов и микротрещин, что, с одной стороны, приводит к увеличению оптических потерь, а с другой – в сочетании с термоударами и ударными волнами может привести к преждевременной разгерметизации лампы;
- фактор нагрузки, определяемый как соотношение между вкладываемой энергией и предельной, рассчитываемой по уравнениям (9) или (10);
- постепенное испарение материала оболочки под воздействием температуры плазмы разряда с последующей рекристаллизацией кварца, а также его диссоциацией на Si и SiO и осаждением на внутреннюю поверхность лампы. Такие налеты могут быть белого или желто-коричневого цвета и сильно снижают оптическое пропускание оболочки;
- отравление и увеличение давления атмосферы лампы, а также окисление электрода молекулярными газами, выделяющимися из оболочки лампы под воздействием температуры плазмы.

Снижение энергии излучения во всем спектральном диапазоне на 50 % импульсных трубчатых ламп в среднем составляет 10^5 – 10^6 импульсов (Рисунок 16) и описывается уравнениями [72]:

$$\lg N = a \cdot (1 - \nu) \quad (13)$$

$$\lg N = (1/\nu)^{8.58} \quad (14)$$

где a – коэффициент пропорциональности; N – количество импульсов до снижения энергии излучения на 50%; ν – фактор нагрузки.

В [72] отмечено, что наиболее сильной деградации подвергается оболочка лампы в УФ-спектральном диапазоне. Для лампы ИНП2-7/120 при запасаемой энергии 80 Дж, длительности импульса 7 мкс и частоте следования вспышек 10 Гц через 50 000 импульсов на длине волны 220 нм степень снижения излучения относительно начального значения составила $\approx 1,5$.

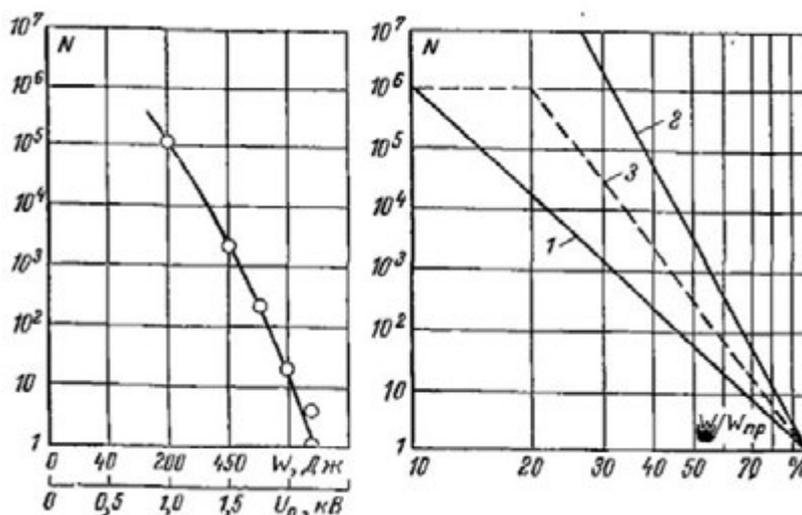


Рисунок 16 – Зависимость долговечности трубчатых ламп различных производителей от энергии разряда [26].

Проведенные в работе [92] исследования влияния формы электродов и давления на ресурсные характеристики лампы типа ИНТ-5/120 показывают, что оптимизацией этих параметров можно добиться увеличения долговечности лампы до двух раз. Нарботка при снижении излучательной способности на 50 % в спектральном диапазоне 270 ± 25 нм меняется от 250 тыс. импульсов до 1.5 млн. импульсов.

В работе [93] исследовалась водоохлаждаемая лампа типа ИНП-5/75. Показано, что при фиксированной длительности около 3 мкс рост запасаемой

энергии и частоты следования импульсов ведут к снижению долговечности импульсной лампы. Замеченные темнеющие и серо-коричневые участки на внутренней поверхности оболочки лампы связывают с осаждающимися или вплавляющимися эрозионными частицами. Полученная наработка ламп не превышает значения $9 \cdot 10^5$ импульсов.

Исследование водоохлаждаемых ламп типа ИСП 2500 при средней мощности от 1 до 3 кВт показали наличие зависимости оптической долговечности импульсных ламп от пиковой удельной мощности разряда [94]. Наличие максимума на зависимости суммарно наработанной энергии излучения от пиковой удельной мощности свидетельствует в пользу гипотезы о существовании как минимум двух областей нагружения лампы с различным характером проявления поверхностных процессов на кварцевой оболочке (Рисунок 17).

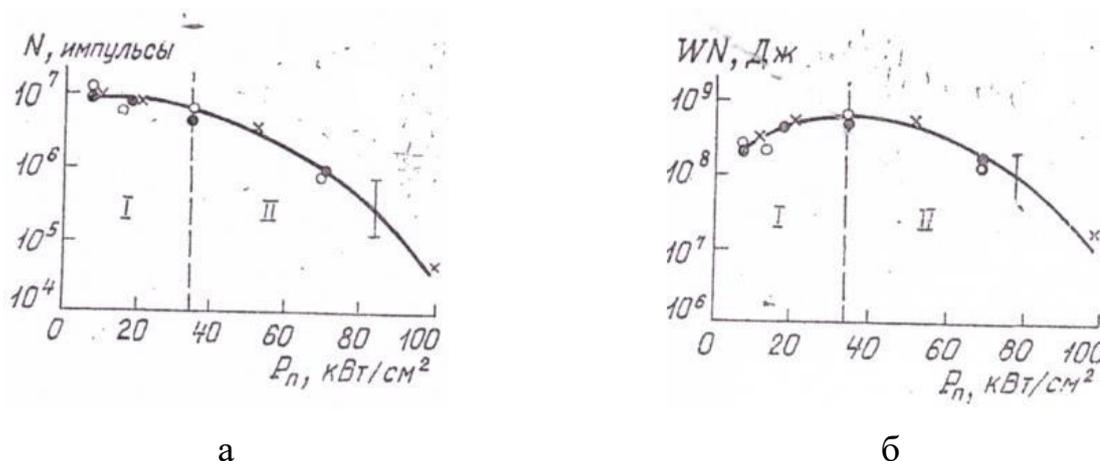


Рисунок 17 – Зависимость наработки и суммарной энергии излучения от пиковой удельной электрической мощности разряда [94]

Отдельно стоит рассмотреть влияние способа инициирования сильноточного разряда на оптическую деградацию.

Авторами [92] отмечено, что использование вспомогательного поджигного электрода приводит к локализованному развитию стримера и интенсивной эрозии электрода в этой области, что приводит к двукратному снижению оптического пропускания кварцевой оболочки со стороны развития разряда.

В ряде работ для предварительной ионизации использовался дуговой разряд. Так, в работе [95] получили 30 % снижение освещаемости уже через 40 тыс. импульсов в контуре с дежурной дугой, тогда как в контуре без дуги – только 5 %. Дополнительно испытания показали, что оболочка лампы деградирует вследствие непрерывного горения дуги и активного распыления электродов, что, предположительно, свидетельствует о неправильно подобранной системе вольтамперные характеристики дугового разряда–электроды.

В работе [96] на примере водоохлаждаемой ксеноновой импульсной лампы с межэлектродными параметрами 5x75 мм проведены исследования по зависимости оптической долговечности во всем спектральном диапазоне излучения лампы от способа инициирования разряда (последовательное, внешнее, дежурная дуга). Долговечность импульсных ламп, определяемая по снижению освечивания на 20 %, в схеме с дежурной дугой в 2,6-5 раз выше, чем при инициировании внешним поджигом и в 2-2,5 раза выше, чем при последовательном инициировании. Визуальный осмотр отработавших ламп с внешним инициированием показал наличие белого налета в местах касания электрода поджига. При последовательном инициировании интенсивность образования налета уменьшается, а при использовании дежурной дуги налет не обнаружен. Такой эффект авторы связывают с неравномерностью заполнения плазмой объема лампы при внешнем и последовательном инициировании. С дежурной дугой при средней мощности 0,5, 1 и 2 кВт снижение на мощности излучения на 30 % получено после наработки 800, 700 и 500 тыс. импульсов соответственно.

В других работах, в которых упоминалась «дежурная дуга» [26, 46, 37] либо было отмечено ее незначительное влияние на ресурсные характеристики импульсных ламп (как правило, в видимом диапазоне спектра), либо это влияние вообще не рассматривалось.

В работе [97] выполнена попытка систематизировать и описать влияние описанных выше параметров на долговечность импульсной трубчатой ксеноновой лампы. Выделяются четыре основных различных режима, ответственных за снижение яркости ламп (Рисунок 18):

- режим 1 – режим «жесткого» воздействия на излучательные характеристики импульсных ламп, при котором яркость снижается уже после первого импульса;
- режим 2 – режим радиационного окрашивания, при котором яркость импульсной лампы снижается до определенного уровня и стабилизируется;
- режим 3 – режим пороговой деградации, обуславливаемый наличием репарационных процессов, например, замещением испаренной с поверхности электрода присадки диффундировавшей из его глубины. Снижение присадки ниже критического уровня приводит к пороговому интенсивному распылению электрода;
- режим 4 – режим, обусловленный совокупностью описанных выше процессов.

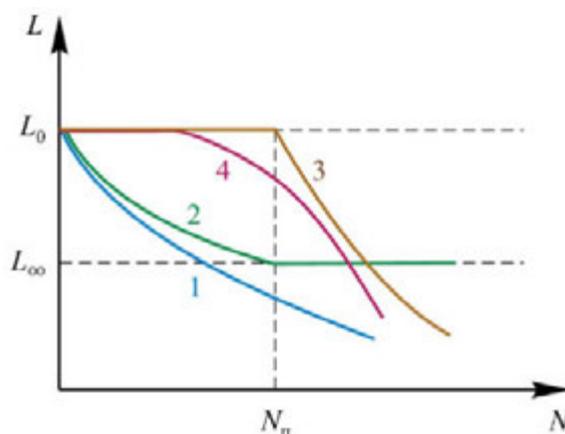


Рисунок 18 – Влияние различных режимов нагружения на снижение яркости импульсных трубчатых ксеноновых ламп [97]

В той же работе автор приводит диаграмму нагрузки для импульсной ксеноновой лампы диаметром 5 мм, межэлектродным расстоянием 60 мм, длительностью импульса ≈ 200 мкс и давлением наполнения ксенона 0.04 Мпа, на основании которой предлагается различать основные механизмы деградационных процессов (Рисунок 19).

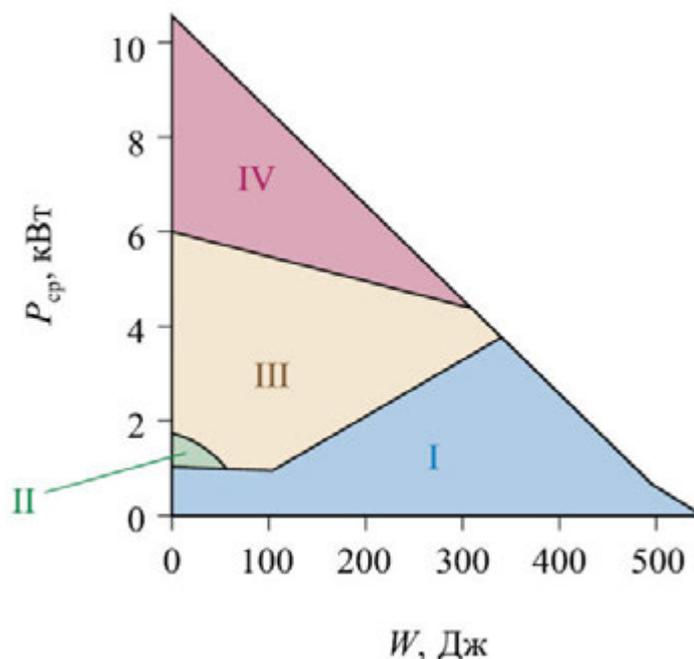


Рисунок 19 – (P-W)-диаграмма режимов работы импульсных трубчатых ламп [97]

Область I включает низкочастотные режимы с малой средней мощностью и большой энергией единичной вспышки, ограниченной справа предельным значением для указанной лампы. Режим характеризуется снижением освечивания за счет эрозии катода вследствие его низкой температуры. Область II показывает радиационно-оптический механизм деградации оболочки лампы. Область III представляет собой наиболее износостойчивый режим нагружения, в котором температура катода достаточна, чтобы характер эмиссии из автоэлектронной перешел в термоэлектронную с минимальной скоростью эрозии. В области IV лампа работает с близкими к предельным нагрузочным характеристикам с интенсивной эрозией кварцевого стекла и преждевременным отказом. Указанная диаграмма предлагается автором в качестве инструмента определения путей повышения долговечности импульсных трубчатых ламп.

Обширные исследования долговечности импульсных газоразрядных ламп различными авторами проводились с целью установления относительного снижения энергии излучения с наработкой ламп в импульсах. Такая универсальная характеристика удобна для определения влияния различных факторов на

долговечность импульсных ламп в качестве промежуточного источника излучения (например, при использовании лампы в качестве источника накачки лазеров). Однако использование импульсной лампы в качестве самостоятельного источника излучения, когда определяющей становится интегральная энергия излучения в течение всего срока жизни лампы, требует изменения методики контроля ресурсных испытаний. В [46] автором была впервые сделана попытка перейти к суммарно наработанной энергии за время работы лампы. Однако предложенный метод не учитывает разницы в эффективностях генерации излучения ламп в различных разрядных контурах и адекватно не отображает деградиационный характер лампы в абсолютных единицах.

Описанные выше параметры, отвечающие за долговечность и эффективность излучения импульсных газоразрядных ламп с ограниченной кварцевой стенкой плазмой, удобно отобразить на единой схеме (Рисунок 20). Синим цветом на схеме выделены параметры, которым будет уделено наибольшее внимание в данной работе.

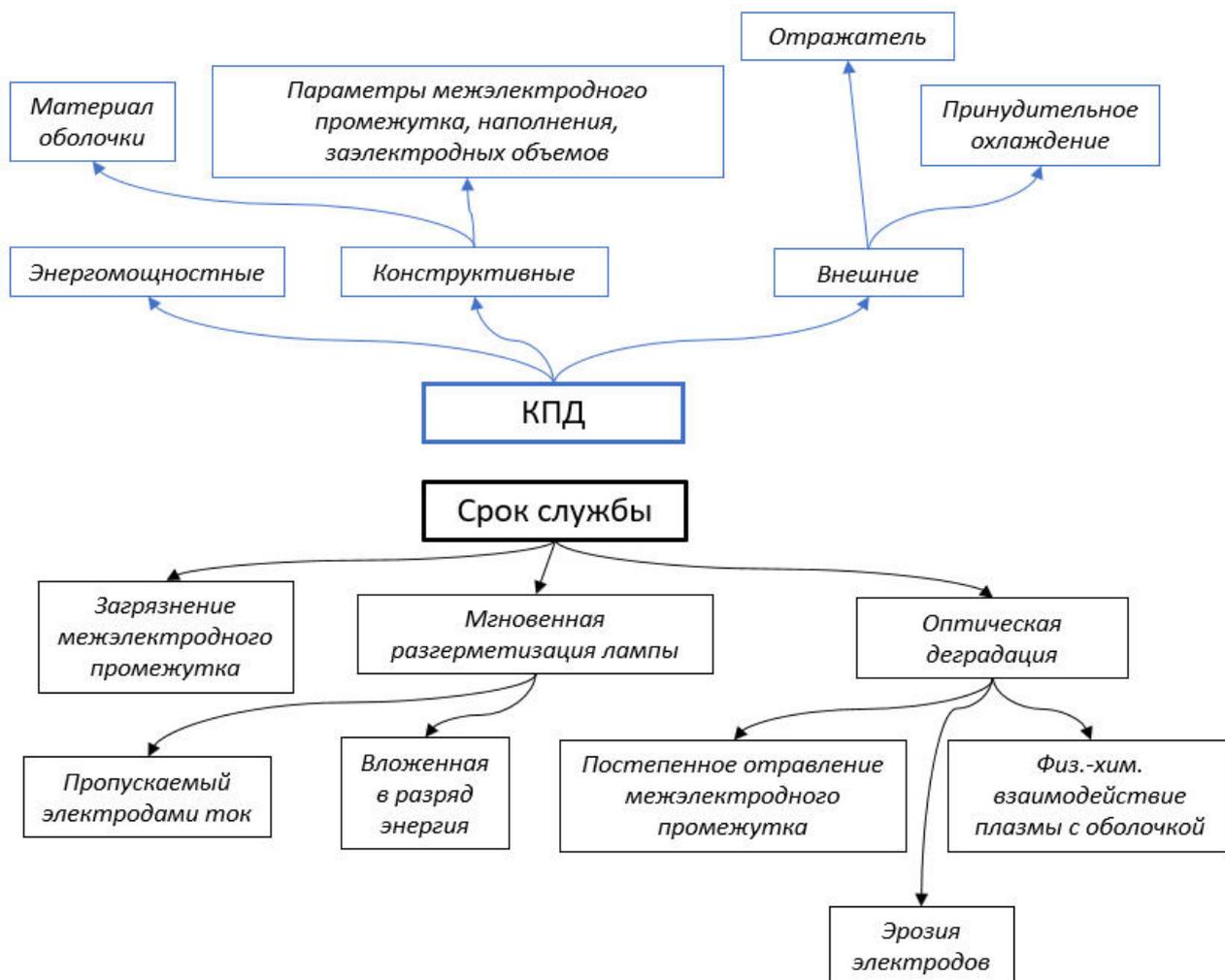


Рисунок 20 – Принципиальная схема параметров, оказывающих влияние на срок службы и КПД импульсных газоразрядных ламп

1.5.3 Формирование направлений исследования

Литературный анализ показал, что основные исследования с импульсными газоразрядными лампами были сосредоточены на видимом спектральном диапазоне. В качестве режимов работы наибольшее внимание было уделено режимам с отказом ламп вследствие взрыва или появления трещин.

Актуализация импульсных ламп в качестве источников УФ-излучения подтолкнула к необходимости разработки режимов для обеспечения длительной работы с повышенным значением эффективности преобразования электрической энергии в радиационную.

Исследованию влияния способа инициирования на оптическую долговечность импульсных ламп уделено считанное количество работ, которые, во-первых, дают противоречивые выводы, во-вторых, акцентируют внимание на излучении во всем спектральном диапазоне или только на его видимой части, а в-третьих, рассматривают лампы, функционирующих в условиях принудительного водяного охлаждения.

Показана актуальность разработки метода для сравнения ресурсных характеристик импульсных источников излучения, работающих в различных режимах нагружения, учитывающего как суммарно наработанную излучательную энергию, так и абсолютные характеристики излучения в рассматриваемом спектральном диапазоне.

Таким образом, исследования путей повышения оптической долговечности и КПД излучения импульсных ламп в УФ-области спектра и методов ее анализа являются актуальной прикладной задачей.

Глава 2 Разработка методик и аппаратного обеспечения исследования импульсных ксеноновых ламп

Исследование импульсного ксенонового разряда как высокоинтенсивного источника УФ-излучения затруднено в связи с отсутствием проверенных методик изучения электрических параметров короткой длительности и характеристик излучения в узком спектральном диапазоне 200-300 нм. Поэтому в данной главе основное внимание было сосредоточено на решении перечисленных проблем.

2.1 Определение параметров межэлектродного промежутка импульсных ксеноновых ламп для дальнейших исследований

Одним из перспективных направлений использования импульсных ксеноновых ламп является фотохимическое или фотобиологическое воздействие в проточных системах. Импульсный характер излучения в таких системах явно должен приводить к неравномерности облучения облучаемой среды. Оптимизация системы, представляющей комбинацию из трех элементов: источник электрического питания, габариты разрядного промежутка ИГЛ, направление потока среды (вдоль или поперек) относительно лампы, – требует решения на этапе проектирования устройства. Экспериментальный поиск наиболее эффективной системы, обеспечивающей равномерность сообщенной потоку среды дозы, является трудоемким и многофакторным процессом. Для сужения области оптимизации используют методы математического моделирования.

Авторы [98] представили модель расчета гидродинамических процессов на основе численного моделирования с дискретизацией по времени мгновенной дозы облучения, сообщаемой ИГЛ. Однако методика расчета параметров источника излучения и электротехнического контура авторами представлена не была, а предложенный способ оценки эффективности фотоиндуцированных процессов, основанный на расчете количества облученных частиц, получивших превышение над минимальной дозой, дает завышенные значения.

В виду значительных габаритных размеров ртутных ламп низкого давления (РЛНД), в конструкции современных реакторов для обработки сред в проточных системах используется только продольное расположение ламп относительно направления движения потока [68], т.е. ось лампы совпадает с направлением скорости потока среды. Такая конструкция реактора приемлема только для оптически плотных сред, эффективно поглощающих излучение УФ источника. В оптически прозрачной среде световой путь будет ограничен габаритами реактора, что не обеспечит должной эффективности работы системы. Импульсные лампы обладают компактностью, что позволяет их располагать поперек направления потока и эффективно облучать независимо от оптической плотности среды.

На рисунке 21 представлена упрощенная конструкция реактора проточной системы с ИГЛ, расположенной поперек движения потока.

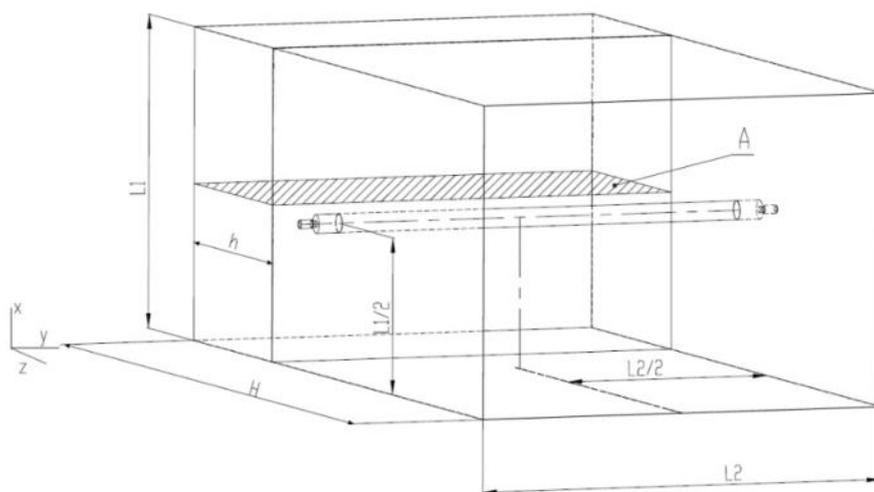


Рисунок 21 – Общий вид реактора проточной системы с указанием поршня

Частота следования импульсов – легко варьируемый параметр ИГЛ. Предельная частота трубчатых ламп определяется удельной электрической нагрузкой и скоростью восстановления электрической пробивной прочности канала [26]. Использование высокоскоростного коммутатора позволяет увеличить рабочую частоту ИГЛ за счет управляемой подачи напряжения на электроды лампы.

В приближении реактора идеального вытеснения в зависимости от частоты вспышек и скорости потока среды весь внутренний объем приведенного на рисунке 21 реактора можно разбить на облучаемые за единичный импульс излучения объемы (поршни) длиной h :

$$h = \frac{v}{f} = \frac{P}{S_c} \times \frac{1}{f} \quad (15)$$

где v – скорость потока среды; f – частота следования импульсов излучения ИГЛ; P – объемный расход потока среды в системе; S_c – площадь поперечного сечения реактора.

Смоделировав поле облученности, запишем уравнение для определения энергетической экспозиции всех точек поршня,двигающегося вдоль координаты z , на выходе из реактора:

$$E(x, y, z, \lambda) = \sum_{i=0}^N \left(E_m(x, y, z + ih, \lambda) \times k(x, y, \frac{H}{2} - ih, \lambda) \right) \quad (16)$$

где $E(x, y, z, \lambda)$ – спектральная энергетическая экспозиция за время пребывания единичного поршня в реакторе; $E_m(x, y, z, \lambda)$ – спектральная энергетическая экспозиция, полученная единичным элементом среды с координатами x, y, z за один импульс излучения; i – момент облучения единичного поршня в реакторе; N – момент последнего облучения поршня, вычисляемый по отношению длины реактора H в направлении движения среды к ширине поршня h ; $k(x, y, z)$ – коэффициент поглощения среды.

Координата $z+ih$ в выражении (16) определяет смещение поршня на его длину h между моментами мгновенного облучения. Координаты x, y остаются постоянными в приближении реактора идеального вытеснения.

Рассмотрев источник излучения в приближении равнояркого цилиндра конечной длины (60), проведем расчет энергетической экспозиции по продольному сечению поршня на уровне полувывсоты реактора (сечение А, Рисунок 21), набранной им за время пребывания в реакторе с поперечным сечением 20x20 см, длиной 100 см и производительностью 1 м³/час. За счет прохождения сечения А через ИГЛ неравномерность набранной дозы по длине поршня в нем будет

максимальной по сравнению с остальными возможными сечениями. ИГЛ с размерами межэлектродного промежутка 3/80 мм и частотой следования вспышек 0.5 Гц располагается перпендикулярно движению потока среды. В таких условиях набранная элементарными площадками энергетическая экспозиция по длине поршня может отличаться в 10 раз (Рисунок 22а), что объясняется нахождением определенных точек среды в момент импульса излучения в непосредственной близости к ИГЛ.

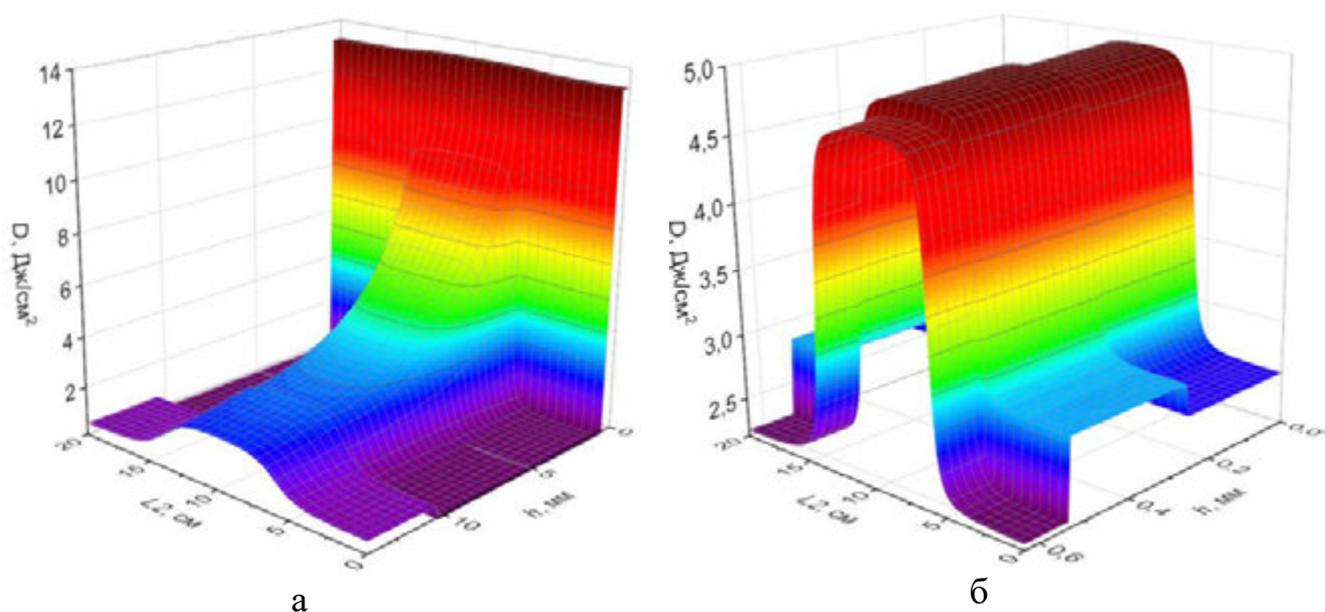


Рисунок 22 – Распределение энергетической экспозиции D по длине поршня h в сечении А при оптической плотности среды 2.3 при частоте следования вспышек 0.5 Гц (а) и 11 Гц (б)

Решая задачу оптимизации методом градиентного спуска, зафиксировав среднюю мощность излучения и задав показатель равномерности, как отношение минимальной энергетической экспозиции к максимальной вдоль длины поршня, можно подобрать частоту следования вспышек импульсной лампы (Рисунок 22б), обеспечивающую удовлетворяющую заданным условиям равномерность распределения набранной дозы по продольному сечению поршня.

Стоит отметить, что при определенном показателе равномерности удается получить характер распределения дозы, неотличимый от создаваемого источником излучения постоянного горения.

Полученный результат позволяет выполнить расчет энергии излучения единичной вспышки, являющейся функцией фотобиологического или фотохимического эффектов. Поиск эффективности процесса сводится к решению экспоненциального уравнения (62) фотохимического [99] или фотобиологического [3] воздействий на облучаемую среду, где в случае фотохимической задачи коэффициент k является константой скорости реакции.

Дальнейший расчет фотоиндуцированного процесса по объему поршня идет за счет численного интегрирования методом Симпсона (64) уравнения (62) и вычисления эффективности процесса по формуле (65).

Таким образом, задав требуемую эффективность радиационного воздействия, представляется возможность решения оптимизационной задачи относительно минимально возможной энергии излучения единичного импульса для удовлетворения поставленных условий. Так, для задачи обеззараживания среды с учетом рассчитанной выше частоты следования вспышек 11 Гц, требуемой эффективности обеззараживания 90% и константы чувствительности микроорганизма $46 \text{ см}^2/\text{Дж}$ минимальная энергия излучения, удовлетворяющая всем условиям составляет 5.3 Дж.

Определяющим параметром ИГЛ с точки зрения излучательной способности является яркостная температура плазменного канала, отвечающая за спектральное распределение источника излучения. Варьируя параметры разрядного контура, можно изменять яркостную температуру ИГЛ в достаточно широких пределах вплоть до значений режима насыщения световой яркости [100] ($\sim 30 \text{ кК}$).

С одной стороны, яркость лампы можно изменять в зависимости от решаемой прикладной задачи. Так, например, для решения задач обеззараживания среды, напрашивается подбор яркостной температуры таким образом, чтобы максимум спектра излучения приходился на максимум чувствительности микроорганизмов

(260-275 нм [3]). Такой подход при оценке яркости плазменного образования в приближении абсолютно черного тела (АЧТ) приводит к значению ~ 11 кК.

Однако, решая оптимизационную задачу поиска максимального выхода излучения в бактерицидном спектральном диапазоне (200-300 нм [3]) с учетом спектрального коэффициента пропускания кварцевой оболочки импульсной лампы, получаем рост излучательных способностей с увеличением яркостной температуры (Рисунок 23).

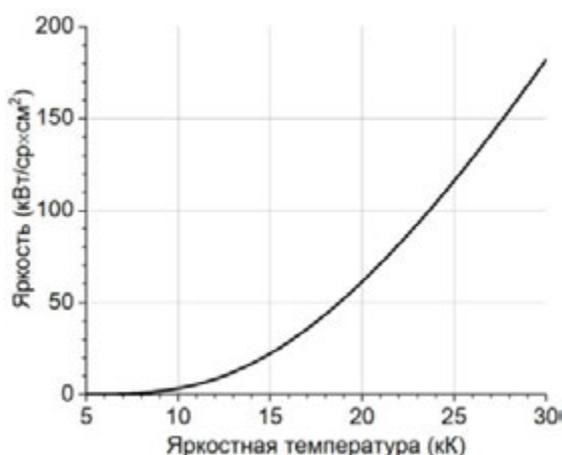


Рисунок 23 – Зависимость яркости в спектральном диапазоне 200-300 нм от яркостной температуры

Поддержание яркостной температуры в пределах 7000-8500 К позволяет достаточно эффективно преобразовывать электрическую энергию в УФ-излучение, и, одновременно, исключить возможность превышения предельных тепловых нагрузок на кварцевую стенку оболочки. Таким образом, теоретическое увеличение яркостной температуры ограничено конструктивными особенностями газоразрядных импульсных ламп.

С учетом известной эффективности преобразования запасаемой в накопителе энергии в излучательную можно записать

$$W = W_{\text{изл}} / \eta \quad (17)$$

где W – запасаемая в накопителе энергия; $W_{\text{изл}}$ – энергия излучения, найденная ранее; η – излучательный КПД в спектральном диапазоне энергии излучения $W_{\text{изл}}$.

Записав аппроксимационное уравнений для определения яркостной температуры [39]:

$$T_{bb} = 570 \times \left(\frac{W \cdot k_c}{\pi \cdot d \cdot l \cdot \tau} \right)^{0.25}, \quad (18)$$

выразим из него межэлектродное расстояние l и, дополнив уравнениями для расчета электрических параметров контура [39], получаем расчетную систему формул:

$$\begin{aligned} l(L, C) &= \left(\frac{570}{T_{bb}} \right)^4 \times \frac{W \cdot k_c}{\pi d \times \tau(L, C)} \\ \tau(L, C) &= \sqrt{L \times C / 0.3} \\ K_0(L, C) &= 1.27 \left(\frac{l(L, C)}{d} \right) \times (P_0 / 450)^{0.2} \\ Z_0(L, C) &= \sqrt{L / C} \\ \gamma &= R_{\Sigma}(L, C) / 2Z_0(L, C) \\ R_{\Sigma}(L, C) &\approx 0.3Z_0 + 1.28 \times K_0(L, C)^2 / U_0(C) \\ U_0(C) &= \sqrt{2W / C} \end{aligned} \quad (19)$$

В приведенной системе уравнений необходимо привести несколько допущений. Параметр затухания контура γ приравнивается значению 0.8 для получения наиболее эффективного энерговклада в плазменную нагрузку. При расчете суммарного сопротивления контура с лампой R_{Σ} сопротивление контура, в виду его малости, не учитывается. Давление p_0 холодного газа считается известной величиной и подставляется в уравнение конструктивного параметра K_0 в торрах. Уравнения, определяющие характерное время энерговклада τ , волновое сопротивление Z_0 и зарядное напряжение U_0 , подставляются в уравнения для нахождения параметра затухания γ , межэлектродного промежутка l и суммарного сопротивления R_{Σ} . Сформированная уравнения решаются совместно для

определения длины межэлектродного промежутка, индуктивности контура L , и емкости разрядного конденсатора C .

Для яркостной температуры 8 кК; внутреннего диаметра лампы 0.5 см; давления холодного газа 220 Торр; запасаемой в конденсаторе энергии 53 Дж, рассчитанной по уравнению (17) с учетом полученной ранее энергии излучения 5.3 Дж и излучательного КПД в спектральном диапазоне 200-300 нм 0.1; принимая коэффициент энерговыклада k_c равным 0.95; индуктивность контура большей 5 мкГн; а емкость разрядного конденсатора, лежащей в диапазоне 10-100 мкФ; решение системы уравнений (19) даст при фиксированной индуктивности ряд соответствующих друг другу емкости и межэлектродного расстояния (Рисунок 24).

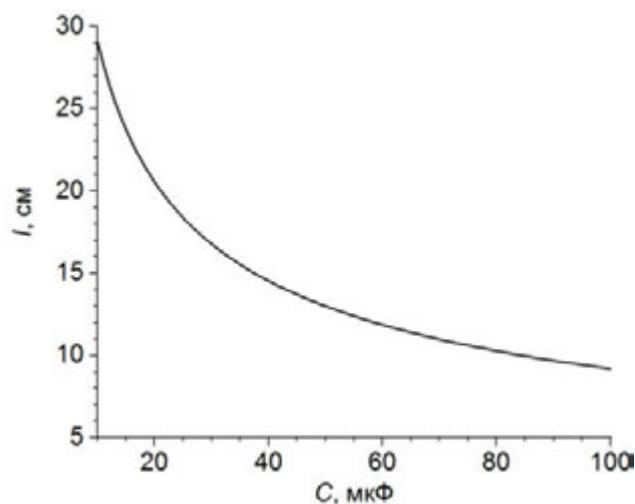


Рисунок 24 – Зависимость межэлектродного расстояния l импульсной газоразрядной лампы от емкости конденсатора C при индуктивности 20.8 мкГн

На основе разработанной модели для дальнейших исследований выбрана импульсная газоразрядная лампа с внутренним диаметром 5 мм, межэлектродным расстоянием 120 мм при емкости разрядного конденсатора 60 мкФ.

2.2 Экспериментальная установка и методики исследования электрических и излучательных параметров импульсных газоразрядных ламп

Как отмечалось в начале главы сложность вопроса регистрации УФ излучения связана с узким спектральным диапазоном 200 – 3000 нм, в котором определяется эффективность работы импульсной газоразрядной лампы. Поэтому данному вопросу в данном разделе уделено особое внимание.

2.2.1 Методика калибровки фотоэлектрических приемников импульсного излучения

Регистрация высокоинтенсивного излучения – отдельная фотометрическая задача, накладывающая на фотоприемники следующие ограничения: время нарастания сигнала не должно превышать 0.1 времени достижения максимума сигнала импульса света, отсутствие инерционности, удовлетворяющая требованиям задачи спектральная характеристика, надежная методика калибровки с относительно небольшой погрешностью.

Однако наиболее дешевым и распространенным средством фотометрической диагностики импульсного излучения являются фотодиодные датчики [101], [102], большое разнообразие ключевых параметров которых, позволяет подобрать сенсор, подходящий для решения задач в практически любой области.

Учитывая высокую интенсивность импульсного излучения, для калибровки фотодиодных датчиков его регистрации необходим эталонный высокоинтенсивный источник света. Такие эталоны редки, калибровка по ним трудозатратна и обладает относительно высокой погрешностью. Отработанные методики калибровки по низкоинтенсивным лампам постоянного горения из-за низкой чувствительности фотоприемника не смогут выдать отличимую от шума реакцию на излучение.

Проведем мысленный эксперимент: облучим лампой постоянного горения монохроматического характера излучения фоточувствительную площадку

фотодиодного приемника с предусилителем и интегрирующей цепочкой с известной постоянной времени с такого расстояния, что неравномерностью создаваемой облученности на фотоприемной поверхности можно пренебречь. Параметры предусилителя и постоянная времени интегрирующей цепочки подобраны таким образом, чтобы датчик на выходе из интегрирующей цепи удовлетворительно различал сигнал и лампы постоянного горения, и импульсной лампы. Также с целью гарантированного анализа единичной вспышки лампы постоянная времени должна превышать длительность импульса излучения, но быть меньше времени периода между вспышками. В случае построения интегратора по схеме с операционным усилителем необходимо убедиться в постоянности его частотных характеристик в требуемых для решения задачи временных пределах.

С учетом известной абсолютной излучательной способности, создаваемой лампой постоянного горения на уровне фотоприемной площадки, выразим коэффициент пропорциональности для данного фотодатчика:

$$S_{\lambda} = \frac{U_f}{P_{\lambda}} \quad (20)$$

где U_f – сигнал после интегрирующей цепочки, В; P_{λ} – создаваемая лампой на уровне фотоприемной площадки облученность на длине волны λ , Вт/м²; S_{λ} – коэффициент пропорциональности на длине волны λ между сигналом после интегрирующей цепочки U_f и значением облученности P_{λ} , В·м²/Вт.

При помощи монохроматора и эталонного источника излучения определяем спектральную чувствительность фотоприемной площадки, в соответствии с которой и полученным коэффициентом S_{λ} находим максимальную чувствительность фотоприемной площадки S_{max} .

Сгенерируем импульсной газоразрядной лампой с неизвестной спектральной характеристикой импульс с переменной во времени мощностью излучения. Реакцией фотоприемника до интегрирующей цепочки, но после предусилителя сигнала на такое облучение будет:

$$U_{amp}(t) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} P(\lambda, t) \cdot S(\lambda) \cdot S_{max} d\lambda \quad (21)$$

где $U_{amp}(t)$ – реакция фотоприемника после предусилителя сигнала на облученность, В; $P(\lambda, t)$ – спектральная облученность, создаваемая источником излучения на уровне фоточувствительной площадки, Вт/(м²·нм); $S(\lambda)$ – нормированная на максимальное значение спектральная чувствительность фотоприемника; S_{max} – чувствительность фотоприемника на длине волны максимума чувствительности, В·м²/Вт.

Проинтегрировав правую часть уравнения (21) и выразив облученность, получаем:

$$P_s(t) = \frac{U_{amp}(t)}{S_{max}} = \frac{U_{in}(t) \cdot k}{S_{max}} \quad (22)$$

где $P_s(t)$ – облученность на уровне фотоприемной площадки с учетом ее спектральной чувствительности, Вт/м²; $U_{in}(t)$ – реакция фотоприемника до предусилителя сигнала на облученность, В; k – коэффициент усиления сигнала, определяемый по известным схмотехническим компонентам или математически из выражения.

Записав уравнение интегрирующей цепи [103]

$$U_f = \frac{1}{\tau} \cdot \int_{t_1}^{t_2} U_{amp}(t) dt \quad (23)$$

и подставив в него уравнение (22), получаем:

$$U_f = \frac{1}{\tau} \cdot \int_{t_1}^{t_2} P_s(t) \cdot S_{max} dt \quad (24)$$

Интеграл от облученности по времени не что иное, как энергетическая облученность, выражая которую из уравнения (23), получим:

$$E_s = \frac{U_f \cdot \tau}{S_{max}} \quad (25)$$

где τ – постоянная времени интегрирующей цепочки, вычисляемая по известным схмотехническим компонентам или экспериментально по времени нарастания или снижения сигнала излучения на 90%, с; E_s – энергетическая облученность на уровне фотоприемной площадки с учетом ее спектральной чувствительности, Дж/м².

Таким образом, полученные уравнения (22) и (25) позволяют при помощи заранее проведенной калибровки с получением абсолютной спектральной чувствительности фотоприемника и постоянной времени с учетом расстояния и телесного угла вычислить как энергию излучения импульсного источника излучения, так и временной характер мощности излучения в спектральных пределах чувствительности фотодатчика.

Полученные в результате вычислений абсолютные величины характеризуют именно поглощенное фоточувствительной площадкой излучение, что, безусловно, не является конечной целью фотометрических исследований. Для однозначной интерпретации результата необходимо соотнести его со спектральным диапазоном, включенным в чувствительность фотоприемника, энергия излучения в котором наиболее близка к полученной в результате расчетов. Для этого предлагается использовать приведенный ниже способ.

Предположим, что помимо используемого фотоприемника с переменной спектральной чувствительностью в диапазоне длин волн от λ_1 до λ_2 есть еще один – с идеальной (постоянной) спектральной чувствительностью в диапазоне длин волн от λ_3 до λ_4 , находящейся в диапазоне λ_1 до λ_2 и включающей длину волны максимума чувствительности первого фотоприемника λ_m . При этом абсолютное значение чувствительности «идеального» фотоприемника равно максимальной чувствительности первого (Рисунок 25), а реакции фотоприемников в ответ на облучение излучением сплошного спектра равны между собой.

Равенство сигналов фотоприемников свидетельствует об идентичности площадей под их спектральными чувствительностями. Разделим спектральные чувствительности на две области: до длины волны λ_m и после, что дает нам попарное равенство площадей под спектральными чувствительностями фотоприемников в этих областях. Спектральные границы идеального фотоприемника с учетом равенства S_m единице определяются:

$$\lambda_3 = \lambda_m - S_{left}/S_m \quad (26)$$

$$\lambda_4 = \lambda_m + S_{right}/S_m \quad (27)$$

где S_{left} и S_{right} – площади под спектральной чувствительностью используемого фотоприемника в диапазонах длин волн λ_1 - λ_m и λ_m - λ_2 соответственно, найденные математическим или графическим интегрированием; S_m – максимум относительной спектральной чувствительности фотоприемника всегда равный единице.

Таким образом, показанные преобразования позволяют определить спектральный диапазон, энергия излучения в котором равна полученному в результате расчетов значению.

Необходимо отметить, что показанный способ оценки спектрального диапазона подходит только для интерпретации результатов, полученных при регистрации импульсного излучения сплошного характера спектрально перекрывающего чувствительность фотоприемника. При измерении излучения с полихромным участком спектра, входящим в диапазон чувствительности фотоприемника, но не перекрывающим его, потребуется корректировка значений λ_1 и λ_2 в соответствии со спектральным диапазоном излучения.

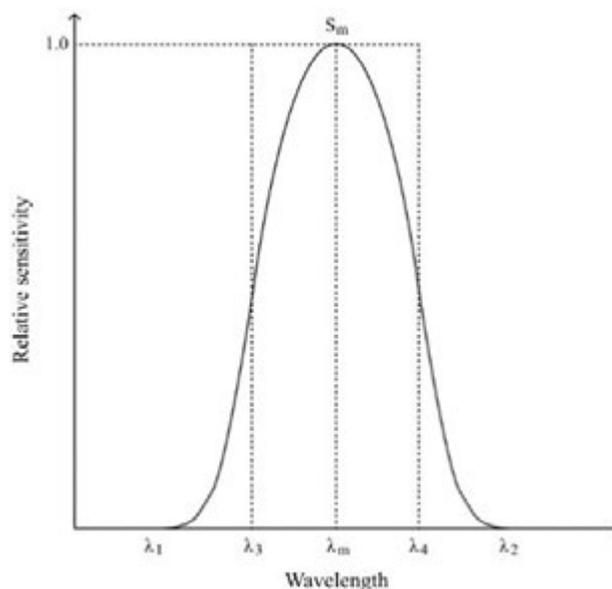


Рисунок 25 – Относительные спектральные чувствительности используемого и «идеального» фотоприемников

2.2.2 Методика измерения спектрально-энергетических характеристик импульсных газоразрядных ламп

В большинстве прикладных задач, например, фотобиологических и фотохимических [3], [104] важнейшим параметром является энергетическая облученность, создаваемая источником излучения за определенное время. Таким образом, с точки зрения прогнозирования фотоиндуцированного эффекта наиболее целесообразным является контролирование энергии единичного импульса излучения в различных спектральных диапазонах.

Растущий интерес к импульсным газоразрядным лампам подталкивает к развитию средств регистрации характеристик их излучения. Хорошо известны успешно применяемые методы фотофизической, основанной на внутреннем или внешнем фотоэффекте, и фотохимической регистрации излучения, основанной на изменении оптических или физических свойств вещества под воздействием света [105].

Необходимость определения квантового выхода реакции в зависимости от спектрального состава излучения, требования по термостабильности используемого материала, невозможность использования вещества повторно, а также практическая непригодность существующих актинометров для регистрации коротковолнового УФ-излучения в диапазоне 200-240 нм [1], делают фотохимический метод регистрации трудоемким и малоприменимым.

Наибольшее распространение среди устройств на основе фотофизического метода регистрации излучения получили фотодиоды, принцип работы которых основан на появлении ЭДС при освещении поверхности полупроводника. Удобство в применении, повторяемость результатов, быстроедействие, а также широкая линейка предлагаемых фотодиодов на различные спектральные диапазоны от таких известных фирм как Sglux и Hamamatsu заставляют обратить на эту область пристальное внимание. Основное применение: измерение облученности, создаваемой на приемной поверхности от таких распространенных монохроматических источников излучения, как ртутные лампы низкого давления,

эксимерные лампы, лазеры. В этом случае, пренебрегая фактом уширения спектральных линий, с учетом известной абсолютной чувствительности фотоприемника на длине волны излучения K_λ в $\text{Вт}/\text{м}^2 \cdot \text{В}$ и зарегистрированным значением сигнала с фотодатчика U в В вычисляется значение облученности $E = K_\lambda \cdot U$. Учет спектрального уширения линий и относительной спектральной характеристики фотоприемника позволяют поднять точность измерения.

Однако, несмотря на простоту и дешевизну, измерение облученности от импульсных ламп полихромного характера может вносить значительные погрешности за счет невозможности учесть спектральное распределение излучения по спектру. Кроме того, такой метод не позволяет получать информацию об энергии излучения в требуемых спектральных диапазонах.

Для измерения мощности излучения лазеров часто используют пироэлектрические датчики, принцип работы которых основан на возникновении электрического поля в кристалле при изменении его температуры. Хорошая чувствительность и стабильность показаний обеспечили пироэлектрическим датчикам широкое распространение в сфере измерения мощности лазеров. На текущий день ряд компаний предлагает пироэлектрические головки с широким диапазоном энергетической чувствительности, временным разрешением, спектральным диапазоном (Рисунок 26). Более того, заложенные в обрабатывающий компьютер алгоритмы позволяют выбирать длину волны лазера, тем самым учитывая спектральную чувствительность, что значительно повышает удобство работы с датчиком. Все перечисленные факты позволяют подбирать приемник в зависимости от параметров источника излучения.

Однако с точки зрения использования пироэлектрического датчика для измерения излучения импульсной газоразрядной лампы существует ряд ограничений. Во-первых, помимо самого датчика необходимо приобретать специальное компьютеризированное устройство, обрабатывающее сигнал с датчика и учитывающее его калибровочные параметры.

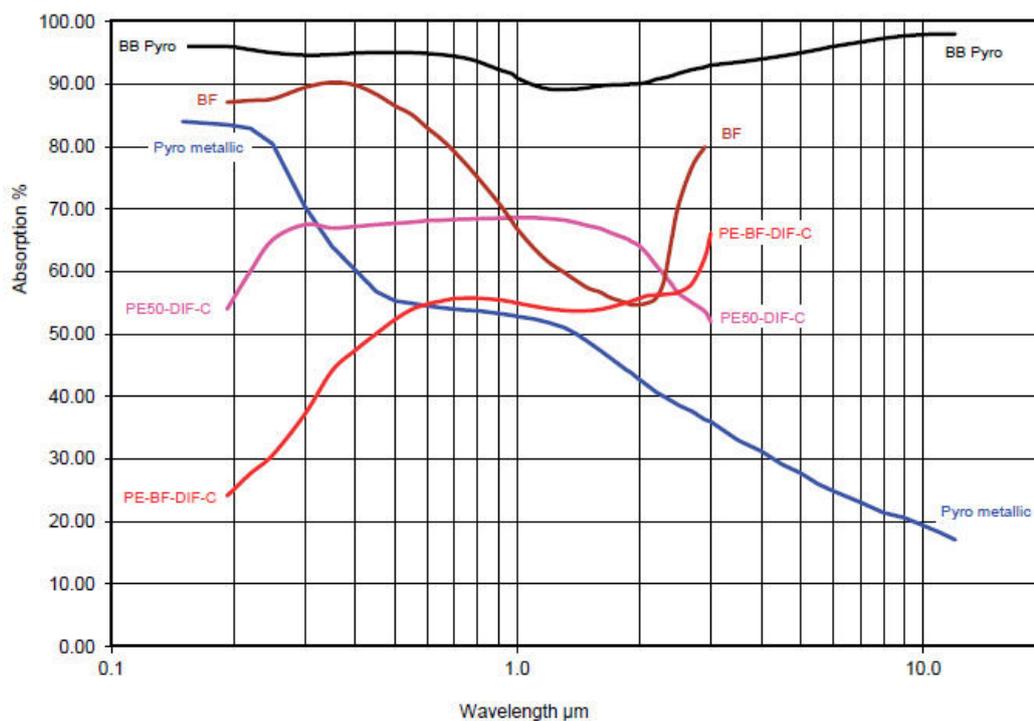


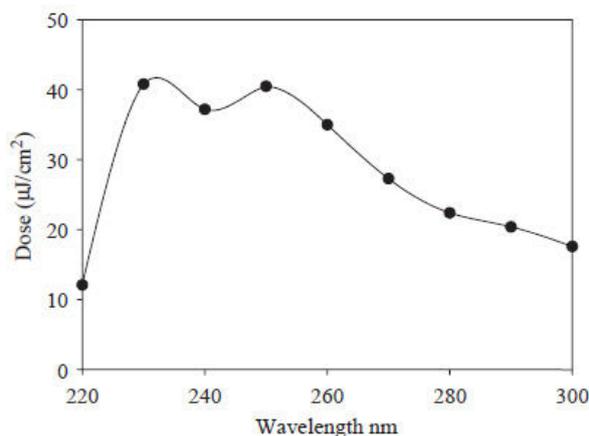
Рисунок 26 – Спектральная чувствительность датчиков компании Ophir [106]

Стоимость такого набора зачастую превышает 4000 \$. Во-вторых, на датчик оказывают влияние любые источники излучения, попадающие в спектральный диапазон его чувствительности. При работе с достаточно мощными источниками излучения любые нагревающиеся элементы (например, электроды, колба) посредством излучения в ИК диапазоне будут вносить погрешность в проводимые измерения. В-третьих, превышение пороговой плотности энергии приводит к повреждению чувствительной поверхности и изменению ее характеристик. В-четвертых, при регистрации излучения сплошного спектра необходима постоянная спектральная чувствительность датчика. Для приемника с головкой ВВ Руго (Рисунок 26), обладающей наиболее постоянной во всем спектральном диапазоне чувствительностью, максимальный перепад составляет $\approx 8\%$, что вносит дополнительную погрешность в результат измерений. В-пятых, отсутствует возможность получения энергетических характеристик в диктуемых прикладной задачей спектральных диапазонах, даже с учетом возможности применения оптических стекол.

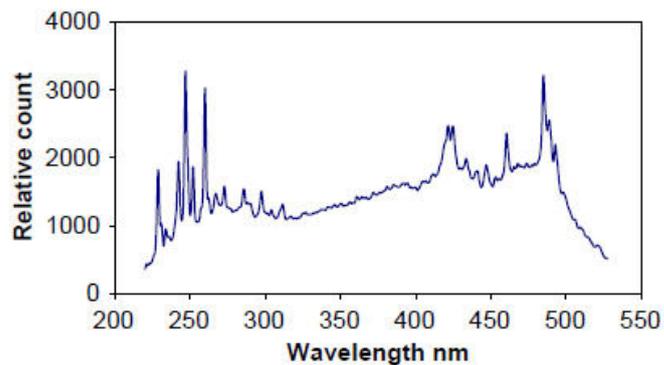
Ни один из перечисленных выше методов не позволяет получить достоверные результаты измерения параметров излучения импульсных источников излучения сплошного спектра в виду, как минимум, непринятия во внимания спектрального энергетического распределения.

Энергетическое распределение по спектру излучения можно учесть у импульсных ламп, подчиняющихся приближению абсолютно черного тела (АЧТ). В этом случае, измеряемая [26] энергетическая яркость, дает возможность построить спектр излучения и, с учетом известной относительной спектральной чувствительности фотоприемника, вычислить характеристики падающего на фотоприемную площадку излучения. Отхождение от приближения АЧТ и, зачастую, сложность измерения энергетической яркости источников со свободно расширяющимся телом излучения [107], вносят существенные погрешности в получаемые на выходе параметры.

Авторы статьи [108] в качестве измерительной системы использовали совокупность монохроматора и пироэлектрического датчика. Последовательно выделяя спектральные участки шириной 10 нм, облучалась приемная площадка пироэлектрического приемника. Полученные значения позволили построить абсолютный спектр излучения импульсной лампы. Однако сравнение с относительным спектральным распределением, полученным при помощи спектрометра, показало заметную разницу, которую можно объяснить не только грубым шагом измерения, но и, по-видимому, отсутствием учета непостоянства спектральной чувствительности пироэлектрического датчика. Полученный за счет сшивки спектр импульсной лампы не учитывает нестабильность ее излучательных параметров от импульса к импульсу. Кроме того, значительным является время, затрачиваемое на получение спектра энергетической освещенности: для получения спектрального распределения в диапазон 80 нм авторы были вынуждены 8 раз повторять операцию регистрации излучения. Увеличение точности регистрации, а следовательно, уменьшение спектрального шага приведет к пропорциональному росту количества операций и времени на получения конечного результата.



(a)



(б)

Рисунок 27 – Спектральное распределение энергетической освещенности, полученное при помощи монохроматора и пироэлектрического датчика (а) и при помощи спектрометра Ocean Optics (б) [108]

Методика, апробированная в статье [109], показала принципиально новый подход к измерению импульсного излучения за счет системы из коаксиального фотоэлемента ФЭК-22СПУ и спектрометра. Коэффициент пересчета получается при учете спектральной чувствительности ФЭК-22СПУ на зарегистрированном спектрометром относительном спектральном распределении. Таким образом, авторы сумели получить абсолютный спектр излучения в диапазоне регистрации спектрометрического прибора. Единственным существенным недостатком данной методики является выбранный фотоэлемент – сложно калибруемый источниками постоянного горения, и как следствие, обладающий высоким значением погрешности. Совокупное значение погрешности методики составило $\approx 18\%$.

В качестве альтернативного способа получения абсолютных характеристик излучения сплошного спектра предлагается использовать совокупность получаемых данных со спектрометрического устройства, регистрирующего спектральное распределение оптического сигнала посредством его разложения на дисперсионном элементе и последующей фокусировке на фоточувствительной матрице, и фотофизического приемника излучения на основе фотодиода (ФПИФ) с интегрирующей цепью, напряжение на выходе которой равно интегралу тока зарядки конденсатора.

Основное преимущество спектрометра – постоянная чувствительность по всему спектральному диапазону. Спектрометр подбирается исходя из трех основных требований: спектральная чувствительность устройства должна попадать в спектральный диапазон излучения лампы, время интегрирования должно значительно превышать длительность импульса излучения, чувствительность приемной матрицы не должна насыщаться падающим излучением.

Фотодиодный приемник подбирается исходя из требований о превышении постоянной времени RC-цепи над длительностью импульса излучения, но меньшим периода всплеск и о вхождении спектральной чувствительности ФПИФ в спектральный диапазон регистрации излучения спектрометром. При использовании в качестве интегратора схемы с операционным усилителем необходимо убедиться в постоянности его частотных характеристик в требуемых для решения задачи временных пределах.

ФПИФ в зависимости от спектрального диапазона чувствительности предварительно проверяется по утвержденной методике [110], [111], обеспечивающей получение спектрального распределения нормированной относительной чувствительности S_λ и значения вольтовой чувствительности, характеризующей ее применительно к схеме включения приемника, на длине волны максимума чувствительности S_{max} [В·м²/Вт].

Фотоприемники располагаются на удалении достаточном для попадания всей лампы в эффективное поле зрения приемника таким образом, чтобы можно было пренебречь косинусом угла падения излучения на фоточувствительные поверхности и неравномерностью ее облучения.

Подставив формулу (21) в уравнение описывающей интегральную цепь (23)

$$U_f = \frac{1}{\tau} \cdot \int_{t_1}^{t_2} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} P(\lambda, t) \cdot S(\lambda) \cdot S_{max} d\lambda dt \quad (28)$$

Учитывая, что временной интеграл спектральной облученности $P(\lambda, t)$ является энергетической освещенностью, получаем:

$$U_f = \frac{S_{max}}{\tau} \cdot \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E(\lambda) \cdot S(\lambda) d\lambda \quad (29)$$

Реакция спектрометра пропорциональна падающему излучению:

$$E(\lambda) = K_{спек} \cdot E_{спек}(\lambda) \quad (30)$$

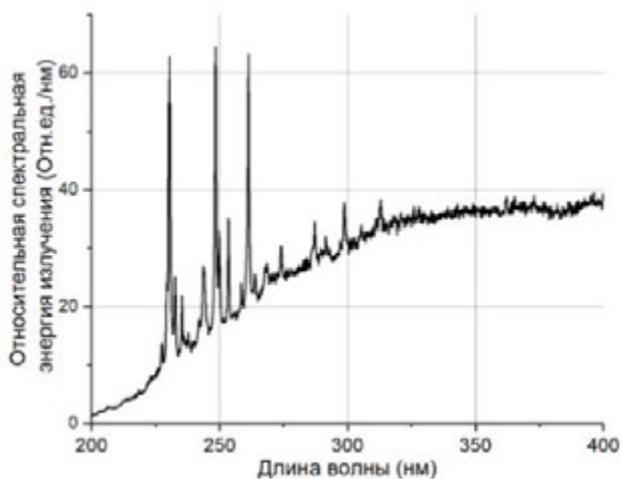
где $E(\lambda)$ – спектральное распределение энергетической освещенности, Дж/(м²·нм); $K_{спек}$ – коэффициент пропорциональности реакции спектрометра, Дж/Отн.ед.; $E_{спек}(\lambda)$ – реакция спектрометра на приходящее спектральное распределение энергетической освещенности, Отн.ед/(м²·нм).

Подставляя (30) в (29) и выражая $K_{спек}$ с учетом его независимости от длины волны, получаем:

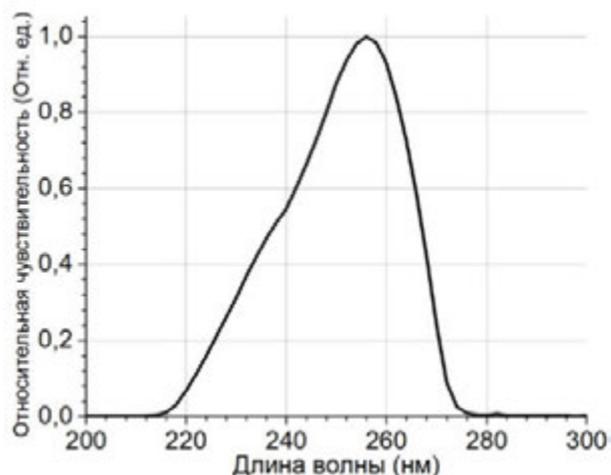
$$K_{спек} = \frac{U_f \cdot \tau}{S_{max} \cdot \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_{спек}(\lambda) \cdot S(\lambda) d\lambda} \quad (31)$$

Таким образом, получен коэффициент пропорциональности, умножая который на реакцию спектрометра в уравнении (30), можно получить абсолютное спектральное распределение энергии излучения импульсной лампы.

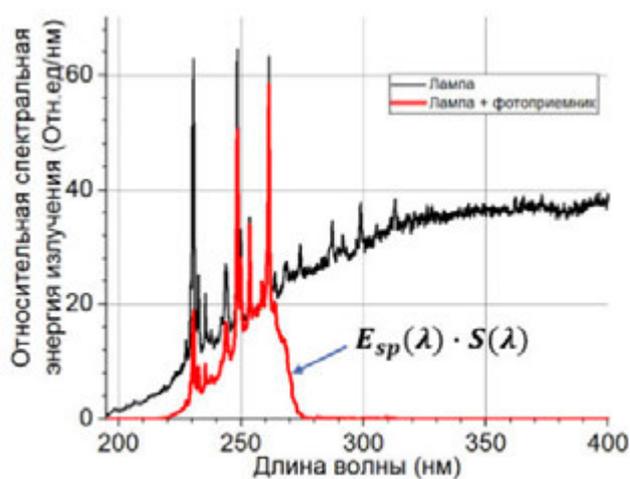
Графическое объяснение методики получения абсолютного спектрального распределения энергии излучения импульсной лампы приведено на рисунке 28. Зарегистрированное спектрометром относительное спектральное распределение энергии излучения (Рисунок 28а) умножается на известную спектральную чувствительность используемого фотодатчика (Рисунок 28б). Полученное спектральное распределение – та часть излучения, которое поглощается фоточувствительной площадкой датчика (Рисунок 28в), интегрируя которое и подставляя результат в уравнение (31), получаем коэффициент пропорциональности для спектрометра. Умножая полученный коэффициент на относительное спектральное распределение (Рисунок 28а), находим абсолютное спектральное распределение энергетической облученности, создаваемой лампой на уровне приемной площадки фотодатчика. Учитывая телесный угол и расстояние можно получить полную спектральную энергию излучения импульсной лампы.



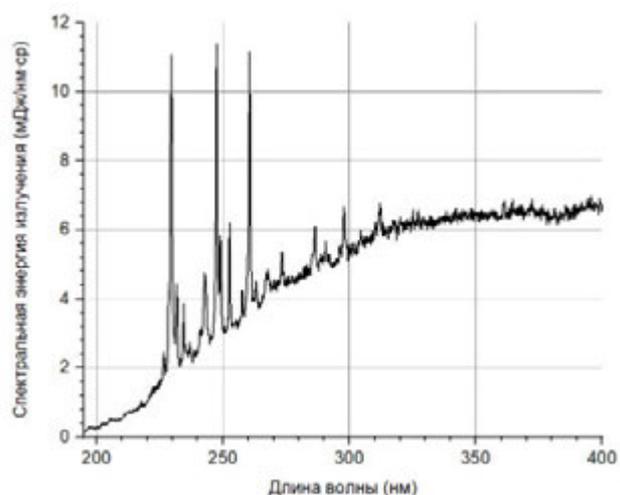
а



б



в



г

Рисунок 28 – Методика вычисления абсолютного спектрального распределения энергии излучения импульсной лампы

2.2.3 Экспериментальная установка исследования излучательных и электрических характеристик газоразрядных импульсных ламп

Объектами исследования послужили импульсные трубчатые лампы с межэлектродным расстоянием 120 мм и внутренним диаметром 5 мм. Толщина стенки у всех ламп составляла 0,8-0,9 мм. Лампы заполнялись спектрально чистым ксеноном до давления 220 торр.

Для экспериментальных исследований электрических и радиационных характеристик лампы был собран стенд, принципиальная схема которого показана

на рисунке 29. Источник питания заряжал конденсатор C_0 до напряжения U . Инициирование разряда осуществлялось с помощью высоковольтного импульса амплитудой ≈ 24 кВ. Индуктивность и сопротивление контура варьировались от 7 до 53 мкГн и от 22 до 138 мОм соответственно.

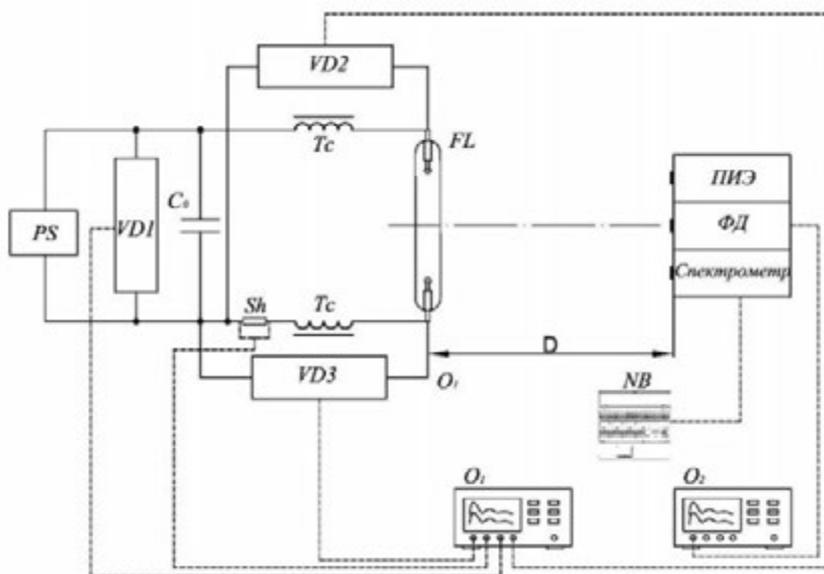


Рисунок 29 – Принципиальная схема измерительного стенда

PS – зарядный блок; VD1, VD2, VD3 – делители напряжения; C_0 – разрядный конденсатор; Sh – безындуктивный шунт; T_c – катушка поджига; FL – импульсная газоразрядная лампа; O1, O2 – осциллографы; NB – ноутбук; ПИЭ – пьезоэлектрический измеритель энергии (компания «Офир»); ФД – фотодиодный приемник излучения; D – расстояние от импульсной газоразрядной лампы до системы регистрации излучательных характеристик

Разрядный ток регистрировался с помощью калиброванного коаксиального безындуктивного токового шунта SDN-001 с временем нарастания сигнала 30 нс и сопротивлением 1,012 мОм, что на 3 порядка ниже сопротивления плазменного канала. Шунт располагался между конденсатором и поджигающим трансформатором, что позволило исключить влияние высоковольтного импульса инициализации разряда на осциллограмму разрядного тока.

Вычисление запасенной и вложенной в разряд электрических энергий требует одновременной регистрации импульсного тока и падений напряжений на

обкладках разрядной емкости и электродах лампы. Однако при наиболее распространенной схеме с последовательным инициированием разряда [26], при которой между лампой и конденсатором находится высоковольтный трансформатор с существенным омическим сопротивлением, разность потенциалов между конденсатором и лампой может превышать сотни вольт. Подключенные в точках с настолько разными потенциалами делители напряжения объединяют свои земляные контакты в осциллографе. Использование стандартного осциллографа с общей землей между всеми каналами при таком измерении опасно его преждевременным отказом. Осциллографы с изолированной землей между каналами значительно сложнее и дороже. Несмотря на то, что для определения электрических параметров сильноточных импульсных разрядов короткой длительности разработано достаточное количество средств и методик [112, 113], все они направлены на измерение разности потенциалов между двумя точками и не решают задачу одновременного измерения падений напряжения на двух участках контура (лампе и конденсаторе) с различными потенциалами в каждой из точек.

Падение напряжения регистрировалось, как на разрядном промежутке лампы, так и на конденсаторе с помощью трех малоиндуктивных делителей напряжения смешанного типа Pintek HVP-39Pro со временем нарастания ~ 2 нс. Первый делитель напряжения устанавливался между обкладками конденсатора, второй и третий – сигнальными выводами крепились к электродам лампы, а земляными – к минусовой обкладке конденсатора. Полученные временные зависимости падения напряжения со второго и третьего делителей напряжения вычитались друг из друга, в результате чего была получена временная характеристика падения напряжения на лампе. За счет такого подключения на осциллограф с общей земляной шиной между каналами подаются сигналы с одинаковыми земляными потенциалами. Отсутствие разности потенциалов между соединенными точками устраняет ее влияние на результат и снижает вероятность отказа осциллографа.

Сигналы с токового шунта и всех делителей напряжения выводились на четырехканальный осциллограф TDS2024C. Такая схема подключения делителей

напряжения позволяет измерять потенциалы в необходимом количестве точек разрядного контура без риска выхода из строя осциллографа.

Таким образом удалось за один импульс записать согласованные между собой по времени осциллограммы тока, падения напряжения на лампе и конденсаторе.

Дальнейшая обработка осциллограмм заключалась в вычислении импульсной мощности, вкладываемой в контур и лампу, путем перемножения соответствующих осциллограмм тока и напряжения, и вычисления электрической энергии в контуре и лампе, полученной за счет интегрирования мощности.

Спектрально-энергетическая диагностика проводилась по описанной в разделе 2.2.2 методике за счет сочетания фотоэлектрического приемника излучения с интегрирующей цепочкой, и максимумом спектральной чувствительности, приходящимся на длину волны 257 нм и оптоволоконного спектрометра просветленного типа с высокой чувствительностью в ультрафиолетовом диапазоне AvaSpec-ULS2048-USB и спектральной погрешностью не более 0,05 нм, регистрирующим излучение в спектральном диапазоне 200-400 нм. Для фотоэлектрического приемника излучения предварительно была проведена калибровка с получением спектрального распределения относительной чувствительности, нормированной на его максимальное значение (Рисунок 30), и значения вольтовой чувствительности, характеризующей ее применительно к схеме включения приемника, на длине волны максимума чувствительности. По описанной в разделе 0 методике был определен эквивалентный спектральный диапазон чувствительности датчика 237-267 нм.

Измерение полной энергии излучения проводилось при помощи калиброванного чернотельного приемника излучения Ophir PE50BB-DIF, обладающего наиболее постоянной спектральной чувствительностью во всем диапазоне регистрации (0.19-20 мкм).

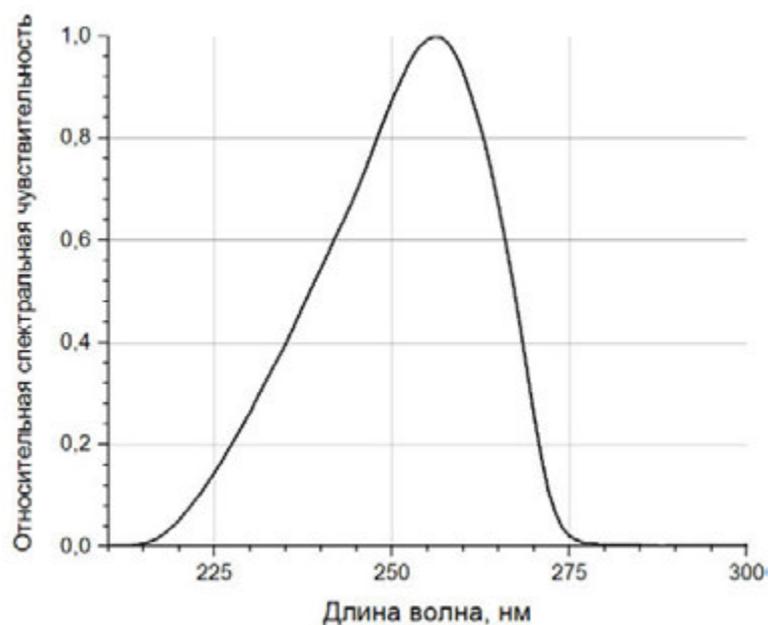


Рисунок 30 – Относительная спектральная чувствительность фотоприемника

2.2.4 Методика исследования азимутальной неравномерности оптической деградации колбы лампы и ресурсных характеристик

Испытания на долговечность проводились до снижения уровня излучения на 50 % или до выбранного уровня относительно начального значения. Лампы включались в контур питания и испытывались круглосуточно. Перед регистрацией излучения импульсная газоразрядная лампа останавливалась, выдерживалась в течение как минимум 1 часа при комнатной температуре, для снижения ее температуры, затем устанавливалась напротив регистрирующей аппаратуры.

Для измерения азимутальной равномерности деградации оболочки лампы использовалась следующая схема. Лампа устанавливалась в положение 1 и проводилось измерение ее излучательных характеристик (Рисунок 31). Затем лампа поворачивалась на 90° и снова измерялись ее излучательные характеристики. Таким образом, осуществлялось измерение излучательных характеристик лампы по 4 ее сторонам.

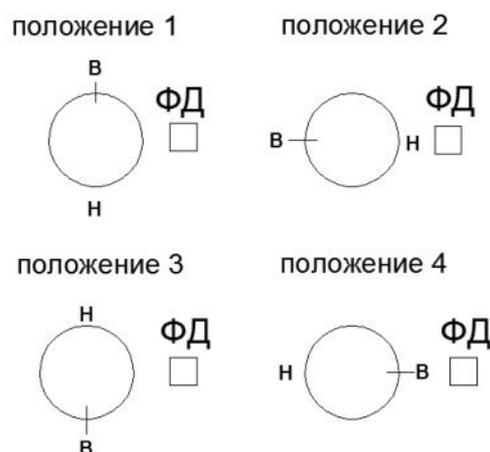


Рисунок 31 – Методика измерения азимутальной равномерности деградации оболочки лампы. ФП – фотоприемник; в – верх лампы; н – низ лампы

2.3 Формирование направления экспериментальных и расчетных исследований

В результате проведенных методических работ были разработаны уникальные методики и комплексы для достоверного исследования радиационных и энергопотенциальных параметров импульсного дугового разряда, ограниченного стенкой. Разработанные методики позволяют в дальнейшем применять их как для исследования разрядов неограниченной стенкой, так и при минимальных вычислительных доработках для исследования источников постоянного горения любого спектрального состава.

На последующих этапах необходимо провести экспериментальные работы по исследованию:

1. Скорости оптической деградации импульсной газоразрядной лампы в УФ-спектральном диапазоне при последовательной схеме инициирования;
2. Равномерности оптической деградации импульсной газоразрядной лампы по азимуту при последовательном инициировании;

3. Скорости оптической деградации импульсной газоразрядной лампы в УФ-спектральном диапазоне при инициировании от источника постоянного тока (дежурной дуги);
4. Влияния параметров разрядного контура на скорость оптической деградации импульсной газоразрядной лампы в УФ-спектральном.

На основе полученных экспериментальных данных необходимо провести расчетно-теоретическое исследование термодинамических параметров плазмы для оценки времени заполнения внутреннего объема лампы плазмой, что позволит сделать вывод о возможности использования квазистационарного приближения, а также о времени максимального теплопереноса энергии от плазмы к кварцевой стенке.

Глава 3 Экспериментальное исследование процессов, определяющих срок службы импульсных газоразрядных ламп в УФ-области спектра

Глава посвящена экспериментальной проверке полученных при научном анализе факторов, определяющих срок службы импульсной газоразрядной лампы, при пространственном расположении в серийной установке и при работе в установленных режимах электрического питания. На основе полученных данных в главе описываются результаты исследований, направленных на повышение срока службы и КПД излучения в УФ-области.

3.1 Исследование азимутальной неравномерности оптической деградации ограниченного стенкой импульсного газового разряда

На первом этапе трубчатые ксеноновые лампы испытывались в схеме с последовательным инициированием разряда. Вкладываемая в контур энергия составляла $\approx 10\%$ от предельного значения, рассчитанного по зависимости (10). Интегральный спектр излучения за импульс в абсолютных единицах с максимумом на длине волны больше 400 нм (Рисунок 32) свидетельствует об относительно невысокой температуре плазмы.

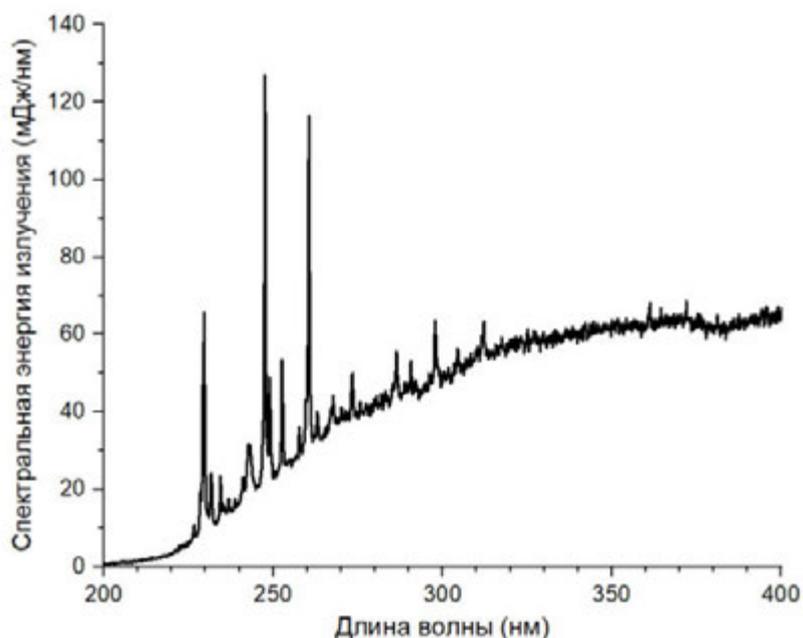


Рисунок 32 – Спектральное распределение энергии излучения ИГЛ с последовательным инициированием разряда

Снижение энергии излучения в УФ-С области спектра на 50 % происходит примерно за 600 тыс. импульсов (Рисунок 33), что в среднем на 1 порядок ниже ожидаемого результата (Рисунок 16).

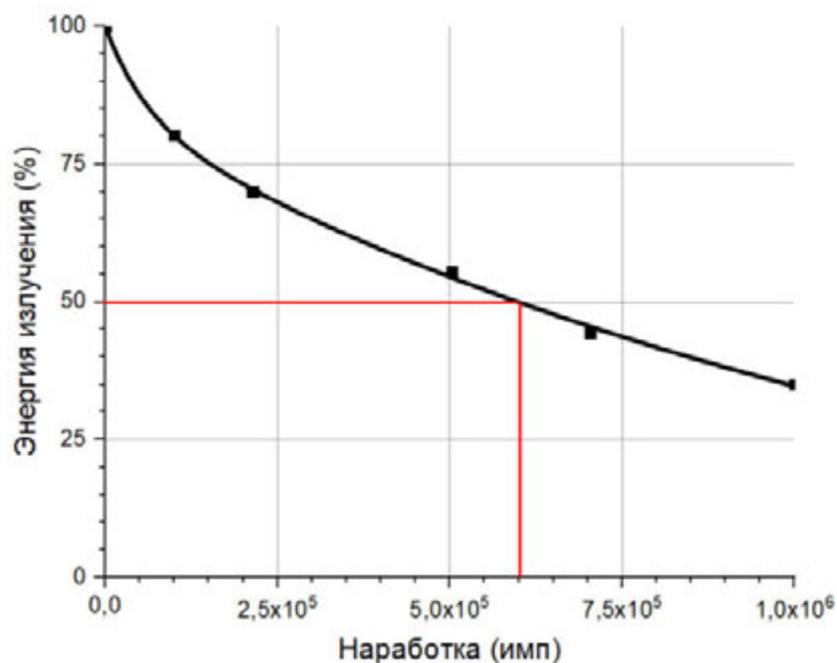


Рисунок 33 – Зависимость относительной энергии излучения в диапазоне 200-300 нм от наработки импульсной трубчатой лампы

Такое расхождение в первую очередь объясняется различными спектральными диапазонами, выбранными для оценки долговечности лампы. Так, энергия излучения той же лампы в спектральном диапазоне 200-230 нм падает на 50 % за ≈ 200 тыс. импульсов, а в диапазоне 200-400 нм – за 1 млн. импульсов (Рисунок 34). Анализ внешнего вида лампы (Рисунок 35) показал, что в выбранном режиме распыление электрода не является эффектом, определяющим оптическую деградацию лампы. Постепенно появившийся желто-коричневый налет, являющийся, по-видимому, продуктами диссоциации кварца, серьезно снижает пропускание оболочки лампы.

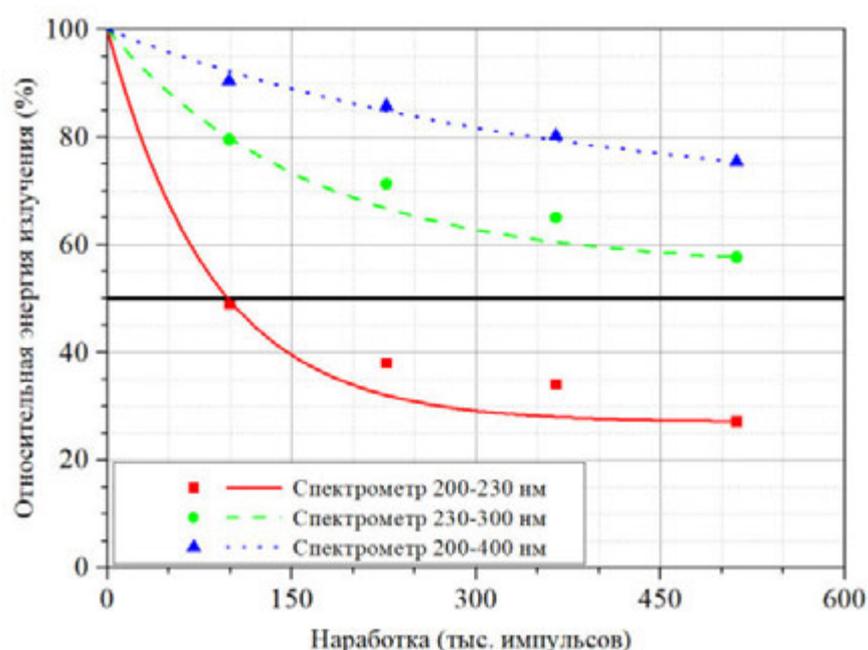


Рисунок 34 – Снижение относительной энергии излучения в различных спектральных диапазонах с наработкой лампы



Рисунок 35 – Внешний вид импульсной трубчатой лампы после 1 млн. импульсов

Внимательный анализ импульсных ламп, отработавших 500 и более тыс. импульсов, показал визуально отличимую неравномерность распределения желто-коричневого налета по поверхности колбы. Наиболее плотной окраской налет

обладает в части лампы, обращенной к экспериментальному стенду (нижняя часть лампы). Для подтверждения этой догадки были проведены ресурсные испытания с контролем энергии излучения по азимуту лампы, показавшие более быструю деградацию энергии излучения со стороны лампы, обращенной к экспериментальному стенду (180°) (Рисунок 36). Так, в спектральном диапазоне 230-300 нм через 512 тыс. импульсов энергия излучения с нижней стороны лампы снизилась \approx на 61%, тогда как с верхней – на 24 %. Большая скорость оптической деградации оболочки импульсной трубчатой лампы со стороны, обращенной к стенду, подтвердилась на всех исследуемых образцах. Визуально было отмечено постепенное увеличение площади, занимаемой желто-коричневым налетом, с наработкой лампы.

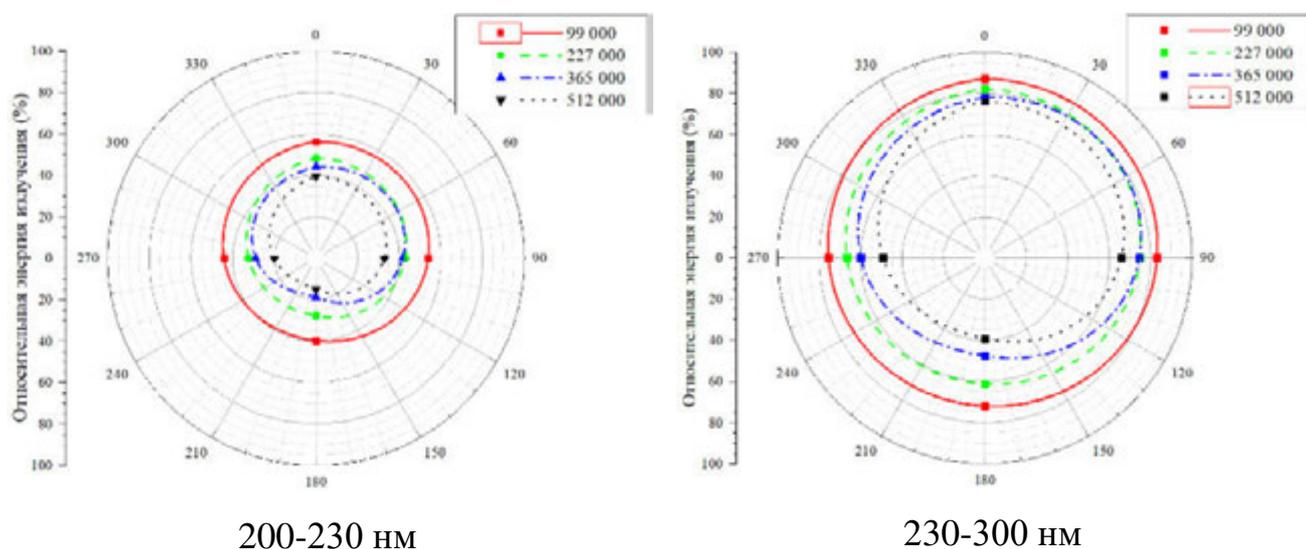


Рисунок 36 – Азимутальное снижение энергии излучения с наработкой.
 180° – нижняя часть лампы

Из экспериментальных исследований, показавших значительно большую скорость оптической деградации трубчатых ксеноновых ламп типа ИНП-5/120 со стороны, обращенной к экспериментальному стенду, было сделано предположение о влиянии на ресурсные характеристики способа инициирования импульсного разряда и его зависимости от земляной поверхности. Так как емкость газового промежутка между электродом и колбой значительно меньше емкости колбы относительно земли, большая часть напряжения прикладывается именно к нему

[114]. В виду того, что пробивные напряжения для инициирования разряда по поверхности значительно меньше напряжений по газу пробой импульсных ламп заключается в образовании токопроводящего канала по пути: газовый зазор между электродом и стенкой со стороны экспериментального стенда, стенка, второй газовый зазор. Электрические линии в момент появления высокого значения потенциала на электродах и до появления плазмы направлены от электродов к земляной поверхности [115]. Инициированный высоким напряжением стример располагается вдоль этих линий и, следовательно, вдоль поверхности лампы, находящейся наиболее близко к заземленной поверхности стенда. Данное предположение было неоднократно подтверждено при фотографировании развития разряда при помощи фоторегистратора СФР-2М [116, 32].

Запасенная в конденсаторе энергия вкладывается в образовавшийся токовый канал, приводит к его расширению и заполнению почти всей трубки лампы. Со стороны стенки лампы находятся ударно-сжатый относительно холодный газ (занимающий около 10 % сечения трубки [26]), экранирующий стенку от тепловых потоков плазмы, и граница плазмы, частично поглощающая излучение наиболее разогретых центральных участков канала. Однако стенка, с которой развивался импульсный разряд, в течение всего времени заполнения плазменным каналом трубки лампы лишена описанных «защитных» слоев и подвергается наибольшему воздействию тепловых и радиационных потоков. Под действием таких потоков может происходить как радиационное окрашивание кварца [72, 26], так и испарение поверхностного слоя кварца с его диссоциацией и последующим осаждением образованных продуктов обратно на поверхность стенки после окончания разряда [46].

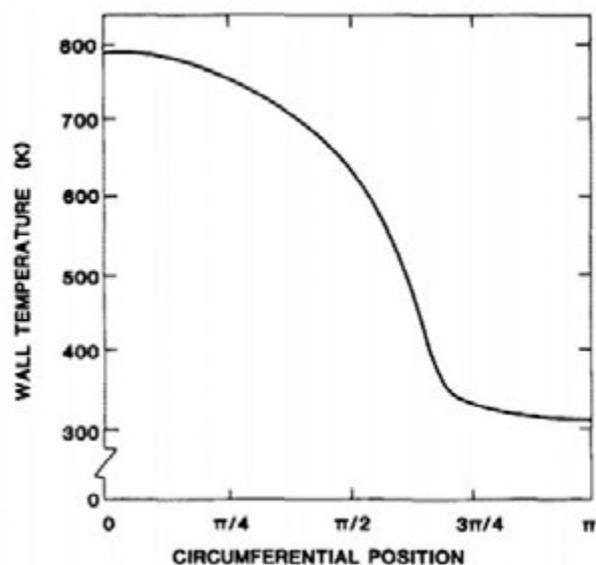


Рисунок 37 – Температура внутренней стенки импульсной лампы с внутренним диаметром 2 см, межэлектродным расстоянием 50 см и давлением наполнения ксенона 300 Торр. $C = 312$ мкФ, $U_0 = 16.3$ кВ [115]

В работе [115] построена модель развития импульсного разряда в трубчатых лампах, при которой ось симметрии канала значительно смещена в сторону стенки. Показано, что температура внутренней стенки лампы, расположенной ближе к оси развития канала, к концу разряда более чем в 2.5 раза выше температуры противоположной стенки (Рисунок 37). Стоит отметить, что в работе была рассмотрена модель, при которой предполагалась развитие разряда на определенном расстоянии от стенки, что, очевидно, занижает ее расчетную температуру.

3.2 Исследование влияния осесимметричной организация разряда на срок службы импульсных газоразрядных ламп

Предполагая необходимость минимизировать воздействие радиационных и тепловых потоков плазмы на стенку трубчатой лампы был разработан источник питания с «дежурной дугой», позволяющий организовать осесимметричное развитие разрядного канала. Принципиальная схема разрядного контура с «дежурной дугой» представлена на рисунке 38.

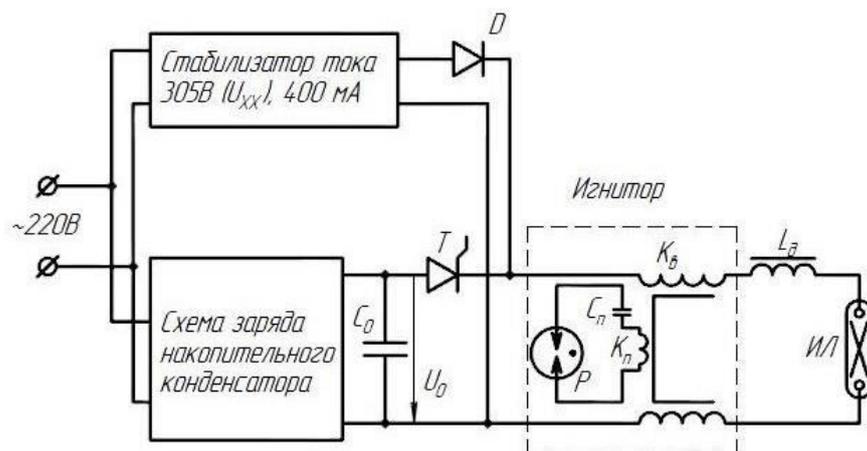


Рисунок 38 – Схема иницирования разряда с дежурной дугой (перерисовать
убрать параметры тока и напряжения)

ИЛ – импульсная лампа; C_0 – накопительный конденсатор; C_{II} – конденсатор поджига; K_{II} – первичная обмотка катушки поджига; K_B – вторичная обмотка катушки поджига; L_D – дроссель; R – резистор ограничения заряда конденсатора поджига; P – разрядник; T – силовый тиристорный ключ; D – диод

Принцип работы схемы заключается в пробое газового промежутка за счет генерирования на вторичной обмотке катушки K_B высокого напряжения с частотой несколько десятков кГц и поддержании за счет стабилизатора тока «дежурной» дуги. При помощи тиристора T с заданной частотой происходит разряд заряженного до напряжения U_0 конденсатора C_0 на слаботочную дугу.

Энергомощностные параметры лампы в исследуемом контуре приведены на рисунке 39.

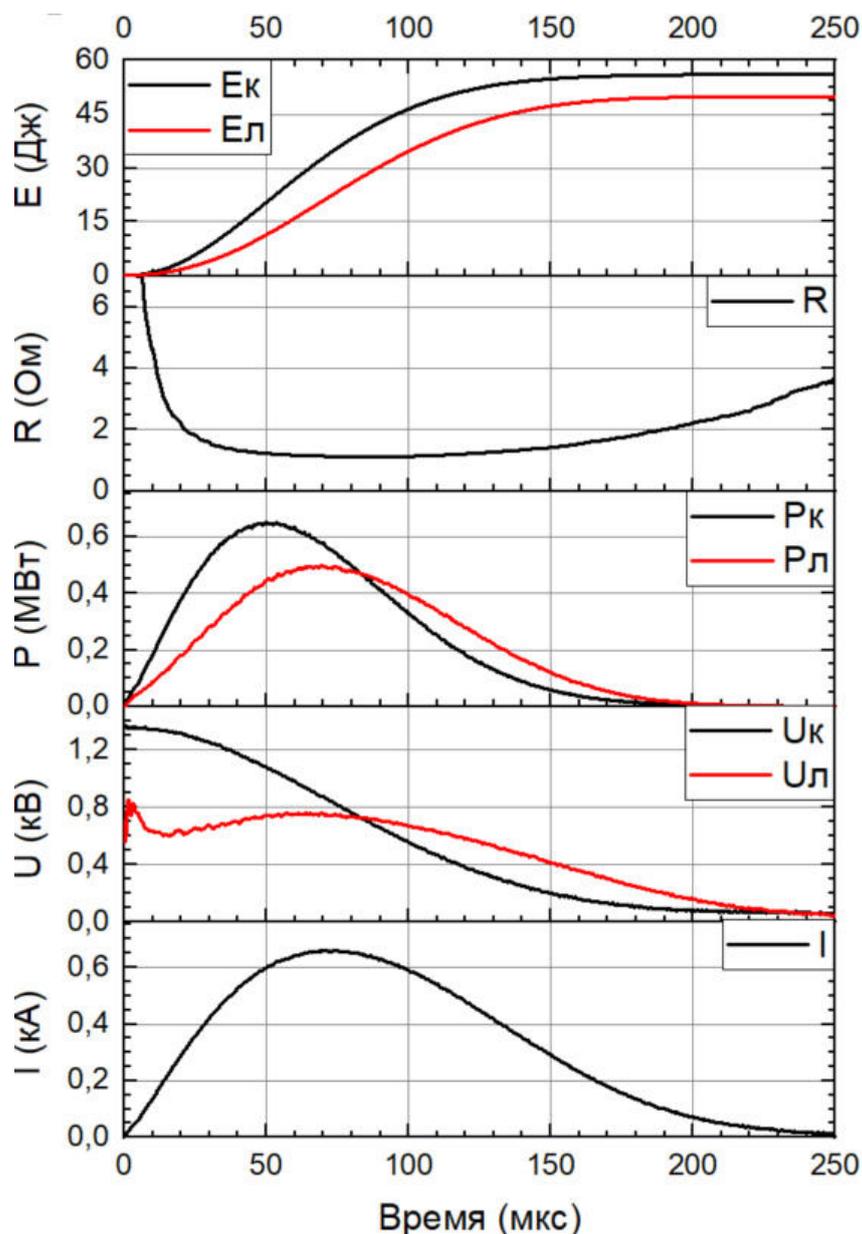


Рисунок 39 – Энергомощностные характеристики импульсной трубчатой лампы в исследуемом контуре. $C_0 = 61$ мкФ, $U_0 = 1.37$ кВ

Ток I достигает своего максимума за ≈ 72 мкс и составляет ≈ 660 А. Напряжение на лампе $U_{л}$ в начальный момент значительно ниже напряжения на конденсаторе $U_{к}$, что обусловлено относительно высокими значениями сопротивления ≈ 138 мОм, составляющего около 94 % сопротивления всего контура, и суммарной индуктивности катушки поджига и дросселя ≈ 53 мкГн. Максимум мощности в лампе $P_{л}$ (≈ 0.5 МВт) отстает от максимума мощности в

контуре (≈ 0.65 МВт) примерно на 19 мкс, что также объясняется индуктивностью используемой тороидальной катушки. Для измерения индуктивности катушки с магнитным сердечником изготавливался идентичный по габаритам имитатор трансформатора без магнитного сердечника, индуктивность которого измерялась при помощи измерителя иммитанса Е7-21. Сопротивления плазменного канала в момент максимума электрической мощности в лампе составляет ≈ 1.14 Ом, в то время как в течение последующих 15 мкс сопротивление уменьшается до значения 1.12 Ом. Рассеиваемая в лампе энергия $E_l \approx 50$ Дж, что составляет ≈ 88 % от запасенной в конденсаторе и ≈ 89 % от рассеиваемой в контуре энергии E_k , что свидетельствует о хорошем согласовании контура с лампой и относительно небольшом значении паразитного сопротивления.

Яркостная температура, рассчитанная в приближении АЧТ в спектральном диапазоне регистрации фотодиодного приемника излучения (237-267 нм), составила $\approx 7,2$ кК. Максимум спектрального распределения при такой температуре должен приходиться на 402 нм, что с точки зрения источника УФ-излучения не является оптимальным.

Полная энергия излучения, измеренная чернотельным приемником излучения Ophir PE50BB-DIF, составила 39.5 Дж, а КПД излучения – 69 %. Относительно высокие потери обусловлены поглощением кварцевой стенкой лампы генерируемого в вакуумном УФ-диапазоне излучения. В бактерицидном диапазоне излученная энергия составила ≈ 2.9 Дж или 7.3 % от всей излученной энергии, что подтверждает невысокое значение яркостной температуры.

Испытания на долговечность показали снижение энергии излучения в контуре с осесимметричным иницированием разряда по поверхности \approx на 42 % через 6.4 млн. импульсов. Для сравнения через 1 млн. импульсов снижение энергии излучения в спектральном диапазоне 200-300 нм лампы, работающей в контуре с иницированием разряда по поверхности, составило ≈ 62 %, тогда как для лампы в контуре с осесимметричным иницированием – 10 % (Рисунок 40).

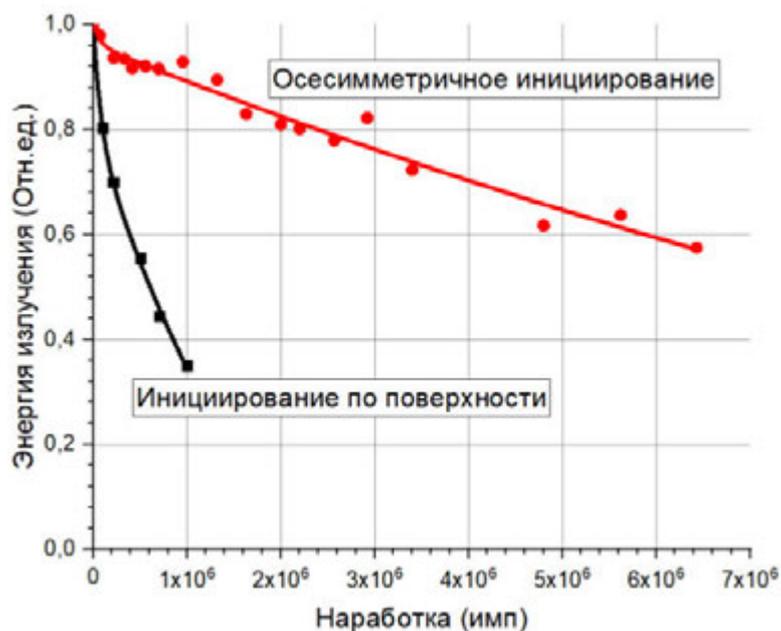


Рисунок 40 – Ресурсные испытания лампы типа ИПП-5/120 в контурах с дежурной дугой (—) и без (—)

Анализ внешнего вида показал практически полное отсутствие визуально различимого желто-коричневого налета на колбе лампы через $\approx 1,6$ млн. импульсов (Рисунок 41), что косвенно подтверждает о превалировании данного эффекта в снижении излучательной способности импульсной лампы в рассматриваемых режимах.



Рисунок 41 – Внешний вид лампы типа ИПП-5/120 в контуре с дежурной дугой после наработки 1,6 млн. импульсов

3.3 Влияние параметров разрядного контура на КПД излучения и срок службы импульсных газоразрядных ламп

Генерация УФ-излучения требует высоких скоростей энерговыклада в газоразрядный объем [37]. Для этих целей из разрядного контура был убран

дроссель. Суммарная индуктивность контура составила ≈ 15 мкГн, сопротивление – 56 мОм.

Уменьшение индуктивности и сопротивления разрядного контура привело к снижению потерь и росту скорости энерговыклада (Рисунок 42). Мощность на переднем фронте, хорошо аппроксимируемая прямой, растет со скоростью около 22 кВт/мкс. Максимум импульса тока вырос на 33% и составил 880 А, в то время как время его достижения снизилось до 48.2 мкс. Импульсная мощность выросла более чем в 1.5 раза и составила 0.8 МВт, что позволило поднять яркостную температуру до 8,6 кК и, следовательно, сместить максимум спектра излучения в более коротковолновую область. КПД энерговыклада вырос до 92 %, что свидетельствует о невысоких значениях омических потерях в контуре. КПД излучения во всем спектре незначительно снизился (на 2 %) за счет более высокого значения яркости разряда. КПД излучения в УФ-области спектра увеличился при сохранившемся характере спектрального распределения (Рисунок 43).

Несмотря на возросшую яркостную температуру и меньшие потери в контуре, а значит и большую тепловую нагрузку на колбу лампы, степень деградации оболочки с наработкой принципиально не изменила своего характера (Рисунок 44а). Однако с прикладной точки зрения такое изменение параметров разрядного контура привело к росту энергии излучения единичной вспышки примерно на 48% (Рисунок 44б), что позволило увеличить ресурс лампы, определяемый по снижению энергии излучения до определенного уровня отбраковки, более чем в 4 раза.

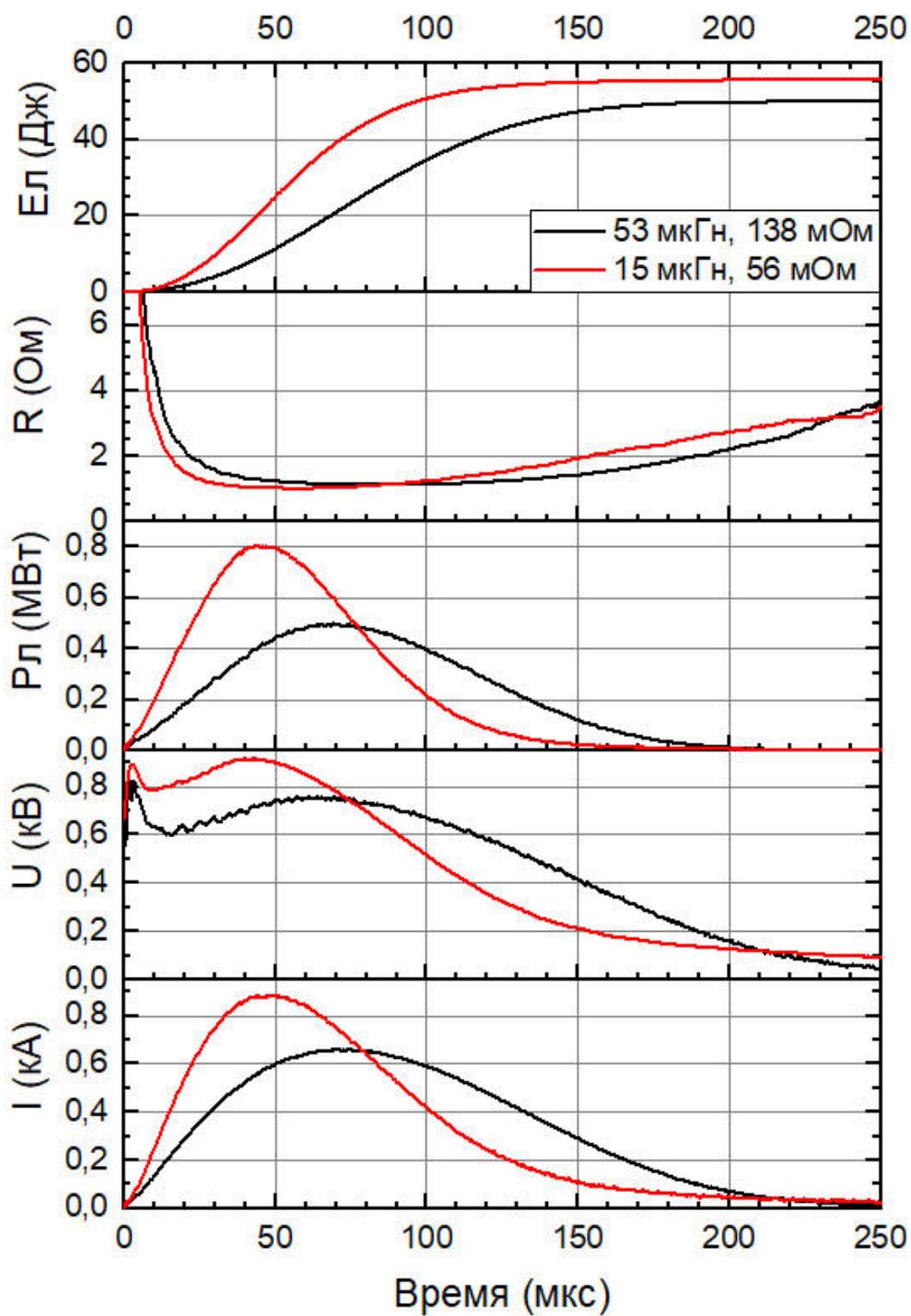


Рисунок 42 – Энергомощностные характеристики импульсной трубчатой лампы при различных индуктивности и сопротивлении контура

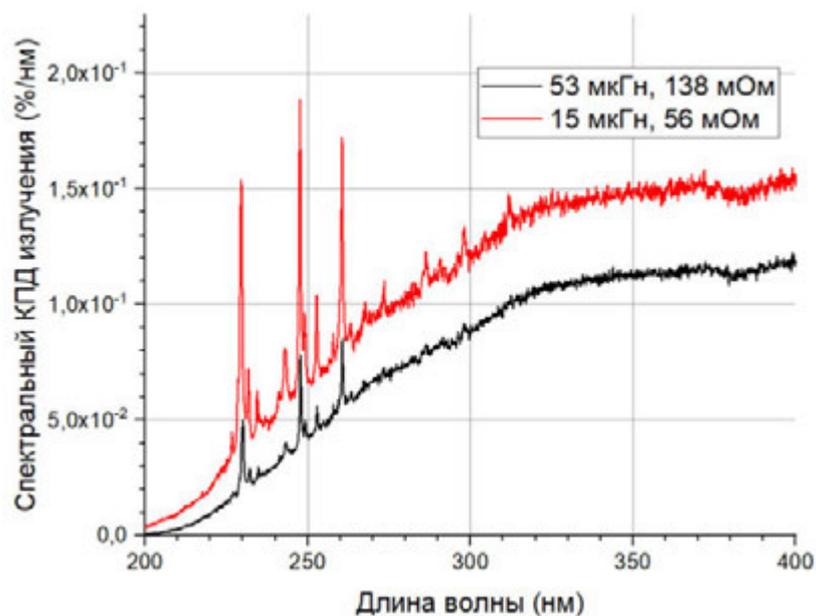


Рисунок 43 – Спектральный КПД излучения импульсной трубчатой лампы при различных индуктивности и сопротивлении контура

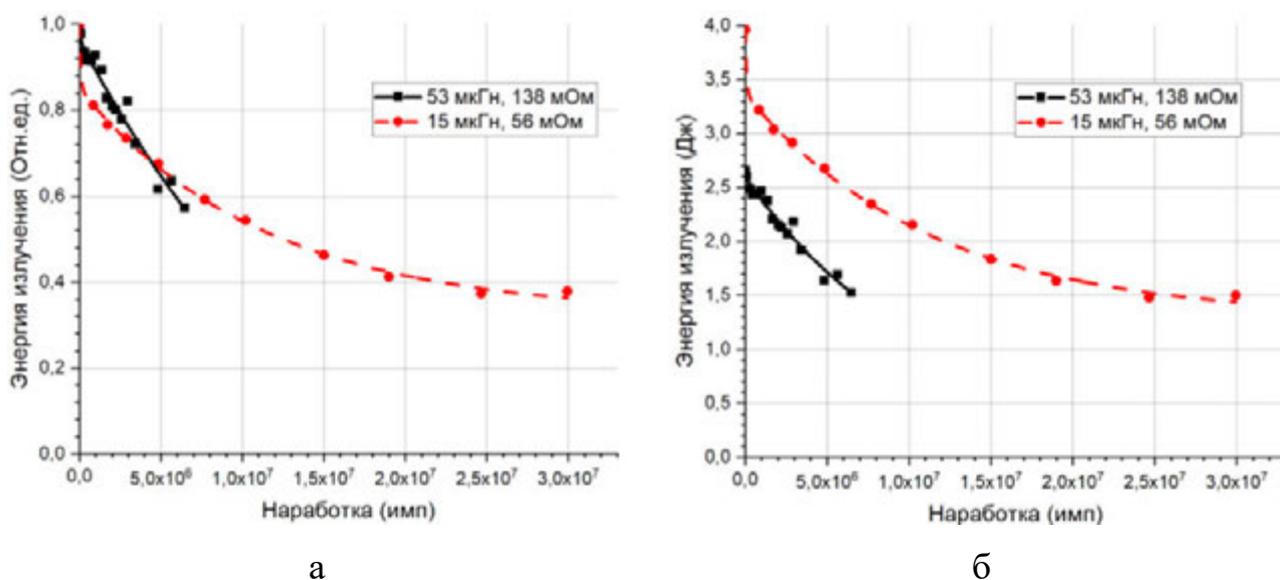


Рисунок 44 – Ресурсные испытания импульсной лампы типа ИНП-5/120 с дежурной дугой при различных индуктивности и сопротивлении контура

Дальнейшие исследования были сосредоточены на определении влияния параметров разрядного контура на ресурсные характеристики. В качестве варьируемых параметров выбирались: емкость конденсатора C_0 , напряжение заряда конденсатора U_0 , частота вспышек f , индуктивность контура L_k ,

сопротивление контура R_k (Таблица 1). Запасаемая в емкости энергия W_0 варьировалась от ≈ 24 до 63 Дж при средней мощности 162-219 Вт.

Динамика снижения излучательной способности импульсной лампы с наработкой показывает экспоненциальный характер для всех исследованных режимов, кроме режима 1, показавшего линейный характер деградации (Рисунок 45а). Ориентируясь на режимы 2, 5 и 6, расположенные наиболее близко к режиму 1, можно предположить, что продолжение ресурсных испытаний позволило бы наблюдать схожий экспоненциальный характер и для режима 1. Наиболее быстрой деградации подвергается лампа в режиме 4 с самым высоким значением запасаемой энергии ≈ 115 Дж. В режиме 3 с наименьшей энергией излучения (30.5 Дж) получена одна из наименьших скоростей деградации излучательных характеристик лампы. В остальных режимах зависимость скорости деградации излучательной способности лампы от запасаемой энергии не выглядит столь однозначно.

Таблица 1 – Параметры разрядных контуров

	1	2	3	4	5	6	7	8
C_0 , мкФ	61	58	29	121	61	61	61	61
U_0 , кВ	1.37	1.43	1.45	1.38	1.2	1.07	1.2	1.44
f , Гц	3.3	3.3	5.7	1.9	4.8	4.8	3.7	3.3
W_0 , Дж	57	59	30.5	115	44	35	44	63
P_{cp} , Вт	187	196	173	219	212	169	162	209
L_k , мкГн	53	15	17	7	7	7	7	7
R_k , мОм	138	56	63	22	22	22	22	22

Учитывая разные частоту вспышек и энергию, вкладываемую в разрядный промежуток, для всех рассматриваемых разрядных контуров переход к абсолютным единицам аналогично рисунку 44б не позволит достоверно отобразить разницу в режимах. Частоту вспышек можно учесть, перейдя к средней мощности излучения в исследуемом спектральном диапазоне, а различные энергию излучения в единичной вспышке и КПД излучения в рассматриваемом спектральном диапазоне – к суммарной наработанной энергии излучения (Рисунок 45б).

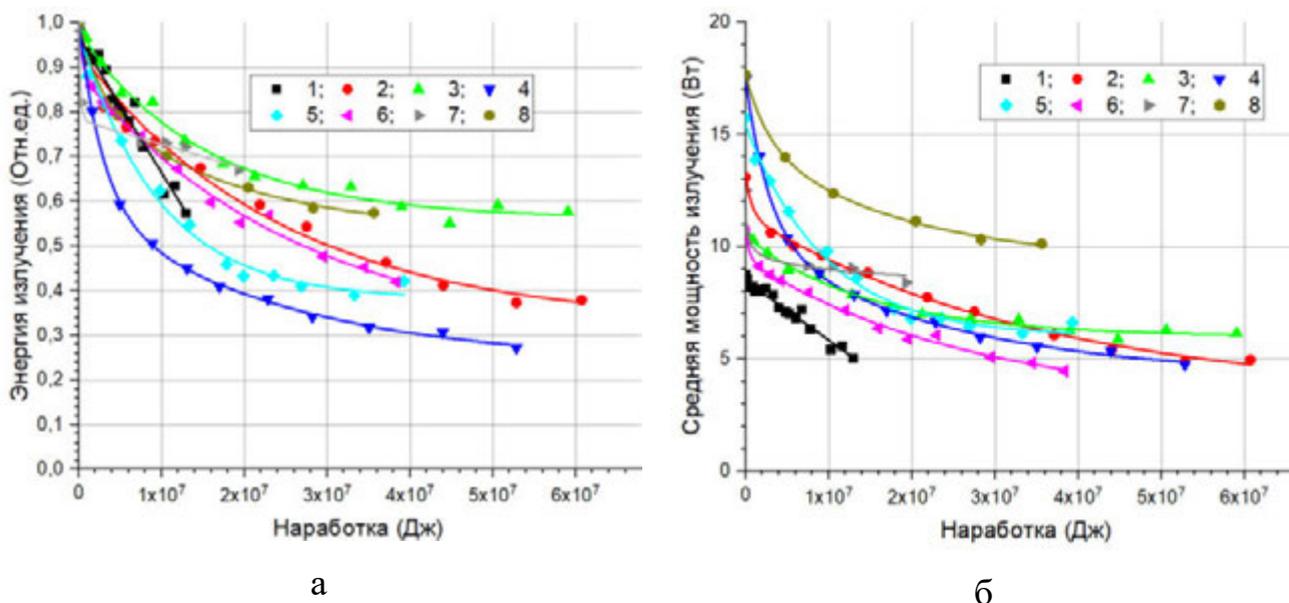


Рисунок 45 – Динамика снижения энергии излучения с наработкой в различных разрядных контурах (номера разрядных контуров соответствуют номерам в таблице 1)

В работе [46] была показана зависимость ресурса лампы от пиковой электрической плотности мощности. На примере лампы ИСП 2500 получено оптимальное значение 35 кВт/см^2 , при котором достигаются максимальные значения наработки лампы в часах и джоулях до момента отказа лампы или до снижения ее освечивания на 50 %. Для исследуемых режимов по осциллограммам тока и напряжения были рассчитаны удельные энергопотребительные параметры (Таблица 2). Рассчитанные значения пиковой плотности мощности показали отсутствие однозначного влияния на ресурсные характеристики. Наиболее близкий к указанному пиковому значению режим 6 показывает среднюю степень деградации в относительных единицах и одну из худших – в абсолютных. Режим 3 с пиковой плотностью мощности в 1,2 раза меньше и режимы 7 и 8 со значениями в 1,2 и 1,5 раза соответственно выше показывают большие наработки в джоулях. Так отличие от полученных ранее данных, по-видимому, свидетельствует о существенных отличиях во влиянии различных параметров на ресурсные характеристики в видимом и УФ диапазонах.

Таблица 2 – Параметры разрядных контуров

	1	2	3	4	5	6	7	8
R_l , Ом	1.14	1.04	1.21	0.96	1,00	1,15	1,00	0.90
I_m , А	660	884	692	1016	901	727	901	1072
j , кА/см ²	3.4	4.2	3.3	5.2	4.2	3.4	4.2	5.1
τ_m , мкс	70	48	37	70	32	33	32	34
$\tau_{0.5}$, мкс	120	82	54	125	55	62	55	61
P_m , кВт	499	806	577	983	815	617	815	1032
P_s , кВт/см ²	26	41	29	52	42	32	42	53
$P_{v\theta}$, кВт/см ³	212	316	226	417	320	242	320	405
W_l , Дж	50	56	27	109	43	34	43	56
W_s , Дж/см ²	2.65	2.9	1.4	5.8	2.2	1.7	2.2	2.9
W_v , Дж/м ³	21	22	11	46	18	14	18	22
$P_{ср}$, Вт/см ²	8.7	9.4	7.9	11.0	10.5	8.3	8.0	9.5
η , %	87,92	91	86	93	94	97	97	90
$E_{бак}$, Дж	2.9	4.0	1.9	9.2	3.3	2.2	3.4	5.3
$\eta_{бак}$, %	5.1	6.8	6.2	8.0	7.4	6.3	7.7	8.4
E_n , Дж	40	39	21	82	32	29	32	45
η_n , %	69	64	66	70	71	82	71	71
T_y , КК	7.2	8.6	8.2	9.3	8.8	8.1	8.5	9.3

Режимы 5, 6 и 7 демонстрируют влияние на ресурсные характеристики изменения напряжения и частоты следования вспышек при прочих неизменных параметрах. Снижение напряжения (режим 6) замедляет относительную оптическую деградацию лампы, однако за счет меньшей энергии излучения в бактерицидном спектральном диапазоне этот режим показывает меньшую наработку в Дж. Уменьшение частоты следования вспышек (Режим 7) и, как следствие, средней температуры кварцевой стенки показывает наименьшую скорость деградации как в относительных, так и в абсолютных единицах. Первоначальное резкое снижение излучательной способности лампы, скорее всего связано с индивидуальными особенностями конкретной лампы, например, большее количество примесных включений или локальное загрязнение кварцевой трубки.

Режимом с наименьшей скоростью деградации излучательной способности лампы в абсолютных единицах и одной из наименьших – в относительных является режим 8. Обращает на себя внимание схожесть пиковых токовых и мощностных характеристик с режимом 4, в котором лампа подвергается наиболее быстрой оптической деградации. Режим 8 принципиально отличается в 2 раза меньшими

зарядной емкостью, длительностью импульса и энергетическими удельными нагрузками на внутреннюю стенку лампы.

Зависимости излучательной эффективности в диапазоне длин волн 200-300 нм от пиковой P_p и средней P_{cp} плотностей мощности хорошо описываются прямой линией (Рисунок 46). Однако значительно меньший коэффициент детерминации для пиковой (0,88) по сравнению со средней плотностью мощности (0,96) свидетельствует о худшем согласовании гипотетической зависимости. Функциональная зависимость эффективности излучения в спектральном диапазоне 200-300 нм представлена формулой:

$$\eta_{200-300} \approx 2.91 + 1,38 \cdot 10^{-2} \cdot P_{cp} \quad (32)$$

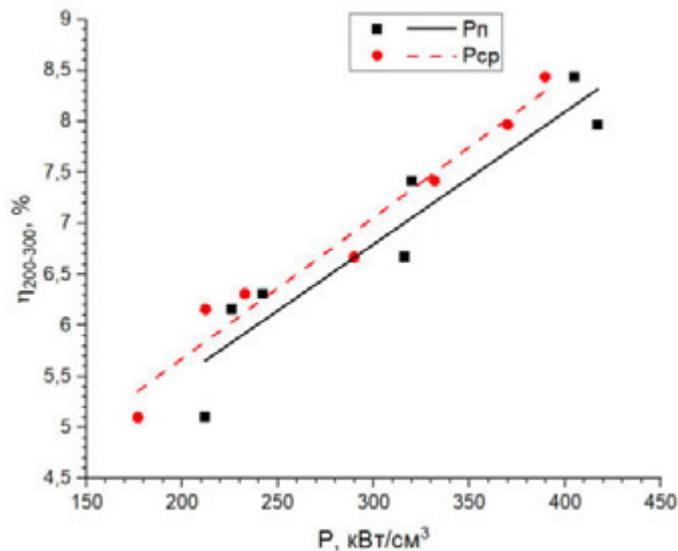


Рисунок 46 – Зависимость пиковой (P_p) и средней (P_{cp}) плотностей мощности от КПД в спектральном диапазоне 200-300 нм

Учитывая факт определения яркостной температуры для импульсных ламп в момент максимума яркости наиболее простым предположением является наличие ее зависимости от пиковой объемной плотности мощности. Графическое сравнение показывает близкие по функциональной зависимости кривые логарифмического характера (Рисунок 47). Коэффициент детерминации для пикового значения незначительно выше (0,96), чем для среднего (0,95), что не позволяет сделать однозначного заключения в пользу одной зависимости.

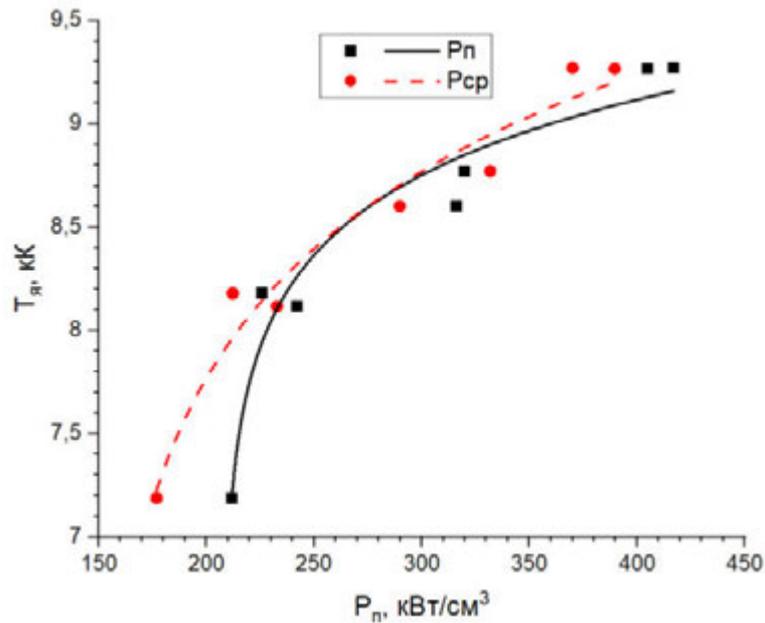


Рисунок 47 – Зависимость яркостной температуры в диапазоне длин волн 237-267 нм от пиковой ($P_{п}$) и средней ($P_{ср}$) плотности мощности

Программная обработка полученных экспериментально данных показала, что зависимость яркостной температуры от объемной плотности мощности описывается логарифмическим уравнением:

$$T_{я} \approx 6.5 \cdot 10^3 + 5 \cdot 10^2 \cdot \ln(P_{п} - 2.1 \cdot 10^2) \quad (33)$$

Полученная линейная зависимость и значения КПД излучения разряда (Таблица 2) хорошо согласуются с начальным участком приведенной в работе [117] аналогичной экспериментальной кривой для лампы с внутренним диаметром 7 мм и спектрального диапазона 185-300 нм. Яркостная температура $T_{я}$ ксеноновой плазмы отличается от приведенной в [117] как по величине (порядка 5 кК в [117] и 9,3 кК в соответствии с данной работой), так и по характеру аппроксимируемой кривой, что может быть следствием нескольких факторов:

- отличие в механизме формирования плазменного канала при длительностях разряда в нашем случае в 50 мкс, а в работе [117] порядка 5 мкс. При $\tau = 5$ мкс скорее всего плазма не заполняет полностью разрядный объем, что приводит к дополнительным погрешностям при вычислении яркостной температуры;

- различные характеры развития разряда и заполнения плазмой внутреннего объема лампы также сказываются на длительности квазистационарной стадии и, как следствие, на оптической толщине плазмы;
- описанное автором работы [117] многоканальное нестационарное во времени развитие ксенонового разряда приводит к различной интенсивности излучения в отдельных участках лампы;
- отсутствие в работе [117] описания спектрального диапазона измерения яркости и наблюдаемое занижение T_j в сравнении с полученной в данной работе величиной, возможно, свидетельствует об измерении энергии излучения в более широком диапазоне длин волн;
- логарифмический характер кривой с участком «насыщения» яркостной температуры, полученной в данной работе, может являться следствием хорошо изученного эффекта «обратимой непрозрачности» кварца, имеющего место для разрядов с длительностью больше нескольких микросекунд [66].

За скорость деградации в рассматриваемых режимах отвечают два основных параметра: распыление электродов и температура стенки. Первый связан с материалами, из которых изготовлены электроды, методом их изготовления и температурным режимом работы. С учетом того, что энергия единичного импульса, отвечающая за пиковую температуру, и средняя мощность, отвечающая за среднюю температуру, варьировались в небольших пределах (кроме режима 4) маловероятно, что температурный режим электрода мог существенным образом измениться, о чем свидетельствует схожий характер распыления электродов во всех режимах.

Несмотря на возросшую яркостную температуру, а значит, и большую долю поглощаемого оболочкой вакуумного УФ-излучения, большинство рассмотренных режимов представляют схожий характер оптической деградации оболочки, что свидетельствует о схожих тепловых нагрузках на оболочку ламп.

3.4 Расчет термодинамических параметров плазмы импульсной газоразрядной лампы и температуры стенки

Для расчета термодинамических параметров плазмы ИГЛ с параметрами разрядного промежутка 5x120 мм и давлением наполнения 250 торр рассмотрим режим 8 (Таблица 1).

Используя указанную в [26] формулу для вычисления скорости расширения плазменного канала:

$$V_M = 390 \left(\frac{\alpha \cdot l}{\rho_0 \cdot L} \right)^{0.25} \cdot \frac{U_0^{0.32}}{l^{0.5}} \approx 262 \text{ м/с}, \quad (34)$$

и предполагая осесимметричное развитие канала, находим значение времени заполнения плазмой внутреннего объема:

$$\tau_3 = \frac{d}{2 \cdot V_M} \approx 9.5 \text{ мкс}, \quad (35)$$

где α – безразмерный коэффициент, для ксенона приблизительно равный 0,3; l – межэлектродное расстояние ИГЛ, см; ρ_0 – плотность ксенона (приблизительно равная 1,9 кг/м³ при давлении наполнения 250 торр), кг/м³; L – индуктивность контура, Г; U_0 – напряжение заряда конденсатора, В; d – внутренний диаметр оболочки ИГЛ, м.

С другой стороны, в [31] получено эмпирическое выражение для оценки времени заполнения τ_3 плазмой:

$$\tau_3 = 3 \cdot 10^3 d \sqrt{p_0} \cdot \left(\frac{U_0}{l} \right)^{-1.5} \approx 18 \text{ мкс}, \quad (36)$$

где p_0 – давление наполнения ИГЛ, торр.

Полученное значение основано на экспериментальных данных с поверхностным инициированием разряда, следовательно, для осесимметричного разряда его следует сократить вдвое. Таким образом, время заполнения трубки лампы плазмой составляет 9 мкс.

На основе полученной в [57] зависимости радиуса плазменного канала от времени при немгновенном энерговыкладе в плазму в [39] получена следующая формула для расчета скорости расширения плазменного канала:

$$V = 0.6 \left(\frac{\alpha}{\rho_0} \right)^{0.25} \cdot \left(\frac{\eta_{\text{пл}} \cdot \eta_1 \cdot W_0}{\tau_m \cdot \tau_{0.5} \cdot l} \right)^{0.25} \approx 274 \text{ М/с}, \quad (37)$$

где $\eta_{\text{пл}}$ – эффективность передачи энергии от конденсатора в плазму (0,92); η_1 – эффективность энерговыклада в первую полуволну тока (в виду аperiodичности осциллограммы тока принимается равной 1); W_0 – запасаемая в конденсаторе энергия, Дж; τ_m и $\tau_{0.5}$ – время достижения максимума и длительность на полувывсоте электрической мощности, с.

Вычисленное по формуле (35) время заполнения плазмой разрядной трубки составляет $\approx 9,1$ мкс.

Полученные по трем различным методикам времена заполнения плазмой внутренней полости ИГЛ хорошо согласуются между собой и лежат в диапазоне от 9 до 9,5 мкс, что при времени достижения максимума импульса мощности порядка 34 мкс свидетельствует о возможности использования квазистационарного приближения.

Используя эмпирическое выражение для определения температуры плазмы $T_{\text{пл}}$, полностью заполнившей внутреннее сечение ИГЛ, находим [39]:

$$T_{\text{пл}} = 3,5 \cdot 10^3 \left(\frac{S}{p_0} \right)^{\frac{1}{16}} \cdot j_m^{0.25} \approx 14 \text{ кК}, \quad (38)$$

где j_m – плотность тока в момент максимума, А/см²; S – площадь поперечного сечения ИГЛ, см²; p_0 – давление наполнения лампы, Па.

Решая уравнение Саха итерационным методом [39] в приближении однократно ионизованной плазмы и принимая

$$n_{\Sigma} = k_6 \cdot 3.3 \cdot 10^{16} p_0 \approx 8.2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$$

$$\frac{\Sigma_i}{\Sigma_a} = 4 \quad (39)$$

$$\Delta I_0 \approx 2.1 \cdot 10^{-8} \left(\frac{n_e}{T_{\text{пл}}} \right)^{0.5},$$

на третьем шаге итерации получаем следующие значения:

- $\alpha = 0,23$;
- $n_e = 1,5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$;
- $\Delta I_0 = 0,216 \text{ эВ}$;
- $I_0 = 12,16 \text{ эВ}$.

где n_Σ – концентрация тяжелых частиц, см^{-3} ; k_δ – безразмерный коэффициент, учитывающий уход газа в заэлектродные области лампы (принимается за 0,8); p_0 – давление наполнения ИГЛ, торр; Σ_i и Σ_a – статические суммы иона и атома ксенона; ΔI_0 и I_0 – снижение потенциала ионизации и потенциал ионизации атома, эВ; α – степень ионизации.

Внутренняя энергия на единицу тяжелой частицы $\varepsilon_{\text{вн}}$ рассчитывается [39]:

$$\varepsilon_{\text{вн}} = \frac{3}{2} kT(1 + \alpha) + (I_0 - \Delta I_0)\alpha \approx 4,97 \frac{\text{эВ}}{\text{част}}, \quad (40)$$

Учет энергии электронного возбуждения атомов позволяет увеличивает полученное значение примерно на 10 %. Таким образом, рассчитанная внутренняя энергия, приходящаяся на тяжелую частицу, составляет $\approx 5,47 \text{ эВ/част}$.

Тогда полная внутренняя энергия плазмы составит:

$$E_{\text{вн}} = \varepsilon_m m_{\text{пл}} \approx 13,6 \text{ Дж}, \quad (41)$$

что составляет около 22 % от запасенной и 24 % от вложенной в лампу энергии.

где ε_m – удельная внутренняя энергия на единицу массы атома ксенона, Дж/кг; $m_{\text{пл}}$ – масса плазмы, вычисляемая как произведение концентрации тяжелых частиц n_Σ на объем межэлектродного промежутка и на массу атома ксенона, кг.

Скорость звука в плазме $c_{\text{зв}}$, характеризующая время выравнивания газодинамических параметров, определяется выражением [39]:

$$c_{\text{зв}} = \sqrt{\gamma(\gamma - 1)\varepsilon_m} \approx 1180 \text{ м/с}, \quad (42)$$

где эффективный показатель адиабаты γ :

$$\gamma = 1 + (1 + \alpha) \frac{kT_{\text{пл}}}{\varepsilon_{\text{вн}}} \approx 1,27, \quad (43)$$

где k – постоянная Больцмана, Дж/К.

С учетом того, что время выравнивания газодинамических параметров ($d/c_{зв} \approx 4,2$ мкс) мало относительно длительности импульса, можно принять давление плазмы постоянным по объему межэлектродного промежутка:

$$p = kT_{пл}n_{\Sigma}(1 + \alpha) \approx 1,6 \text{ МПа}, \quad (44)$$

Для расчета проводимости плазмы, в основном, используется формула Спитцера, которая для однократно ионизованной плазмы, приобретает вид:

$$\sigma_{сп} = 1,54 \cdot 10^{-4} \frac{T_{пл}^{1,5}}{\ln \Lambda}, \quad (45)$$

где Λ – кулоновский логарифм, вычисляемый по формуле:

$$\Lambda = 1,24 \cdot 10^4 \frac{T_{пл}^{1,5}}{\sqrt{n_e}} \approx 17, \quad (46)$$

где n_e – концентрация электронов в см^{-3} .

Тогда с учетом (16) проводимость плазмы составит около 91,4 ($\text{Ом} \cdot \text{см}^{-1}$). Полученное значение рассчитано для идеальной плазмы, что не соответствует плазме в трубчатых ИГЛ. Для оценки идеальности плазмы необходимо провести расчет количества частиц, находящихся в сфере с радиусом Дебая:

$$N_d = \frac{4}{3} n_e \pi r_d^3 \approx 1,9, \quad (47)$$

где r_d – дебаевская длина экранирования, вычисляемая по формуле:

$$r_d = \left(\frac{\varepsilon k T_{пл}}{n_e q_e^2} \right)^{0,5} \approx 6,7 \cdot 10^{-9} \text{ м}, \quad (48)$$

что свидетельствует о слабой неидеальности плазмы.

Для учета неидеальности плазмы предлагаются различные методы. Так, в работе [31] при количестве частиц в сфере с радиусом Дебая ниже 3 предлагается в качестве $\ln \Lambda$ использовать значение 3,2. В этом случае проводимость плазмы составит около 81 ($\text{Ом} \cdot \text{см}^{-1}$). В работе [26] предлагается рассчитывать эффективный заряд ионов по формуле:

$$Z = 1 + 53 \frac{n_e^{1/3}}{T_{пл}^2} \approx 1,3, \quad (49)$$

где n_e подставляется в см^{-3} , $T_{пл}$ – в К.

Учитывая полученное в (49) значение, рассчитанная проводимость плазмы составляет примерно $70 \text{ (Ом}\cdot\text{см)}^{-1}$.

Электронная теплопроводность плазмы может быть получена из формулы:

$$\eta_e \approx 3 \cdot 10^{-8} f(Z) \sigma T_{\text{пл}} \approx 1.2 \cdot 10^{-2} \text{ Вт}/(\text{см} \cdot \text{К}), \quad (50)$$

где $f(z) = 0,39$ для однократно ионизованной плазмы [26].

Таким образом, проведенный расчет показывает возможность дальнейшего снижения длительности разряда, что принципиально не изменит процессов излучательного переноса энергии, но, предположительно, снизит нагрузку на оболочку лампы.

Из условия теплового баланса колбы лампы следует, что

$$P_{\text{ср}} \cdot \eta_{\text{ст}} \approx 4.5 \cdot 10^{-4} \cdot \frac{(T_{\text{ст}} - T_0)^{1,25}}{d^{0,25}} + 4.54 \cdot \left(\frac{T_{\text{ст}}}{1000}\right)^4 \cdot \left(1 - \left(\frac{T_0}{T_{\text{ст}}}\right)^4\right) \quad (51)$$

где $T_{\text{ст}}, T_0$ – температура стенки и начальная температура; d – внутренний диаметра лампы; $P_{\text{ср}}$ – средняя поверхностная электрическая мощность.

При условии, что все потери (30 %) в режиме 8 (Таблица 2) обусловлены поглощением в стенке зависимость температуры наружной стенки от средней поверхностной мощности представлена на рисунке 48.

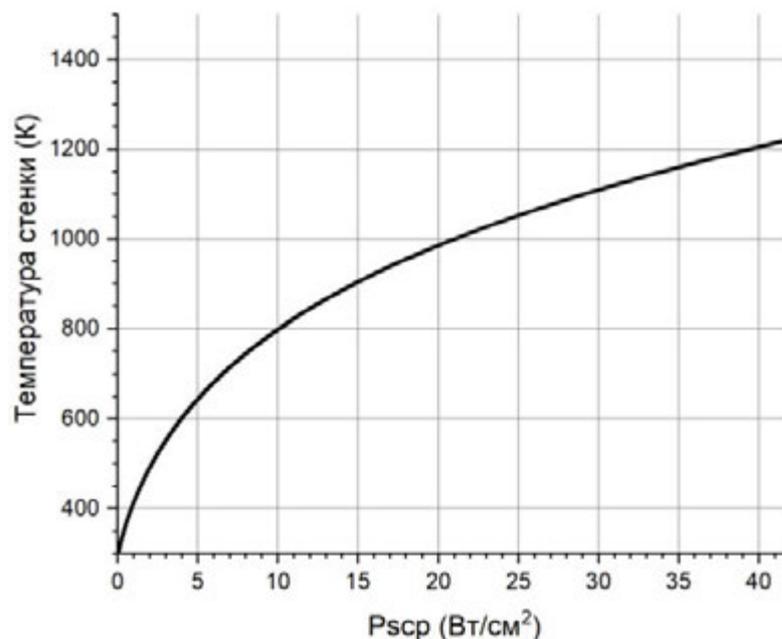


Рисунок 48 – Расчетная зависимость температуры стенки от средней поверхностной мощности

При полученной экспериментально средней поверхностной мощности в режиме $8,95 \text{ Вт/см}^2$ (Таблица 2) расчетная температура стенки составляет около 790 К. С учетом предельной для импульсных ламп с кварцевой колбой и фольговыми тоководами при естественном охлаждении температуры около 1100 К [39] очевидно, что исследованные режимы позволяют продолжить форсирование нагрузочных характеристик.

Глава 4 Конструкторские поисковые работы, направленные на увеличение срока службы и КПД излучения в УФ-диапазоне спектра

Анализ термодинамических параметров и расчетная зависимость температура колбы от средней поверхностной мощности разряда позволяют предполагать возможность продолжения роста электрической мощности при сокращении длительности импульса. Кроме того, в главе будут рассмотрены различные конструктивные исполнения импульсных газоразрядных ламп, позволяющие: ограничить распределение эрозионных части с электродов по газоразрядному объему, поднять яркостную температуру плазменного канала за счет роста энергоемностных параметров или за счет перехода к неограниченному стенкой разряду.

4.1 Оптимизация межэлектродного промежутка с целью увеличения срока службы и КПД излучения в УФ-диапазоне спектра

Прослеживаемая тенденция роста ресурсных характеристик импульсных газоразрядных ламп при снижении удельной энергетической нагрузки на кварцевую стенку, а также при снижении времени энерговыклада требовала проверки. Для этой цели была разработана лампа с внутренним диаметром 3 мм и межэлектродным расстоянием 80 мм. Так как рассчитанное по уравнению электрической цепи [39] значение максимума плотности тока составило около 10 кА/см², что при оценке по формуле (11) требует увеличения образующего для фольги диаметра. Конструктивно разработанный образец представляет собой электродные узлы с внутренним диаметром кварцевой трубки 5 мм, перетянутой в разрядной части до 3 мм. Таким образом, при плотности тока в разрядной части 10 кА/см², плотность тока в электродных узлах не превысит 4 кА/см².

Лампа испытывалась в разрядном контуре с емкостью 10 мкФ, заряжающейся до напряжения 1,4 кВ, при частоте вспышек 20 Гц. Индуктивность и сопротивление контура остались на уровне 7 мкГн и 22 мОм соответственно.



Рисунок 49 – Внешний вид импульсной газоразрядной лампы 3x80

Измеренные электротехнические характеристики показали высокие значения удельных характеристик. Плотность тока в разрядной части составила около $10,5 \text{ кА/см}^2$, что при относительно невысоких потерях в контуре позволило достичь пиковой мощности в лампе около $0,4 \text{ МВт}$. Объемная плотность мощности, отвечающая за яркостную температуру, выросла почти в 2 раза по сравнению с режимами 4 и 8 (Рисунок 50), наиболее эффективными с точки зрения преобразования поступающей в разряд энергии в УФ-излучение.

С одной стороны, высокие удельные пиковые и средние мощностные характеристики предполагают большую нагрузку на внутреннюю поверхность стенки лампы, с другой – за счет короткой длительности импульса энергетическая нагрузка минимальная среди всех рассмотренных режимов (Таблица 3).

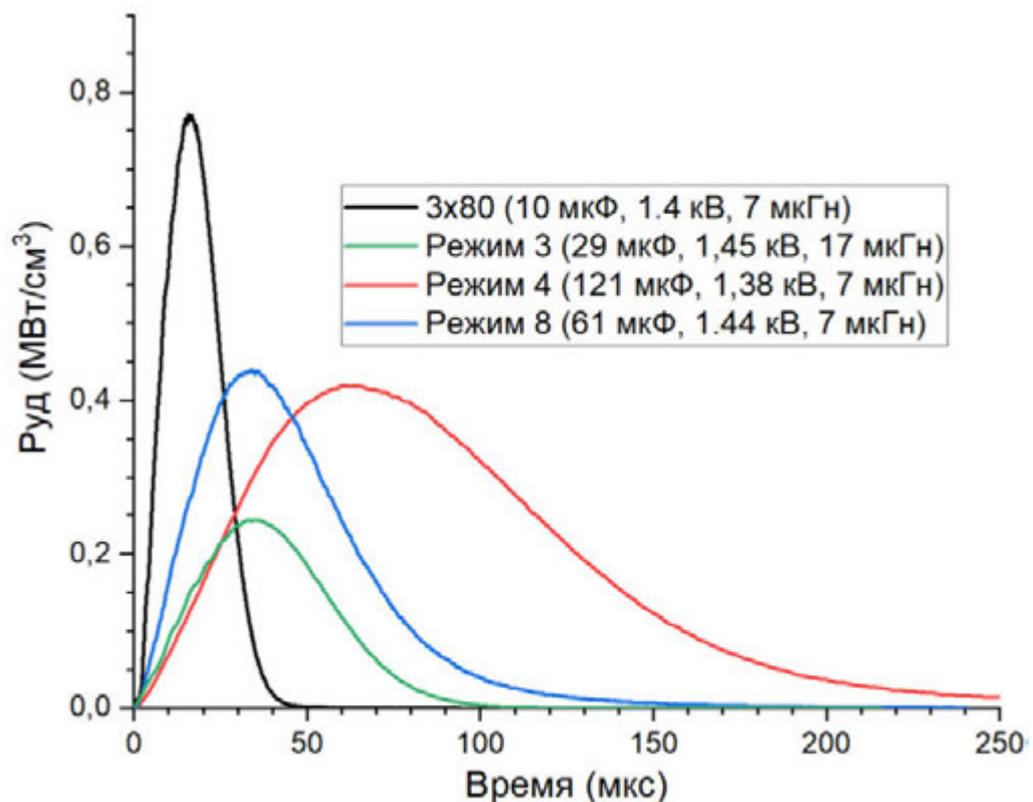


Рисунок 50 – Временная зависимость объемной плотности мощности

Таблица 3 – Параметры разрядных контуров

	3	4	8	9
$D_{\text{вн}}$, мм	5	5	5	3
l , мм	120	120	120	80
C_0 , мкФ	29	121	61	10
U_0 , кВ	1.45	1.38	1.44	1.4
f , Гц	5.7	1.9	3.3	20
R_l , Ом	1.21	0.96	0.90	1.27
I_m , А	692	1016	1072	592
j , кА/см ²	3.3	5.2	5.1	8.4
τ_m , мкс	37	70	34	17
$\tau_{0.5}$, мкс	54	125	61	23
P_m , кВт	577	983	1032	436
P_s , кВт/см ²	29	52	53	58
$P_{\text{вд}}$, кВт/см ³	226	417	405	771
W_l , Дж	27	109	56	$86 \cdot 10^{-1}$
W_s , Дж/см ²	1.4	5.8	2.9	1,14
W_v , Дж/м ³	11	46	22	15
$P_{\text{ср}}$, Вт/см ²	7.9	11.0	9.5	22.8
η , %	86	93	90	88
$E_{\text{бак}}$, Дж	1.9	9.2	5.3	1.17
$\eta_{\text{бак}}$, %	6.2	8.0	8.4	11.9
E_n , Дж	21	82	45	6.6
η_n , %	66	70	71	67
$T_{я}$, кК	8.2	9.3	9.3	10.3

Исследование оптической деградации лампы показало, что выбранный режим для лампы 3x80 значительно превосходит все предыдущие как по суммарной энергетической наработке, так и по относительному снижению энергии излучения (Рисунок 51). Стабилизация излучательных параметров ламп происходит на уровне 71 % от первоначального значения, тогда как для режимов 3 и 8 стабилизация начинается с уровня $\approx 60\%$.

Визуальный осмотр лампы показал, что эрозионные частицы концентрируются в приэлектродных областях (Рисунок 52). Возможно, выбранное конструктивное решение сужения разрядной части послужило «ловушкой» для эрозионных частиц, которые при предионизации «дежурной» дугой в момент разряда накопительной емкости уносятся с поверхности электрода ударной волной в диагональном направлении от электрода. Более сложные конструкции ловушек

продуктов распыления электродов были показаны в работе [37]. Несмотря на то, что автор отмечал положительное влияние эрозионных ловушек на долговечность, продолжительных ресурсных испытаний импульсных ламп показанных конструкций проведено не было.

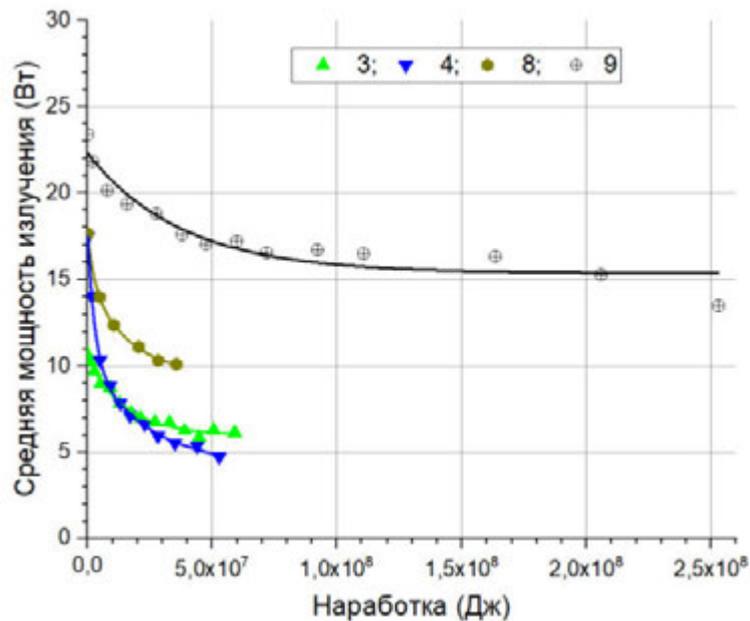


Рисунок 51 – Динамика снижения энергии излучения с наработкой в различных разрядных контурах (номера разрядных контуров соответствуют номерам в таблице)



Рисунок 52 – Фотографии импульсной лампы 3x80 при различной наработке в млн. импульсов

Также обращает на себя внимание отсутствие в разрядной части лампы желто-коричневого налета, активно поглощающего УФ-излучение. Вероятно, это связано с достаточно высокой тепловой нагрузкой на кварц, при которой происходит

термический отжиг образующихся центров окраски [46]. Наблюдаемые белые налеты, связанные с расстекловыванием кварца и его кристаллизацией [46], слабо изменяют оптическую прозрачность колбы [26].

4.2 Импульсная газоразрядная лампа с двойной оболочкой

Альтернативным кварцу является использование в качестве оболочки лампы монокристаллической сапфировой трубки, пропускающей излучение в спектральном диапазоне от 0.2 до 6 мкм, а также обладающей высокой термической и химической стойкостью к воздействию агрессивных сред вплоть до 1500 °С [118]. Однако анизотропность тепловых свойств сапфира и сложность подбора материала с близким к сапфиру коэффициентом термического расширения позволяют изготавливать импульсные лампы только пайкой колпачковых токовводов припоями, обеспечивающими рабочую температуру электродных узлов в диапазоне 500-700 °С. Такое температурное ограничение не позволяет использовать лампы при высоких мощностных нагрузках, либо требует принудительного охлаждения токовводов. Кроме того, низкотемпературный спай не позволяет провести технологический отжиг при температуре выше 800 °С, который способствует очистке поверхности оболочки и электродов от молекулярных газов.

Для устранения перечисленных выше недостатков был разработан экспериментальный образец кварцево-сапфировой лампы (КСЛ), показанный на рисунке 53. Конструктивно лампа представляет собой кварцевую оболочку 2 с размещенной в газоразрядной части сапфировой трубкой 1 с внутренним диаметром 5 мм. Электродные узлы выполнены по технологии фольговых токовводов и включают в себя электрод 3, кварцевый вкладыш 4 и электродный вывод 5. Такое решение позволило исключить возможность контакта плазменного канала с кварцевой стенкой ИГЛ. Длина межэлектродного промежутка составила 110 мм.

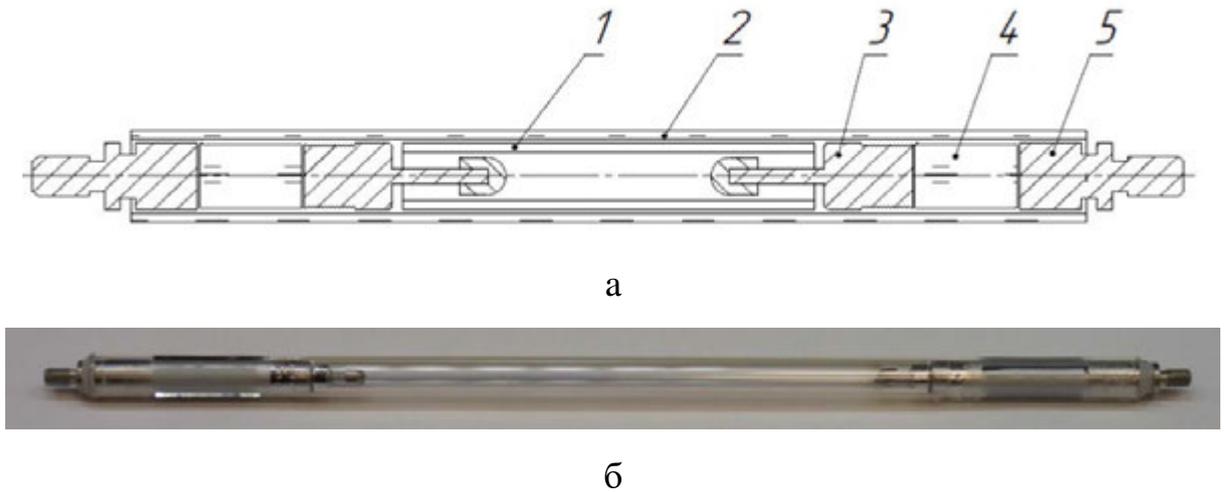


Рисунок 53 – Принципиальная схема конструкции кварцево-сапфировой лампы (а) и внешний вид образца (б)

Для экспериментальных исследований электрических и радиационных характеристик КСЛ использовался стенд, показанный на рисунке 29. Емкость рабочего конденсатора составляла 40 мкФ при напряжении заряда 2,42 кВ. Инициирование разряда осуществлялось с помощью высоковольтного импульса амплитудой ≈ 24 кВ. Паразитное сопротивление контура составляло ≈ 30 мОм. Измеренная индуктивность контура без насыщающегося магнитного сердечника катушки поджига ≈ 13 мкГн.

На рисунке 69 приведены измеренные и рассчитанные электротехнические характеристики лампы и разрядного контура. Ток I имеет апериодический характер с близкой к критической форме затухания [39] и достигает своего максимума ($\approx 2,17$ кА) за время ≈ 31 мкс. Отличие в временном характере падения напряжений на лампе U_l и конденсаторе U_k связано с высоким значением паразитной индуктивности контура, преимущественно за счет тороидальной поджигной катушки. К 29 мкс электрическая мощность в лампе P_l достигает своего максимального значения $\approx 2,8$ МВт. Сопротивление плазменного шнура R в момент максимума мощности составляет ≈ 590 мОм и падает до ≈ 560 мОм к моменту времени 38 мкс. Запасенная в конденсаторе энергия вкладывается в разряд E_l с эффективностью 91 %, что свидетельствует о невысоком паразитном сопротивлении контура и его хорошем согласовании с нагрузкой.

Оценка яркостной температуры лампы в приближении абсолютно черного тела в спектральном диапазоне регистрации фотодиодного приемника излучения (237-267 нм) показала значение ≈ 11 кК. Максимум спектрального распределения АЧТ с учетом спектрального пропускания кварцевой колбы при такой температуре должен приходиться на длину волны 263 нм, что совпадает с локальным максимум спектра действия микроорганизмов [119] [120].

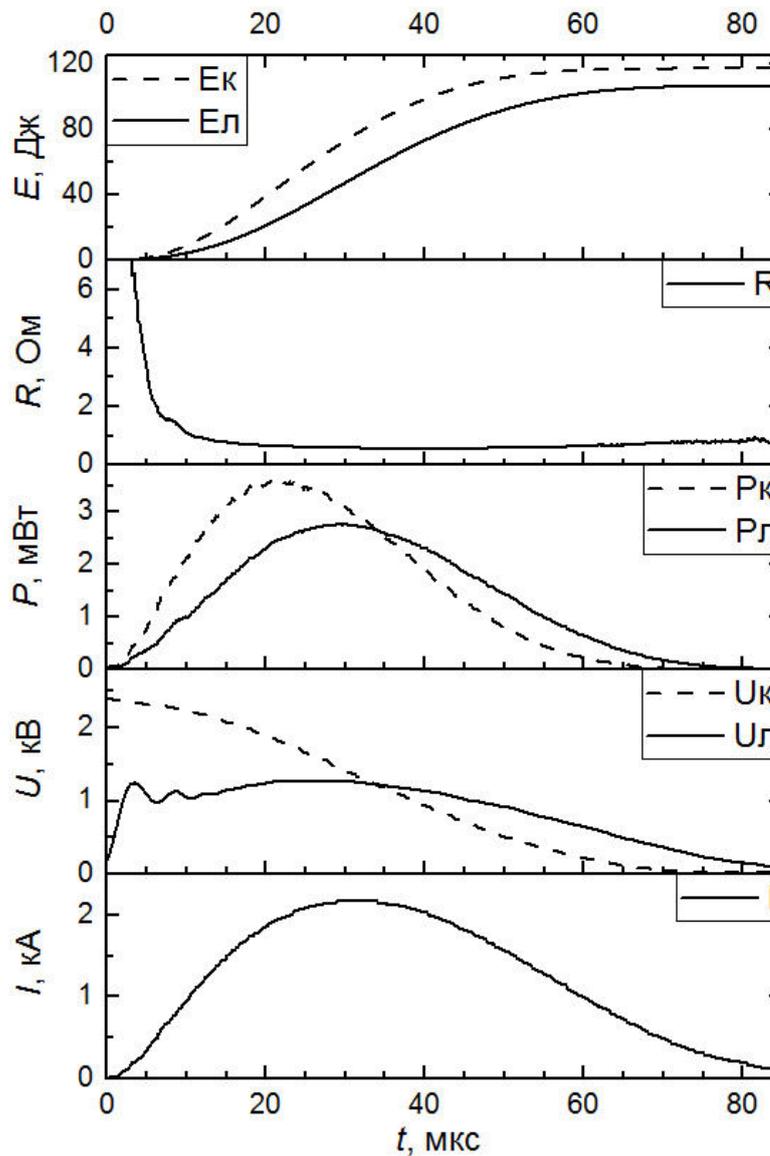


Рисунок 54 – Электротехнические параметры лампы и контура. Индекс «к» указывает на параметр в контуре, «л» – в лампе

На рисунке 55 представлено спектральное распределение энергии излучения исследованной лампы. Интегрирование по наиболее актуальному в сфере обеззараживания спектральному диапазону 200-300 нм дает $\approx 17,9$ Дж, что составляет $\approx 16,8$ % от вложенной в разряд энергии и ≈ 15 % – от запасенной. Отсутствие ярко выраженного максимума на длине волны 263 нм связано с непостоянством спектрального коэффициента поглощения [121] [45] плазмы и интегральным характером спектра за все время импульса.

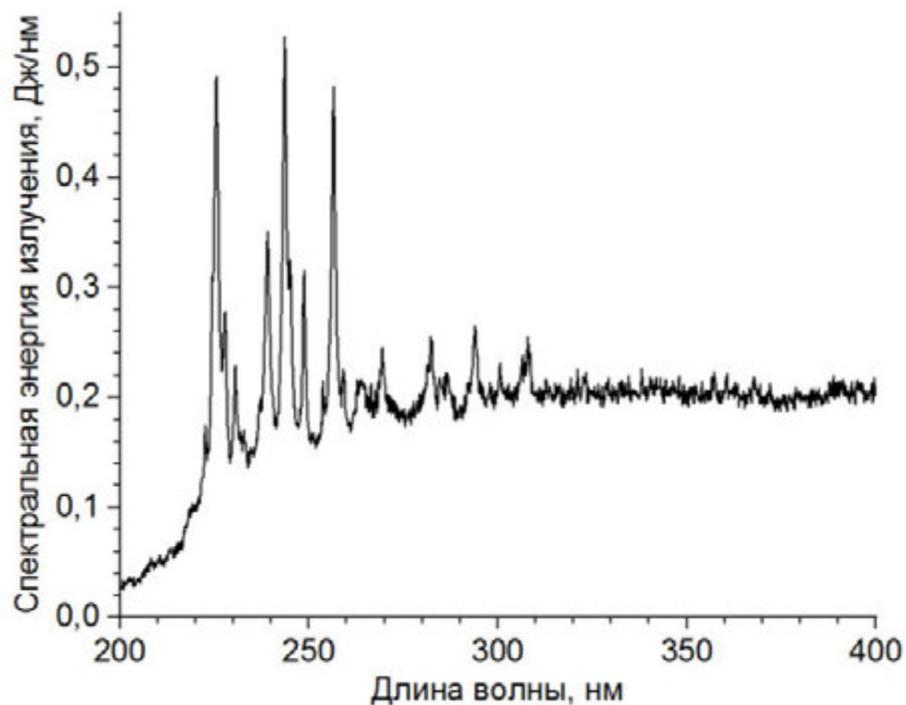


Рисунок 55 – Энергетический спектр излучения кварцево-сапфировой ИГЛ

Измеренная пироэлектрическим приемником излучения энергия излучения во всем спектральном диапазоне 68 Дж, что составляет ≈ 58 % от запасенной в конденсаторе энергии.

4.3 Импульсная газоразрядная трехэлектродная лампа со свободно расширяющимся плазменным каналом

Инициирование разряда в короткодуговых разряда на сегодняшний день не потеряло своей актуальности в силу возможности уменьшения потерь в разрядном контуре и, как следствие повышения энергии, вкладываемой в разряд. Решению данных задач посвящен данный раздел

4.3.1 Экспериментальный стенд исследования радиационных и электротехнических характеристик газоразрядных ламп со свободно расширяющимся плазменным каналом

Объектами исследования послужили две экспериментальные лампы с межэлектродным расстоянием 4 и 6 мм, наполненные спектрально чистым ксеноном до давлений 4 и 6.5 атм. Оболочка ламп выполнена в виде сферической колбы с внешним диаметром около 30 мм и изготовлена из кварца достаточно высокого оптического качества: коэффициент пропускания стенки колбы на длине волны $\lambda \approx 190$ нм составлял не менее 50%, в области $240 \leq \lambda \leq 1000$ нм превышал 90%. Электродные узлы лампы выполнены по технологии фольговых цилиндрических токовводов, допускающих импульсно-периодическую работу лампы с высокой нагрузкой по средней мощности. Катод изготовлен из спеченного молибденового порошка, легированного скандатом бария для уменьшения работы выхода, анод и поджигной электрод – из вольфрама марки ВТ-5 и ВТ-15 соответственно. Для инициирования электрического разряда использовался третий (поджигной) вольфрамовый электрод \varnothing 2 мм, впаянный в колбу лампы таким образом, что его заостренный конец располагался вблизи центра разрядного промежутка на расстоянии 2-3 мм от оси лампы (Рисунок 56).

Схема экспериментальной установки приведена на рисунке 57. Источником питания лампы являлась конденсаторная батарея, собираемая из двух типов конденсаторов: К75-74 емкостью 1 мкФ и К75-48 емкостью 2.2 мкФ, – которые напрямую подключались к импульсной лампе. Для увеличения скорости ввода

энергии в плазму и снижения потерь в контуре длина коммутирующих проводов была минимизирована. Зарядка батареи осуществлялась до напряжения $U_0 = 0.5-3$ кВ. Напряжение самопробоя ламп превышало 6 кВ. Лампа работала в режиме одиночных импульсов. Инициирование разряда осуществлялось подачей на третий электрод через разделительный конденсатор C_p высоковольтного импульса поджига со вторичной обмотки импульсного трансформатора.

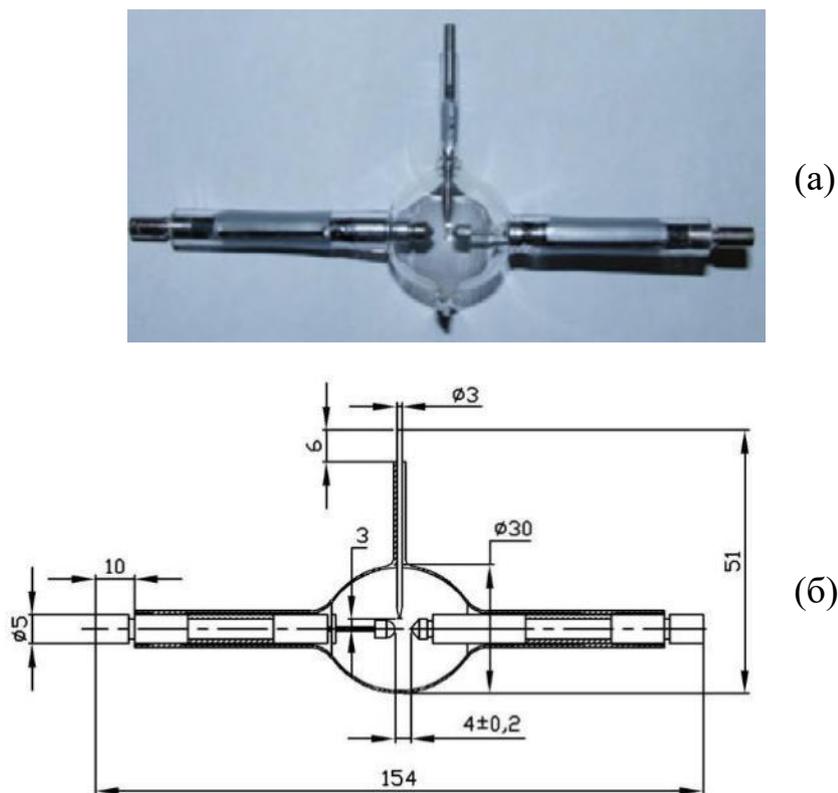


Рисунок 56 – Общий вид (а) и чертеж (б) трехэлектродной короткодуговой лампы

Электротехнические параметры контура и лампы определялись при помощи смешанного частотно-компенсированного делителя напряжения и пояса Роговского с интегрирующим RC-звеном. Радиационные характеристики измерялись с помощью калиброванного спектрально-диагностического комплекса «Спектр-01» одновременно в четырех спектральных областях (270 ± 20 нм, 430 ± 50 нм, 555 ± 50 нм, 1000 ± 70 нм) с временным разрешением не хуже 0.5 мкс [122].

Сигналы со всех измерительных приборов выводились на цифровые осциллографы Tektronix TDS-1001 и Tektronix TDS-2004C с полосой пропускания 60 МГц.

Яркость сильноточного разряда измерялась следующим образом. На оптической оси входного зрачка «Спектр-01» устанавливались лампа, кварцевая линза и диафрагма. При помощи диафрагмы по оси разряда вырезался участок диаметром 2 мм из десятикратно увеличенного линзой оптического изображения светящегося тела, излучение которого попадало на приемник излучения. Ввиду возможной пространственной нестабильности разряда из 10-15 зарегистрированных сигналов для дальнейшей обработки отбирались сигналы с максимальной амплитудой.

Камерой Casio EX-F1 регистрировалась форма тела свечения разряда (600 кадров в секунду). Для снижения интенсивности световых потоков на матрице камеры использовались два светофильтра ФС-1 и ФС-6.

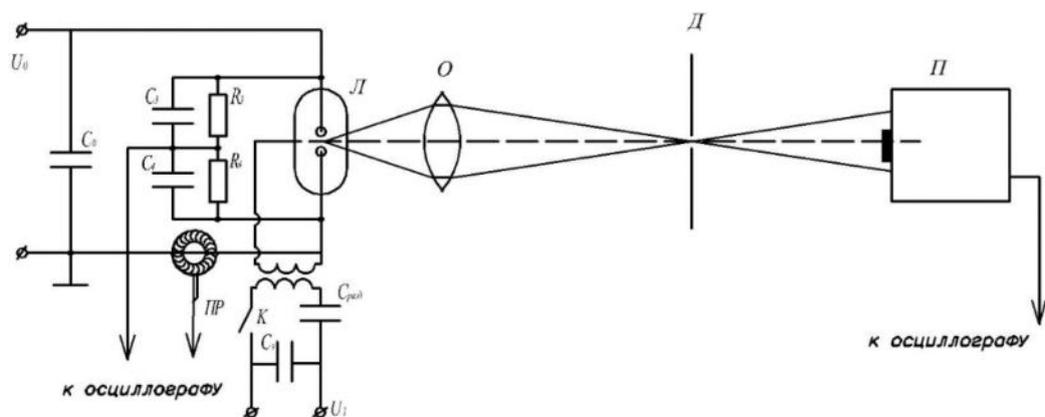


Рисунок 57 – Принципиальная схема питания и измерения электротехнических и радиационных характеристик трехэлектродной короткодуговой лампы: Л – трехэлектродная импульсная короткодуговая ксеноновая лампа; О – кварцевая линза; ПР – пояс Роговского; Д – диафрагма с отверстием 2 мм; C_0 – накопительная емкость; П – спектрально-диагностический комплекс «Спектр-01»; К – электронный ключ.

4.3.2 Электротехнические и радиационные характеристики импульсных газоразрядных ламп со свободно расширяющимся плазменным каналом

Одним из способов отнесения разряда от стенки является использование импульсных короткодуговых ламп в качестве источника УФ-излучения.

На рисунке 58 представлены характерные осциллограммы тока и напряжения на электродах лампы (в качестве примера ниже подробно рассмотрен режим с $U_0=2,5$ кВ). При обработке осциллограмм тока предполагалось, что выходной сигнал с интегрирующей RC -цепочки пояса Роговского $U_n(t)$ пропорционален разрядному току $I(t)$, т.е. $U_n(t)=k \cdot I(t)$, а коэффициент пропорциональности k определяется из закона сохранения заряда в цепи

$$k = \frac{\int_0^{\infty} U_n(t) dt}{CU_0} \quad (52)$$

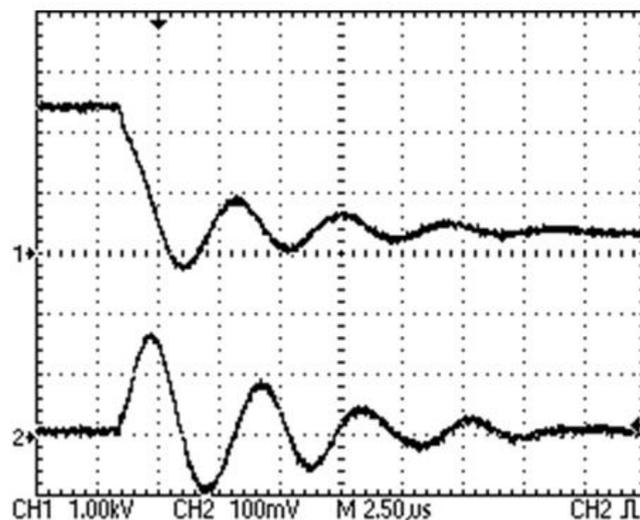


Рисунок 58 – Характерная осциллограмма падения напряжения на лампе (канал 1) и разрядного тока (канал 2). $U_0=2,5$ кВ. Развертка - 2,5 мкс/дел

Разрядный ток имеет колебательный характер с логарифмическим декрементом затухания $D = \ln I_i / I_{i+2} \approx \ln I_{i+1} / I_{i+3} \approx 0.74$ (здесь I_i - амплитудное значение тока в i -полувольте) и содержит 4 выраженных периода колебаний.

Длительность первого квазиполупериода разряда составляет $\tau_1 \approx 2.69$ мкс, последующих – 2,15 мкс. Удлинение первой полуволны тока связано конечным временем нарастания проводимости плазменного канала в начальной стадии разряда. В связи с этим производная тока меняется практически от нуля до максимального значения, достигаемого за время порядка 0.6 мкс, а на фронте токового импульса имеется точка перегиба (Рисунок 59). При $U_0 = 2.5$ кВ максимальное значение тока $I_1 \approx 4.9$ кА достигалось на $\tau_m \approx 1.42$ мкс, определенного по моменту перехода токовой производной через нулевое значение. Характерно, что во всех исследованных режимах $\tau_m > \tau_1/2$. Это свидетельствует о сильной нелинейности электротехнического контура в первом полупериоде тока; в дальнейшем разряд достаточно хорошо описывается стандартным уравнением RLC-цепи с некоторыми эффективными значениями индуктивности и сопротивления.

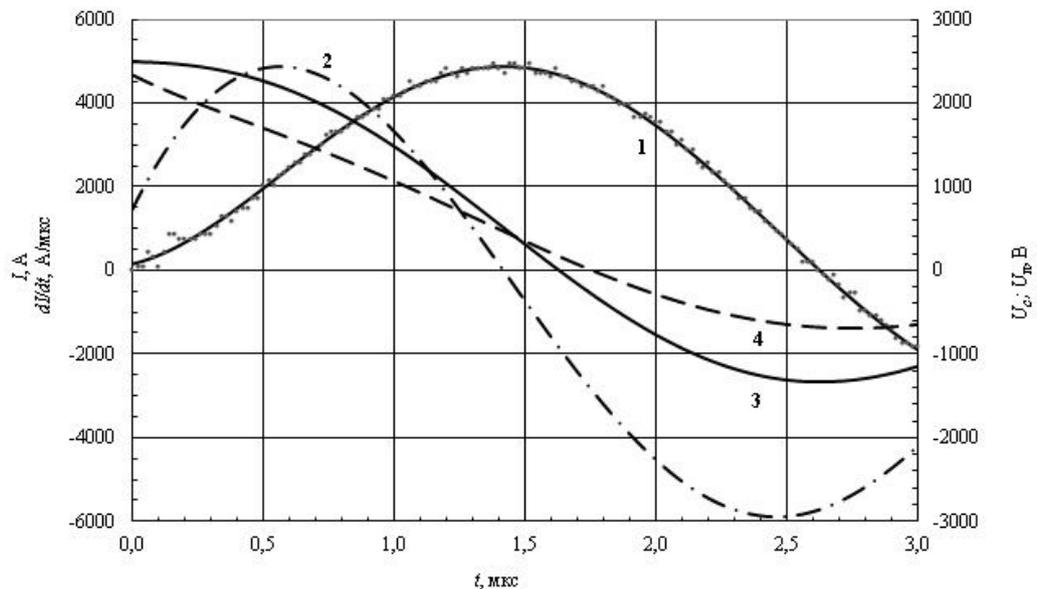


Рисунок 59 – Электротехнические параметры разрядного контура импульсной ксеноновой лампы. 1 – разрядный ток (точки – обработанные сигналы с пояса Роговского; кривая – аппроксимация полиномом 6-й степени); 2 – производная тока; 3 – напряжение на конденсаторной батарее; 4 – напряжение на электродах лампы.

Полная индуктивность электрической цепи L , включающая индуктивность контура (индуктивность конденсаторов и подводящих шин) и индуктивность лампы с плазменным промежутком, определялась как по длительности периода установившихся (следующих за первым полупериодом) колебаний тока T , т.е. по осциллограммам тока

$$L = \frac{T^2}{C \cdot (4\pi^2 + D^2)} \quad (53)$$

так и с использованием осциллограмм производной тока и напряжения на конденсаторах

$$L = \frac{U_c(\tau_1)}{dI/dt(\tau_1)} \quad (54)$$

где $U_c(\tau_1)$ и $dI/dt(\tau_1)$ – напряжение на конденсаторах и значение токовой производной в момент времени τ_1 перехода тока через ноль. Обе методики дают близкие значения полной индуктивности разрядной цепи, составляющей ≈ 230 нГн. Эффективное омическое сопротивление цепи, соответствующее наблюдаемому декременту затухания, составляет при $U_0 = 2.5$ кВ $R_{эфф} = 2L \cdot D/T \approx 0.08$ Ом. Параметр затухания контура $\gamma = R_{эфф}/2Z \approx 0.117$ (здесь $Z = (L/C)^{0.5} \approx 0.34$ Ом – волновое сопротивление контура).

Индуктивность лампы при известной полной индуктивности цепи, рассчитывалась по значениям напряжений на электродах лампы $U_l(\tau_1)$ и на обкладках конденсатора $U_c(\tau_1)$ в момент времени τ_1 :

$$L_l = \frac{U_l(\tau_1)}{U_c(\tau_1)} \cdot L \approx 115 \text{ нГн} \quad (55)$$

и определяется, в основном, индуктивностью электродной системы лампы. Изменяющаяся во времени индуктивность плазменного промежутка, по оценкам, не превышает нескольких наногенри и не оказывает заметного влияния на электротехнические параметры контура.

Временная зависимость омического сопротивления лампы $R_l(t)$, рассчитанная по экспериментальным значениям разрядного тока $I(t)$ и напряжения на электродах лампы $U_l(t)$

$$R_l(t) = \frac{U_l(t) - L_l \cdot dI/dt}{I(t)} \quad (56)$$

приведена на рисунке 60 (кривая 2). Оценка активного сопротивления электродных узлов с учетом скин-эффекта показывает, что оно не превышает 2-3 мОм и составляет не более 4 % от минимальных значений полного сопротивления лампы. В связи с этим практически вся электрическая мощность, подводимая к лампе, рассеивается в плазме.

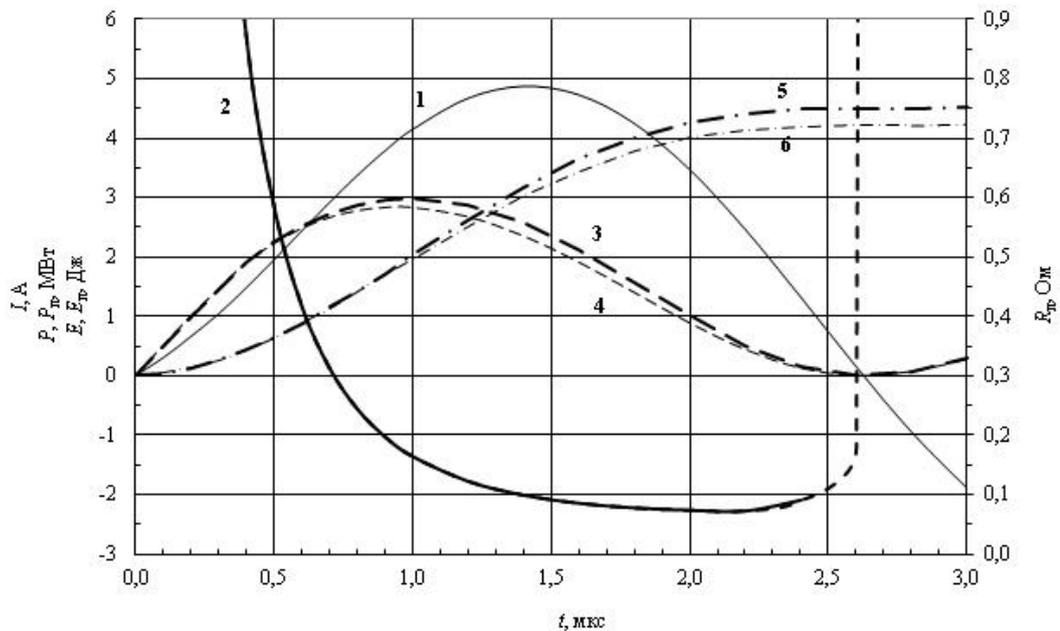


Рисунок 60 – Энергомощностные параметры разрядного контура импульсной ксеноновой лампы. 1 – разрядный ток; 2 – активное сопротивление лампы; 3 – электрическая мощность контура; 4 – электрическая мощность, рассеиваемая в лампе; 5 – электрическая энергия, рассеиваемая в контуре; 6 – электрическая энергия, рассеиваемая в лампе

Начальное сопротивление разрядного промежутка, т.е. сопротивление непосредственно после подачи инициирующего импульса – достаточно велико и составляет 10-30 Ом, однако уже за 0,1 мкс оно падает до уровня нескольких Ом. Промежуток времени резкого снижения сопротивления лампы составляет ~ 1 мкс,

сопротивление при этом уменьшается до десятых долей ома; в дальнейшем в течение основного периода энерговыделения активное сопротивление изменяется относительно слабо.

В момент максимума тока τ_m напряжение на лампе $U_l(\tau_m)$ и на конденсаторе $U_c(\tau_m)$ определяется активными сопротивлениями лампы $R_l(\tau_m)$ и всего контура $R_\Sigma = R_k + R_l(\tau_m)$ соответственно (здесь R_k - не зависящее от времени активное сопротивление контура без лампы). Напряжение на конденсаторах практически совпадало с напряжением на электродах лампы в момент достижения током максимума – различие на уровне точности измерений (несколько десятков вольт). Это указывает на малый вклад паразитного сопротивления контура в суммарные активные потери. Согласно проведенным оценкам, максимальная величина сопротивления токоподводящих шин, рассчитанная с учетом скин-эффекта, и эквивалентного сопротивления, соответствующего активным потерям в конденсаторах, не превышают в сумме 10 мОм. Это значение принималось в дальнейшем за величину паразитного сопротивления контура при расчетах энерго-мощностных характеристик разряда для всех исследованных режимов.

На рисунке 60 представлены временные зависимости электрической мощности контура $P(t) = I^2(t) \cdot R_\Sigma(t)$ (кривая 3) и мощности, рассеиваемой в лампе $P_l(t) = I^2(t) \cdot R_l(t)$ (кривая 4), а также временные зависимости энергии, выделенной в контуре и в лампе (кривые 5 и 6 соответственно) в течение первого полупериода разряда. Последние получены интегрированием по времени импульсов электрической мощности.

Пиковая электрическая мощность контура в режиме с $U_0 = 2.5$ кВ составляет ~ 3 МВт, максимальное значение мощности, рассеиваемой в лампе, – 2.8 МВт. Вследствие сильной временной зависимости сопротивления лампы на переднем фронте токового импульса экстремум электрической мощности по времени сдвинут вперед относительно максимума тока на ~ 0.5 мкс. В первом полупериоде разряда в лампу вкладывается 4.2 Дж или ~ 67 % энергии, запасенной в конденсаторах, полная (за весь разряд) эффективность передачи энергии из

конденсаторов в плазму составляет $\sim 92\%$, что свидетельствует о достаточно хорошем электротехническом согласовании контура и плазменной нагрузки.

На рисунке 61 представлены зависимости электротехнических параметров лампы от зарядного напряжения на разрядной емкости. Отметим основные наблюдаемые закономерности. С повышением начального напряжения имеет место более быстрый по сравнению с линейным рост максимального тока разряда, что обусловлено падающей зависимостью сопротивления от тока. Сопротивление лампы в момент максимума тока, уменьшается примерно обратно пропорционально зарядному напряжению ($R_L(\tau_m) \approx 230 \cdot U_0^{-1}$) с ~ 150 мОм при $U_0 = 1.5$ кВ до ~ 76 мОм при $U_0 = 3.0$ кВ. При этом происходит уменьшение параметра затухания контура γ с $\approx 0,215$ до $\approx 0,117$, усилению колебательного характера тока и снижению эффективности передачи энергии из контура в плазму. Однако этот эффект в описываемых экспериментах не играл существенной роли, поскольку во всех режимах обеспечивались условия значительного (в несколько раз) превышения активного сопротивления лампы по сравнению с «паразитным» сопротивлением разрядного контура.

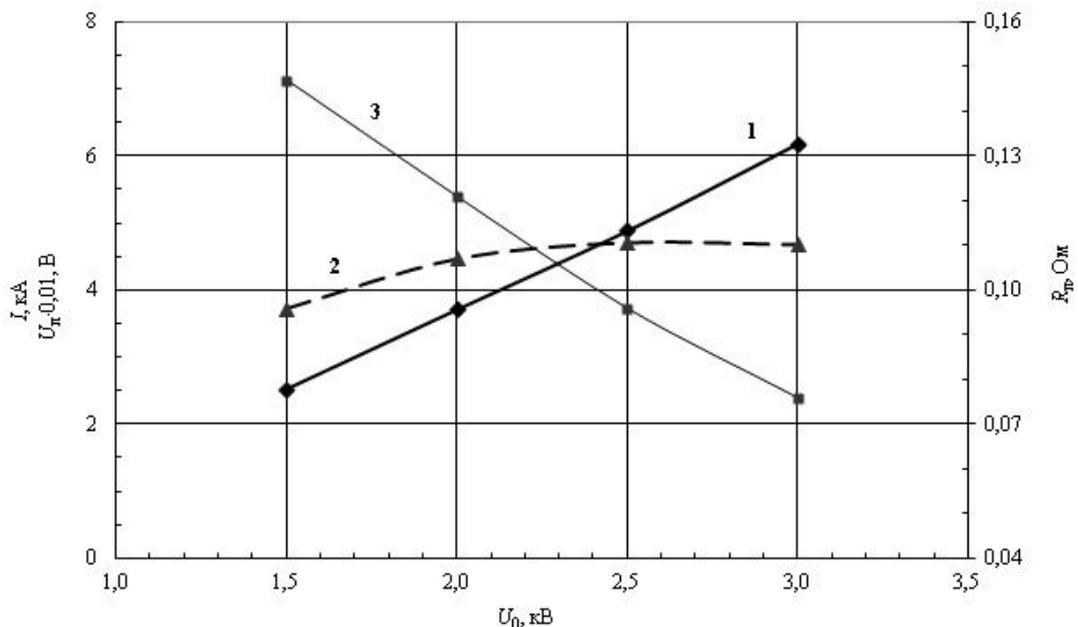


Рисунок 61 – Зависимость электротехнических параметров лампы от зарядного напряжения на конденсаторах. 1 – разрядный ток; 2 – напряжение на лампе; 3 – активное сопротивление лампы

Одновременно с ростом U_0 заметно уменьшается длительность первого квазиполупериода разряда ($c \sim 2,89$ мкс при $U_0 = 1.5$ кВ до $\sim 2,58$ мкс при $U_0 = 3.0$ кВ) и время достижения максимума тока τ_m ($c \sim 1,57$ мкс до $\sim 1,35$ мкс), что обусловлено сокращением длительности начальной стадии и ростом скорости формирования канала при увеличении напряженности электрического поля в межэлектродном зазоре лампы.

Максимальный ток в контуре с точностью не хуже 2% можно определить из эмпирического соотношения, связывающего заряд конденсаторной батареи и время достижения максимума тока:

$$I_m \approx 1.36 \left(\frac{CU_0}{\tau_m} \right) \quad (57)$$

Напряжение на электродах лампы в момент экстремума тока довольно слабо зависит от напряжения заряда конденсатора и максимального тока в лампе (Рисунок 61 кривая 2) и для режимов с $U_0 = 2.5-3.0$ кВ выходит на плато с уровнем ≈ 470 В.

Пиковая электрическая мощность, рассеиваемая в лампе, зависит от зарядного напряжения в степени ≈ 1.6 , достигается в момент времени $\approx 0.7\tau_m$ и в среднем на 20% превышает значение мощности в момент максимума разрядного тока.

Таким образом, исследованные режимы работы лампы характеризуются достаточно высокой энергонапряженностью – разрядные токи в максимуме составляют 2.5-6.2 кА при микросекундных фронтах нарастания, пиковые электрические мощности, вкладываемые в плазму – 1.1-3.3 МВт.

Известно [26], что световая яркость свободно расширяющегося плазменного канала в плотных газах растет с увеличением удельной вкладываемой электрической мощности лишь до определенного уровня, определяемого родом газа. В дальнейшем яркость излучения (и, соответственно, яркостная температура) стабилизируется и перестает зависеть от параметров, повышающих концентрацию энергии в разряде. В этом заключается так называемый эффект насыщения яркости. Достигнутая максимальная яркость характерна для данного газа как предельная. Особенности проявления этого эффекта в мощных импульсных разрядах в газах

подробно рассмотрены в [26]. В частности, показано, что величина зарядного напряжения на конденсаторе $U_{0,9}$, при которой яркость плазменного канала достигает 90 % предельной яркости, связана с основными параметрами разряда эмпирическим соотношением:

$$U_{0,9} \approx \frac{152}{A} \left(\frac{L \cdot l}{p_0 C_0} \right)^{0.25} \quad (58)$$

где A – относительная атомная масса газа; l – длина межэлектродного промежутка, мм; p_0 – начальное давление газа в МПа; L – индуктивность контура, Гн; C_0 – разрядная емкость, Ф. В условиях описываемых экспериментов $A = 131$ (ксенон); $l = 4$ мм; $p_0 = 0.4$ МПа; $L = 2.3 \cdot 10^{-7}$ Гн; $C_0 = 2 \cdot 10^{-6}$ Ф и $U_{0,9} \approx 1.2$ кВ. Таким образом, согласно [26], все исследованные режимы работы лампы, начиная с $U_0 = 1.5$ кВ, находятся в области режимов излучения с сильными эффектами насыщения яркости.

Временная структура импульсов излучения плазменного канала – его яркости в УФ области и соответствующей спектральной силы излучения показана на рисунке 62. Момент времени достижения максимального значения яркости излучения, примерно совпадающий с максимумом температуры плазмы, достигается спустя 0.2-0.3 мкс после экстремума тока (0.7-0.8 мкс после максимума вкладываемой электрической мощности). Такая же задержка (0.7-0.8 мкс) наблюдается между яркостью и силой излучения или излучаемой мощностью. Запаздывание температуры (яркости) связано с высокой скоростью поступления энергии в канал и характерно для так называемых «быстрых» разрядов [31], когда вплоть до момента максимума тока вводимая в плазму энергия в основном уравнивается за счет теплоемкости, а потери на излучение в общем энергобалансе сравнительно малы. Временной сдвиг между максимумами мощности и яркости излучения обусловлен расширением плазменного канала, при котором уменьшение спектральной яркости при снижении температуры плазмы некоторое время компенсируется увеличением площади излучающей поверхности канала.

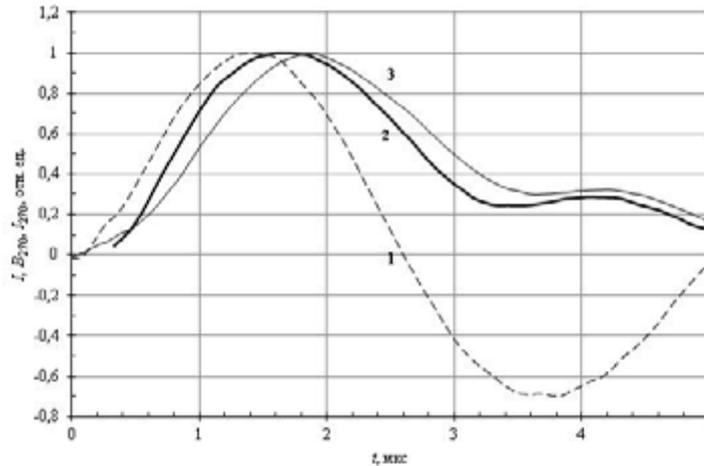


Рисунок 62 – Синхронизированные с разрядным током (кривая 1) временные зависимости яркости B_{270} (кривая 2) и силы I_{270} (кривая 3) излучения плазменного канала на длине волны 270 нм. $U_0=2,5$ кВ. Импульсы излучения нормированы на амплитудные значения - $B_{270\ max}=930$ Вт/ср·см²·нм;

$$I_{270\ max}=200 \text{ Вт/ср·нм}$$

Неожиданным результатом проведенных измерений является факт значительного расслоения яркостных температур излучения ксеноновой плазмы по длинам волн (рисунки 63-64), что указывает на существенное отклонение спектрального распределения излучения от планковского. Максимальные температуры излучения наблюдаются в спектральном диапазоне видимой области $\Delta\lambda = 555 \pm 50$ нм и составляют $\approx 30000 \pm 1000$ К при зарядных напряжениях $U_0 \geq 2$ кВ. При этом отчетливо проявляется эффект насыщения световой яркости. Эти данные достаточно хорошо согласуются с известными экспериментальными результатами [26].

В синей области видимого диапазона ($\Delta\lambda = 430 \pm 50$ нм) и в ближнем УФ диапазоне ($\Delta\lambda = 270 \pm 20$ нм) выраженного эффекта насыщения энергетической яркости излучения не наблюдается – с ростом зарядного напряжения яркостные температуры монотонно увеличиваются, достигая при $U_0 = 3$ кВ максимальных значений ≈ 26 и 24 кК соответственно (Рисунок 64). Такое уменьшение яркостных температур при продвижении в более коротковолновую область спектра может быть связано с монотонным уменьшением оптической толщины (увеличением

оптической прозрачности) плазменного столба с ростом энергии испускаемых квантов. Интересно отметить, что на фронте токового импульса яркостные температуры излучения в УФ области превышали таковые в видимом диапазоне. Это, по-видимому, связано с тем, что на начальной стадии разряда, когда оптическая плотность плазмы в непрерывном спектре мала, выход излучения разряда определяется преимущественно спектральными линиями атомов и ионов ксенона, наиболее мощный пакет которых сосредоточен в коротковолновой УФ области (200-300 нм) [37, 26].

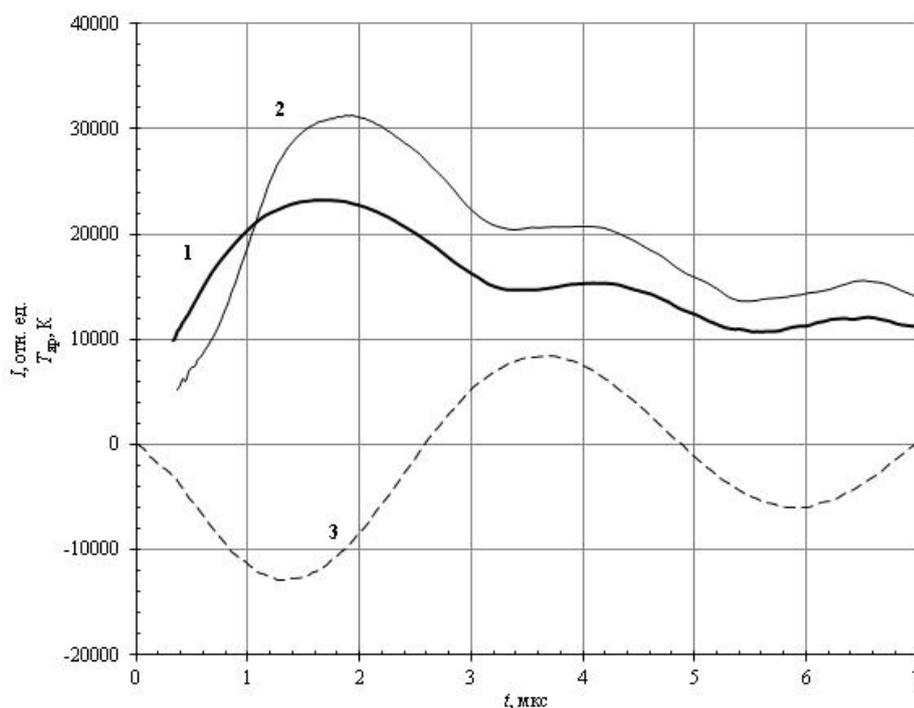


Рисунок 63 – Временные зависимости яркостных температур излучения плазменного канала на длине волны 270 нм (1) и 555 нм (2) спектра, синхронизированные с разрядным током (3), при $U_0=2,5$ кВ

Падение яркостных температур, причем более сильное (до 16-19 кК), зарегистрировано и в ближней ИК области спектра (Рисунок 64). Физический механизм снижения яркости в этой области связан с эффектами экранировки высокотемпературной зоны разряда протяженной и сравнительно

низкотемпературной плазменной пленкой, образованной в результате диффузии резонансного излучения из горячей зоны и каскадных ионизационных процессов.

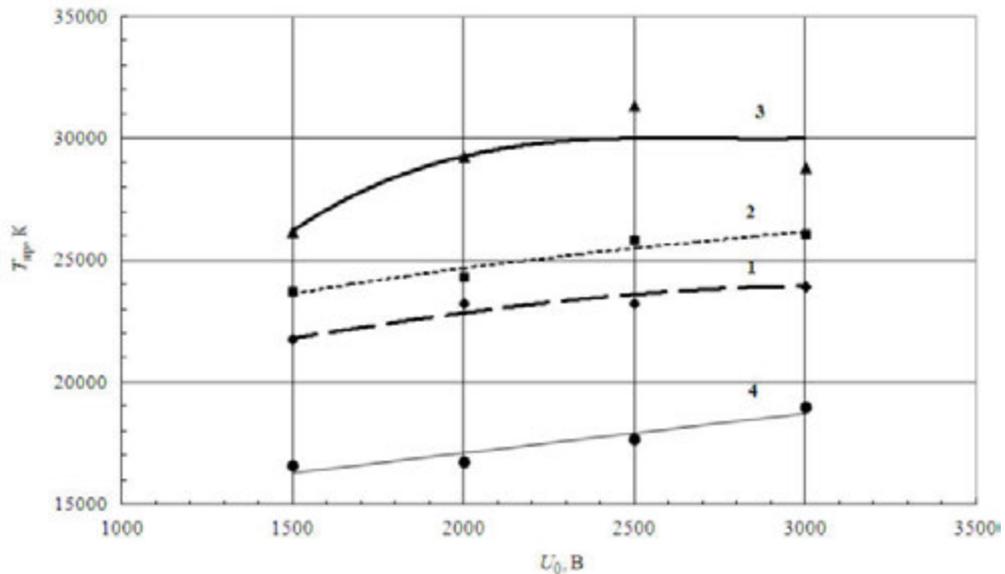


Рисунок 64 – Зависимость максимальных значений яркостной температуры для различных длин волн от зарядного напряжения. Длина волны излучения:

1 – $\lambda=270$ нм; 2 – $\lambda=430$ нм; 3 – $\lambda=555$ нм; 4 – $\lambda=1000$ нм

На рисунке 65 для режима с $U_0 = 2.5$ кВ представлены нормированные на амплитудные значения импульсы силы излучения в УФ, видимой и ближней ИК областях спектра, синхронизированные с токовым сигналом. Длительность импульса УФ-излучения на полувысоте (~ 2 мкс) на $\approx 30\%$ превышает длительность импульса вкладываемой электрической мощности (~ 1.5 мкс). В видимой области длительность первого пика светового импульса более чем в 1.5 раза превышает эффективную длительность энерговклада. Временной сдвиг между максимумами излучаемой мощности и мощности энерговклада составляет ≈ 1 мкс.

Существенное изменение временной структуры излучения наблюдается в ближней ИК-области спектра (в полосе с центром на 1000 нм). Максимум излучения достигается на ≈ 8 мкс разряда и отстает от максимума импульса УФ-излучения более чем на 5 мкс. Длительность импульса на полувысоте в ≈ 10 раз превышает длительность УФ импульса.

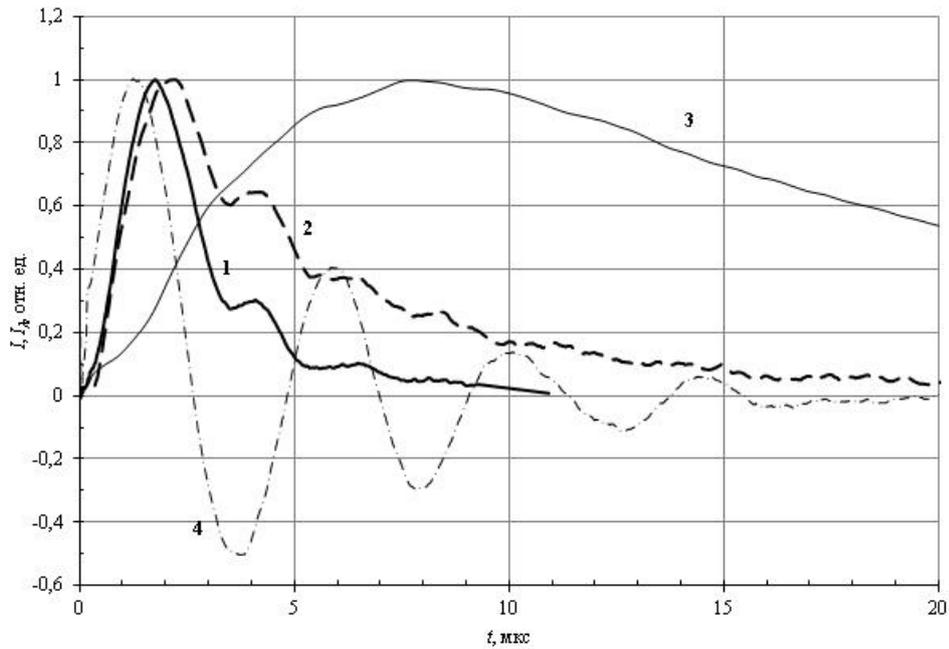


Рисунок 65 – Нормированные на амплитудные значения импульсы излучения в УФ (кривая 1), видимой (кривая 2), ближней ИК-областях (кривая 3) спектра и тока (кривая 4). 1 – $I_{270} \max=200$ Вт/ср·нм; 2 – $I_{555} \max=26$ Вт/ср·нм; 3 – $I_{1000} \max=2$ Вт/ср·нм

Такая временная динамика излучения может быть связана с так называемым эффектом «плазменных консервов» [123]. При высоких температурах в плазменном столбе значительная доля в спектре излучения плазмы приходится на область энергий квантов, превышающих первый потенциал ионизации холодного газа (для ксенона $h\nu \geq 12.1$ эВ). Такие кванты имеют малые пробеги излучения в газе и полностью поглощаются в тонком, окружающем плазменный канал газовом слое, вызывая его нагрев и ионизацию. Таким образом, энергия коротковолнового (высокоэнергетичного) излучения не теряется, а трансформируется во внутреннюю энергию радиационно нагретого газа. Эта энергия затем переизлучается в полосе прозрачности холодного газа, что и приводит к увеличению длительности импульсов излучения по отношению к вкладываемой электрической мощности.

В ИК области спектра в интервале длин волн 800-1100 нм оптический спектр ксенона содержит ряд сильных дуговых линий, соответствующих переходам между состояниями $6p$ и $6s$ возбужденного атома ксенона. Как уже указывалось

выше, на стадии высокотемпературного излучения канал разряда окружен сравнительно протяженным плазменным слоем, образованным в результате диффузии резонансного излучения (переходы $5p \rightarrow 6s$). В этом, более холодном, наружном слое возбужденные до уровней $6s$ атомы ксенона поглощают сплошной спектр нагретой сильнее осевой части плазменного канала, что приводит к снижению регистрируемых в ИК области яркостных температур и мощности излучения. На этой стадии разряда дуговые линии ксенона проявляются в эмиссионных спектрах в виде линий поглощения [26]. По мере снижения температуры и оптической плотности плазменного канала (в первую очередь, в УФ и видимой областях спектра) максимум спектра излучения сдвигается в ИК область, инфракрасное излучение становится доминирующим в суммарном эмиссионном спектре, дуговые линии ксенона, соответствующие переходам $6p \rightarrow 6s$, из линий поглощения трансформируются в линии излучения. Эти процессы (по сути, процессы релаксации плазмы или процессы «послесвечения») приводят к существенному увеличению длительности длинноволнового излучения по сравнению с эффективной длительностью энергоклада и длительностью излучения в УФ и видимой областях спектра.

На рисунке 66 представлен характерный спектр излучения исследуемой лампы (режим $U_0 = 2.5$ кВ), соответствующий по времени моменту достижения максимума излучаемой мощности (для рассматриваемого режима $t=1.8$ мкс). Интегрированием полученных спектральных распределений по длинам волн определялась полная мощность излучения лампы. При этом в качестве коротковолновой границы излучения лампы условно принималась длина волны $\lambda = 190$ нм. Для режима с $U_0 = 2.5$ кВ интегральная по спектру сила излучения составляла ≈ 40 кВт/ср, полная излучаемая импульсная мощность – $P_{изл} \approx 400$ кВт (эффективный телесный угол лампы принят равным 10 ср [26]), что составляет $\approx 14\%$ от электрической мощности, рассеиваемой в лампе. Кривая 2 на рисунке 66 отражает относительное распределение мощности излучения в суммарном эмиссионном спектре. Доля УФ-излучения ($\Delta\lambda = 190-400$ нм) составляет для

рассматриваемого режима $\approx 60\%$, что свидетельствует о высокотемпературном характере излучения лампы.

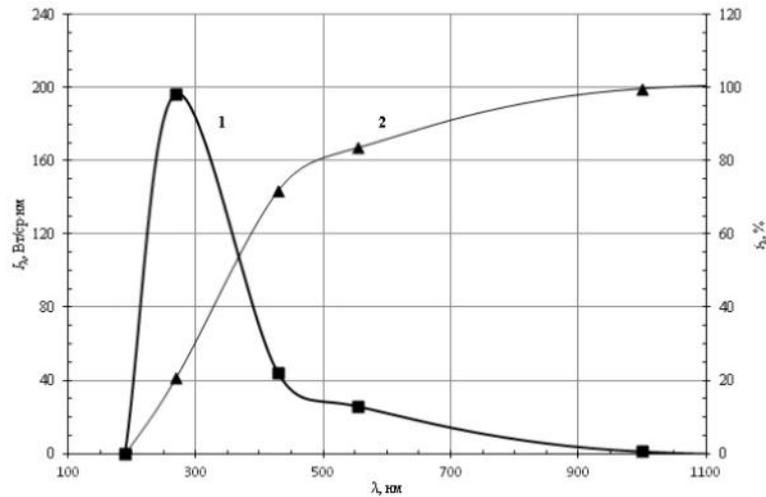


Рисунок 66 – Спектр излучения (1) и относительное распределение мощности излучения (2) лампы в момент максимума излучаемой мощности ($t = 1.8$ мкс).

$$U_0 = 2.5 \text{ кВ. По вспомогательной оси } i_\lambda = \int_{190}^{\lambda} J_\lambda d\lambda / \int_{190}^{1100} J_\lambda d\lambda$$

На рисунке 67 приведены абсолютное и относительное распределения энергии излучения лампы на момент окончания разряда в лампе ($t = 20$ мкс). Экспериментальные точки энергетического спектра лампы (кривая 1) получены путем интегрирования по времени сигналов с фотоприемников, регистрирующих мощность излучение в различных спектральных интервалах. Относительное распределение энергии излучения (кривая 2) определено интегрированием по длинам волн энергетического спектра лампы. Полная излучаемая энергия лампы в режиме с $U_0 = 2,5$ кВ составила $E_{изл} \approx 1.6$ Дж или $\approx 25,6$ % от запасаемой в конденсаторах электрической энергии, при этом доля УФ излучения в суммарном спектре составляет $\approx 50\%$, на видимый диапазон (400-780 нм) приходится $\approx 35\%$ от всей излучаемой энергии. Эффективная длительность импульса излучения, определенная как $\tau_{эфф} = E_{изл}/P_{изл}$, составила для рассматриваемого режима ≈ 4 мкс.

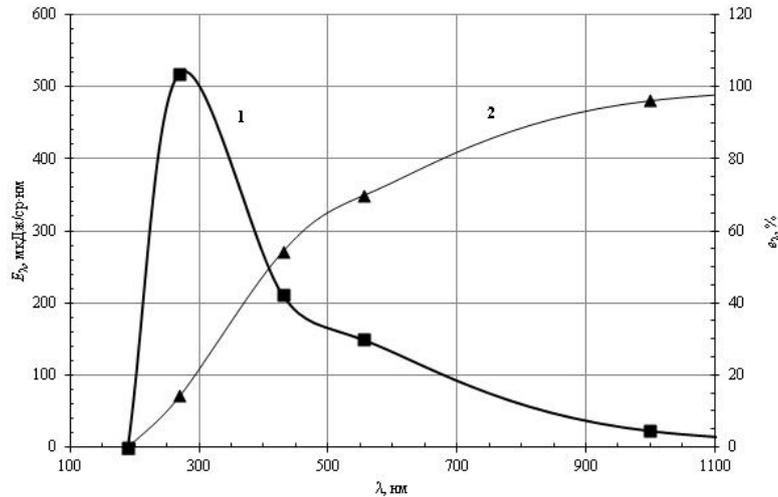


Рисунок 67 – Энергетический спектр лампы (1) и относительное распределение энергии излучения по длинам волн (2) к моменту окончания разряда. $U_0 = 2.5$ кВ. По вспомогательной оси $e_\lambda = \int_{190}^{\lambda} E_\lambda d\lambda / \int_{190}^{1100} E_\lambda d\lambda$

Влияние зарядного напряжения (запасаемой энергии) на излучательные и световые характеристики лампы проявлялось следующим образом. Увеличение U_0 с 1,5 кВ до 3 кВ приводило к росту мощности излучения с 230 до 450 кВт и силы света с 1 до 2 Мкд. Одновременно наблюдалось снижение интегрального выхода излучения – с 30 до 23% и КПД излучения в УФ-области спектра, в частности, выход излучения в УФ-С диапазоне ($\Delta\lambda = 200\text{-}280$ нм) уменьшался с 6.5 до $\approx 5\%$. Светоотдача и КПД излучения в видимом диапазоне спектра с ростом зарядного напряжения менялись незначительно (в пределах 6%). Характерные значения светоотдачи составляли ≈ 15 лм·с/Дж.

Сравнение короткодуговых ламп с различными параметрами межэлектродного расстояния и давлением наполнения ксеноном 4 мм и 4 атм ($pd = 16$), 6 мм и 6.5 атм ($pd = 39$) показало пути оптимизации согласования нагрузки с разрядным контуром. Так, при емкости конденсатора $C = 4$ мкФ и напряжении заряда $U_0 = 1.5$ кВ разрядный ток при $pd = 16$ имеет 4 ярко выраженных полупериода, а при $pd = 39$ – 2 полупериода (Рисунок 68). Улучшение согласования контура с нагрузкой объясняется ростом сопротивления канала, связанного с

увеличением разрядного промежутка и давления ксенона в лампе. При этом вклад энергии в первый полупериод тока, отвечающий за спектрально-яркостные характеристики разряда и определяемый по соотношению интеграла разрядного тока в первом полупериоде к суммарному значению интеграла всего разрядного тока, вырос с 43 % до 64 %.

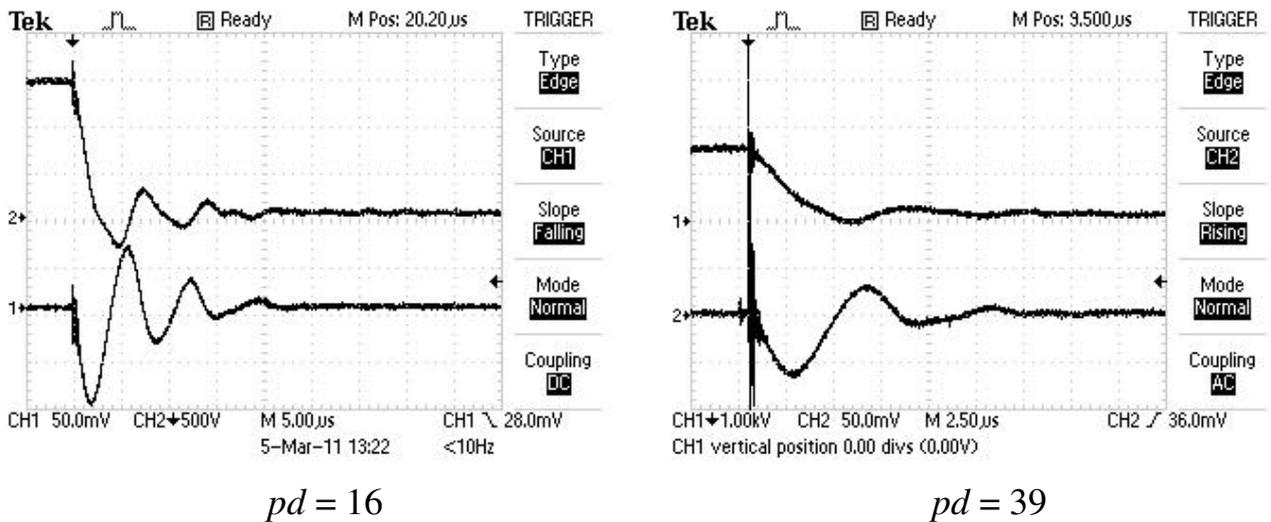


Рисунок 68 – Осциллограммы тока и напряжения на короткодуговых лампах с различным pd при $U_0 = 1.5$ кВ, $C_0 = 4$ мкФ.

Развертка 5 мкс/дел для $pd = 16$ и 2.5 мкс/дел для $pd = 39$

Время достижения максимума разрядного тока составило ≈ 1.84 и ≈ 2.13 мкс для первой и второй ламп соответственно (значения были получены из осциллограмм производной тока). В исследуемых режимах максимум тока увеличивался от 800 А при $U_0 = 500$ В до 4400 А при $U_0 = 2$ кВ (при емкости конденсаторной батареи 4 мкФ). При этом пиковая электрическая мощность разряда изменялась в диапазоне от 0.23 МВт до 1.62 МВт. Увеличение напряжения на разрядной емкости с 500 В до 2 кВ приводит к уменьшению времени достижения максимума с ≈ 2.42 мкс ($pd = 16$) и ≈ 2.84 мкс ($pd = 39$) до ≈ 1.82 мкс ($pd = 16$) и ≈ 1.85 мкс ($pd = 39$), что вызвано снижением сопротивления разрядного канала.

Спектральное распределение плотности энергии излучения при запасаемой в накопительном конденсаторе энергии от 0.5 Дж до 1.125 Дж хорошо описывается

в приближении абсолютно черного тела (АЧТ). Увеличение энергии приводит к появлению ярко выраженного максимума в спектральной области 250–300 нм, что свидетельствует о высокояркостном характере излучения разряда (Рисунок 69).

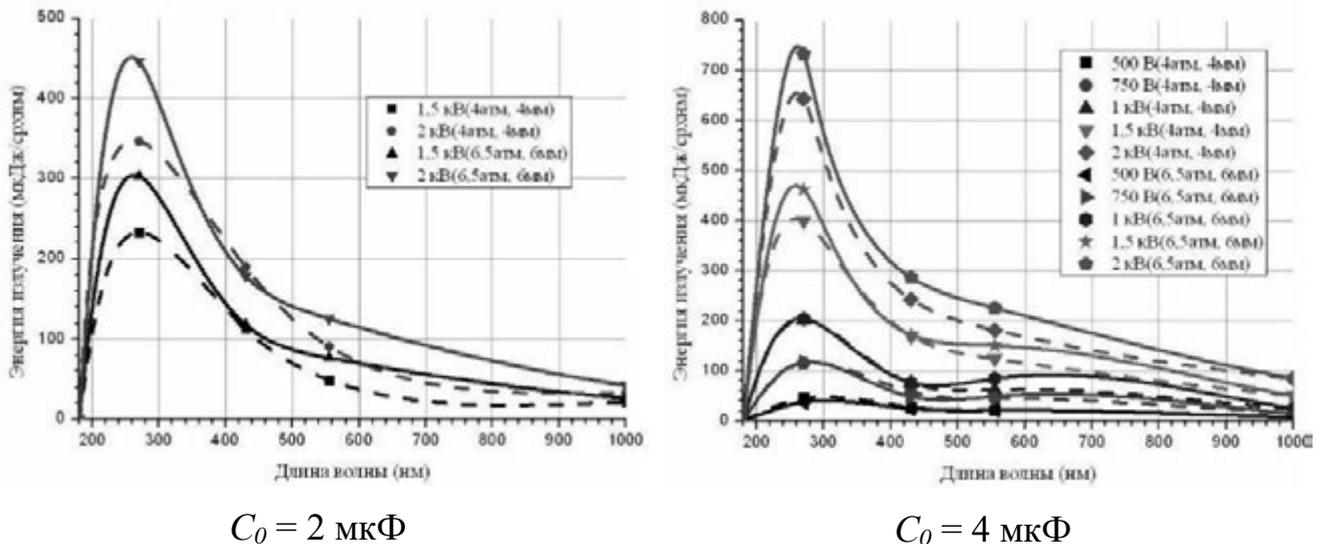


Рисунок 69 – Зависимость спектральной плотности энергии излучения от длины волны при варьируемом напряжении заряда конденсатора (точки – экспериментально полученные данные, соединенные для наглядности сплайном)

Увеличение зарядного напряжения приводит к росту разрядного тока (мощности) и, соответственно, увеличению яркостной температуры, но сопровождается снижением сопротивления плазменного канала. Так, при увеличении энергии разряда в 7.1 раза, спектральная плотность энергии излучения увеличивается в 6.2 раза, а интегральная по спектру энергия излучения увеличивается менее чем в 5 раз. Интегральный по спектру КПД соответственно падает с $\approx 43\%$ до $\approx 34\%$ (Рисунок 70).

При энергии в импульсе 4 Дж ($C_0 = 2 \text{ мкФ}$, $U_0 = 2 \text{ кВ}$) и 8 Дж ($C_0 = 4 \text{ мкФ}$, $U_0 = 2 \text{ кВ}$) интегральный по спектру КПД составил $\approx 35\%$ ($pd = 39$), $\approx 26.5\%$ ($pd = 16$) и $\approx 34\%$ ($pd = 39$) соответственно. Уменьшение энергии в импульсе до 1 Дж ($C_0 = 2 \text{ мкФ}$, $U_0 = 1 \text{ кВ}$) и 1,125 Дж ($C_0 = 4 \text{ мкФ}$, $U_0 = 750 \text{ В}$) приводит к увеличению интегрального по спектру КПД до $\approx 52\%$ ($pd = 39$), что может быть объяснено ростом омического сопротивления разряда и одновременно смещением максимума спектра излучения в длинноволновую область. Увеличение параметра pd приводит

к росту интегрального по спектру КПД излучения с $\approx 30\%$ до $\approx 38\%$ при параметрах разрядного контура $C_0 = 4 \text{ мкФ}$, $U_0 = 1.5 \text{ кВ}$.

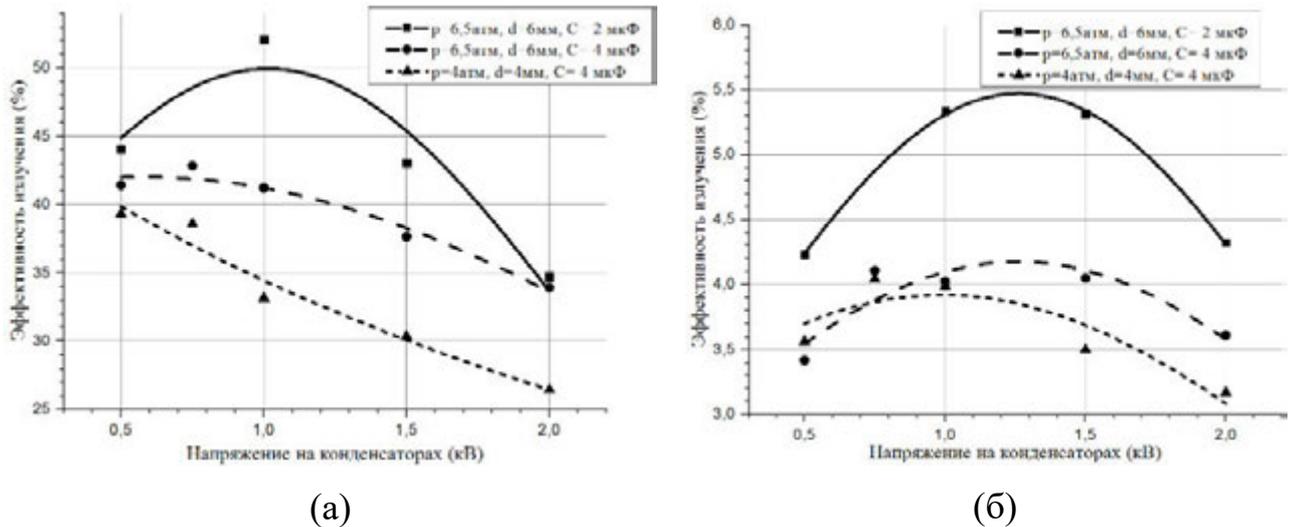


Рисунок 70 – Зависимость интегральной по спектру эффективности излучения (а) и эффективности излучения в диапазоне длин волн 250–290 нм (б) от напряжения на конденсаторах

Бросается в глаза отличие в характере поведения изменения КПД в спектральном диапазоне 250–290 нм по сравнению с интегральным КПД при варьировании напряжения заряда накопительной емкости. Так, для всех исследованных режимов разрядов в лампах наблюдается максимум выхода излучения в УФ-области спектра в диапазоне зарядных напряжений 1-1.5 кВ, в то время как общий выход излучения падает с ростом зарядного напряжения. Такой характер поведения свидетельствует о близости рассматриваемого дугового разряда к приближению АЧТ и возможному появлению эффекта насыщения яркости.

Яркостная температура разряда растет с увеличением плотности мощности, однако при достижении значений 16-20 кК темпы роста яркостной температуры с повышением рабочего напряжения замедляются. Обычно, такое насыщение яркости излучения наблюдается для свободно расширяющихся импульсных

разрядов в плотных газах [124, 26] и характеризуется зависимостью предельной яркости излучения разряда от атомной массы рабочего газа. Предельно достигаемые яркостные температуры импульсного разряда в ксеноне составляют 28.5-30 кК [125], что соотносится с экспериментально полученными значениями ≈ 25 кК (Рисунок 71).

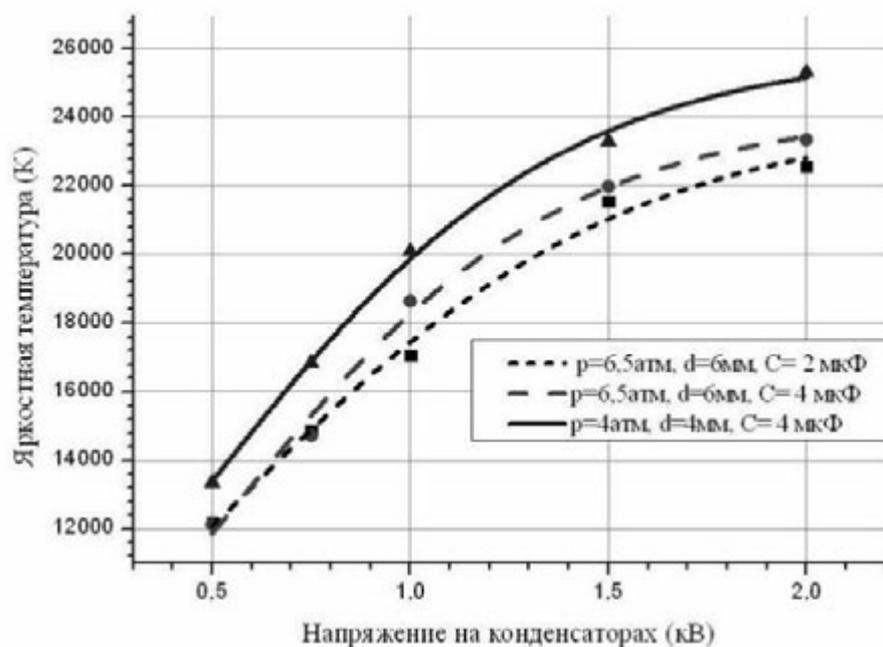


Рисунок 71 – Зависимость яркостной температуры в диапазоне длин волн 250–290 нм от напряжения на конденсаторах

При таких яркостных температурах максимум излучения, в приближении абсолютно черного тела, приходится на область 110-160 нм, что может быть малоэффективным для бактерицидных ламп, ввиду существенного поглощения кварцем излучения с длиной волны короче 160 нм [126] и поглощения излучения молекулярным кислородом на длинах волн (175–200 нм) [127].

Полученная с помощью цифровой фотокамеры Casio EX-F1 интегральная фотография тела (Рисунок 72) свечения лампы показывает, что плазменный канал «привязывается» к поджигному электроду и имеет изогнутую форму, в связи с чем реальная длина плазменного канала на 10...20 % превышает длину межэлектродного промежутка. Регистрируемый световой диаметр канала (~ 1.4 мм) дает оценочное значение поперечных размеров плазменного шнура.

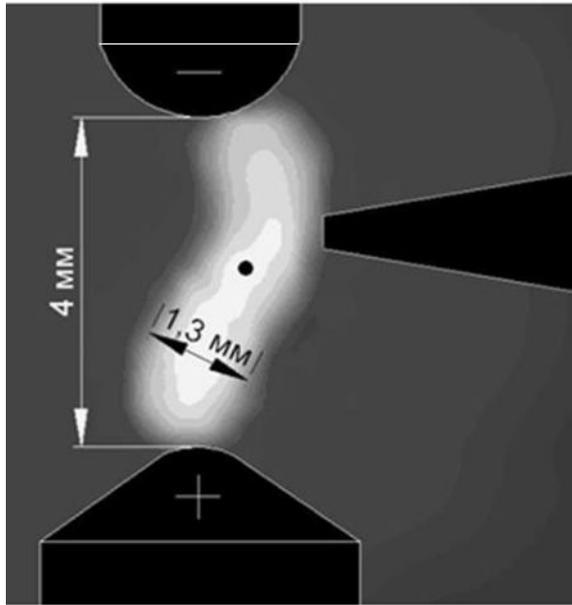
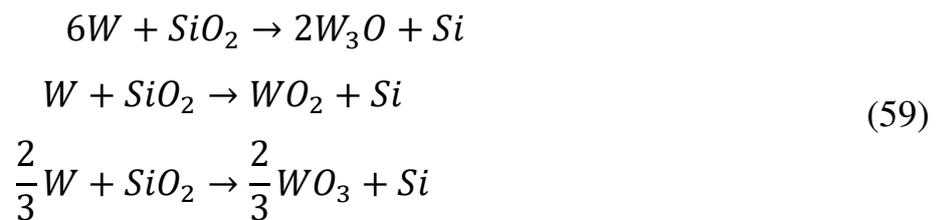


Рисунок 72 – Тело свечения шаровой трехэлектродной лампы. В центре разрядного канала показано изображение проекции апертурной диафрагмы в масштабе

Прохождение плазменного канала в его сильноточной стадии через поджигной электрод будет приводить к его распылению не только за счет импульсных значений тока в момент инициирования разряда, но и за счет физико-химических процессов, протекающих на его поверхности при контакте с плазмой. Постепенное распыление электрода в виде отдельных пятен или слоев напыления будет осаждаться на внутренней поверхности оболочки.

В работе [128] на основе расчета получено, что энергия Гиббса для образования SiO_2 на 250-300 кДж на один моль O_2 меньше (Рисунок 73), чем для оксидов вольфрама, что означает энергетическую невыгодность прямого восстановления оксида кремния вольфрамом:



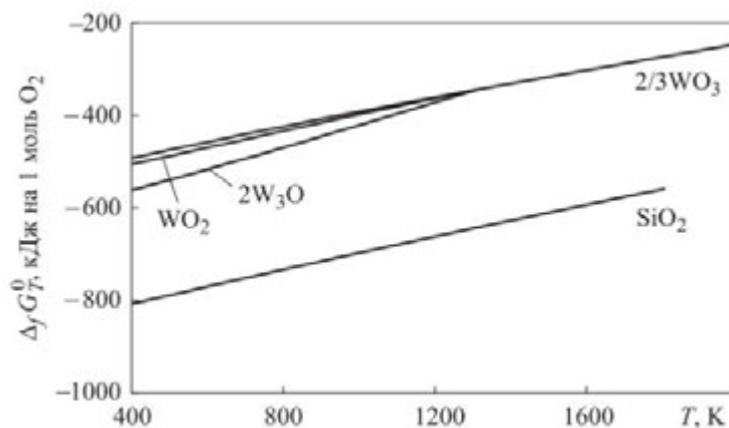


Рисунок 73 – Температурная зависимость энергии Гиббса образования оксидов вольфрама и кремния в пересчете на один моль O_2

Невозможность восстановления оксида кремния вольфрамом на основе анализа также подтверждена в работах [129, 130]. Экспериментально показано, что после разрушения ламп образовавшийся налет легко удалялся смоченной в спирте салфеткой, что приводило к полному восстановлению спектра пропускания до исходного.

Для исследования влияния потемнения оболочки на спектральное пропускание кварцевого стекла использовались лампы, имеющие на поверхности колбы пятна высокой плотности. Спектры пропускания вырезанного сегмента оболочки с пятном изучались в видимом и ИК-диапазонах (Рисунок 74). После теххимической промывки и удаления следов вольфрама спектральные исследования кварцевого сегмента повторялись. Из приведенных данных следует, что поведение кривых спектральной прозрачности кварца различно в видимом и ИК-диапазонах. Изучение темных налетов под микроскопом позволяет понять характер кривых на рисунке 74. Непрерывный слой напыления представляет собой систему упорядоченных частиц размером менее 1 мкм с одиночными каплями размером от 10 до 30 мкм. Учитывая, что размер основного состава частиц слоя вольфрама соизмерим с длиной волны в видимом диапазоне, прохождение света сквозь него сопровождается рассеянием и поглощением энергии. В ИК-диапазоне такого эффекта не наблюдается.

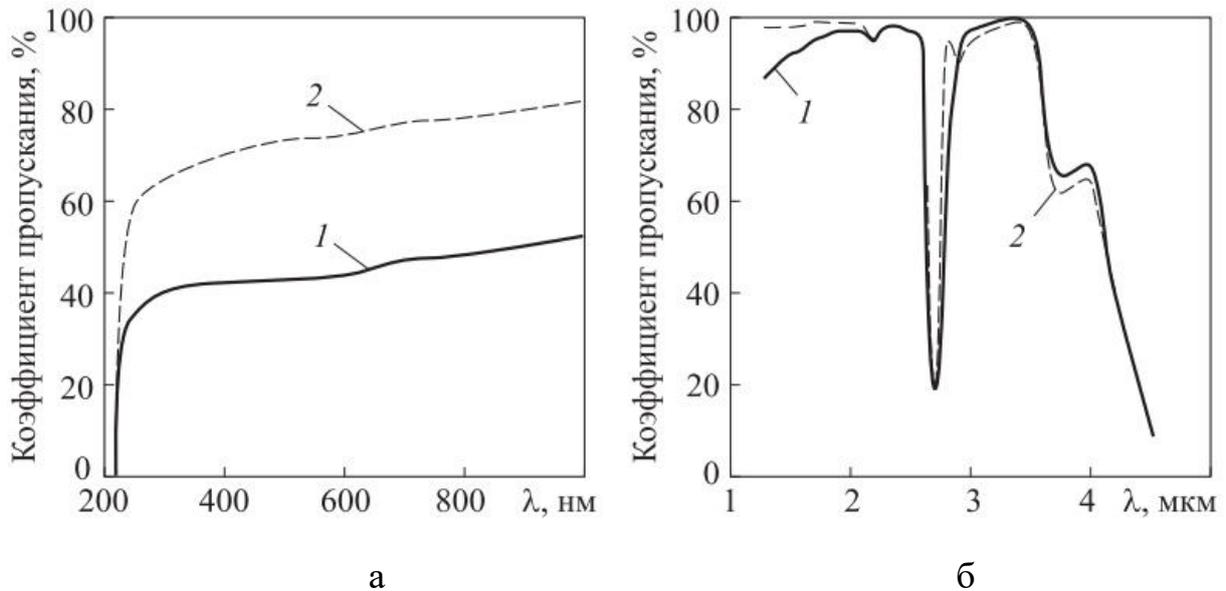


Рисунок 74 – Спектры пропускания кварцевой оболочки с вольфрамовым напылением (1) и без него (2) в видимом и ИК-диапазонах (а) и (б)

соответственно

Спектральную границу этого эффекта можно косвенно определить, изучив спектры излучения ксеноновой лампы СВД в видимом диапазоне оптического спектра. Из приведенного спектрального распределения (Рисунок 75) следует, что до длины волны 1 мкм интенсивность непрерывного фона излучения разряда в ксеноне больше, чем при прохождении света сквозь пятно вольфрама.

Вопрос наблюдаемого (Рисунок 75) превосходства излучения в интенсивности линий ксенона после прохождения сквозь напыление требует отдельного детального рассмотрения. В ИК-диапазоне спектральные характеристики в обоих случаях практически совпадают.

Некоторые изменения в пространственное распределение (индикатрису) излучения объема плазмы вносят отражение и преломление на поверхности колбы лампы. Эти факторы изменяются за счет появления слоя распыленного вольфрама. Следовательно, можно ожидать изменение индикатрисы излучения газоразрядного источника.

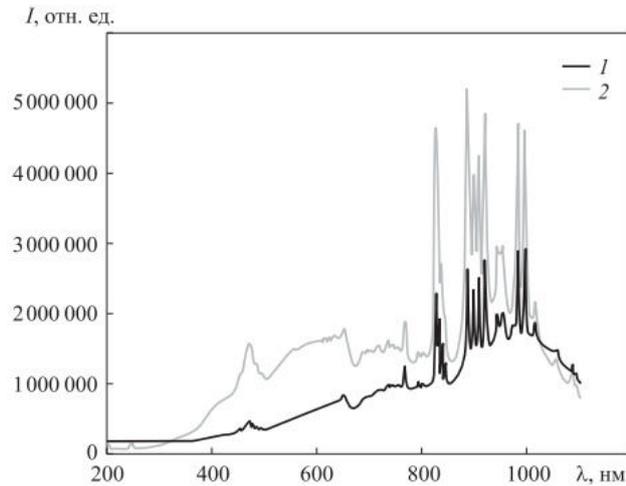


Рисунок 75 – Спектр излучения ксеноновой лампы СВД с вольфрамовым напылением (1) и без него (2)

Пространственное распределение приведено в виде нормированной к максимальному значению интенсивности излучения (Рисунок 76) (подробно методика измерений описана в [128]).

Как и ожидалось, интенсивность излучения, измеренная в области напыленного пятна (кривая 2), в диапазоне углов поворота лампы от -40° (область анода) до $+20^\circ$ уступает по мощности излучению, выходящему из ее прозрачной части (кривая 1). Это обусловлено снижением пропускания оболочки лампы после ее покрытия слоем вольфрама. Одновременно видно, что интенсивность излучения напыленной стороны лампы выше, чем у прозрачной зоны (Рисунок 76б). Можно предположить, что такой эффект связан с отсутствием интенсивных линий разряда ксенона в диапазоне более 1,5 мкм, что объясняет поведение кривой 1. В то же время ход кривой 2 (Рисунок 76б) свидетельствует о поглощении слоем вольфрама части излучения из видимой области (кривая 1, Рисунок 76б), нагревом его и излучением в ИК-диапазоне. Для проверки сделанного предположения исследован температурный профиль колбы лампы в области ее прозрачности и при наличии на поверхности напыления вольфрама.

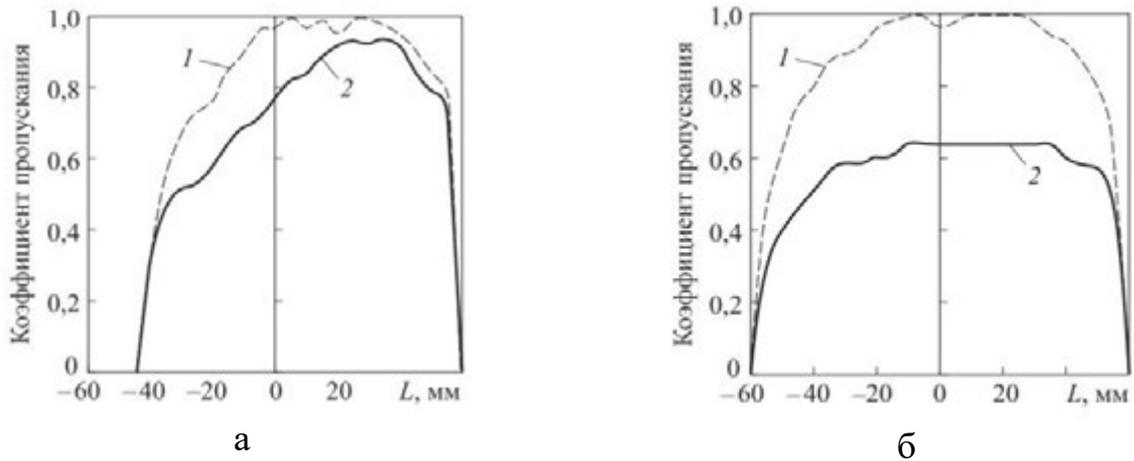


Рисунок 76 – Пространственное распределение излучения ксеноновой лампы СВД в видимом и ИК-диапазонах (а, б) с вольфрамовым напылением (2) и без него (1)

При отсутствии напыления на поверхности (Рисунок 82) распределение температуры связано с конструктивными особенностями лампы – с расположением электродов, их массой, диаметром и т. д. Например, наблюдаемый рост температуры между точками, соответствующими расстоянию от катодного пятна 15 и 25 мм, обусловлен наличием массивного анода диаметром 10 мм. В случае кривой 1 наблюдаемая трансформация температуры в рассматриваемой области связана с наличием пятна вольфрама, обеспечивающего дополнительный подогрев оболочки. Поскольку используемый пирометр измеряет долю ИК-излучения, этот факт подтверждает правомочность сделанного предположения о форме индикатрис излучения в ИК-области спектра.

Изменение температурного поля оболочки влияет на другие характеристики ламп СВД. Как следует из приведенных данных, наличие темных налетов в зоне анода ($L = 15$ мм) и катода ($L = -20$ мм) приводит к росту температуры от 10 до 35 qC. Несмотря на достаточно незначительные изменения температуры при появлении налетов на поверхности колбы, данный эффект имеет отрицательные последствия. Во-первых, снижаются модуляционные характеристики лампы за счет роста излучающей способности поверхности кварцевой колбы. Во-вторых, увеличивается продольный градиент температуры колбы, что в условиях

воздействия СВД на внутреннюю поверхность оболочки может привести к ее разрушению. Статистика анализов причин разрушения ламп СВД подтверждает правомочность этого утверждения.

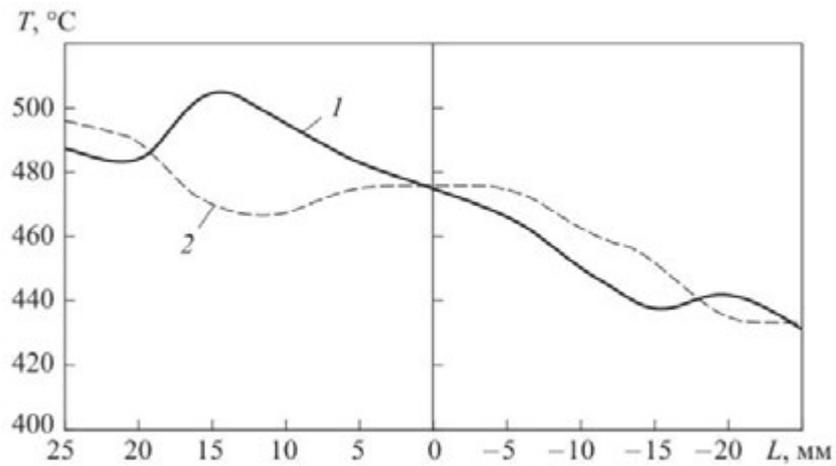


Рисунок 77 – Температурное поле ксеноновой лампы СВД с вольфрамовым напылением (1) и без него (2)

Глава 5 Импульсные газоразрядные лампы в составе оптико-электронных устройств УФ-излучения

Практическая реализация цели, поставленной в диссертации, требует экспериментальной проверки работоспособности предложенных технических решений по конструкции газоразрядной лампы и условий электрического питания импульсного источника излучения в составе ОЭСО воздуха и поверхностей. Изучению особенностей функционирования импульсной газоразрядной лампы в ОЭСО посвящена данная глава.

5.1 Оптимизация модель обеззараживания помещений излучателями открытого типа

В последние десятилетия большое внимание уделяется разработке мероприятий по профилактике инфекций, связанных с оказанием медицинской помощи (ИСМП), вызванных клиническими штаммами бактерий, обладающими множественной лекарственной устойчивостью и устойчивостью к различным группам химических средств дезинфекции. Актуальные возбудители ВБИ - Methicillin-resistant *Staphylococcus aureus* (MRSA) и Vancomycin Resistant *Enterococcus* (VRE) могут вызывать разнообразные клинические формы инфекций: пневмонию, бактеремию, инфекцию мочевыводящих путей, менингит, остеомиелит и др. Согласно данным [131] в Европе MRSA вызывает 170 000 инфекций в год, около 5 тысяч из которых приводят к летальному исходу. Затраты на обслуживание пациентов, подвергшихся инфицированию MRSA, составляют около 380 миллионов евро в год, а в США – около 9,7 миллиардов долларов в год [132]. Частота выявления ИСМП, вызванных VRE, (в европейских странах составляет до 40% [133]) зависит от страны и методов предупреждения инфекций, принятых в медицинских учреждениях.

Одной из распространенных мер профилактики ИСМП является ручная очистка и дезинфекция поверхностей помещений и объектов госпитальной среды

растворами химических средств. Однако данный способ дезинфекции имеет ряд существенных недостатков [134]: невозможность обработать труднодоступные места, в том числе места выше человеческого роста, сильная зависимость эффективности обеззараживания поверхностей от четкого соблюдения персоналом инструкции по приготовлению и применению рабочего раствора дезинфицирующего средства, зависимость эффективности обеззараживания от времени контакта дезинфицирующего средства с поверхностью, трудоемкость дезинфицирующих мероприятий.

Лишенными перечисленных недостатков можно считать автоматизированные устройства, обеззараживающие воздух и поверхности помещений за счет УФ-излучения ртутьсодержащих [135, 136] и импульсных ламп [137, 138, 139]. Несмотря на достаточное количество исследовательских работ по изучению эффективности воздействия УФ-излучения на различные микроорганизмы, адекватной методики для оптимального размещения открытых облучателей и оценки эффективности обеззараживания воздуха (что особенно актуально в РФ) и поверхностей до сих пор не было представлено.

Необходимо отметить, что задача обеззараживания помещения может иметь несколько целей: поиск времени обеззараживания, необходимого для достижения требуемой эффективности; расчет минимального количества облучателей для достижения требуемой эффективности при заданной временной экспозиции. С оптико-геометрической точки зрения задачи являются полностью аналогичными, однако в задаче расчета количества облучателей более сложные алгоритмические решения. По этой причине для дальнейших оценок будет рассматриваться именно вторая задача.

На первом этапе необходимо смоделировать поле облученности от лампы. Рассматривая ИГЛ в качестве равномерно излучающего цилиндрического источника излучения конечной длины и преобразовав двумерную систему координат [140] в трехмерную, запишем:

$$E_m(x, y, z, \lambda) = 2 \frac{B}{\pi} \arcsin\left(\frac{r}{\sqrt{y^2 + z^2}}\right) \times \left(\frac{x/\sqrt{y^2 + z^2}}{\sqrt{\left(x/\sqrt{y^2 + z^2}\right)^2 + 1}} + \frac{l-x/\sqrt{y^2 + z^2}}{\sqrt{\left(l-x/\sqrt{y^2 + z^2}\right)^2 + 1}} \right) \times E(\lambda) \quad (60)$$

Где x, y, z – координаты облучаемой точки; $E_m(x, y, z)$ – энергетическая облученность в точке с координатами x, y, z ; B – излучательная способность единицы поверхности лампы, Дж/см²; r – внутренний радиус лампы, см; l – межэлектродное расстояние лампы, см; $E(\lambda)$ – относительное спектральное распределение ИГЛ с единицы поверхности лампы, отн.ед./нм.

Для N излучателей суммарная энергетическая облученность представляет собой сумму облученностей от каждого излучателя:

$$E_{\Sigma}(x, y, z, \lambda, N_{\text{обл}}, X, Y, Z) = \sum_{i=1}^{N_{\text{обл}}} E_m(x - X_i, y - Y_i, z - Z_i, \lambda) \cdot E(\lambda) \quad (61)$$

где i – порядковый номер излучателя; $N_{\text{обл}}$ – количество излучателей; X, Y, Z – координаты расположения излучателей по осям x, y, z соответственно.

Эффективность инактивации микроорганизмов под воздействием УФ-излучения, как правило, описывается классической экспоненциальной моделью [3]:

$$S(x, y, z) = e^{-k \cdot E(x, y, z)} \quad (62)$$

где $S(x, y, z)$ – отношение количества бактерий после облучения к начальному значению в точке помещения с координатами x, y, z ; k – коэффициент чувствительности микроорганизма, определяемый экспериментально, м²/Дж; E – энергетическая экспозиция (доза) за один импульс излучения в точке помещения с координатами x, y, z , Дж/м².

С учетом того, что интегральная за время обеззараживания доза равна произведению дозы за один импульс на количество импульсов, а энергетическая экспозиция за единичный импульс света была определена в (62) получим уравнение для определения количества микроорганизмов после облучения:

$$S(x, y, z) = e^{-k \cdot E_{\Sigma}(x, y, z, \lambda, N_{\text{обл}}, X, Y, Z) \cdot t \cdot f} \quad (63)$$

где t – время облучения, с; f – частота следования вспышек импульсной лампы, Гц.

Расчет интегральной по помещению эффективности требует интегрирования уравнения (63) по координатам x , y , z . Для этого целесообразно использовать метод численного интегрирования Симпсона, суть которого заключается в приближении подынтегральной функции интерполяционным многочленом второй степени:

$$\int_a^b f(x)dx \approx \frac{b-a}{6} \times (f(a) + 4f\left(\frac{a+b}{2}\right) + f(b)) \quad (64)$$

Решение уравнения (63) методом Симпсона для всех трех координат позволяет рассчитать эффективность воздействия излучения на объем помещения:

$$Eff = (1 - S) \times 100 \% \quad (65)$$

где Eff – эффективность обеззараживания воздуха помещения; S – интегральное по объему помещения отношение количества микроорганизмов после облучения к исходному количеству.

Для расчета минимального количества облучателей, требуемого для достижения заложенной эффективности за заданное время сделаны следующие допущения:

- расстояние между соседними излучателями, исходя из квадратичной зависимости облученности в точке от расстояния, в $2^{0,5}$ больше расстояния от излучателя до стены;
- энергия для снижения исходной контаминации до требуемого уровня (или для достижения требуемой эффективности) известна и постоянна для микроорганизма в любой точке помещения;
- микроорганизмы равномерно распределены по объему помещения.

Предлагаемый алгоритм представлен на рисунке 78 и состоит из 15 этапов:

- 1) Вводятся начальные данные: энергия излучения лампы и параметры межэлектродного промежутка (или излучательная способность B), габариты помещения, коэффициент чувствительности микроорганизма, время работы излучателей, требуемая эффективность;
- 2) Обнуляются значения эффективности (Eff) и количества рядов облучателей (K);

- 3) Сравниваются расчетная эффективность (до вхождения в цикл она равна 0) и требуемая эффективность (*Eff treb*). Если требуемая эффективность меньше расчетной – завершаем программу с вычисленным количеством облучателей и их координатами;
- 4) Включаем счетчик количества рядов облучателей. При этом количество облучателей в каждом ряду (*N*) приравниваем 1;
- 5) Сравниваются расчетная эффективность (до вхождения в цикл она равна 0) и требуемая эффективность (*Eff treb*). Если требуемая эффективность меньше расчетной – завершаем программу с вычисленным количеством облучателей и их координатами;
- 6) Сравниваем расстояние между облучателями с габаритами помещения. Если облучатели стоят слишком близко друг к другу – прерываем цикл и возвращаемся к пункту 3) данного алгоритма. В противном случае переходим к циклу;
- 7) Включаем цикл по параметру *i*. В цикле ведем перебор от первого до последнего облучателя в строке (*N*);
- 8) Включаем цикл по параметру *j*. В цикле ведем перебор по рядам облучателей от первого до *K*-го;
- 9) Присваиваем облучателям координаты в соответствии с квадратичной зависимостью энергетической дозы от расстояния:

$$X_{i+(j-1)N} = \frac{L_1}{2 + 2\sqrt{2} \cdot (N - 1)} \cdot [1 + 2\sqrt{2} \cdot (i - 1)] \quad (66)$$

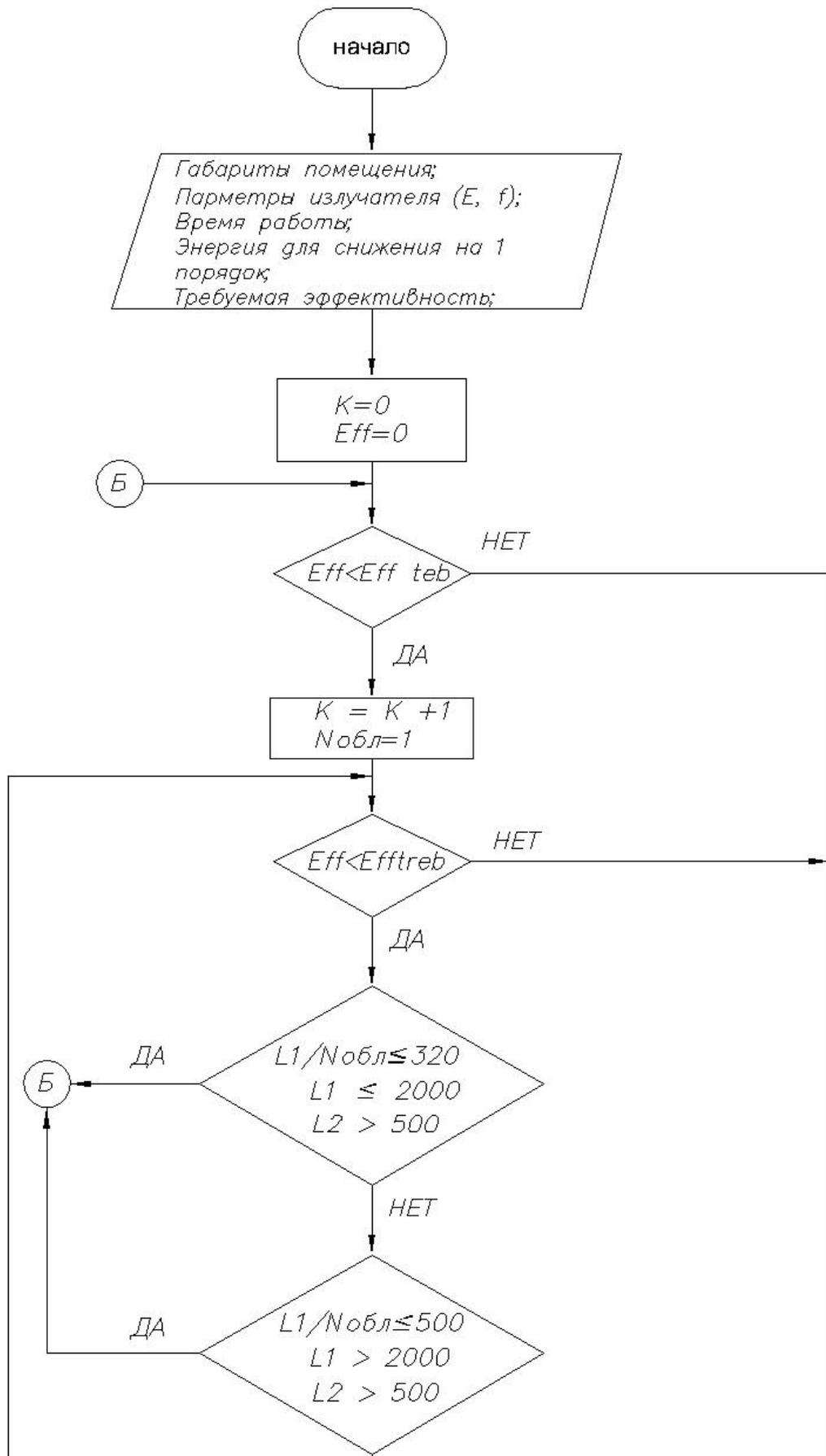
$$Y_{i+(j-1)N} = \frac{L_2}{2 + 2\sqrt{2} \cdot (K - 1)} \cdot [1 + 2\sqrt{2} \cdot (j - 1)] \quad (67)$$

- 10) Присваиваем количеству облучателей значение равное произведению количества облучателей в каждом ряду и количества рядов облучателей;
- 11) Рассчитываем эффективность обеззараживания по формуле (65);
- 12) Прибавляем к количеству облучателей в каждом ряду 1

- 13) Возвращаемся к пункту 5 данного алгоритма. Выполняем действия в соответствии с пунктами 5)-13) до тех пор, пока не нарушится условие 5) или 6);
- 14) При нарушении условий 5) или 6) переходим к пункту 3). Выполняем действия в соответствии с пунктами 3)-14) до тех пор пока не нарушится условие 3);
- 15) Завершаем алгоритм. На выходе получаем матрицу значений с координатами облучателей, количеством облучателей и расчетной эффективностью обеззараживания.

В качестве примера рассчитаем количество облучателей, размещаемых на расстоянии 20 см от потолка помещения с габаритами 8х6х3,5 м (ДхШхВ). Для упрощения расчета пренебрежем спектральным распределением излучения лампы $E(\lambda)$ и примем 3 Дж как энергию единичного импульса излучения ИГЛ с разрядным промежутком 5х120 мм, работающую с частотой 5 Гц. Предположим, что необходимо снизить исходную концентрацию *Staphylococcus aureus* на 99,9 %, а коэффициент чувствительности микроорганизма составляет 0,23 м²/Дж (исходя из дозы 10 Дж/м² как для снижения контаминации на 1 порядок [11]).

В результате вычислений получено, что при времени обеззараживания помещения 2,5 мин достаточно двух размещенных излучателей (координаты приведены в таблице), а при 1 мин 12 с – четырех излучателей. На рисунках 79-80 приведено поле облученности, создаваемое двумя и четырьмя облучателями, на высоте 100 см от пола. В варианте с двумя облучателями за счет большей временной экспозиции получены более высокие значения дозы в областях, располагающихся непосредственно под облучателями (47 Дж/м²). Вариант с четырьмя облучателями отличается более равномерным распределением поля энергетической экспозиции по площади помещения. За счет этого, несмотря на более низкие значения максимальных доз, получена схожая эффективность обеззараживания объема воздуха.



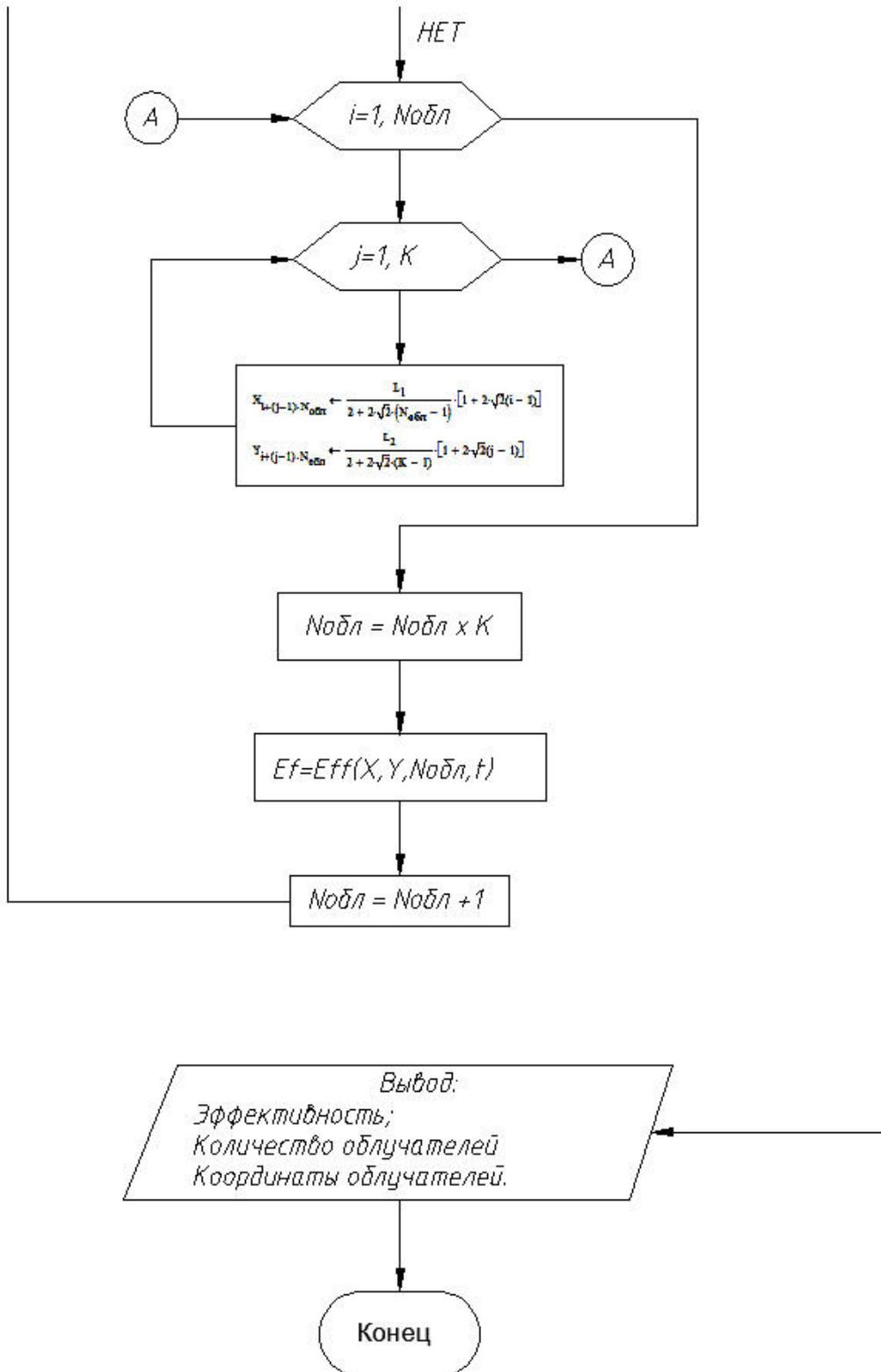


Рисунок 78 – Алгоритм расчета минимального количества облучателей для обеззараживания помещения с заложенной эффективностью за заданное время

Таблица 4 – Координаты размещенных излучателей

Излучатель	Координаты, см		
	X	Y	Z
4 излучателя			
1	166	124	330
2	634	124	330
3	166	476	330
4	634	476	330
2 излучателя			
1	166	300	330
2	634	300	330

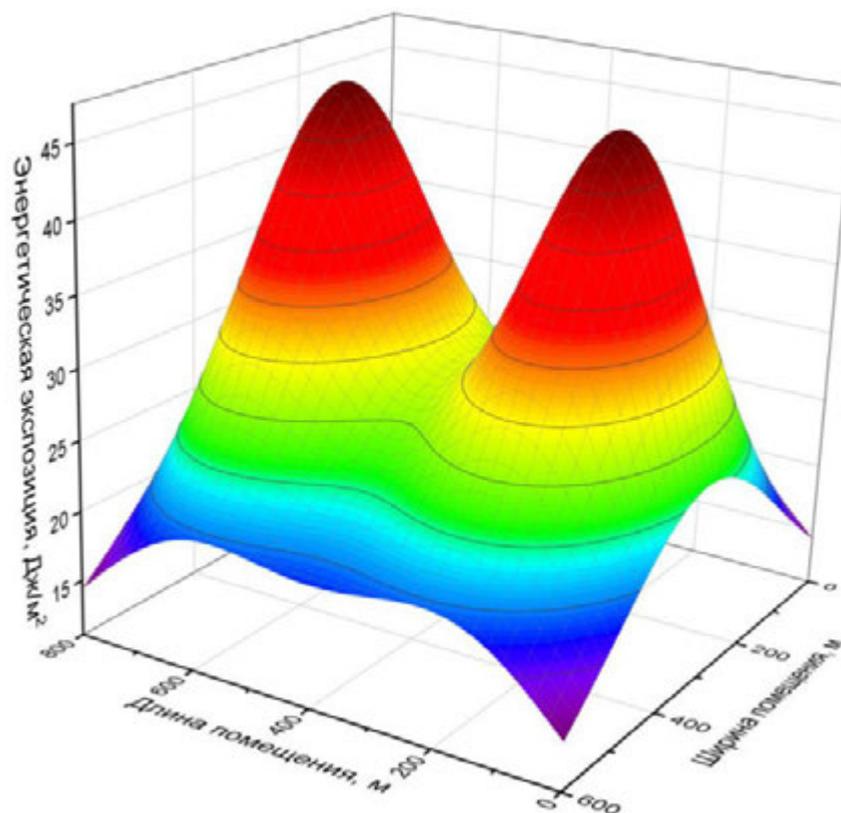


Рисунок 79 – Поле энергетической облученности, создаваемое двумя облучателями, за 2,5 мин на высоте 100 см от пола

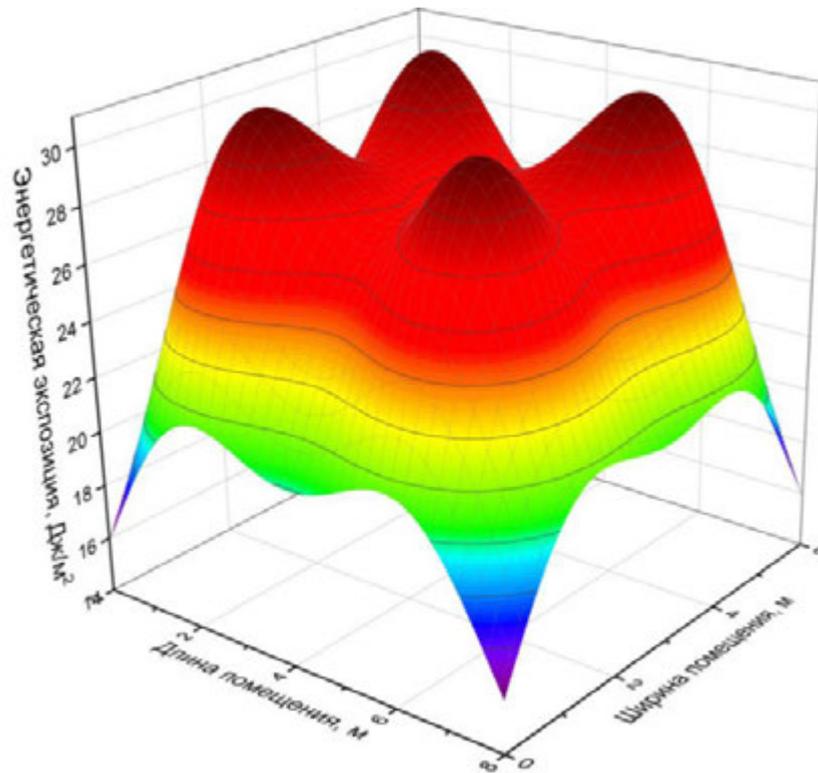


Рисунок 80 – Поле энергетической облученности, создаваемое четырьмя облучателями, за 1 мин 12 с на высоте 100 см от пола

Показанный алгоритм позволяет не только рассчитать в определенном приближении оптимальное расположение излучателей, но и получить создаваемое ими поле энергетической облученности. Исходя из требований микробиологической чистоты к определенным участкам (например, хирургический стол), с помощью предложенной методики можно разместить излучатели с целью максимизации дозы на этих участках.

5.2 Исследование активности импульсного излучения сплошного спектра в отношении микробиологической нагрузки

В данном разделе рассматриваются вопросы влияния спектрально-энергетических характеристик импульсного источника УФ-излучения на эффективность оптико-электронных систем обеззараживания.

5.2.1 Обеззараживание воздуха

Применение УФ-установок с импульсными ксеноновыми лампами с целью обеспечения микробиологической чистоты медицинских помещений невозможно без наличия экспериментальной базы эффективности обеззараживания по актуальным микроорганизмам.

Санитарно-показательным микроорганизмом в РФ является *Staphylococcus aureus*, записанный в руководство [141] и методические указания [142]. Дополнительно была изучена активность импульсного УФ-излучения в отношении *Mycobacterium terrae*. В качестве объекта обеззараживания выделяется воздух. В соответствии с такими требованиями в аккредитованном лабораторном центре НИИДезинфектологии были проведены исследования эффективности обеззараживания воздуха установкой «Альфа-06» средней мощностью около 1200 Вт в отношении *S. Aureus* [143] и *M. Terrae* [144], а также установкой «Альфа-09» мощностью не более 300 Вт в отношении *S. Aureus* [145] и *M. Terrae* [146].

Исследование эффективности обеззараживания воздуха проводилось по методике, изложенной в [147]. В качестве критерия эффективности устанавливалось значение 99,9 % для *S. Aureus* и 100 % для *M. Terrae*. Тест-микроорганизм (*S. Aureus* ATCC 6538-P и *M. Terrae* DSM 43227) при помощи генератора аэрозоля распылялся в боксированных помещениях объемом 22 и 116 м³. При помощи размещенного в помещении вентилятора микробная взвесь равномерно распределялась по помещению. Стабильность поддержания контаминации воздуха была подтверждена серией контрольных экспериментов в этих же помещениях. Исходная концентрация тест-микроорганизмов в воздухе составила $2,48 \cdot 10^4$ - $1,87 \cdot 10^5$ КОЕ/м³. Отбор проб воздушной среды осуществляли прокачиванием воздуха с помощью аспиратора через склянки Дрекслея со стерильной водопроводной водой, которую впоследствии мерно наносили на чашки Петри и заливали 10 мл расплавленного и остуженного до 45 °С мясо-пептонного агара. В качестве контроля выступали аналогичные измерения,

полученные без облучения воздушного объема импульсными потоками УФ-излучения. Установки размещались в центре помещения.

Результаты исследований активности импульсных установок в отношении *S. Aureus* отображены в таблице в отношении *M. Terrae* – в таблице . Стоит отметить полученный 100 % результат в двух из трех испытаний, что свидетельствует о высокой бактерицидной активности импульсного УФ-излучения сплошного спектра.

Таблица 5 – Результаты исследования эффективности обеззараживания воздуха, контаминированного *S. Aureus*, при помощи импульсного УФ-излучения установок «Альфа-06» и «Альфа-09»

Тип установки	Объем помещения, м ³	Время облучения	Контроль, КОЕ/м ³	Опыт, КОЕ/м ³	Эффективность, % (lg)
«Альфа-06»	22	26 с	$1,21 \cdot 10^5$	120	99,9 (3)
	116	2 мин 19 с	$1,87 \cdot 10^5$	0	100 (5,3)
«Альфа-09»	22	2 мин 38 с	$6,36 \cdot 10^4$	0	100 (4.8)

Таблица 6 – Результаты исследования эффективности обеззараживания воздуха, контаминированного *M. Terrae*, при помощи импульсного УФ-излучения установок «Альфа-06» и «Альфа-09»

Тип установки	Объем помещения, м ³	Время облучения	Контроль, КОЕ/м ³	Опыт, КОЕ/м ³	Эффективность, % (lg)
«Альфа-06»	22	1 мин 19 с	$2,48 \cdot 10^4$	108	99,5 (2,4)
«Альфа-09»	22	8 мин 2 с	$1,68 \cdot 10^5$	0	100 (5.2)

Из приведенных таблиц следует, что *S. Aureus* значительно менее устойчивый к импульсному УФ-излучению сплошного спектра, чем *M. Terrae*. Отсутствие стерилизационного эффекта при обеззараживании помещения объемом 22 м³ установкой «Альфа-06» предположительно было связано с существенными габаритами установки (около 0,21 м³) относительно помещения. Для проверки этой гипотезы лампа была извлечена из установки и при помощи силовых проводов размещена в обрабатываемом помещении на специально разработанной стойке.

Полученные результаты при исходной контаминации того же порядка подтвердили правоту сделанного предположения (Таблица 7).

Таблица 7 – Результаты исследования эффективности обеззараживания воздуха, контаминированного *M. Terraе*, установкой «Альфа-06» с вынесенной лампой

Тип установки	Объем помещения, м ³	Время облучения, с	Контроль, КОЕ/м ³	Опыт, КОЕ/м ³	Эффективность, % (lg)
«Альфа-06»	22	79	2,33·10 ⁴	0	100 (4,4)

5.2.2 Обеззараживание поверхностей

В виду того, что основным источником передачи инфекции в больничной среде являются HTS (high-touch surfaces) и многие актуальные госпитальные микроорганизмы (споры *C. Difficile*, *Acinetobacter baumannii*, *VRE*, *MRSA*) могут выживать на сухой поверхности в течение 4-5 месяцев [148], [149] наиболее актуальным объектом обеззараживания являются именно поверхности.

Ранее на установке УИКБ-01-«Альфа» 2012 года выпуска была показана высокая активность импульсного УФ-излучения в отношении различных госпитальных штаммов микроорганизмов (*Pseudomonas aeruginosa*, *MRSA*, *VRE*, *Acinetobacter baumannii*, *Proteus mirabilis*) с множественной лекарственной устойчивостью и устойчивостью к различным группам химических средств дезинфекции [150], [151]. Также было показано отсутствие значимой разницы между эффективностью обеззараживания УФ-излучением сплошного спектра тест-объектов, контаминированных санитарно-показательным микроорганизмом *S. Aureus* и госпитальным штаммом *MRSA*.

На первом этапе были проведены исследования влияния импульсного УФ-излучения сплошного спектра, генерируемого установкой «Альфа-05» 2015 года выпуска на тест-объекты, контаминированные музейным штаммом *S. Aureus* шт. 906. Вертикально ориентированные контаминированные поверхности располагались на расстоянии 2 м от установки таким образом, чтобы исключить

влияние отраженного излучения на величину сообщенной нагрузке бактерицидной дозы. В качестве тест-объектов исследовались различные поверхности: пластик (чашки Петри однократного применения диаметром 85 мм), металл (пластины из нержавеющей стали размером 50x50 мм), кафель (пластины из кафельной плитки размером 50x50 мм) [11]. Дополнительно было исследовано влияние органической нагрузки (40-процентной инактивированной сыворотки) на эффективность обеззараживания пластиковых тест-объектов. Каждая экспериментальная точка проводилась в трех повторностях. Сообщенная микрофлоре доза измерялась согласно описанной в [152] методике.

В результате двух серий экспериментов была получена кривая выживаемости *S. Aureus* на пластиковых тест-объектах (Рисунок 81). За время облучения 1 мин облучаемой поверхности сообщается $\approx 12,6$ Дж/м², что позволяет достичь более 4 lg эффективности обеззараживания на пластиковой поверхности. Наблюдаемый эффект «насыщения эффективности» после 2 мин облучения, по-видимому, обусловлен низкой остаточной контаминацией (не более 2 порядков) после двух минут облучения микробиологической нагрузки.

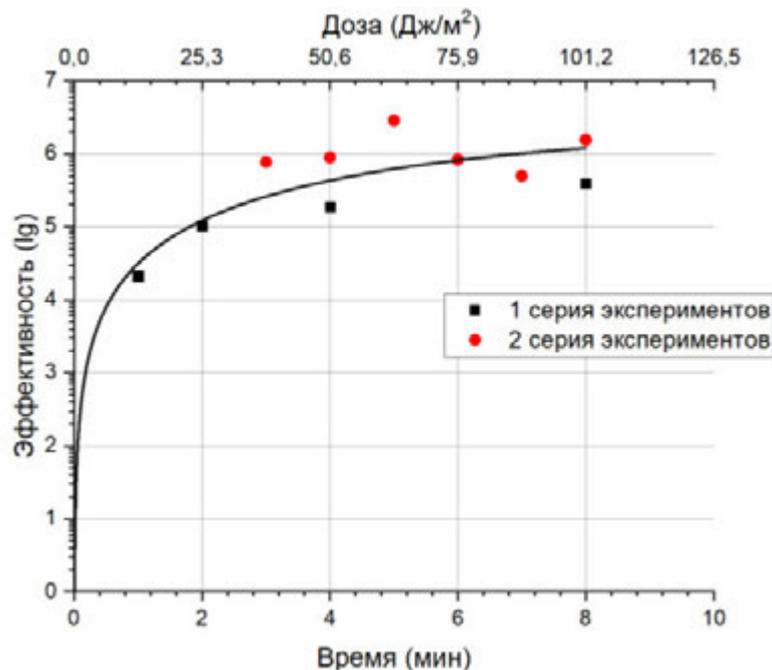


Рисунок 81 – Эффективность обеззараживания импульсным излучением сплошного спектра пластиковых тест-объектов, контаминированных *S. Aureus*

Разница в эффективностях обеззараживания пластиковых чашек Петри, контаминированных *S. Aureus* с белковой нагрузкой и без, для всех экспозиций не превышала 10 % (Рисунок 82). Тип используемой поверхности существенно влияет на эффективность обеззараживания. Так, через 8 мин облучения эффективность обеззараживания металлической пластины составила 4,4 lg, пластины из кафеля – 5,2 lg, пластиковой чашки Петри – 5,8-6,1 lg. Отличие в эффективностях на различных типах поверхностей может быть обусловлено как индивидуальными параметрами каждой поверхности (например, смачиваемость и пористость), так и отличиями в методиках смыва и посева микроорганизмов на питательную среду.

С учетом различных типов поверхностей критериальная эффективность для дезинфицирующих средств, применяемых для обеззараживания больничных помещений (4 lg) [147], была достигнута за 2 мин, что эквивалентно поверхностной дозе 25,3 Дж/м².

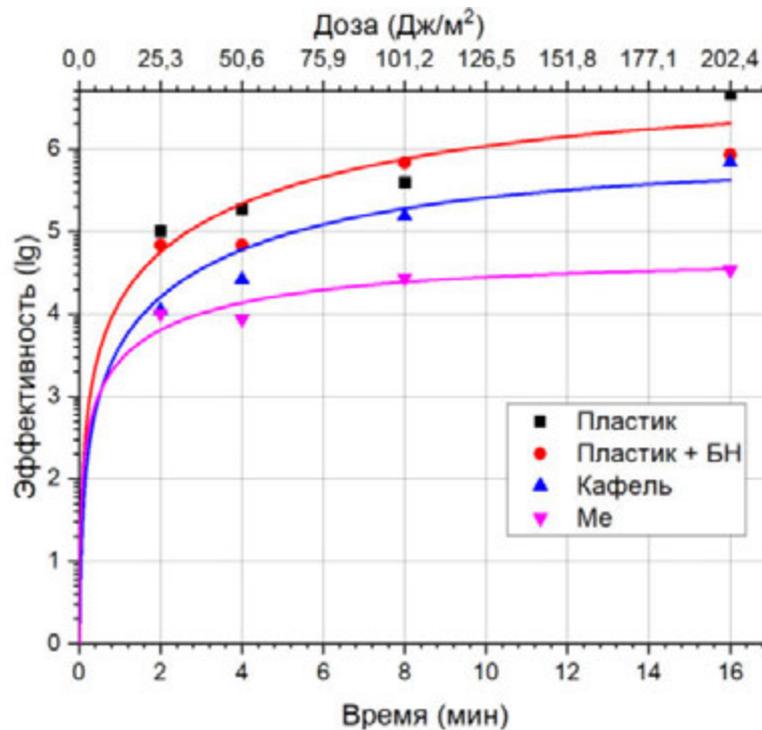


Рисунок 82 – Влияние органической нагрузки и типа материала поверхности на эффективность обеззараживания тест-объектов, контаминированных *S. Aureus*

На втором этапе были проведены исследования эффективности обеззараживания пластиковых чашек Петри, загрязненных различными видами микроорганизмов: спорами клинического штамма *C. Difficile*, конидиями клинического штамма *Aspergillus Niger*, тестовым штаммом *Mycobacterium terrae* DSM 43 227 ATCC 15755.

Установка средней мощностью не более 300 Вт размещалась на расстоянии 2 м напротив вертикально расположенных чашек Петри, загрязненных спорами бактерий клинического штамма *C. Difficile* с исходным уровнем обсемененности 10^9 - 10^{10} КОЕ. После добавления суспензии экспериментальные и контрольные чашки Петри извлекались из анаэробной атмосферы, с них одновременно снимались крышки и после облучения экспериментальных образцов, крышки надевались обратно. Затем все чашки возвращались в анаэробный бокс. Подробно методика исследований и результаты изложены в [153].

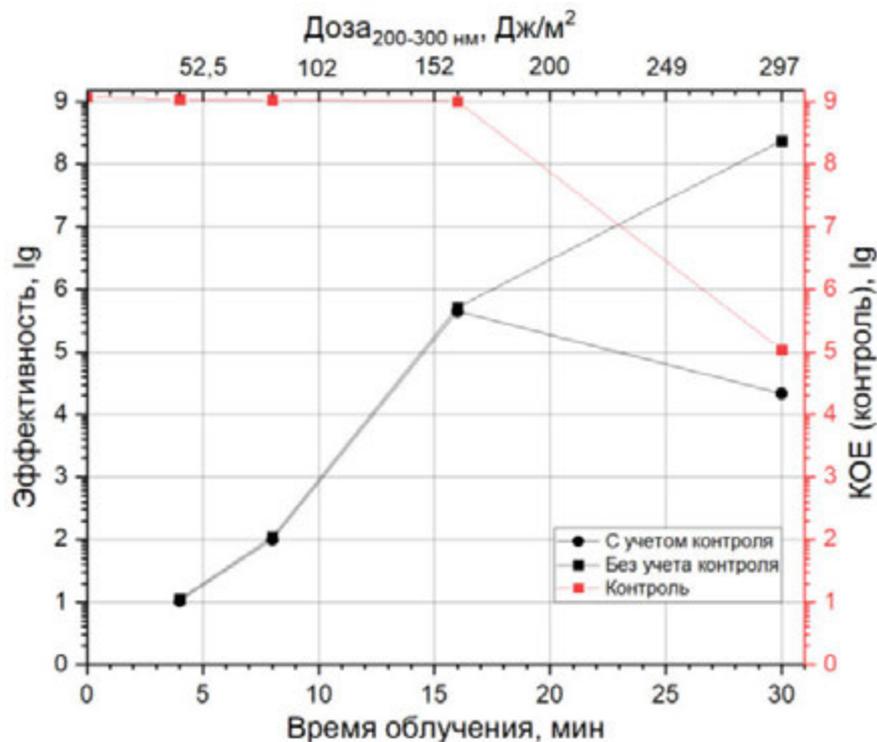


Рисунок 83 – Исследование эффективности обеззараживания импульсным УФ-излучением загрязненных спорами *C. Difficile* образцов

В результате исследования получена кривая выживаемости спор клинического штамма *C. Difficile*, а также влияние на эффективность обеззараживания времени пребывания контаминированных образцов на воздухе (Рисунок 83). Прослеживается линейная зависимость эффективности обеззараживания от дозы (времени облучения). Однако учет контроля на воздухе показал скачкообразное снижение контаминации контрольных чашек на 4 порядка через 30 минут пребывания в воздушной среде. С одной стороны, снижение контаминации чашек Петри на воздухе можно было бы объяснить окислительным воздействием воздушной среды на вегетативную форму бактерии *C. Difficile*. С другой – во-первых, методика получения спор *C. Difficile* исключает возможность наличия такого количества вегетативной формы, а во-вторых, предположение о наличии существенной части вегетативной формы *C. Difficile* не объясняет ее выживаемость в первые 16 минут эксперимента. Обнаруженный эффект, безусловно, требует более детального исследования в различных условиях. Фактически учет контроля после 30 мин облучения снижает эффективность обеззараживания на 4 порядка.

Приведенные результаты свидетельствуют о необходимости корректировки применяемых методик исследования эффективности обеззараживания контаминированных *C. Difficile* тест-объектов с целью учета влияния времени их пребывания в воздушной среде.

Исследования в отношении спор *Aspergillus Niger* [154] и бактерий *Mycobacterium Terrae* [155] приведены в таблице . Результаты показали, что при облучении контаминированных чашек Петри с расстояния 2 м за 15 мин достигается эффективность 4 lg по бактериями *M. terrae* и 2,8 lg по конидиям *A. Niger*. Время облучения 25 мин позволяет достичь 100 % эффективности по обоим микроорганизмам.

Таблица 8 – Эффективность обеззараживания чашек Петри, контаминированных *M. Terrae* и конидиями *A. Niger*, отнесенных от источника излучения на расстояние 2 м.

Время облучения	<i>Mycobacterium terrae</i>		<i>Aspergillus Niger</i>	
	КОЕ	Эфф-ть, lg	КОЕ	Эфф-ть, lg
0 мин	$6,67 \cdot 10^7$	0	$8,33 \cdot 10^3$	0
15 мин	$6,33 \cdot 10^3$	4,02	12,5	2,82
20 мин	-	-	2,5	3,52
25 мин	0	7,82	0	3,92

5.3 Исследование совместного действия импульсного УФ-излучения сплошного спектра и паров спирта на микробиологическую нагрузку в рамках проекта «Экзомарс»

В соответствии со статьей IX «Договора о принципах деятельности государств по исследованию и использованию космического пространства, включая Луну и другие небесные тела», принятым Генеральной Ассамблеей в ее резолюции 2222 (XXI) от 19.12.1966 года, при исследовании космического пространства необходимо избегать вредного загрязнения космических объектов [156]. В рамках проекта «Экзомарс» компанией ООО «НПП «Мелитта» выполнялись работы по осуществлению микробиологической чистоты объектов десантного модуля. Должна быть обеспечена контаминация не более 300 спор на 1 м² любой поверхности десантного модуля.

На первом этапе работ были проведены исследования по определению наиболее устойчивых форм микроорганизмов и бактерицидных доз, обеспечивающих снижение контаминации поверхности как минимум на 4 порядка. В качестве источника излучения применялась импульсная лампа с межэлектродным расстоянием 120 мм и внутренним диаметром 5 мм, закрепленная на расстоянии 20 см от объекта облучения и запитываемая от установки «Альфа-05».

Для исследований эффективности импульсного излучения сплошного спектра в отношении бактерий были отобраны 10 бактериальных штаммов: *Micrococcus luteus*, *Staphylococcus auricularis*, *Comamonas acidovorans*, *Rhodococcus spp*, *Chryseomonas indologenes*, *Pantotea agglomerans*, *Novosphingobium*, *Cupriavidus spp.*, *Pelomonas spp.*, *Rhodococcus*. В результате исследований показано, что при 15 с работы установки происходит снижение начальной контаминации любого из исследованных штаммов бактерий не менее чем на 4,5 порядка. Двукратное увеличение дозы приводит к стерилизующему эффекту для всех штаммов за исключением *Staphylococcus auricularis* и *Rhodococcus*. 60 секундная экспозиция позволяет достигнуть стерилизующего эффекта по всем исследованным штаммам (Рисунок 84).

Аналогичные исследования были проведены в отношении плесневых грибов: *Aspergillus versicolor*, *A. flavus*, *A. niger*, *A. foetidus*, *Aureobasidium pululans*, *Ghaetomium globosum*, *Paecilomyces puntonii*, *Penicillium chrysogenum*, *P. cyclopium*, *P. expansum*, *P. frequentans*, *P. granulatum*, *P. implicatum*, *P. viridicatum*, *Ulocladium botrytis*, *Ulocladium chartarum*.

Полученные результаты экспериментов подтверждают, что плесневые грибы являются одним из наиболее устойчивых к УФ-излучению формами микрофлоры (Рисунок 85). Только один из 16 исследованных штаммов удалось полностью инактивировать за две минуты облучения чашек Петри (бактерицидная доза составила 2686 Дж/м²).

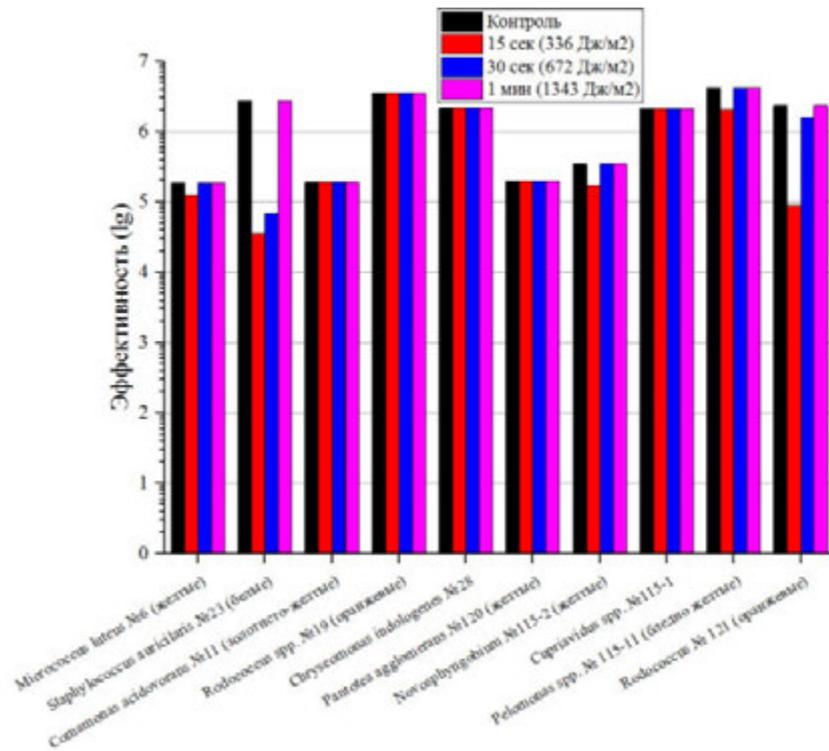


Рисунок 84 – Эффективность импульсного УФ-излучения сплошного спектра в отношении штаммов бактерий

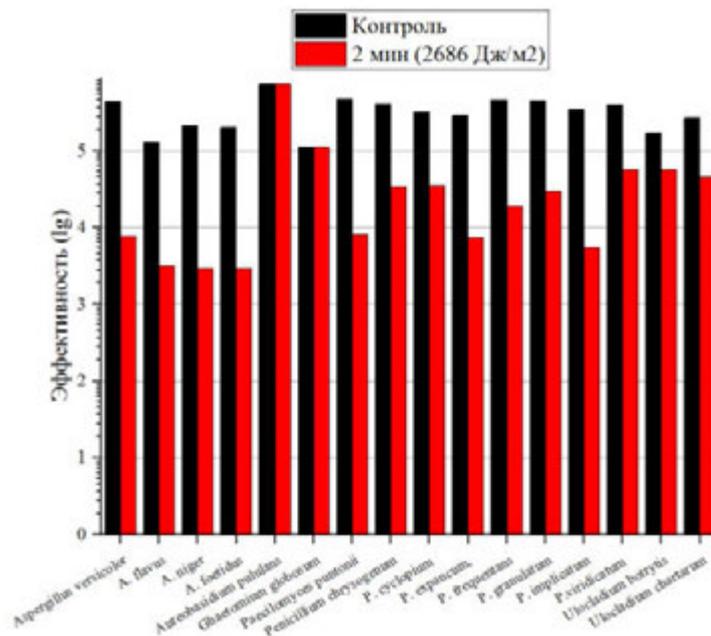


Рисунок 85 – Эффективность импульсного УФ-излучения сплошного спектра в отношении штаммов плесневых грибов

Обработка изолированных штаммов в реальных условиях маловероятна, по этой причине были проведены исследования на смеси рассмотренных штаммов

плесневых грибов при различной исходной контаминации. Показано, что при одинаковых условиях облучения образцы с более высокой исходной контаминацией были обеззаражены с большей эффективностью. Так, при исходной контаминации порядка $6 \lg$ уже за 1 минуту облучения (1343 Дж/м^2) была получена эффективность более $4 \lg$. Кратное увеличение экспозиции не приводило к соответствующему росту эффективности.

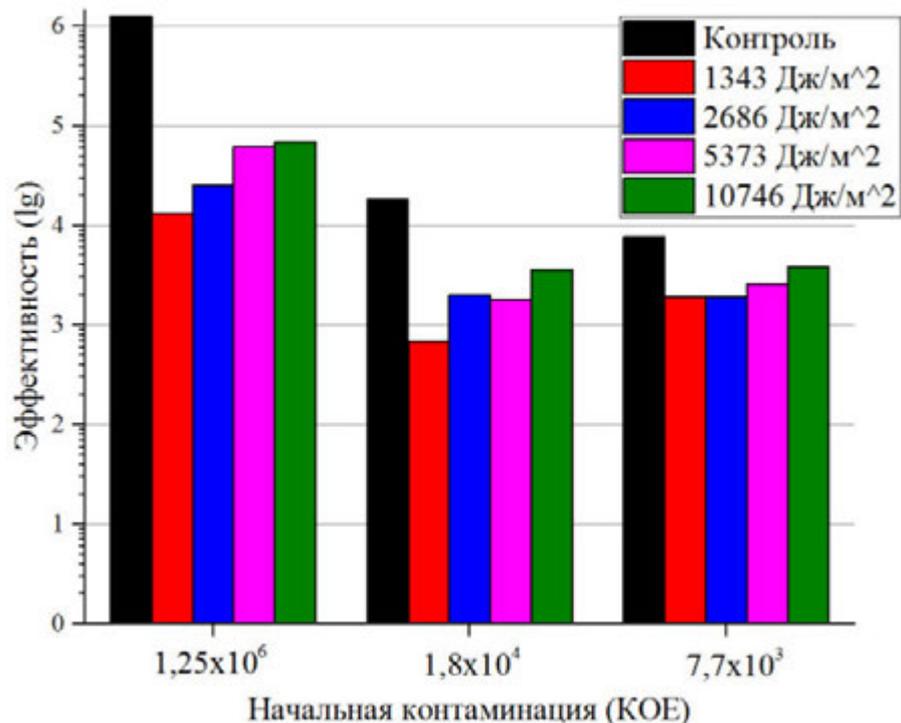


Рисунок 86 – Эффективность импульсного УФ-излучения сплошного спектра в отношении смеси плесневых грибов

Исследование резистентности спорных форм бактерий к импульсному УФ-излучению проводились на смеси из спор бактерий: *Bacillus cereus*, *Bacillus subtilis*, *Bacillus pumilus*, *Bacillus licheniformis*, *Bacillus sphaericus*. После 30 с облучения при исходной контаминации $4,1 \cdot 10^5$ КОЕ была получена эффективность $3,8 \lg$. Увеличение временной экспозиции до 1 мин позволило снизить исходную контаминацию на $4,6 \lg$.

Проведенные исследования показали принципиальную возможность достижения эффективности более 99,99 % при облучении импульсным УФ-

излучением сплошного спектра объектов контаминированных наиболее устойчивыми штаммами бактерий, плесневых грибов и спор бактерий. Также было показано, что наиболее устойчивыми формами являются плесневые грибы рода *A. Niger* и споры бактерий *B. Subtilis*.

На втором этапе было проведено исследование влияния материала объекта на эффективность обеззараживания. В качестве материалов были выбраны: пластик, текстолит, сталь и резина.

Из каждого материала изготавливалась пластина размером 40x40 см, которая располагалась на расстоянии 20 см от источника излучения. Время облучения составляло 4 минуты.

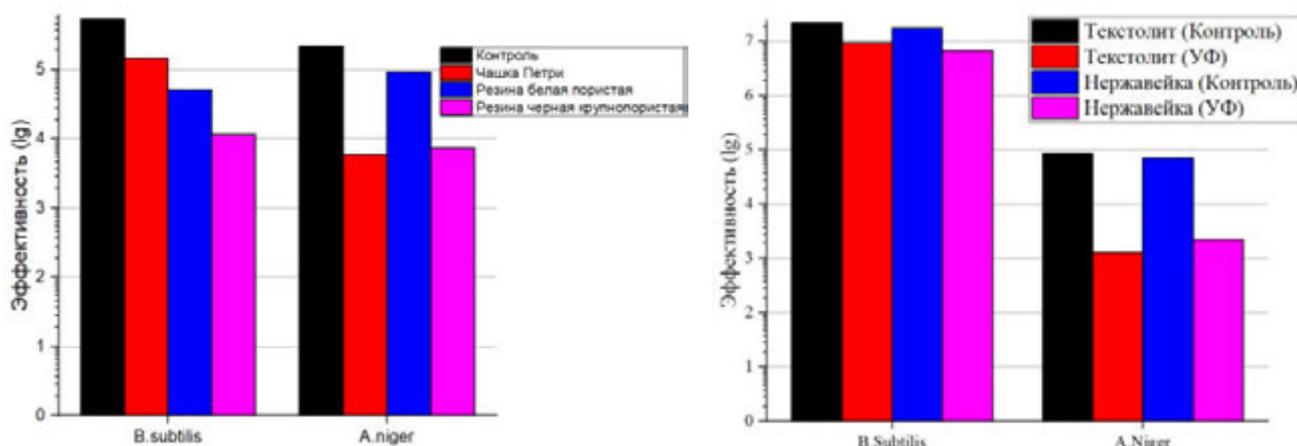


Рисунок 87 – Влияние материала поверхности на эффективность обеззараживания тест-объектов, контаминированных *B. Subtilis* и *A. Niger*

Анализ результатов исследований показал слабое влияние материала поверхности на эффективность обеззараживания (Рисунок 87). Наиболее низкая эффективность обеззараживания получена на тест-объекте из черной резины, что, по-видимому, обусловлено ее повышенной пористостью. Разница в эффективности обеззараживания объектов из остальных материалов не превышала 0,3 lg.

Таким образом, для дальнейших исследований был выбран пластик, результаты исследований на котором можно достоверно использовать для оценки эффективности обеззараживания компонентов десантного модуля.

Третий этап был посвящен разработке и апробированию методики обеззараживания небольших объектов, которые после облучения могут продолжительное время храниться или транспортироваться на большие расстояния. Для исключения микробиологического загрязнения образцов после облучения была разработана методика обработки объектов, находящихся внутри полиэтиленовых пакетов.

Так как полиэтиленовый пакет поглощает существенную часть УФ-излучения, особенно в коротковолновой области короче 250 нм (Рисунок 88), было принято решение исследовать совокупное воздействие на микрофлору дезинфектанта и излучения импульсной лампы. В качестве дезинфектанта были исследованы 6 % раствор пероксида водорода, 96 % раствор этилового спирта.

Для создания паров на внутреннюю поверхность пакета площадью около 3-5 см² наносился кисточкой тонкий слой спирта или пероксида, затем в него помещалась чашка Петри с микробной нагрузкой. Пакет герметизировался с воздушной прослойкой над чашкой Петри, располагался под лампой на расстоянии 20 см и впоследствии облучался.

В результате исследований показано, что совместное действие импульсного УФ-излучения сплошного спектра с парами спирта увеличивают эффективность обеззараживания предварительно упакованных объектов в 10 раз (Рисунок 89).

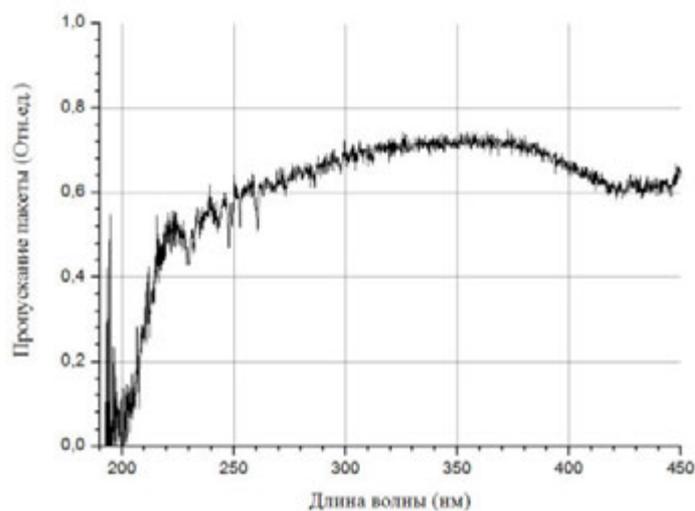


Рисунок 88 – Коэффициент пропускания полиэтиленового пакета в УФ-области спектра

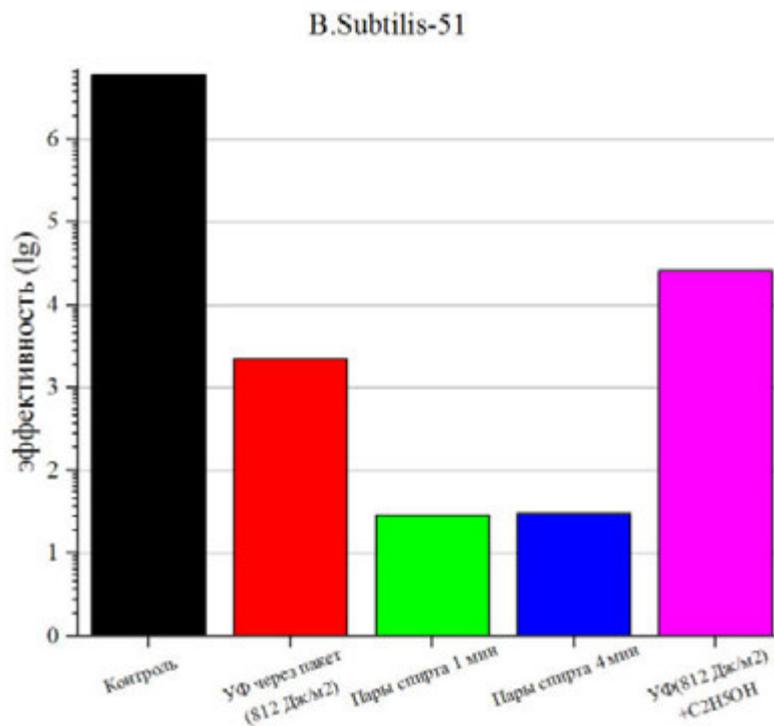


Рисунок 89 – Эффективность обеззараживания объектов, контаминированных спорами бактерий *B.subtilis-51* и помещенных в полиэтиленовый пакет

Разработанный метод использовался в дальнейшем для обработки как отдельных элементов двигательной установки десантного модуля во время сборки, так и для обработки частично и полностью собранного узла аппарата.

Основные выводы и результаты работы

1. Выполненный научно-технический анализ литературы выявил недостаток работ и, соответственно, необходимость исследований по определению зависимости оптической деградации оболочки и КПД излучения в УФ-области спектра от механизма инициирования разряда и удельной электрической мощности импульса.

2. Экспериментально установлено, что использование для инициирования разряда вспомогательного слаботоочного плазменного канала постоянного тока позволяет поднять оптическую долговечность импульсной газоразрядной лампы в спектральном диапазоне 200-300 нм более чем в 10 раз по сравнению с последовательным способом инициирования. При этом замена серийно используемого поверхностного инициирования разряда на осесимметричное формирование плазменного канала после наработки в 1 млн. импульсов обеспечивает снижение энергии излучения в спектральном диапазоне 200-300 нм от начального значения менее чем на 10 % в сравнении с 62 % в случае поверхностного зажигания при удельной мощности разряда до 16 Вт/см.

3. Реализация осесимметричного инициирования разряда при средней электрической нагрузке 9,5 Вт/см² и пиковой удельной электрической мощности 405 кВт/см³ позволила обеспечить наработку импульсной газоразрядной лампы 36 млн. импульсов при КПД излучения 8,4 % в спектральном диапазоне 200-300 нм.

4. Полученные в диссертации результаты исследований по повышению эффективности УФ-излучения ксенонового разряда посредством снижения диаметра плазменного канала до 3 мм, позволили при удельной пиковой мощности 771 кВт/см³ и средней удельной электрической нагрузке на внутреннюю оболочку кварцевой стенки 22,8 Вт/см² увеличить КПД излучения в спектральном диапазоне 200-300 нм до 11,9 %, а срок службы импульсной лампы повысить до 246 млн. импульсов

5. Предложенное в диссертации новое техническое решение конструкции газоразрядной лампы, основанное на применении для ограничения ксенонового

разряда системы из сапфировой и кварцевой оболочек, обеспечило при удельной пиковую электрическую мощность до $1,3 \text{ МВт/см}^3$ повышение КПД излучения до 15 % в спектральном диапазоне 200-300 нм.

6. Для снижения активно-индуктивных потерь в разрядном контуре исследован механизм инициирования разряда путем введения в разрядный промежуток короткодуговой импульсной газоразрядной лампы электрода зажигания, что позволило достичь уровня энерговыклада в плазму до 92 % и повысить КПД излучения в спектральном диапазоне 250-290 нм на 5,4 %.

7. Реализация полученных результатов и сформулированных рекомендаций по эксплуатации импульсных ксеноновых ламп в составе серийных установок серии «Альфа» и «Уанех» обеспечили эффективность ОЭСО для обеззараживания поверхностей более 99,99%.

8. Для практического применения разработаны модели, позволяющие рассчитывать эффективность обеззараживания различных стационарных и движущихся сред и объектов, предложены прикладные программы выбора оптимального количества источников излучения для решения задачи фотобиологического обеззараживания помещений известных габаритов и для расчета режимов работы импульсной газоразрядной лампы в проточных фотохимических системах.

Список литературы

1. Бойченко А.М., Ломаев М.И., Панченко А.Н., Соснин Э.А., Тарасенко В.Ф., Ультрафиолетовые и вакуумно-ультрафиолетовые эксилампы: физика и техника применения, Томск: STT, 2011.
2. S.E. Beck, H.B. Wright, T.M. Hargy, T.C. Larason, K.G. Linden, «Action spectra for validation of pathogen disinfection in medium-pressure ultraviolet (UV) systems,» *Water research*, т. 70, pp. 27-37, 2015.
3. Kowalski, Ultraviolet Germicidal Irradiation Handbook. UVGI for Air and Surface Disinfection, New York: Springer, 2009.
4. S. Parsons, Advanced oxidation processes for water and wastewater treatment, IWA Publishing, 2004, p. 368.
5. Кармазинов Ф.В., Костюченко С.В., Кудрявцев Н.Н., Храменков С.В., Ультрафиолетовые технологии в современном мире, Долгопрудный: Издательский дом "Интеллект", 2012, p. 392.
6. D. Wang, J.R. Bolton, R. Hofmann, «Medium pressure UV combined with chlorine advanced oxidation for trichloroethylene destruction in a model water,» *Water research*, т. 46, № 15, pp. 4677-4686, October 2012.
7. Гонопольский А.М., Шашковский С.Г., Гольдштейн Я.А., Киреев С.Г., Волосатова А.Д., Кулебякина А.И., «Импульсное фотохимическое разложение фенола в сточных водах,» *Экология и промышленность России*, т. 24, № 2, pp. 22-27, 2020.
8. Nikita Levichev, Yuliia Lagunova, Aleksandr F. Seliverstov, Sergey G. Kireev, Konstantin Tumashevich, Sergey G. Shashkovskiy, Boris G. Ershov, «Photodecomposition of sodium dodecyl sulfate under high-intensity pulsed UV radiation of continuous spectrum and hydrogen peroxide,» *Desalination and Water Treatment*, т. 196, pp. 131-136.
9. John M Boyce, Curtis J Donskey, «Understanding ultraviolet light surface decontamination in hospital rooms: A primer,» *Infection Control & Hospital Epidemiology*, т. 40, № 9, pp. 1030-1035, 2019.
10. Hiroki Kitagawa, Minako Mori, Toshinori Hara, Seiya Kashiya, Norifumi Shigemoto, Hiroki Ohge, «Effectiveness of pulsed xenon ultraviolet disinfection for Clostridioides (Clostridium) difficile surface contamination in a Japanese hospital,» *American Journal of Infection Control*, т. 49, pp. 55-58, May 2021.
11. Шестоपालов Н.В., Акимкин В.Г., Федорова Л.С., Скопин А.Ю., Гольдштейн Я.А., Голубцов А.А., Киреев С.Г., Поликарпов Н.А., Шашковский С.Г., «Исследование бактерицидной эффективности обеззараживания воздуха и

- открытых поверхностей импульсным ультрафиолетовым излучением сплошного спектра,» *Медицинский алфавит. Эпидемиология и гигиена*, т. 2, № 18, pp. 5-8, 2017.
12. Priya Sampathkumar, Carla Folkert, Jean E. Barth and other, «A trial of pulsed xenon ultraviolet disinfection to reduce *Clostridioides difficile* infection,» *American Journal of Infection Control*, т. 47, pp. 406-408, 2019.
 13. A. Wekhof, «Disinfection with flash lamps,» *PDA J. of Pharmaceutical Science and Technology.*, т. 54, № 3, pp. 264-276, May/June 2000.
 14. A. Varghese, "5-thyminyл-5,6-dihydrothymine from DNA irradiated with ultraviolet light," *Biochemical and biophysical research communications*, vol. 38, no. 3, pp. 484-490, 1970.
 15. Chen R.Z., Stephen A.C., James R.B., «Comparison of the action spectra and relative DNA absorbance spectra of microorganisms: Information important for the determination of germicidal fluence (UV dose) in an ultraviolet disinfection of water,» *Water research*, т. 43, № 20, pp. 5087-5096, 2009.
 16. Nerandzic M.M., Cadnum J.L., Eckart K.E., Donskey C.J., «Evaluation of a hand-held far-ultraviolet radiation device for decontamination of *Clostridium difficile* and other healthcare-associated pathogens,» *BMC Infectious Diseases*, т. 12, № 1, p. 120, 2012.
 17. Ю. Владимиров, Физико-химические основы фотобиологических процессов, 1983.
 18. А. Рубин, Биофизика. Биофизика клеточных процессов, т. 2, 1997.
 19. Vermeulen N, Keeler WJ, Nandakumar K, Leung KT., «The bactericidal effect of ultraviolet and visible light on *Escherichia coli*,» *Biotechnology and Bioengineering*, т. 99, № 3, pp. 550-556, 2008.
 20. R. Tyrell, «Induction of pyrimidine dimers in bacterial dna by 365 nm radiation,» *Photochemistry and Photobiology*, т. 17, pp. 69-73, 1973.
 21. Beer JZ, Olvey KM, Miller SA, Thomas DP, Godar DE, «Non-nuclear damage and cell lysis are induced by UVA, but not UVB or UVC, radiation in three strains of L5178Y cells,» *Photochemistry and Photobiology*, т. 58, № 5, pp. 676-681, 1993.
 22. S. Sanches, M.T. Barreto Crespo, V.J. Pereira, «Drinking water treatment of priority pesticides using low pressure UV photolysis and advanced oxidation processes,» *Water Research*, т. 44, № 6, pp. 1809-1818, March 2010.
 23. D. Alibegic, S. Tsuneda, A.Hirata, «Kinetics of tetrachloroethylene (PCE) gas degradation and byproducts formation during UV/H₂O₂ treatment in UV-bubble

- column reactor,» *Chemical Engineering Science*, т. 56, № 21-22, pp. 6195-6203, Nov 2001.
24. W.H. Glaze, J.-W. Kang, D.H. Chapin, «The chemistry of water treatment processes involving ozone, hydrogen peroxide and ultraviolet radiation,» *Ozone Science and Engineering*, т. 9, № 4, pp. 335-352, Sep 1987.
 25. А. Миннеханов, «Фотоэлектронные процессы в наноструктурированных материалах на основе диоксида титана с парамагнитными центрами,» дис. кан. ф.-м. наук: 01.04.10: защищена 19.04.2018, Москва, 2018.
 26. Маршак И.С., Импульсные источники света, «Энергия», 1978, р. 472.
 27. Басов Ю.Г., Болдырев С.А., Дзюбанов С.Ф., Фомин В.В., «Особенности развития ограниченного кварцевыми стенками мощного импульсного разряда в ксеноне,» *Теплофизика высоких температур*, т. 16, № 5, pp. 1095-1097, 1978.
 28. Никифоров В.Г., «Влияние способа инициирования разряда импульсных ламп на их долговечность,» *Электронная техника. Серия Лазерная техника и оптоэлектроника*, т. 2, pp. 128-130, 1978.
 29. Волкова Г.А., Смоляр Т.Я., «Влияние поджига на излучение импульсных ламп,» *Журнал прикладной спектроскопии*, т. XIV, № 4, pp. 717-719, Апрель 1971.
 30. Б.Р. Белостоцкий, Ю.В. Любавский, В.М. Овчинников, Основы лазерной техники, А. Прохоров, Ред., Москва: Советское радио, 1972, р. 408.
 31. С. Андреев, Основы расчета импульсных ксеноновых ламп, Томск: Издательство Томского университета, 1990, р. 288.
 32. Вехов А.А., Михайлов Г.В., Николаев Ф.А., Свириденко Ю.П., «Временные характеристики импульсного разряда в ксеноне (лампа ИФП-5000),» *Журнал прикладной спектроскопии*, т. XII, № 6, pp. 979-983, июнь 1970.
 33. George W. LeCompte, Harold E. Edgerton, «Xenon Arc Transients, Electrical and Optical,» *Journal of Applied Physics*, т. 27, № 12, pp. 1427-1430, December 1956.
 34. Асиновский Э.И., Козлов Н.А, Фомин В.В., «Развитие канала разряда в импульсных трубчатых лампах,» *Теплофизика высоких температур*, т. 11, № 5, pp. 939-945, 1973.
 35. Будник В.Н., Фомин В.В., «Влияние длины канала иницирующего разряда на характеристики разряда в импульсных лампах,» *Электронная техника. Серия 4. Электрорадиодные и газоразрядные приборы*, № 1, pp. 59-62, 1978.

36. Басов Ю.Г., Михалина Т.И., Никифоров В.Г., Сопин А.И., «Влияние способа зажигания ламп накачки на энергетические характеристики лазера на красителях,» *Журнал прикладной спектроскопии*, т. XXXII, № 4, pp. 602-606, Апрель 1980.
37. Ю. Басов, «Создание импульсных ламп с разрядом микросекундных длительностей для облучения лазерных и фотохимических сред,» дис. д.т. наук: 05.09.07: , Москва, 1982.
38. Козлов Н.А., Фомин В.В., «О расширении газоразрядного канала в трубчатых импульсных лампах,» *Теплофизика высоких температур*, т. 16, № 3, pp. 482-484, 1978.
39. Камруков А.С., Кулебякина А.И., Инженерные методы расчета импульсных ксеноновых ламп, Москва: ООО НИЦ "Инженер", 2010, p. 222.
40. Козлов Н.А., Мурашов В.Г., Стариков В.Н., Фомин В.В., «Заполнение разрядного промежутка импульсных ламп при многоканальном пробое,» *Электронная техника. Серия 11. Лазерная техника и оптоэлектроника*, т. 1, pp. 93-95, 1978.
41. Козлов Н.А., Фомин В.В., «Теневые съемки импульсного разряда в трубчатых лампах,» *Теплофизика высоких температур*, т. 13, № 6, pp. 1160-1164, 1975.
42. Щербаков А.А., «Приближенный расчет характеристик газоразрядной плазмы в импульсных источниках излучения,» *Журнал прикладной спектроскопии*, т. XV, № 4, pp. 610-616, Октябрь 1971.
43. S. N. Belov, M. I. Demidov, N. N. Ogurtsova, I. V. Podmoshenskii, P. N. Rogovtsev, and V. M. Shelemina, «Reversible opacity produced in optical quartz by contact with a dense plasma,» *Zhurnal Prikladnoi Spektroskopii*, т. 10, № 3, pp. 408-412, March 1969.
44. Градов В.М., Иванов В.В., Терентьев Ю.И., Щербаков А.А., «К теории мощного нестационарного ксенонового разряда с учетом испарения стабилизирующих его стенок,» *Теплофизика высоких температур*, т. 19, № 1, pp. 28-35, 1981.
45. Басов Ю.Г., «Мощный импульсный ксеноновый разряд короткой длительности в кварцевых трубках,» *Электронная техника. Серия 4: Электровакuumные и газоразрядные приборы*, т. 3, № 108, pp. 24-33, 1985.
46. А. Кобзарь, «Основы надежности газоразрядных источников оптического излучения для накачки импульсных твердотельных лазеров,» дис. д. т. наук: 05.10.10: защищена 26.09.1983, Москва, 1983.

47. Волкова Г.А., «Эрозия электродов импульсных ламп и спектр их излучения в ультрафиолетовой области,» *Светотехника*, т. 9, pp. 8-9, 1973.
48. Гавриш С.В., Киреев С.Г., Пучнина С.В., Пугачев Д.Ю., «эрозионная стойкость электродов, изготовленных методами порошковой металлургии, к воздействию импульсной ксеноновой плазмы,» в *Сборник научных статей 11-ой Международной научно-практической конференции. Перспективное развитие науки, техники и технологии*, Курск, 2021.
49. Гербин А.И., Шапошников В.М., Кобзарь А.И., «Возникновение и развитие дефектов в оболочках импульсных ламп накачки из кварцевого стекла,» *Электронная техника. Серия 11. Лазерная техника и оптоэлектроника*, № 3, pp. 20-25, 1979.
50. Мальцев А.Н., Мордюк В.С., Степанов В.В., Токарев А.Т., «Масс-спектрометрическое исследование газовой выделенности из кварцевого стекла,» *Электронная техника. Серия 4. Электрорастворные и газоразрядные приборы*, pp. 82-86, 1979.
51. Андреев Ю.П., Браиловский В.Б., Вережка В.Г., Нозик Л.В., Борзилова В.Д., Тюрников Ю.Ф., Ромашин А.Г., «Влияние молекулярных газов на поведение кварцевого стекла в оболочках импульсных ламп,» *Электронная техника. Серия Материалы*, № 1, pp. 82-90, 1974.
52. Harold L. Schick, «A Thermodynamic Analysis of the High-temperature Vaporization Properties of Silica,» *Chem. Rev.*, т. 60, № 4, pp. 331-362, 1960.
53. Луцет Б.Я., «Расчет долговечности и времени непрерывной работы импульсных трубчатых ламп в форсированных режимах,» *Электронная техника. Серия 4. Электрорастворные и газоразрядные приборы*, № 1, pp. 61-64, 1979.
54. Блинкова Г.Б., «Образование собственных дефектов в кварцевых оболочках газоразрядных ламп под действием ионизирующей радиации,» *Электронная техника. Серия 11. Лазерная техника и оптоэлектроника*, № 4, pp. 39-42, 1985.
55. Овчаров А.Т., Легостаев В.Н., Гриценко Б.П., Розанов А.Г., Никифоров В.Г., «Исследование нестабильных излучательных характеристик импульсных ламп,» *Электронная техника. Серия 4. Электрорастворные и газоразрядные приборы*, № 1, pp. 63-67, 1978.
56. Овчаров А.Т., «Некоторые физические аспекты проблемы повышения эффективности и долговечности систем накачки,» *Электронная техника. Серия 11. Лазерная техника и оптоэлектроника*, № 4, pp. 69-75, 1985.

57. Кобзарь А.И., Овчаров А.Т., «Фотоиндуцированные процессы в оболочках импульсных ламп накачки лазеров,» *Обзоры по электронной технике. Сер. Лазерная техника и оптоэлектроника*, № 3, p. 50, 1988.
58. Басов Ю.Г., Литвинов И.И., Токарева А.Н., Усова В.М., «Влияние удельной электрической мощности и конструктивных параметров импульсных ламп на оптические характеристики разряда короткой длительности,» *Электронная техника. Серия 11*, № 2, pp. 131-133, 1978.
59. Басов Ю.Г., Болдырев С.А., Токарева А.Н., «Излучение импульсного разряда короткой длительности в смесях паров кремния и инертных газов,» *Журнал прикладной спектроскопии*, т. XXIV, № 3, pp. 419-422, март 1976.
60. Балагуров А.Я., Кубышкин В.В., «Исследование баланса энергии в интенсивно излучающих импульсных разрядах в инертных газах,» *Теплофизика высоких температур*, т. 11, № 3, pp. 503-507, 1973.
61. Васьковский Ю.М., Кирсанов В.П., Нарожная Т.П., Николашина Л.И., «Влияние балластных объемов импульсных трубчатых ламп на их параметры,» *Светотехника*, № 10, pp. 19-20, 1973.
62. Гавриш С.В., «Разрядные источники излучения с сапфировой оболочкой,» *Прикладная физика*, № 4, pp. 42-51, 2011.
63. Тумашевич К.А., Киреев С.Г., Шашковский С.Г., Пугачев Д.Ю., «Импульсная лампа с ограничивающей разряд системой из кварцевой и сапфировой оболочек,» *Успехи прикладной физики*, т. 7, № 6, pp. 608-613, 2019.
64. Tumashevich K.A., Kireev S.G., Shashkovskiy S.G., Pugachev D.Yu., Levichev N.A., Leonov G.S., Goldshteyn Y.A., «Pulsed continuous spectrum radiation source with a quartz-sapphire envelope,» *Journal of physics: Conference Series*, т. 1598, № 012004, 2020.
65. Басов Ю.Г., «Коррекция спектрального состава излучения импульсных ламп с разрядом короткой длительности,» *Журнал прикладной спектроскопии*, № 6, pp. 1022-1026, 1982.
66. Г.Н. Кашников, В.К. Орлов, А.Н. Панин, А.К. Пискунов, В.А. Резников, «Излучательные характеристики в области 200-250 нм плазмодинамического разряда, ограниченного кварцем,» *Квантовая электроника*, т. 7, № 6, pp. 1340-1342, 1980.
67. Ю. Басов, «Спектры коротковолнового излучения импульсных ламп (Обзор),» *Журнал прикладной спектроскопии*, т. XL, № 6, pp. 885-904, Июнь 1984.

68. Кармазинов Ф.В., Костюченко С.В., Кудрявцев Н.Н., Храменков С.В., Ультрафиолетовые технологии в современном мире, Долгопрудный: Издательский дом "Интеллект", 2012, р. 392.
69. Дойников А.С., Еремин Е.А., Калинин Ю.А., Пахомов В.К., «Пространственное распределение энергии излучения и КПД трубчатых импульсных ламп,» *Импульсная фотометрия*, № 2, pp. 126-130, 1972.
70. Игнатъев В.Г., Подгаецкий В.М., «Характеристики излучения импульсного разряда в ксеноне длительностью 50-100 мксек,» *Квантовая электроника*, т. 4, pp. 121-125, 1971.
71. Камруков А.С., Кашников Г.Н., Козлов Н.П., Малащенко В.А., Протасов Ю.С., «Энергетические и спектральные характеристики ксеноновой лампы ИФП-20000 в режиме коротких импульсов,» *Журнал прикладной спектроскопии*, т. XXIII, № 3, pp. 393-397, сентябрь 1975.
72. Басов Ю.Г., Источники накачки микросекундных лазеров, Москва: Энергоатомиздат, 1990, р. 240.
73. S.N. Belov, M.I. Demidov, N.N. Ogurtsova, I.V. Podmoshenskii, P.N. Rogovtsev, V.M. Shelemina, «Reversible opacity produced in optical quartz by contact with a dense plasma,» *Zhurnal Prikladnoi Spektroskopii*, т. 20, № 5, pp. 780-783, May 1974.
74. Градов В.М., Желаев И.А., Коробков С.С., Филиппов М.В., «Ультрафиолетовое излучение импульсно-периодических разрядов высокого давления в ксеноне,» *Математика и математическое моделирование*, № 6, pp. 54-69, 2017.
75. Басов Ю.Г., «Влияние отраженного излучения на импульсный ксеноновый разряд в кварцевых трубках (Обзор),» *Журнал прикладной спектроскопии*, т. XXXV, № 3, pp. 389-402, Сентябрь 1981.
76. Мак А.А., Фромзель В.А., Щербаков А.А. и др., «Влияние свойств "светового котла" на эффективность лазеров,» *ОМП*, т. 1, р. 58, 1983.
77. Мак А.А., Сомс Л.Н., Фромзель В.А., Яшин В.Е., Лазеры на неодимовом стекле, Москва: "Наука", 1990, р. 288.
78. Градов В.В., Коробков С.С., Терентьев Ю.И., «Моделирование нестационарных процессов в импульсных трубчатых ксеноновых лампах в условиях возврата в плазму отраженного излучения,» *Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Приборостроение*, т. 1, pp. 90-108, 2019.
79. Агкацев М.К., Мнускин В.Е., «Зависимость долговечности ИВИС от степени обезгаживания электродов во время откачки,» *Электронная*

- техника. Серия 4. Электровакуумные и газоразрядные приборы.*, № 6, pp. 40-43, 1979.
80. А. Симмакин, Диссертация на соискание ученой степени к.т.н. на тему "Оптимизация и создание газоразрядных приборов оптического излучения повышенной надежности для применения в электронных устройствах", Владикавказ, 2010, p. 153.
81. Степанов В.В., Кожушко Г.М., Деревянко Н.С., «Газоотделение кварцевых труб, применяемых в производстве источников света,» *Электрические источники света (сборник статей)*, № 11, p. 135, 1980.
82. Кирсанов В.П., Маркелова С.И., Трошкин С.В., «Пределы нагрузок импульсных ламп,» *Квантовая электроника*, т. 6, № 18, pp. 43-47, 1973.
83. Будник В.Н., Денисов А.С., Козлов Н.А., Малашенков В.А., «Предельная энергия трубчатых ксеноновых ламп при длительности разряда 18 мксек,» *Квантовая электроника*, т. 87, pp. 84-86, 1972.
84. Иванов В.В., Никифоров В.Г., Розанов А.Г., «Влияние конструктивных параметров на предельные характеристики импульсных кварцевых ламп накачки трубчатого типа,» *Электронная техника. Серия 11. Лазерная техника и оптоэлектроника*, № 3, pp. 67-72, 1978.
85. Басов Ю.Г., Дзюбанов С.Ф., Морозова С.Г., Усова В.М., «Характеристики импульсных трубчатых ламп ИСП 5000 с разрядом короткой длительности,» *Журнал прикладной физики*, т. XXIX, № 4, pp. 722-729, Октябрь 1978.
86. Денисов В.П., Производство электрических источников света, Москва: Энергия, 1975, p. 488.
87. А. Симакин, «Оптимизация и создание газоразрядных приборов оптического излучения повышенной надежности для применения в электронных устройствах,» дис. кан. тех. наук: 05.27.02: защищена: 22.06.2010, Владикавказ, 2010.
88. Гавриш С.В., Логинов В.В., Пучнина С.В., «Импульсные газоразрядные источники ИК-излучения для оптико-электронных систем (обзор),» *Успехи прикладной физики*, т. 6, № 4, pp. 333-348, 2018.
89. Браиловская Р.В., Герасимова Л.Г., Градов В.М., Кромский Г.И., Леонов Г.С., «Оценка долговечности импульсных ламп по энергетической сумме ультрафиолетового излучения плазмы,» *Электронная техника. Серия электровакуумные и газоразрядные приборы*, № 4(127), pp. 60-63, 1989.
90. Кобзарь А.И., Преображенский В.А., Енгоян С.С., Иванов В.В., Розанов А.Г., «Долговечность трубчатых импульсных газоразрядных ламп с позиций

- кинетической концепции прочности твердых тел,» *Электронная техника. Серия электровакуумные и газоразрядные приборы*, № 3(92), pp. 59-62, 1982.
91. Браиловская Р.В., Герасимова Л.Г., Климашина Е.В., Кромский Г.И., Леонов Г.С., «О долговечности импульсных ламп накачки с оболочками из различных кварцевых стекол,» *Электронная техника. Серия 11. Лазерная техника и оптоэлектроника*, № 1, pp. 110-113, 1985.
92. Желаев И.А., Шашковский С.Г., «Влияние условий формирования сильноточного разряда на ресурсные характеристики импульсных ксеноновых ламп,» в *Сборник научных трудов VIII Международный симпозиум по радиационной плазмодинамике*, Москва, 2009.
93. Басов Ю.Г., Козлов Н.А., Мнускин В.Е., Токарева А.Н., Фомин В.В., «Характеристики импульсных ламп типа ИПП2-5/75А предназначенных для накачки лазеров на красителях,» *Журнал прикладной спектроскопии*, т. XXXI, № 3, pp. 444-448, сентябрь 1979.
94. Браиловская Р.В., Енгоян С.С., Кобзарь А.И., Розанов А.Г., Стуклов А.В., «Долговечность ламп накачки, работающих в режиме повторяющихся импульсов,» *Электронная техника. Серия 11. Лазерная техника и оптоэлектроника*, № 3, pp. 95-98, 1980.
95. Корочкин Л.С., Михнов С.А., «Изменение параметров импульсных ламп ИФП-1200 при различных режимах разряда,» *Журнал прикладной спектроскопии*, т. XXVIII, № 6, pp. 1098-1099, июнь 1978.
96. Никифоров В.Г., «Влияние способа инициирования разряда импульсных ламп на их долговечность,» *Электронная техника. Серия 11. Лазерная техника и оптоэлектроника*, № 2, pp. 128-130, 1978.
97. Кобзарь А.И., «Исследование информативных параметров износа импульсных источников оптического излучения,» *Электронные информационные системы*, т. 2, № 13, pp. 65-79, 2017.
98. Камруков А.С., Новиков Д.О., Ивашник А.Б., Малков К.И., «Расчетная модель фотохимического реактора с импульсной ксеноновой лампой для очистки воды,» *Безопасность в техносфере*, т. 5, № 4, pp. 51-57, июль-август 2016.
99. John C.Crittenden, Shumin Hu, David W.Hand, Sarah A.Green, «A kinetic model for H₂O₂/UV process in a completely mixed batch reactor,» *Water Research*, т. 33, № 10, pp. 2315-2328, July 1999.
100. Камруков А.С., Киреев С.Г., Козлов Н.П., Шашковский С.Г., «Энергетические и излучательные характеристики импульсной короткодуговой ксеноновой лампы в режимах "насыщенной" световой

- яркости,» *Журнал прикладной спектроскопии*, т. 84, № 4, pp. 656-663, июль-август 2017.
101. D A Corder, D R Evans and J R Tyrer, «A novel method for energy measurement of short optical pulses,» *Measurement Science and Technology*, т. 8, № 9, 1997.
102. J G Edwards and R Jefferies, «Analysis and measurement of the speed and linearity of silicon photodiodes for measuring short laser pulses,» *Journal of Physics E: Scientific Instruments*, т. 6, pp. 841-853, 1973.
103. Зевеке Г.В., Ионкин П.А., Нетушил А.В., Страхов С.В., Основы теории цепей, Москва: Издательство "Энергия", 1975.
104. James R. Bolton, Ian Mayor-Smith and Karl G. Linden, «Rethinking the Concepts of Fluence (UV Dose) and Fluence Rate: The Importance of Photon-based Units - A Systemic Review,» *Photochemistry and Photobiology*, т. 91, pp. 1252-1262, 2015.
105. Шашлов А.Б., Основы светотехники, Москва: Логос, 2011.
106. Ophir, «Sensors,» 01 07 2019. В Интернете.. Available: https://www.ophiropt.com/laser--measurement/sites/default/files/sensors_0.pdf. Дата обращения: 23 07 2019..
107. Камруков А.С., Киреев С.Г., Козлов Н.П., Шашковский С.Г., «Энергетические и излучательные характеристики импульсной короткодуговой ксеноновой лампы в режимах “насыщенной” световой яркости,» *Журнал прикладной спектроскопии*, т. 84, № 4, pp. 635-642, 2017.
108. T. Wang, S.J. MacGregor, J.G. Anderson, G.A. Woolsey, «Pulsed ultra-violet inactivation spectrum of *Escherichia coli*,» *Water Research*, т. 39, pp. 2921-2925, 2005.
109. Ломаев М.И., Рыбка Д.В., «Определение спектральной плотности энергии полихроматического излучения в абсолютных единицах,» *Приборы и техника эксперимента*, т. 2, pp. 1-4, 2006.
110. ГОСТ 8.552-2001. Государственная система обеспечения единства измерений. Государственная поверочная схема для средств измерений потока излучения и энергетической освещенности в диапазоне длин волн от 0,03 до 0,40 мкм.
111. ГОСТ 8.195-2013. Государственная поверочная схема для средств измерений спектральной плотности энергетической яркости, спектральной плотности силы излучения, спектральной плотности энергетической освещенности, силы излучения и энергетической освещенности.

112. H. Akiyama, M. Kristiansen, H. Krompholz, B. Maas, «Current-voltage characteristics of a high-current pulsed discharge in air,» *ieee transactions on plasma science*, т. 16, № 2, pp. 312-316, April 1988.
113. K. Schon, High impulse voltage and current measurement techniques : fundamentals, measuring instruments, measuring methods, Heidelberg: Springer, 2013, p. 264.
114. Вассерман А.Л., Ксеноновые трубчатые лампы и их применение, Москва: Энергоатомиздат, 1989, p. 88.
115. M. Kushner, «Arc expansion in xenon flashlamps,» *Journal of applied physics*, pp. 2486-2500, 1985.
116. Герасимов В.А., Лось Е.В., Швиндт Н.Н., «Исследование разряда в импульсных лампах с помощью интерферометра Маха-Цендера,» *Журнал прикладной спектроскопии*, т. XIV, № 6, pp. 986-989, Июнь 1971.
117. Ю. Басов, «Создание импульсных ламп с разрядом микросекундных длительностей для облучения лазерных и фотохимических сред,» дис. д. т. наук: 05.09.07, Москва, 1982.
118. Gavrish S.V., «Discharge sources of radiation with a sapphire capsule,» *Applied Physics*, т. 4, pp. 42-51, 2011.
119. Kowalski, Ultraviolet Germicidal Irradiation Handbook. UVGI for Air and Surface Disinfection, New York: Springer, 2009, p. 501.
120. S.E. Beck, H.B. Wright, T.M. Hargy, T.C. Larason, K.G. Linden, «Action spectra for validation of pathogen disinfection in medium-pressure ultraviolet (UV) systems,» *Water research*, т. 70, pp. 27-37, 2015.
121. Филиппов М.В., Коробков С.С., Градов В.М., Желаев И.А., «Ультрафиолетовое излучение импульсно–периодических разрядов высокого давления в ксеноне,» *Математика и математическое моделирование*, т. 6, pp. 54-69, 2017.
122. Архипов В.П., Желаев И.А., Ивашкин А.Б., Камруков А.С., Семенов К.А., «Мультиспектральный фотоэлектрический преобразователь "Спектр-01" для измерений излучательных характеристик импульсных источников широкополосного оптического излучения,» *Приборы и техника эксперимента*, т. 5, pp. 159-160, 2017.
123. Камруков А.С., Козлов Н.П., Протасов Ю.С., в *Материалы I Всесоюзного симпозиума по радиационной плазмодинамике*, Москва, 1991.
124. Ванюков М.П., Мак А.А., «Импульсные источники света высокой яркости,» *Успехи физических наук*, т. LXVI, № 2, pp. 301-329, 1958.

125. Юсупалиев У., «Модель расширения импульсного электрического разряда в плотном газе с учетом электронной и лучистой теплопроводностей. IV. Предельная яркость излучения разряда,» *Краткие сообщения по физике*, т. 1, pp. 32-40, 2011.
126. Андреев Ю.П., Браиловская Р.В., Воскресенская Н.А., Физико-технические свойства кварцевых стекол для оболочек источников высокоинтенсивного света, Москва: ЦНИИ "Электроника", 1976.
127. Перов С.П., Хргиан А.Х., Современные проблемы атмосферного озона, Ленинград: Гидрометеиздат, 1980.
128. Гавриш С.В., Кондратьев А.Н., Логинов В.В., Петренко Н.Ю., Киреев С.Г., «Характеристики излучения короткодуговых ксеноновых газоразрядных ламп высокого давления,» *Вестник МГТУ им. Н.Э.Баумана. Сер. Приборостроение*, т. 6, pp. 50-63, 2019.
129. Matskevich N.I., Semenova Z.I., «Phase transformations in the system Cr–Si–W–O,» *J. Alloys Compd.*, т. 509, № 21, pp. 6146-6151, 2011.
130. Wang H., Chen Y., Bai Z., B. Zhao, L. Liu, L. Wu, «Phase relations in the Ta₂O₅–WO₃–SiO₂ system,» *Int. J. Refract. Metals Hard Mater.*, т. 64, pp. 47-51, 2017.
131. Köck R., Becker K., Cookson B., van Gemert-Pijnen J.E., Harbarth S., Kluytmans J., Mielke M., Peters G., Skov R.L., Struelens M.J., Tacconelli E., Navarro Torné A., Witte W., Friedrich A.W., «Methicillin-resistant *Staphylococcus aureus* (MRSA): burden of disease and control challenges in Europe,» *Euro surveillance*, т. 15, № 41, pp. 1-9, 14 October 2010.
132. Stibich M., Stachowiak J., Tanner B., Berkheiser M., Moore L., Raad I., Chemaly R.F., «Evaluation of a pulsed-xenon ultraviolet room disinfection device for impact on hospital operations and microbial reduction,» *Infection Control & Hospital Epidemiology*, т. 32, № 3, pp. 286-288, Mar 2011.
133. Werner G., Coque T.M., Hammerum A.M., Hope R., Hryniewicz W., Johnson A., Klare I., Kristinsson K.G, Leclercq R. et al., «Emergence and spread of vancomycin resistance among enterococci in Europe,» *Euro surveillance*, т. 13, № 47, pp. 1-11, 20 Nov 2008.
134. Otter J.A., Yezli S., Perl T.M., Barbut F., French G.L., «The role of 'no-touch' automated room disinfection systems in infection prevention and control,» *The Journal of hospital infection*, т. 83, № 1, pp. 1-13, Jan 2013.
135. Andersen B.M., Bånrud H., Bøe E., Bjordal O., Drangsholt F., «Comparison of UV C light and chemicals for disinfection of surfaces in hospital isolation units,» *Infection control and hospital epidemiology*, т. 27, № 7, pp. 729-734, Jul 2006.

136. Вассерман А.Л., Юзбашев В.Г., «Инженерный метод расчета закрытых бактерицидных облучателей для обеззараживания воздушной среды помещений,» *Светотехника*, т. 2, pp. 25-28, 2008.
137. Шашковский С.Г., Калинин Т.А., Поликарпов Н.А., Гольдштейн Я.А., Гончаренко И.В., «Оборудование для обеззараживания помещений в ЛПУ на основе импульсной ультрафиолетовой технологии,» *Поликлиника*, т. 3, pp. 42-46, 2009.
138. Jinadatha C., Quezada R., Huber T.W., Williams J.B., Zeber J.E., Copeland L.A., «Evaluation of a pulsed-xenon ultraviolet room disinfection device for impact on contamination levels of methicillin-resistant *Staphylococcus aureus*,» *BMC infection diseases*, т. 14, № 187, pp. 1-7, 7 Apr 2014.
139. Chan-Ick Cheigh, Mi-Hyun Park, Myong-Soo Chung, Jung-Kue Shin, Young-Seo Park, «Comparison of intense pulsed light- and ultraviolet (UVC)-induced cell damage in *Listeria monocytogenes* and *Escherichia coli* O157:H7,» *Food Control* 25, pp. 654-659, 2012.
140. Григорьев Б.А., Импульсный нагрев излучением, Москва: "Наука", 1974, p. 320.
141. *Р 3.5.1904-04 Использование ультрафиолетового бактерицидного излучения для обеззараживания воздуха в помещениях*, 2005.
142. *Методические указания МУ 2.3.975-00 Применение ультрафиолетового бактерицидного излучения для обеззараживания воздушной среды помещений организаций пищевой промышленности, общественного питания и торговли продовольственными товарами*, Москва, 2000.
143. «Заключение по результатам изучения эффективности обеззараживания воздуха с применением Установки импульсной ультрафиолетовой передвижной для обеззараживания воздуха и поверхностей "Альфа-06",» ФБУН НИИД, Москва, 2019.
144. *Заключение по результатам изучения эффективности обеззараживания воздуха с применением Установки импульсной ультрафиолетовой передвижной для обеззараживания воздуха и поверхностей "Альфа-06" с целью профилактики туберкулеза*, Москва: ФБУН НИИД, 2019.
145. «Заключение по результатам изучения эффективности обеззараживания воздуха с применением Установки импульсной ультрафиолетовой переносной для обеззараживания воздуха и поверхностей "Альфа-09",» ФБУН НИИД, Москва, 2019.
146. *Заключение по результатам изучения эффективности обеззараживания воздуха с применением Установки импульсной ультрафиолетовой*

- переносной для обеззараживания воздуха и поверхностей "Альфа-09" с целью профилактики туберкулеза, Москва: ФБУН НИИД, 2019.
147. *Руководство Р 4.2.2643-10 Методы лабораторных исследований и испытаний дезинфекционных средств для оценки их эффективности и безопасности*, 2010.
148. Gebel J, Exner M, French G, Chartier Y, Christiansen B, Gemein S, Goroncy-Bermes P, Hartemann P, Heudorf U, Kramer A, Maillard J.Y, Oltmanns P, Rotter M, Sonntag H.G, «The role of surface disinfection in infection prevention,» *Hygiene and Infection Control*, т. 8, № 1, pp. 1-12, 2013.
149. W.A. Rutala, D. J. Weber, «Surface disinfection: should we do it?,» *Journal of Hospital Infection*, т. 48, pp. S64-S68, 2001.
150. «Научный отчет по изучению эффективности обеззараживания поверхностей, контаминированных госпитальными штаммами бактерий, импульсным УФ излучением сплошного спектра установкой УИКб-01- "Альфа",» ФБУН МНИИЭМ им. Г.Н. Габричевского, Москва, 2012.
151. S. Kireev, S. Shashkovskiy, T. Grenkova, Y. Goldsteyn, I. Goncharenko, E. Selkova, «22nd World Congress & Exhibition. Ozone and Advanced Oxidation. Leading-edge science and technologies,» в *Evaluation of pulsed xenon ultraviolet irradiation of continuous spectrum for efficacy against multidrug-resistant nosocomial strains*, Barcelona, 2015.
152. Киреев С.Г., Архипов В.П., Шашковский С.Г., Козлов Н.П., «Измерение спектрально-энергетических характеристик импульсных источников излучения сплошного спектра,» *Фотоника*, т. 6, № 8, pp. 48-56, 2017.
153. *Заключение по результатам изучения эффективности обеззараживания поверхностей, контаминированных спорами клинического штамма S. Difficile, с применением Установки импульсной ультрафиолетовой переносной для обеззараживания воздуха и поверхностей помещений*, Москва: ФБУН МНИИЭМ им. Г.Н. Габричевского, 2018.
154. *Научный отчет по результатам изучения эффективности обеззараживания поверхностей, контаминированных конидиями клинического штамма Aspergillus niger, с применением Установки импульсной ультрафиолетовой переносной для обеззараживания воздуха и поверхностей*, Москва: ФБУН МНИИЭМ им Г.Н. Габричевского Роспотребнадзора, 2018.
155. *Научный отчет по результатам изучения эффективности обеззараживания поверхностей, контаминированных тестовым штаммом Mucobacterium terrae, с применением Установки импульсной*

ультрафиолетовой переносной для обеззараживания воздуха и поверхностей "Альфа-09", Москва: ФБУН МНИИЭМ им Г.Н. Габричевского Роспотребнадзора, 2018.

156. Организация Объединенных Наций, «Договоры Организации Объединенных Наций и принципы, касающиеся космического пространства, и соответствующие резолюции Генеральной Ассамблеи,» Нью-Йорк, 2008.
157. А.А. Вехов, Г.В. Михайлов, Ф.А. Николаев, Ю.П. Свириденко, «Временные характеристики импульсного разряда в ксеноне (лампа ИФП-5000),» *Журнал прикладной спектроскопии*, т. XII, № 6, pp. 979-983, Июнь 1970.

Личный вклад автора

**В получение научных результатов для публикаций по теме диссертации
«Разработка способов повышения эксплуатационных характеристик импульсного
ксенонового источника УФ-излучения для оптико-электронных систем
обеззараживания»**

Вклад Киреева С.Г. в опубликованных работах по теме диссертации является определяющим и заключается в:

- определении направления исследований, постановке задач, разработке комплекса измерительного оборудования и методик регистрации энергопотенциальных и спектрально-энергетических параметров импульсных газоразрядных ламп, обработке и анализе экспериментальных данных, в формировании алгоритмов и расчетных зависимостей и в построении радиационных моделей проточных систем, учитывающих импульсный характер излучения, а также подготовке публикаций к печати [A1-A9, A16];
- экспериментальном исследовании, обсуждении полученных данных и их программной обработке [A10-A11,];
- в обсуждении полученных в ходе экспериментальных и расчетных работ результатов [A12-A14];
- в формировании отдельных пунктов результатов исследований [A16-A21];
- в экспериментальной апробации полученных ранее данных, формировании тезисов доклада и выступлении на международных конференциях [A21-A27];
- в подготовке отдельных пунктов и формировании формулы изобретения патента на изобретение [A15].

Все результаты и научные положения диссертации, выносимые на защиту, получены и сформулированы лично автором.

Основные статьи, опубликованные в следующих рецензируемых научных изданиях (из перечня ВАК, Scopus и Web of Science):

A1. Киреев С.Г., Гавриша С.В., Шашковский С.Г. Влияние механизма инициирования сильноточного импульсного ксенонового разряда на оптическую деградацию кварцевой оболочки в УФ-области спектра // Успехи прикладной физики. 2022. - Т.10, № 1. – С. 90-96.

A2. Киреев С.Г., Гавриш С.В., Кулебякина А.И., Шашковский С.Г. Зависимость эффективности УФ-излучения импульсных ксеноновых ламп от объемной плотности мощности разряда // Прикладная физика. 2021. № 6. С. 24-29.

A3. Тумашевич К.А., Киреев С.Г., Шашковский С.Г., Пугачев Д.Ю. Импульсная лампа с ограничивающей разряд системой из кварцевой и сапфировой оболочек // Успехи прикладной физики. 2019. Т.7. № 6. С. 608-613.

A4. С.Г. Киреев, А.И. Кулебякина, С.Г. Шашковский, К.А. Тумашевич Алгоритм расчета характеристик импульсного газоразрядного источника УФ-излучения для проточных систем биоочистки // Прикладная физика. 2019. № 5. С. 71-77.

A5. Киреев С.Г., Тумашевич К.А., Шашковский С.Г., Абакумов А.В., Осин Н.А. Калибровка фотоэлектрических приемников импульсного излучения // Известия высших учебных заведений. Физика. 2019. Т. 62. № 11 (743). С. 79-84.

A6. С.Г. Киреев, С.Г. Шашковский, К.А. Тумашевич, А.В. Абакумов Метод вычисления энергоэффективности газоразрядных импульсных ламп // Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики. - 2020. -Т. 1, № 1. С.

A7. С.Г. Киреев, А.И. Кулебякина, С.Г. Шашковский Высокояркостный бактерицидный источник излучения на основе искрового разряда в ксеноне // Журнал прикладной спектроскопии. - 2019. - Т. 86, № 4. С. 634-638.

A8. S G Kireev, S G Shashkovskiy and K A Tumashevich Electrical and spectral energy measurement techniques of pulsed continuous spectrum radiation sources // Journal of Physics: Conference Series. 2020. 1598 012005.

A9. K A Tumashevich, S G Kireev, S G Shashkovskiy, D Yu Pugachev, N A Levichev, G S Leonov and Y A Goldshteyn Pulsed continuous spectrum radiation source with a quartz-sapphire envelope // Journal of Physics: Conference Series. 2020. 1598 012004.

A10. Камруков А.С., Киреев С.Г., Козлов Н.П., Шашковский С.Г. Энергетические и излучательные характеристики импульсной короткодуговой

ксеноновой лампы в режимах “насыщенной” световой яркости // Журнал прикладной спектроскопии. 2017. Т. 84. № 4. С. 635-642.

A11. Nikita Levichev, Yuliia Lagunova, Aleksandr F. Seliverstov, Sergey G. Kireev et al. Photodecomposition of sodium dodecyl sulfate under high-intensity pulsed UV radiation of continuous spectrum and hydrogen peroxide // Desalination and Water Treatment, 2020, 196, P. 131-136.

A12. Температурные поля кварцевых и сапфировых оболочек газоразрядных источников излучения / Гавриш С.В., Киреев С.Г., Пучнина С.В. и др. // Успехи прикладной физики. – 2020. - Т.8, №4, - С. 251 - 264

A13. Характеристики излучения короткодуговых ксеноновых газоразрядных ламп высокого давления / Гавриш С.В., Киреев С.Г., Логинов В.В. и др. // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Приборостроение. – 2019. - №6 (129). – С. 50 – 63.

A14. Гавриш С.В., Кугушев Д.Н., Пугачев Д.Ю., Пучнина С.В., Киреев С.Г. Особенности технологии пайки металлическими припоями электродов газоразрядных приборов // Электронная техника. Серия 1: СВЧ-техника. 2020. № 3 (546). С. 101-107.

Патент на изобретение:

A15. Патент РФ на изобретение RU 2673062 С1 Импульсная ультрафиолетовая газоразрядная лампа. / В.П. Архипов, Я.А. Гольдштейн, С.Г. Киреев и др. // 22.11.2018 -Бюл. № 33.

Доклады на международных конференциях:

A16. Влияние излучения ксеноновой плазмы на оптическое пропускание кварцевых оболочек импульсных газоразрядных ламп / С.В. Гавриш, С.Г. Киреев, Д.Ю. Пугачев, С.Г. Шашковский // Тез. Докл. XI Международная конференция по фотонике и информационной оптике. 26-28 января 2022 г.

A17. Спектрально-энергетические характеристики излучения ксеноновой плазмы импульсного источника УФ-излучения / С.В. Гавриш, С.Г. Киреев, Д.Ю. Пугачев, С.Г. Шашковский // Тез. Докл. XVII Международная научно-практическая конференция «Электронные средства и системы управления». 17-19 ноября 2021 г. Томск.

A18. Влияние конструктивных характеристик импульсной ксеноновой лампы на электрофизические свойства плазмобразующей среды / С.В. Гавриш, С.Г. Киреев, Д.Ю. Пугачев, и др. // Тез. Докл. научно-практической конференции «Физико-технические интеллектуальные системы» (ФТИС-2022), 08 - 10 февраля 2022, г. Москва.

A19. Исследование температурного поля электрода импульсного ксенонового газоразрядного источника излучения / С.В. Гавриш, С.Г. Киреев, Д.Н. Кугушев, Д.Ю. Пугачев // Тез. Докл. Международная научно-практическая конференция «Электронные средства и системы управления». Секция 9. Плазменная электроника. 18-20 ноября 2020 г. Томск.

A20. Оптические свойства сапфира и кварцевого стекла в условиях воздействия импульсного излучения газоразрядной плазмы / Гавриш С.В., Кугушев Д.Н., Пугачев Д.Ю., Пучнина С.В., Киреев С.Г. // В сборнике: Инженерные исследования. Труды научно-практической конференции с международным участием. – С. 2020. С. 51-57

A21. Исследование излучательных характеристик трехэлектродной импульсной короткодуговой ксеноновой лампы / Киреев С.Г., Кулебякина А.И., Шашковский С.Г. и др.// Тез. докл. III Международная конференция "Высокоинтенсивные физические факторы в биологии, медицине, сельском хозяйстве и экологии», 04-06 октября 2011 года. Саров

A22. Применение импульсной короткодуговой лампы высокого давления в рециркуляционных устройствах / Киреев С.Г., Шашковский С.Г. // Тез. докл. IX международный симпозиум по радиационной плазмодинамике. 2012. Звенигород. С. 214-216.

A23. Evaluation of pulsed xenon ultraviolet irradiation of continuous spectrum for efficacy against multidrug-resistant nosocomial strains / Kireev S. Shashkovskiy S., Grenkoca T. etc. // 4. 22nd World Congress & Exhibition. Ozone and Advanced Oxidation. Leading-edge science and technologies. 2013. Barcelona. P. 18.1-1-18.-6.

A24. Electrical and spectral energy measurement techniques of pulsed continuous spectrum radiation sources / Kireev S.G., Shashkovskiy S.G., Tumashevich K.A. // Тез. докл. межд. конф. 8th international workshop and summer school on plasma physics. 2018.

A25. Pulsed continuous spectrum radiation source with a quartz-sapphire envelope / Tumashevich K.A., Kireev S.G., Shashkovskiy S.G. etc. // Тез. докл. межд. конф. 8th international workshop and summer school on plasma physics. 2018.

A26. Использование импульсного ультрафиолетового излучения для обеспечения планетарного карантина в межпланетных миссиях автоматических космических аппаратов / Гуридов А.А., Дешевая Е.А., Киреев С.Г. и др.// Тез. докл. на конф. Идеи К.Э. Циолковского в инновациях науки и техники. – Эйдос. С. 178-179.

A27. Surface decontamination of “Exomars-2020” martian landing module elements by pulsed uv irradiation / S.G. Shashkovskiy, E.A. Deshevaya, S.G. Kireev etc.// Abs. book The Seventh Moscow Solar System Symposium (7M-S3). М.: ИКИ РАН. 2016. С. 247ab.



«УТВЕРЖДАЮ»

Генеральный директор

Я.А. Гольдштейн

«10» 03 2022 г.

МП

**Акт о внедрении результатов
диссертационной работы Киреева Сергея Геннадьевича
в опытно-конструкторских работах ООО «НПП «Мелитта».**

Комиссия в составе председателя: заместителя генерального директора, главного конструктора ООО «НПП «Мелитта», кандидата технических наук С.Г. Шашковского; членов комиссии: заместителя генерального директора по производству А.В. Смирнова, начальника научно-технического отдела Б.Я. Весельчакова составила настоящий акт о том, что результаты диссертационной работы Киреева С.Г. «Разработка способов повышения эксплуатационных характеристик импульсного ксенонового источника УФ-излучения для опико-электронных систем обеззараживания» **позволили:**

- по результатам изучения способов осесимметричного развития разряда и предложенных схмотехнических решений провести на предприятии модернизацию серийных установок «Альфа-06», «Альфа-09», «Альфа-02», «Уапех-5», «Уапех-2М» для обеззараживания воздуха и поверхностей при увеличении их срока службы в 10 раз,
- использовать предложенный алгоритм расчета параметров импульсного источника УФ-излучения, исходя из эксплуатационных требований к установкам обеззараживания, при проектировании новых реакторов фотохимического окисления органических загрязнителей стоков нефтегазохимических предприятий и проточных вентиляционных систем.

Полученные в диссертации результаты исследований были использованы в обеспечение выполняемых ОКР «Катод», ОКР «Колпачок ФК», ОКР «Модернизация», «Шлем» и опытно-конструкторских разработок новых установок УФ обеззараживания воздуха и поверхностей, проводимых ООО «НПП «Мелитта».

Председатель комиссии:

С.Г. Шашковский

Члены комиссии:

А.В. Смирнов

Б.Я. Весельчаков

Научно-производственный центр
ЛАЗЕРЫ И АППАРАТУРА ТМ

Тел./факс: 8 (499) 731-20-19, 731-52-41, 710-00-53, 732-96-12

Тел. 8 (495) 774-00-71

E-mail: info@laserapr.ru Сайт: www.laserapr.ru

ООО НПЦ «Лазеры и аппаратура ТМ»
 124460, г. Москва, Зеленоград, Георгиевский пр-т, д.5, стр.1
 Почта: 124482, г. Москва, Зеленоград К-482, а/я 177
 ОКПО 18529971 ОГРН 1027700257782
 ИНН 7735090927 КПП 773501001

Г 7
«УТВЕРЖДАЮ»
 Генеральный Директор
 ООО НПЦ "Лазеры и аппаратура ТМ"

кандидат технических наук

Сапрыкин Л. Г.

« 03 » 03 2022 г.



АКТ

об использовании результатов диссертационной работы Киреева Сергея Геннадьевича

на тему «Разработка способов повышения эксплуатационных характеристик импульсного ксенонового источника УФ-излучения для оптико-электронных систем обеззараживания» в опытно-конструкторских работах ООО Научно-производственный центр «Лазеры и аппаратура ТМ»

Настоящим Актом подтверждаем, что результаты диссертации на соискание ученой степени кандидата технических наук Киреева С.Г. использованы в опытно-конструкторских работах нашего предприятия при модернизации лазерных сварочных установок серии МЛК4-2 с источником излучения на основе алюмоиттриевого граната, активированного неодимом, и накачкой импульсными ксеноновыми лампами.

В выполненных нашим предприятием конструкторских разработках:

1. Установленная азимутальная неравномерность деградации кварцевой оболочки лампы позволила оптимизировать конструкцию мощного лазерного квантрона QF.203 с максимальным удалением поверхности ламп от отражающего покрытия, а введение в источники питания ИПЛ режима вспомогательного разряда способствовало увеличению срока службы ламп накачки лазера на $Nd^{+3}:YAG$.

2. На основе полученных в диссертации данных о влиянии параметров разрядного контура на выходные характеристики импульсных ксеноновых ламп проведена корректировка режимов электрического питания излучателя, что позволило поднять частоту повторения импульсов и расширить технические возможности лазерной установки в целом.

Внесенные усовершенствования позволили улучшить эксплуатационные характеристики и стабильность работы установки в ручном и автоматическом режимах и существенно снизить затраты на обслуживание и замену ламп.

Технический директор
 ООО НПЦ «Лазеры и аппаратура ТМ»

Миленький М.Н.

Исполнитель: Гавриленко Е.Ю.
 Тел. 8(499) 710 0053. моб.8(916)425 9839

ООО «ОКБ «БУЛАТ»

ул. Академика Варги, д.8, корп.1,
эт.3, пом. 310, оф. 317, г.Москва, 117133
тел.: +7 (495) 984-24-94
www.laser-bulat.ru

ИНН 7735075848 КПП 772801001
р./с. 40702810100410000907
в филиале «Центральный» Банка ВТБ (ПАО) г. Москвы
БИК 044525411 к/с. 30101810145250000411



«УТВЕРЖДАЮ»

Генеральный директор
ООО ОКБ «БУЛАТ»



А.Ю. Рогальский

03 2022 г.

Акт о внедрении результатов

диссертационной работы Киреева Сергея Геннадьевича

«Разработка способов повышения эксплуатационных характеристик импульсного ксенонового источника УФ-излучения для оптико-электронных систем обеззараживания»

Комиссия в составе:

Председателя: Главный конструктор Кондрашов А.М.
Членов комиссии: Инженер по организации управления производством Рогальский Ю.И.
Технический директор Смирнов А.А.

составила настоящий акт о том, что при разработке и производстве лазерных установок были использованы следующие результаты диссертационной работы С.Г Киреева:

- полученные расчетно-экспериментальные результаты исследований по оптимизации разрядного контура с использованием вспомогательного разряда позволили поднять КПД источника электрического питания лампы накачки в установке лазерной сварки и наплавки LRS-150,

- предложенный способ осесимметричного развития разряда, заключающийся в поддержании слаботоочного низкотемпературного плазменного канала в промежутке между силовыми импульсами тока обеспечил стабильность лазерных импульсов в процессе работы универсального технологического лазера HTS - 300.

Председатель комиссии:

Кондрашов А.М.

Члены комиссии:

Рогальский Ю.И.

Смирнов А.А.



Общество с ограниченной ответственностью
«МЭЛЗ ФЭУ»

124460, г. Российская федерация, Москва, Зеленоград, Проезд 4922 д. 4, стр. 5
☎ тел.(499) 995-02-02, e-mail: info@melz-feu.ru, сайт: www.melz-feu.ru
ИНН 7718713949
КПП 773501001
БИК 044525225
ОГРН 1087746873356, ОКПО 87605068
Сбербанк России ПАО, г.Москва
Р/сч 40702810638150007254
К/сч 30101810400000000225

УТВЕРЖДАЮ
Генеральный директор
ООО "МЭЛЗ ФЭУ"
Савченков В.И.
«14» февраля 2022 г.



АКТ

об использовании результатов диссертационной работы

Киреева Сергея Геннадьевича на тему «Разработка способов повышения эксплуатационных характеристик импульсного ксенонового источника УФ-излучения для оптико-электронных систем обеззараживания» в опытно – конструкторских работах и серийном производстве ООО "МЭЛЗ ФЭУ".

Настоящим актом подтверждаем, что разработанная в диссертационной работе Киреева С.Г. методика регистрации энергетических характеристик импульса УФ-излучения в узком спектральном диапазоне 200-300 нм, основанная на одновременной регистрации импульса излучения фотодиодным приемником и оптоволоконным спектрометром используется на нашем предприятии при разработке и проведении приемо – сдаточных испытаний серийных фотоэлектронных умножителей с Sb-K-Na-Cs (ФЭУ-115М, ФЭУ-181 и др.) и Sb-K-Na (ФЭУ-102-1, ФЭУ – 158 и др.) фотокатодами, имеющими максимум чувствительности в ультрафиолетовой и синей областях спектра.

Технический Директор к.т.н.

ООО "МЭЛЗ ФЭУ "

Куклев С.В.